

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ  
ФЕДЕРАЦИИ**

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ**

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

---

# **НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК**

**Выпуск 34**

**СОВРЕМЕННАЯ ОПТИКА**



**САНКТ-ПЕТЕРБУРГ  
2006**

Выпуск содержит материалы XXXV научной и учебно-методической конференции СПбГУ ИТМО «Достижения ученых, аспирантов и студентов университета в науке и образовании». Конференция была проведена 31 января – 3 февраля 2006 г. Санкт-Петербургским государственным университетом информационных технологий, механики и оптики в сотрудничестве с

- ФГУП ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»,
- Институтом аналитического приборостроения РАН (ИАНП РАН),
- Институтом проблем машиноведения РАН (ИПМаш РАН),
- Комитетом по науке и высшей школе Санкт-Петербурга (КНВШ),
- ВНИИМ им. Д.И. Менделеева,
- ОАО «ЛОМО»,
- ОАО «Техприбор»,
- ФГУП СПб ОКБ «Электроавтоматика»,
- ЦНИИ «Электроприбор».

В выпуске представлены работы, поддержанные финансированием в рамках:

- Федеральной целевой научно-технической программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники на 2002–2006 гг» (Федеральное агентство по науке и инновациям);
- аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2006–08 гг.) (Федеральное агентство по образованию);
- Федеральной целевой программы развития образования на 2006–2010 гг. (Федеральное агентство по образованию),
- Российского фонда фундаментальных исследований,

а также инициативные разработки.

#### **Программный комитет конференции:**

Васильев В.Н. (СПбГУ ИТМО) – председатель

Аронов А.М. (ОАО «ЛОМО»)	Маслов Ю.В. (ОАО «Техприбор»)
Алимов Ю.А. (ФГУП ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»)	Максимов А.С. (КНВШ)
Викторов А.Д. (КНВШ)	Мусалимов В.М. (СПбГУ ИТМО)
Гатчин Ю.А. (СПбГУ ИТМО)	Парамонов П.П. (ФГУП СПб ОКБ «Электроавтоматика»)
Дукельский К.В. (ФГУП ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»)	Пешехонов В.Г. (ЦНИИ «Электроприбор»)
Карасев В.Б. (ФГУП ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»)	Путилин Э.С. (СПбГУ ИТМО)
Козлов С.А. (СПбГУ ИТМО)	Ткалич В.Л. (СПбГУ ИТМО)
Колесников Ю.Л. (СПбГУ ИТМО)	Ханов Н.И. (ВНИИМ им. Д.И. Менделеева)
Курочкин В.Е. (ИАНПРАН)	Храмов В.Ю. (СПбГУ ИТМО)
	Шехонин А.А. (СПбГУ ИТМО)
	Яковлев Е.Б. (СПбГУ ИТМО)

#### **Организационный комитет конференции:**

Никифоров В.О. – председатель

Студеникин Л.М. – зам. председателя

Казар Л.Н. – ученый секретарь

Горкина Н.М.	Ноздрин М.А.
Гатчин Ю.А.	Путилин Э.С.
Гусарова Н.Ф.	Савельева Л.П.
Гуров И.П.	Томасов В.С.
Никоноров Н.В.	

**ISSN 1819-222X**

© Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2006

## ВРЕМЕННАЯ КОМПРЕССИЯ ШИРОКИХ ПУЧКОВ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ПРИ ПОПУТНОМ ВКР

Е.В. Ермолаева, В.Г. Беспалов

Проведено исследование процесса компрессии широких лазерных пучков при попутном вынужденном комбинационном рассеянии. По результатам численного моделирования выявлены основные закономерности влияния явления дифракции на формирование и компрессию импульсов. Предложены методы устранения негативных эффектов, обусловленных дифракционными эффектами.

### Введение

Одними из наиболее популярных методов, используемых для компрессии импульсов нано- и пикосекундной длительности, являются обратные вынужденные рассеяния – вынужденное рассеяние Манделъштама–Бриллюэна (ВРМБ), вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) [1, 2]. Для случая фемтосекундных импульсов данные методы оказываются неработоспособными вследствие малого инкремента рассеяния назад. Некоторое время назад для компрессии и усиления сверхкоротких импульсов было предложено использовать попутное ВКР [3, 4]. Мы исследовали данный процесс для случая плоских пучков взаимодействующих волн [5]. Путем математического моделирования нами было изучено влияние на процесс формирования и компрессии стокового импульса таких факторов, как интенсивности и длительности волн накачки и Стокса, а также задержка стокового сигнала по времени относительно волны накачки. Основываясь на полученных численных результатах, мы выявили поле оптимальных значений параметров среды (коэффициент стационарного ВКР, дисперсия групповых скоростей) с точки зрения эффективности усиления и компрессии сверхкороткого (100 фс) стокового сигнала в поле относительно длинной накачки (1 пс) при нестационарном ВКР.

В данной работе, основываясь на результатах [5], мы исследовали влияние процесса дифракции взаимодействующих волн на формирование и компрессию импульса Стокса при попутном ВКР. Результаты численных расчетов показали, что волновой фронт скомпрессированного стокового импульса приобретает сферическую форму, в определенных случаях сопровождающуюся серией более слабых и узких пичков. Показано, что при некоторых начальных условиях процесса передний фронт импульса также может распасться на несколько пичков. Поскольку данные амплитудно-фазовые искажения снижают эффективность компрессии, нами проанализирована возможность их устранения и предложены методы их устранения.

### Основные уравнения

Процесс попутного ВКР с учетом дифракции взаимодействующих пучков может быть описан следующей системой уравнений для трехволнового взаимодействия:

$$\begin{aligned} \left[ \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_p} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2k_p} \Delta_{\perp} \right] e_p &= ig \left( \frac{\omega_p}{\omega_s} \right) \frac{e_s q}{2}, \\ \left[ \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_s} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2k_s} \Delta_{\perp} \right] e_s &= ig \frac{e_p q^*}{2}, \\ \left[ \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{T_2} \right] q &= i \frac{e_s^* e_p}{T_2}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $|e_p|^2 = I_p$ ,  $|e_s|^2 = I_s$  – плотности интенсивностей волн накачки и Стокса,  $q$  – амплитуда фоновой волны,  $g$  – коэффициент стационарного ВКР,  $T_2$  – время дефазировки молекулярных колебаний,  $V_{p,s}$ ,  $\omega_{p,s}$  и  $k_{p,s}$  – групповые скорости, центральные частоты и волновые числа волн накачки и Стокса,  $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  – член, учитывающий дифракцию взаимодействующих волн.

В качестве начальных условий для уравнений системы (1) рассматривались волны накачки и Стокса гауссовой формы по времени и по пространству. Предполагалось, что в начальный момент времени фоновая волна в среде отсутствует.

### Численные расчеты

На первом шаге решения системы (1) мы перешли в бегущие координаты  $z' = z - ct$ ,  $t' = t$ , что позволило нам убрать из левой части уравнений для волн накачки и Стокса производную по времени. При этом учет дисперсии групповых скоростей проводился путем сдвига волны Стокса по времени на необходимое количество шагов для каждого пройденного сантиметра среды.

Для решения уравнений волн накачки и Стокса мы применили метод расщепления по координатам [6]: каждое уравнение было представлено в виде суммы двух операторов  $\frac{\partial f}{\partial z} = L_1 f + L_2 f$ , где  $L_1$  – оператор дифракции, а  $L_2$  – оператор, отвечающий за нелинейное взаимодействие волн. Переход от шага  $n$  к шагу  $n+1$  выполнялся следующим образом: сначала мы находили решение  $f^*$  дифракционного уравнения, используя в качестве начальных данных решение  $f^n$  шага  $n$ , после чего найденное приближение  $f^*$  подставлялось в уравнение нелинейного взаимодействия, и в результате мы получали искомое решение  $f^{n+1}$  для шага  $n+1$ . Математически данный процесс может быть записан следующим образом:

$$f^* = L_1(f^n), \quad (2a)$$

$$f^{n+1} = L_2(f^*). \quad (2b)$$

Для решения уравнения (2a) нами был использован метод конечных элементов, подробное описание которого приведено в [6]. Уравнение (2b), как и уравнение для фоновой волны из системы (1), решалось методом Рунге-Кутты второго порядка.

В расчетах мы использовали следующие значения параметров взаимодействующих волн и среды:  $I_p = 250$  ГВт/см<sup>2</sup>,  $I_s = 50$  ГВт/см<sup>2</sup>,  $t_p = 1000$  фс,  $t_s = 100$  фс,  $g = 2$  см/ГВт,  $V_s - V_p = 14$  фс/см, что соответствует процессу ВКР в среде с нормальной дисперсией групповых скоростей при режиме сверхрегенеративного усиления. Выбор данных значений обоснован работой [5], в которой нами было показано, что именно эти значения являются оптимальными для получения наибольшей эффективности преобразования.

### Результаты математического моделирования

По результатам математического моделирования нами были построены снимки взаимодействующих волн в среде в различные моменты времени. На рисунках, приведенных ниже, можно наблюдать эволюцию фронтов волн накачки (верхний ряд слайдов) и Стокса (нижний ряд слайдов) по мере их распространения в среде.

На рис. 1 показан процесс взаимодействия волн с одинаковым радиусом перетяжки  $R_p = R_s = 1$  см.

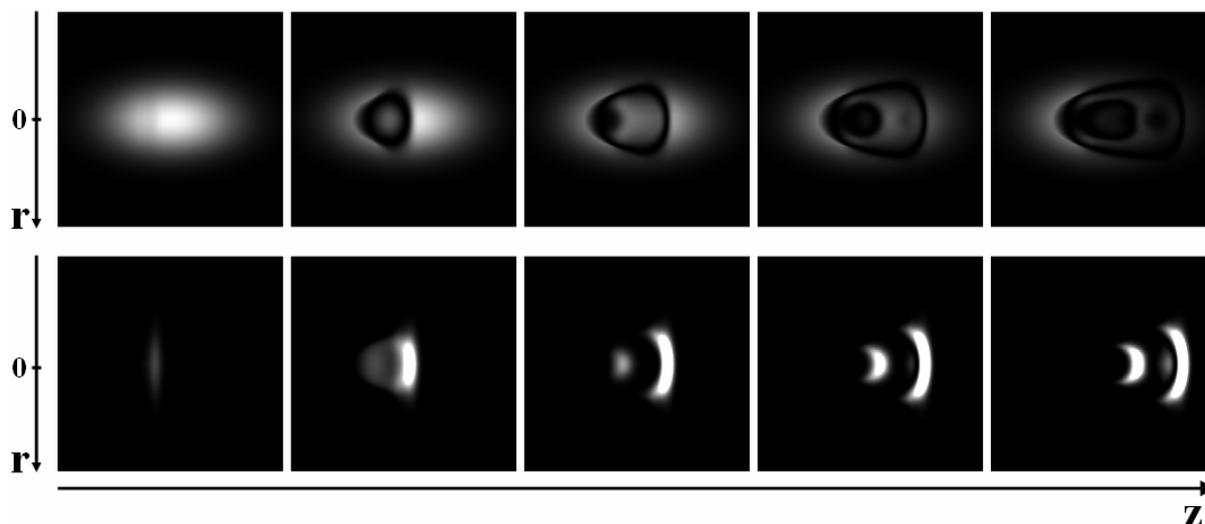


Рис. 1. Распространение волн накачки и Стокса в среде.  $R_p = R_s = 1$  см

Поскольку стоксовый пучок распространяется в среде с большей скоростью, передний фронт импульса постоянно взаимодействует с неистощенной частью волны накачки, что приводит к его резкому усилению. В тех местах, где происходит полное истощение волны накачки, начинается процесс обратной перекачки энергии, обусловленный инерционностью фоновой волны. В результате создаются условия для возможности формирования второго, третьего и т.д. стоксовых пиков. Также из иллюстраций можно заметить, что по мере распространения в среде передний фронт стоксового пучка приобретает сферическую составляющую, привнесенную в него явлением дифракции.

Рис. 2 содержит иллюстрации для случая, когда радиус перетяжки стоксового пучка меньше, чем радиус перетяжки пучка накачки, в несколько раз.

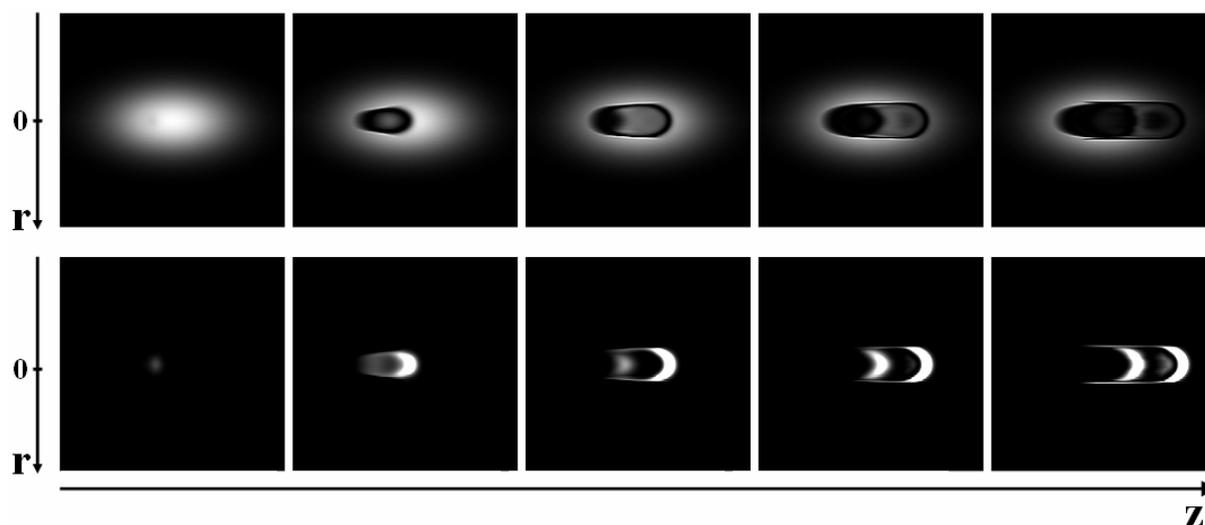


Рис. 2. Распространение волн накачки и Стокса в среде.  $R_p = 1$  см,  $R_s = 0.25$  см

Можно заметить, что в этом случае стоксовый пучок распадается на два пика практически одинаковой интенсивности и формы. Такая особенность формирования сигнала связана с тем, что по мере движения по волне накачки стоксовый сигнал уширяется в пространстве постепенно, оставляя в пучке накачки области высокой интенсивности. Попадая в них, второй пик импульса Стокса усиливается по краям, достигая размеров первого пика.

Если уменьшить начальные радиусы перетяжки волн накачки и Стокса на несколько порядков, дифракционные эффекты начнут преобладать над процессом усиления (рис. 3).

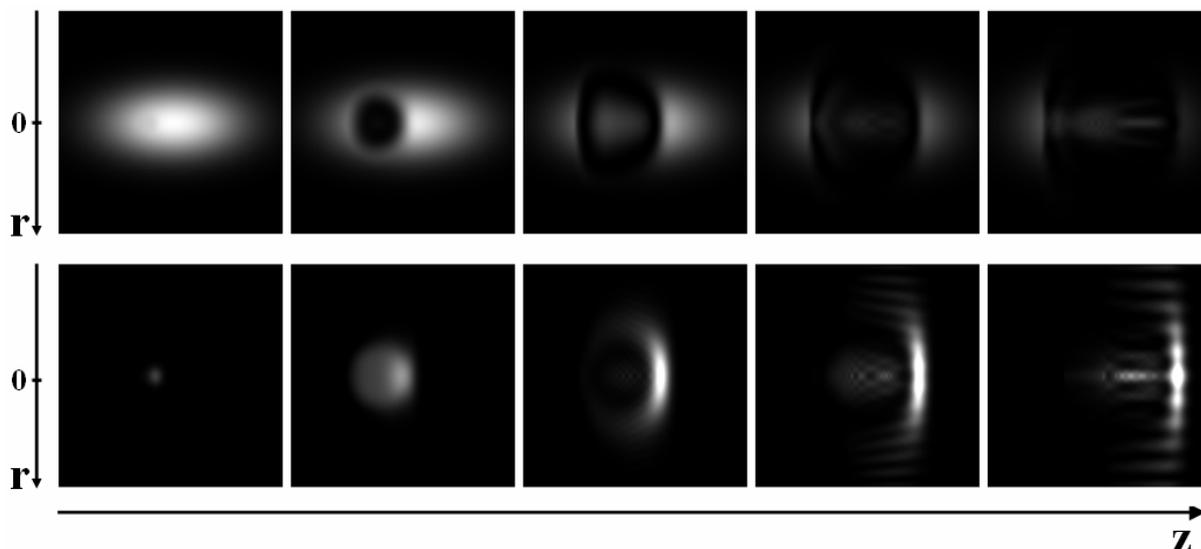


Рис. 3. Распространение волн накачки и Стокса в среде.  $R_p = 0.02$  см,  $R_s = 0.005$  см

Основной особенностью данной ситуации является то, что вследствие сильного дифрагирования передний фронт импульса Стокса распадается на несколько пучков ослабевающей интенсивности. Тем не менее, основные закономерности процесса (появление второго пика, сферический фронт импульса) сохраняются. Из сравнения рис. 1 и рис. 3 можно сделать вывод, что для получения наибольшей эффективности процесса компрессии более целесообразно использовать в качестве затравочного импульса Стокса пучок с тем же радиусом перетяжки, что и у пучка накачки, поскольку это обеспечит увеличение области взаимодействия волн. Кроме того, большие значения радиусов перетяжки позволят избежать сильного расплывания фронта волны Стокса.

Как многопиковость стоксового импульса, так и амплитудно-фазовые искажения, обусловленные дифракцией, являются мешающими факторами в процессе формирования и компрессии сверхкоротких импульсов. Исходя из предварительного анализа данных эффектов, мы предполагаем, что образования вторичных пиков можно избежать, введя в начальное распределение волны накачки фазовую нелинейность. Это должно быть сделано таким образом, чтобы на область образования второго и последующих пиков в стоксовом импульсе приходилось наибольшее значение фазовой расстройки, что может привести к полному погашению энергообмена в данной области. Другим способом получения необходимой фазовой расстройки является использование среды для ВКР с регулируемой фазовой неоднородностью, например, плазмы [7]. Искажение фазового фронта волны Стокса можно исправить, поставив на выходе среды сферическое зеркало. В последующих работах нами планируется выяснить, какую фазовую нелинейность необходимо ввести в начальное распределение интенсивности волн для подавления вторичных пиков в стоксовой волне, а также просчитать кривизну сферического зеркала, с помощью которого можно будет избавиться от искажения фазового фронта стоксовой волны.

### Заключение

В работе нами проведен анализ взаимодействия волн Стокса и накачки в среде при попутном ВКР и исследовано влияние процесса дифракции на формирование и

усиление стоксового пучка. Показано, что основными негативными эффектами, появляющимися в результате дифракционного воздействия, являются вторичные стоксовые пучки, а также амплитудно-фазовые искажения фронта импульса Стокса. В результате проделанной работы нами предложены методы устранения вышеперечисленных явлений для достижения наилучшей компрессии и усиления сверхкоротких импульсов.

### Литература

1. Murray J. R., Goldhar J., Eimerl D., Szoke A. Raman Pulse Compression of Excimer Lasers for Application to Laser Fusion // *IEEE J. of Quant. Electron.*, 1979, V. 15, pp. 342–368.
2. Bespalov V.G., Staselko D.I. Spatial-temporal coherence of Stokes radiation under conditions of stimulated Brillouin scattering compression in liquids. // *Soviet Journal of Quantum Electronics*. 1985. V. 15(12). P.1649–1651.
3. Krylov V., Rebane A., Erni D., Ollikainen O., Wild U., Bespalov V., Staselko D., Stimulated Raman amplification of femtosecond pulses in hydrogen gas. // *Opt. Lett.* 1996. V. 21(24). P. 2005–2007.
4. Джиджоев М.С., Михеев П.М., Платоненко В.Т., Савельев А.В. // *Квантовая электроника*. 1997. Т. 24. №3.
5. Ермолаева Е.В. Моделирование компрессии и усиления фемтосекундных импульсов при попутном ВКР в сжатых газах. // *Препринт Научной молодежной школы «Оптика-2000»*, 2000. С. 72–73.
6. Schoulepnikoff L., Mitev V. Numerical method for the modeling of high-gain single-pass cascade stimulated Raman scattering in gases. // *J. Opt. Soc. Am. B*. 1997. Vol. 14. № 1.
7. Andreev A.A., Bespalov V.G., Ermolaeva E.V., Salomaa R.R. Compression of high-intensity laser pulse by inhomogeneous plasma. // *Proc. SPIE*. 2004. Vol. 5482. P. 124–135.

# НЕЛИНЕЙНОЕ ПАРАКСИАЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ОТ ДИЭЛЕКТРИКОВ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ СВЕТОВОГО ПОЛЯ

О.А. Мохнатова, А.Н. Берковский, С.А. Козлов

Получена зависимость пространственно-временного спектра импульса, отраженного от диэлектрической среды с нерезонансной дисперсией и нелинейностью, от пространственно-временного спектра падающего параксиального пучка, состоящего из малого числа колебаний светового поля. Промоделировано отражение таких предельно коротких импульсов от границы раздела воздух-кварцевое стекло.

## Введение

Лазерные системы, генерирующие импульсы из малого числа колебаний, имеются уже в целом ряде научных лабораторий [1]. Закономерности распространения таких предельно коротких импульсов (ПКИ) в нелинейных средах рассматривались во многих теоретических и экспериментальных работах (см., например, их обзоры в [2–4]). Особенности нелинейного отражения ПКИ исследовались значительно реже. В работах [5–7] теоретически рассматривались задачи отражения плоских однородных предельно коротких волн. В настоящей работе изучается нелинейное отражение поперечно неоднородных ПКИ.

## Уравнение для пространственно-временного спектра отраженного излучения

Параксиальная динамика вдоль оси  $z$  поля  $E$  линейно-поляризованного импульса из малого числа колебаний в диэлектрической однородной и изотропной среде с электронной нелинейностью может быть описана уравнением [2]

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t E dt' + g E^2 \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{c}{2N_0} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E dt', \quad (1)$$

где  $N_0$ ,  $a$ ,  $b$  – эмпирические константы, характеризующие дисперсию показателя преломления среды

$$\begin{cases} n(\omega) = N_0 + \Delta n(\omega), \\ \Delta n(\omega) = ca\omega^2 - c\frac{b}{\omega^2}, \end{cases} \quad (2)$$

$g = \frac{2n_2}{c}$  описывает безынерционную нелинейность ее поляризационного отклика,  $n_2$  – коэффициент нелинейного показателя преломления среды (в СГСЕ),  $c$  – скорость света,  $z$  – направление, вдоль которого распространяется излучение,  $\Delta_{\perp}$  – поперечный лапласиан,  $t$  – время.

Граничные условия при падении параксиального излучения на границу раздела сред под малыми углами имеют вид [8]

$$\begin{aligned} E_n + E_o &= E_{np}, \\ \frac{\partial E_n}{\partial z} + \frac{\partial E_o}{\partial z} &= \frac{\partial E_{np}}{\partial z}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $E_n$ ,  $E_o$  и  $E_{np}$  – напряженности электрического поля падающей, отраженной и преломленной волн, соответственно.

Будем полагать, что световое излучение падает на границу раздела линейная среда (характеризуемая дисперсионными параметрами  $N_1$ ,  $a_1$ ,  $b_1$ ) – нелинейная среда (характеризуемая  $N_2$ ,  $a_2$ ,  $b_2$  и нелинейным коэффициентом  $g$ ) вдоль положительного на-

правления оси  $z$  из линейной среды. Тогда для падающей, отраженной и преломленной волн выполняются соотношения

$$\begin{cases} \frac{\partial E_n}{\partial z} + \frac{N_1}{c} \frac{\partial E_n}{\partial t} - a_1 \frac{\partial^3 E_n}{\partial t^3} + b_1 \int_{-\infty}^t E_n dt' = \frac{c}{2N_1} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E_n dt', \\ \frac{\partial E_o}{\partial z} - \frac{N_1}{c} \frac{\partial E_o}{\partial t} + a_1 \frac{\partial^3 E_o}{\partial t^3} - b_1 \int_{-\infty}^t E_o dt' = -\frac{c}{2N_1} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E_o dt', \\ \frac{\partial E_{np}}{\partial z} + \frac{N_2}{c} \frac{\partial E_{np}}{\partial t} - a_2 \frac{\partial^3 E_{np}}{\partial t^3} + b_2 \int_{-\infty}^t E_{np} dt' + g E_{np}^2 \frac{\partial E_{np}}{\partial t} = \frac{c}{2N_2} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E_{np} dt'. \end{cases} \quad (4)$$

Используя граничные условия (3), несложно получить связь между полем отраженного и падающего излучения вида

$$\begin{aligned} & \frac{N_1}{c} \frac{\partial E_n}{\partial t} - a_1 \frac{\partial^3 E_n}{\partial t^3} + b_1 \int_{-\infty}^t E_n dt' - \frac{c}{2N_1} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E_n dt - \frac{N_1}{c} \frac{\partial E_o}{\partial t} + a_1 \frac{\partial^3 E_o}{\partial t^3} - b_1 \int_{-\infty}^t E_o dt' + \frac{c}{2N_1} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E_o dt = \\ & = \frac{N_2}{c} \frac{\partial (E_n + E_o)}{\partial t} - a_2 \frac{\partial^3 (E_n + E_o)}{\partial t^3} + b_2 \int_{-\infty}^t (E_n + E_o) dt' + \\ & + g (E_n + E_o)^2 \frac{\partial (E_n + E_o)}{\partial t} - \frac{c}{2N_2} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t (E_n + E_o) dt. \end{aligned} \quad (5)$$

Уравнение (5) для пространственно-временного спектра излучения

$$G(\omega, k_x, k_y) = \iiint E(t, x, y) \exp[i(\omega t - k_x x - k_y y)] dt dx dy \quad (6)$$

решается в квадратурах, и с учетом нерезонансной дисперсии, при которой  $\Delta n(\omega) \ll N_0$ , а также малости  $E_o$  по сравнению с  $E_n$  (что характерно для диэлектриков), зависимость спектра отраженного излучения  $G_o$  от спектра падающего  $G_n$  может быть приведена к виду

$$G_o = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \left( 1 + \frac{c^2}{n_1 n_2} \frac{k_x^2 + k_y^2}{\omega^2} \right) G_n - \frac{g c G_1}{3(n_1 + n_2)}, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} G_1(\omega, k_x, k_y) = & \frac{1}{(2\pi)^4} \iiint \iiint G_n(\omega - \omega', k_x - k'_x, k_y - k'_y) G_n(\omega' - \omega'', k'_x - k''_x, k'_y - k''_y) \times \\ & \times G_n(\omega'', k''_x, k''_y) d\omega' dk'_x dk'_y d\omega'' dk''_x dk''_y. \end{aligned}$$

Линеаризованное соотношение (7), как несложно проверить, эквивалентно формулам Френеля в приближении параксиального излучения.

### Численное моделирование отражения импульсов из малого числа колебаний от границы раздела воздух-кварцевое стекло

Рассмотрим отражение импульса из малого числа колебаний, имеющего вид

$$E = E_0 \cdot e^{-2\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} \cdot e^{-2\left(\frac{x}{\rho}\right)^2} \cdot e^{-2\left(\frac{y}{\rho}\right)^2} \cdot \cos(\omega_0 t), \quad (8)$$

где  $\rho$ ,  $\tau$  – пространственно-временные параметры падающего излучения,  $\omega_0$  – его центральная частота,  $E_0$  – амплитуда. Соответственно, спектр падающего импульса имеет вид:

$$G(\omega, x, y) = G_0 e^{(-\rho^2 k_x^2 / 8)} e^{(-\rho^2 k_y^2 / 8)} \left[ e^{(-\tau^2 (\omega + \omega_0)^2 / 8)} + e^{(-\tau^2 (\omega - \omega_0)^2 / 8)} \right], \quad (9)$$

где  $G_0 = \frac{E_0}{2} \cdot \tau \rho^2 \cdot \left(\frac{\pi}{2}\right)^{3/2}$ .

Для целей численного моделирования соотношения (7)–(9) удобно нормировать, вводя новые переменные:  $\tilde{E} = \frac{E}{E_0}$ ;  $\tilde{t} = \omega_0 t$ ;  $\tilde{x} = \frac{x}{\rho}$ ;  $\tilde{y} = \frac{y}{\rho}$ . Соответственно, переменные в спектральной области имеют вид  $\tilde{G} = \frac{G}{G_0}$ ;  $\tilde{\omega} = \frac{\omega}{\omega_0}$ ;  $\tilde{k}_x = \frac{k_x}{\rho}$ ;  $\tilde{k}_y = \frac{k_y}{\rho}$ . После нормировки формула (8) может быть записана (знак « $\sim$ » опускаем) в виде

$$G_o = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \left( 1 + \frac{D}{n_1 n_2} \frac{k_x^2 + k_y^2}{\omega^2} \right) G_n - \frac{F G_1}{n_1 + n_2}, \quad (10)$$

где  $n_i(\omega) = N_i + A_i \omega^2 - \frac{B_i}{\omega^2}$ ,  $A_i = a_i c \omega_0^2$  и  $B_i = b_i c / \omega_0^2$  характеризуют дисперсию линейного показателя преломления,  $F = \frac{g}{3} c E_0^2 = \frac{2}{3} \tilde{n}_2 I$  – его нелинейность,  $\tilde{n}_2$  – коэффициент нелинейного показателя преломления (в СИ),  $I$  – пиковая интенсивность излучения (в СИ), а  $D = \frac{c^2}{\rho^2 \omega_0^2}$  характеризует дифракцию пучка.

На рис. 1–3 приведены результаты численного моделирования решения задачи об отражении, которые иллюстрируют изменение структуры электрического поля и пространственно-временного спектра излучения с центральной длиной волны  $\lambda = 780$  нм, соответствующей излучению титан-сапфирового лазера, с пространственно-временными параметрами  $\rho = 5 \cdot \lambda$  и  $\tau = 1.5 \cdot \lambda / c$ , падающего из воздуха на кварцевое стекло ( $N = 1.4508$ ,  $a = 2.7401 \cdot 10^{-44}$  с<sup>3</sup>/см,  $b = 3.9437 \cdot 10^{17}$  1/(с · см),  $n_2 = 2.9 \cdot 10^{-13}$  см<sup>2</sup>/кВт), для различных пиковых интенсивностей. При таких параметрах излучения и характеристиках среды коэффициенты нормированного уравнения (10) имеют следующие значения:  $A_2 = 4.801 \cdot 10^{-3}$ ;  $B_2 = 2.026 \cdot 10^{-3}$ ;  $D = 1.013 \cdot 10^{-3}$ .

На рис. 1 представлены электрическое поле  $E_n$  и спектр  $G_n$  падающего импульса, имеющего вид (8), (9).

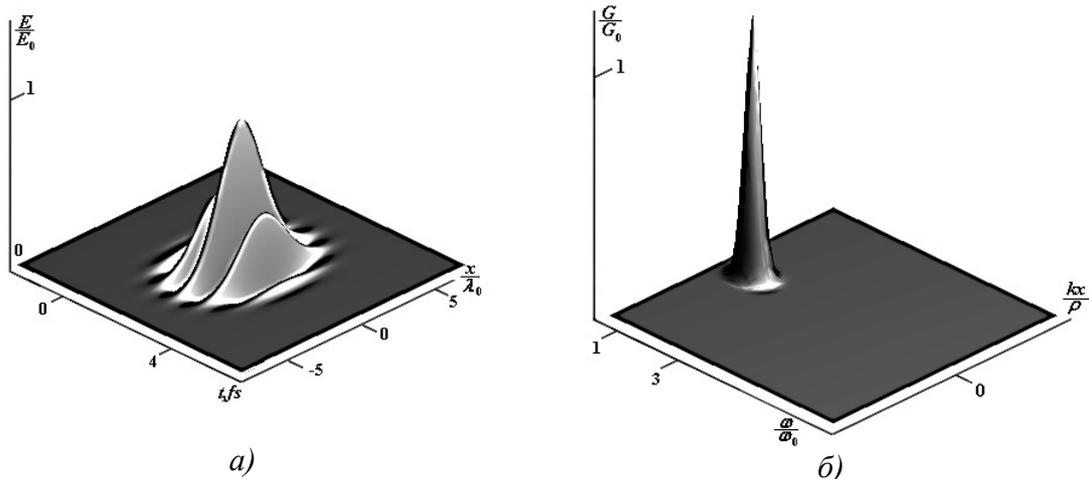


Рис. 1. а) Поле  $E_n$  и б) спектр  $G_n$  падающего на границу раздела сред импульса

На рис. 2 приведены электрическое поле  $E_o$  и спектр  $G_o$  отраженного импульса при интенсивности падающего  $I = 1 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $F = 0.058$ ). Из рисунка видно, что фаза линейной части отраженного импульса испытывает скачок на  $\pi$ , что обусловлено отражением от более плотной среды. Основным нелинейным эффектом является генера-

ция излучения на утроенной частоте, оно составляет около 1% от излучения на центральной частоте. Величина полуширины третьей «гармоники» составляет чуть больше половины полуширины первой гармоники (60%).

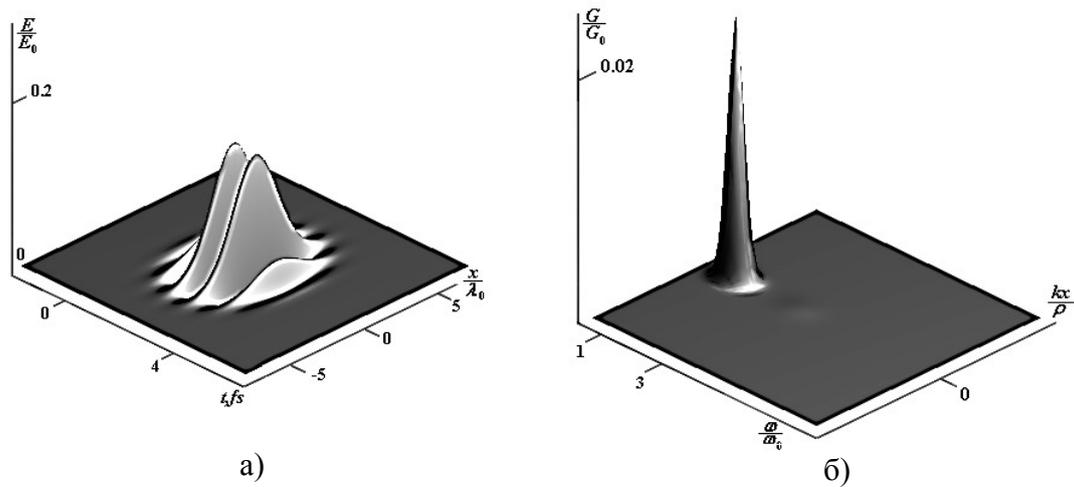


Рис. 2. а) Поле  $E_0$  и б) спектр  $G_0$  отраженного от границы раздела сред импульса при интенсивности падающего  $I = 1 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $F = 0.058$ )

На рис. 3 продемонстрированы электрическое поле  $E_0$  и спектр  $G_0$  отраженного импульса при большей интенсивности падающего излучения:  $I = 5 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $F = 0.29$ ). Из этого рисунка видно, что с ростом интенсивности падающего излучения значение максимума третьей «гармоники» увеличивается (составляет 4%), а также незначительно растет и значение полуширины третьей «гармоники» (62%).

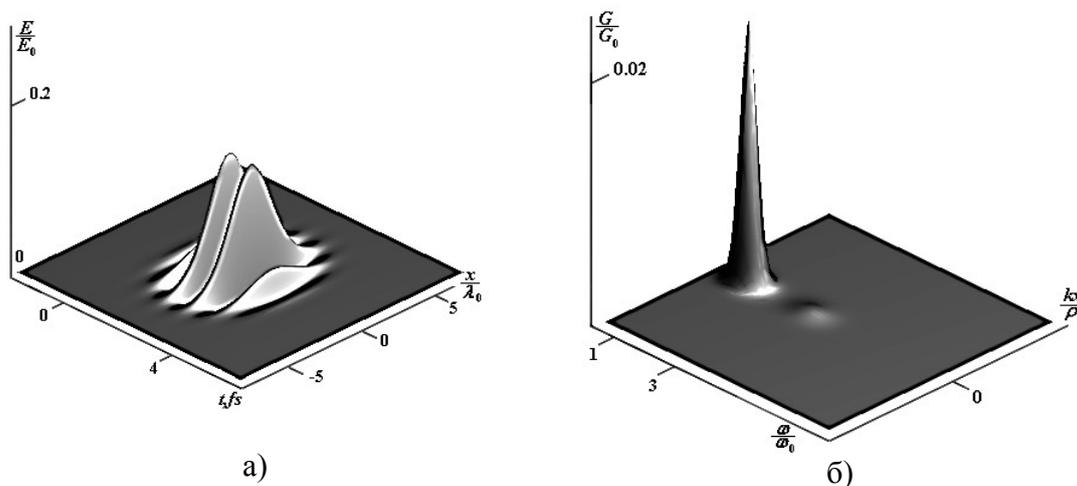


Рис. 3. а) Поле  $E_0$  и б) спектр  $G_0$  отраженного от границы раздела сред импульса при большей интенсивности падающего  $I = 5 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $F = 0.29$ )

### Отражение от просветленной границы раздела диэлектрических сред

Будем полагать, что показатели преломления граничащих сред выровнены для центральной частоты  $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$  (т.е.  $N_1 = 1$ ,  $a_1 = 258,89 \cdot 10^{-44}$  с<sup>3</sup>/см,  $b_1 = 0$  (с · см)<sup>-1</sup>, а  $N_2$ ,  $a_2$ ,  $b_2$  соответствуют кварцевому стеклу). Для первоначального импульса с интенсивностью  $I = 5 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> получаем поле и спектр отраженного импульса (рис. 4). Наблюдается изменение формы спектра и поля отраженного импульса. Нулевое отражение на центральной частоте падающего света приводит к появлению провала в спектре отраженного импульса. Провал наблюдается не только по частотной оси, но имеет

место и на пространственной. Созданный провалом малый пик меньше главного по амплитуде примерно на 30%. Третья «гармоника» составляет 15% от главного пика линейной части отраженного излучения, а ее полуширина – 72 %.

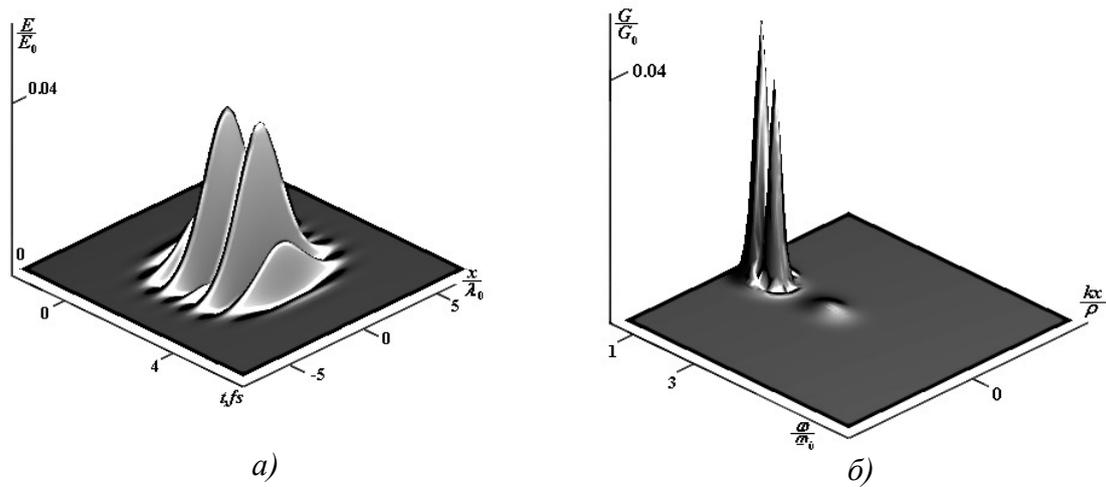


Рис.4. а) Поле  $E_0$  и б) спектр  $G_0$  отраженного от просветленной границы раздела сред импульса при интенсивности падающего  $I = 5 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>

#### Отражение двух одновременно падающих предельно-коротких импульсов

Рассмотрим случай, когда на границу раздела воздух–кварцевое стекло падают одновременно два одинаковых ПКИ с центральной длиной волны  $\lambda_1 = 780$  нм и  $\lambda_2 = 390,5$  нм для первого и второго импульса, соответственно. Из рис. 6 видно, что в этом случае наблюдается генерация более высоких гармоник. Это связано с различными комбинациями частот. На рисунке можно легко отделить 6 из 8 максимумов спектральной плотности излучения на комбинационных частотах  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $3\omega_1$ ,  $2\omega_1 + \omega_2$ ,  $2\omega_2 + \omega_1$ ,  $3\omega_2$ , тогда как «гармоника» на частоте, равной  $2\omega_1 - \omega_2$ , находится уже в терагерцовой области излучения. Последняя «гармоника» на частоте  $2\omega_2 - \omega_1$  находится между второй и третьей, поэтому на рисунке она не видна.

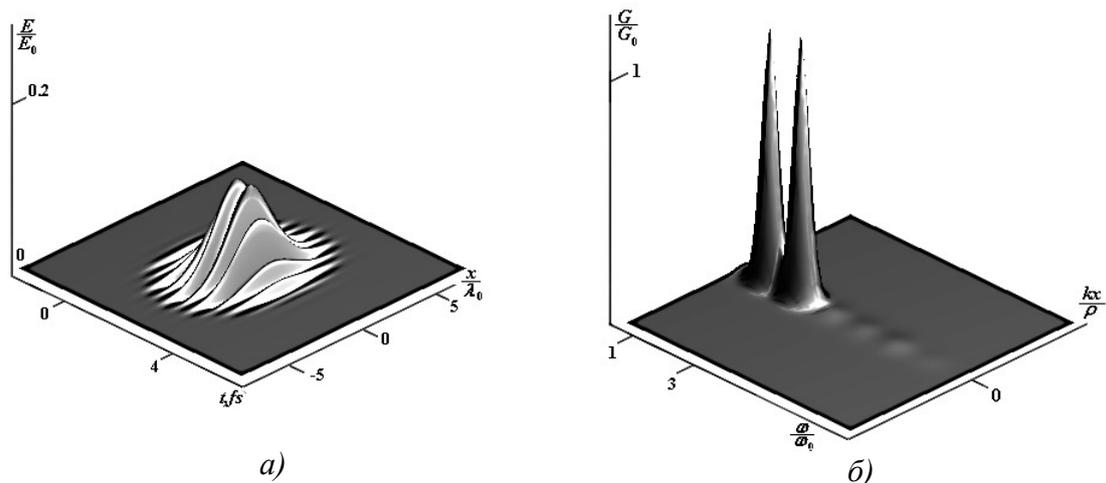


Рис. 6. а) Поле  $E_0$  и б) спектр  $G_0$  отраженного от границы раздела сред излучения при интенсивности падающего  $I = 1 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, состоящего из двух импульсов

## Заключение

Основной нелинейный эффект при нормальном отражении импульсов из малого числа колебаний светового поля от границы раздела воздух–кварцевое стекло – генерация утроенной частоты. С ростом интенсивности падающего излучения наблюдается увеличение значения максимума и полуширины ее спектральной плотности. В случае, когда на границу раздела воздух–кварцевое стекло падают одновременно два одинаковых ПКИ с разной центральной частотой, наблюдается появление комбинационных частот.

Работа поддержана программой «Развитие научного потенциала высшей школы», грант РНП.2.1.1.6877, и грантом РФФИ №05-02-16556.

## Литература

1. Cerullo G., De Silvestry S., Nisoli M., Sartania S., Stagira S., Svelto O. Few-optical cycle laser pulses: From high peak power to frequency tenability. // *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2000. V.6. №6. P.948–958.
2. Козлов С.А., Сазонов С.В. Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах. // *ЖЭТФ*. 1997. Т.111. В.2. С.404–418.
3. Brabec Th., Krausz F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics. // *Rev. Mod. Phys.* 2000. V.72. №2. P.545–591.
4. Bespalov V.G., Kozlov S.A., Shlolyansky Yu.A., Walmsley I.A. Simplified field wave equations for nonlinear propagation of extremely short light pulses. // *Phys. Rev. A*. 2002. V. 66. 013811 (10 p.).
5. Украинский А.О. Поляризаационное самовоздействие импульсов предельно коротких длительностей в диэлектрических средах. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.05 – Оптика, 2003, 111 с.
6. Ястребова Н.В., Шполянский Ю.А., Козлов С.А. Нелинейное отражение импульсов из малого числа колебаний светового поля от просветленной границы раздела сред. // *Оптический журнал*. 2004. Т. 71. №6. С. 78–83.
7. Розанов Н.Н., Отражение сверхкоротких импульсов от границы раздела среды Друде-Лоренца. // *Опт. и спектр*. 2003. Т.94. №3. С.449–452.
8. Мохнатова О.А., Козлов С.А. Изменение пространственно-временных спектров импульсов предельно коротких длительностей при нелинейном параксиальном отражении от диэлектриков. / *Труды IV международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2005»*, 2005. С.84–85.

# САМОФОКУСИРОВКА СВЕТА В ФИЛАМЕНТЫ СО СВЕРХШИРОКИМИ ВРЕМЕННЫМИ И ПРОСТРАНСТВЕННЫМИ СПЕКТРАМИ

С.А. Козлов, П.А. Петрошенко

Проанализирован режим самофокусировки света в канал с поперечным размером порядка центральной длины волны излучения. Показано, что такой световой канал окружен электромагнитным облаком другой частоты, а сам он представляет собой излучение по разному “окрашенное” вдоль продольного размера.

## Введение

Оптические импульсы, содержащие лишь несколько колебаний светового поля, принято называть предельно короткими (ПКИ). Экспериментально такие импульсы получают во многих научных лабораториях [1–3]. Понятие огибающей для ПКИ теряет свое физическое содержание, поэтому при описании их распространения перестают быть оправданными традиционные в нелинейной оптике уравнения эволюции огибающих [4, 5].

Как показано при анализе результатов численного моделирования параксиальной динамики поля ПКИ в [6, 7], строгая теория самовоздействия ПКИ в объемных средах должна быть непараксиальной, поскольку при расчете нелинейной пространственно-временной эволюции импульсов с малым продольным размером следует учитывать возможность появления в их структуре и поперечных неоднородностей такого же масштаба.

В работе [8] было показано, что при рассмотрении непараксиальной динамики ПКИ значительные преимущества перед полевым может иметь спектральный подход. В этой работе было выведено укороченное уравнение, описывающее непараксиальную динамику пространственно-временного спектра ПКИ в однородной изотропной диэлектрической среде с произвольной спектральной зависимостью линейного показателя преломления и нерезонансной электронной нелинейностью. В настоящей работе решения этого уравнения анализируются методами компьютерного моделирования.

## Уравнение эволюции пространственно-временного спектра излучения

В работе [8] было показано, что динамика пространственно-временного спектра

$$g(z, k_x, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(z, x, t) e^{-ik_x x - i\omega t} dx dt, \quad (1)$$

электрического поля  $E$  двумерного пучка ТЕ-поляризованного излучения, которое распространяется в изотропной нелинейной диэлектрической среде, может быть описана уравнением

$$\begin{aligned} \frac{\partial g}{\partial z} + i \frac{\omega n(\omega)}{c} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} \cdot g + i \frac{\chi \omega^2}{4\pi^3 c} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(k_x, \omega, m_x, n_x, \beta) \cdot \\ \cdot g(k_x - m_x - n_x, \omega - \alpha) \cdot g(m_x, \alpha - \beta) g(n_x, \beta) dm_x dn_x d\alpha d\beta = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

В (1), (2)  $z$  – направление распространения излучения,  $x$  – поперечная координата;  $t$  – время;  $k_x$  и  $\omega$  – частоты пространственного и временного спектра;  $n(\omega)$  – линейный показатель преломления среды,  $\chi$  – нелинейная восприимчивость, характеризующая нелинейную часть поляризованности среды  $P_{nl} = \chi E^3$ , которая в [7] и в данной работе предполагается безынерционной из-за ее нерезонансной природы; функция  $\phi$  описывается соотношением

$$\begin{aligned} \varphi(k_x, \omega, m_x, n_x, \alpha, \beta) = & \left( \omega n(\omega) \sqrt{1 - \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} + (\omega - \alpha) n(\omega - \alpha) \sqrt{1 - \frac{(k_x - m_x - n_x)^2 c^2}{(\omega - \alpha)^2 n^2(\omega - \alpha)}} + \right. \\ & \left. + (\alpha - \beta) n(\alpha - \beta) \sqrt{1 - \frac{m_x^2 c^2}{(\alpha - \beta)^2 n^2(\alpha - \beta)}} + \beta n(\beta) \sqrt{1 - \frac{n_x^2 c^2}{\beta^2 n^2(\beta)}} \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (3)$$

Уравнение (2) было выведено в [8] обобщением линейного уравнения, строго описывающего непараксиальную дифракцию и дисперсию малоинтенсивного однонаправленного излучения, на случай высокоинтенсивного света в предположении, что нелинейная добавка к поляризованности среды существенно меньше ее линейной по полю части. В [8] отмечено и дополнительное ограничение на применимость уравнения (2), которое не описывает явление самоотражения излучения назад. Из-за изменения модуля пространственно-временного спектра в нелинейной среде подкоренное выражение во втором слагаемом уравнения (2) может стать отрицательным, а само слагаемое действительным. В этом случае из физических соображений знак корня должен быть выбран отрицательным. Слагаемое при этом становится положительным, что соответствует появлению в среде экспоненциально спадающих вдоль  $z$  (а не возрастающих) спектральных компонент (см. также [9, 10]), аналогичных возникающим при полном внутреннем отражении. Если уменьшение энергии излучения, распространяющегося вперед, значительно, то математическая модель взаимодействия света с веществом (2) требует дополнительного уравнения, описывающего волну, генерируемую назад.

Уравнение (2) может быть использовано для описания самовоздействия импульсов, со сверхширокими как временным, так и пространственным спектром.

### Численная схема решения спектрального уравнения

Используя подстановку

$$g(z, k_x, \omega) = U(z, k_x, \omega) \exp \left( -i \frac{\omega n(\omega)}{c} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} \cdot z \right), \quad (4)$$

где  $U(z, k_x, \omega) \Big|_{z=0} = g(z, k_x, \omega) \Big|_{z=0}$ , преобразуем уравнение (2) к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{i\omega^2 \chi}{4\pi^3 c^2} \int \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{U(k_x - m_x - n_x, \omega - \alpha) U(m_x, \alpha - \beta) U(n_x, \beta)}{\frac{\omega n(\omega)}{c} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} + a} \times \\ \times \exp \left( iz \left( \frac{\omega n(\omega)}{c} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} - a \right) \right) dn_x dm_x d\omega d\beta = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} a = & \frac{(\omega - \alpha) n(\omega - \alpha)}{c} \sqrt{1 - \frac{(k_x - m_x - n_x)^2 c^2}{(\omega - \alpha)^2 n^2(\omega - \alpha)}} + \\ & + \frac{(\alpha - \beta) n(\alpha - \beta)}{c} \sqrt{1 - \frac{m_x^2 c^2}{(\alpha - \beta)^2 n^2(\alpha - \beta)}} + \frac{(\beta) n(\beta)}{c} \sqrt{1 - \frac{n_x^2 c^2}{\beta^2 n^2(\beta)}}. \end{aligned}$$

Нормируем уравнение (5), сделав замену переменных  $U = \tilde{U}U_o$ , где  $U_o$  – наибольшее значение величины  $U(z, k_x, \omega) \Big|_{z=0}$ ;  $\omega = \tilde{\omega}\omega_0$ ,  $\omega_0$  – центральная частота излучения;  $k_x = \tilde{k}_x \frac{\omega_0 n(\omega_0)}{c}$ ;  $n(\tilde{\omega}) = \tilde{n}(\tilde{\omega}) \cdot n(\omega_0)$ ;  $z = \tilde{z} \frac{c}{\omega_0 n(\omega_0)}$ .

Опуская ниже для простоты восприятия значки «~», уравнение (5) для новых переменных можно записать в виде:

$$\frac{\partial U}{\partial z} + i\omega^2 G \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{U(k_x - m_x - n_x, \omega - \alpha) U(m_x, \alpha - \beta) U(n_x, \beta)}{\omega n(\omega) \sqrt{1 - \frac{k_x^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} + A} \times \\ \times \exp \left( iz \left( \omega n(\omega) \sqrt{1 - \frac{k_x^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} - A \right) \right) dn_x dm_x d\omega d\beta = 0, \quad (6)$$

где  $G = \Delta n_{nl} (\tau \omega)^2 \left( \frac{\sigma \omega_0}{2} \right)^2 \frac{N_0}{6\pi^2}$ ,  $\Delta n_{nl}$  – нелинейная добавка к показателю преломления,  $\tau$  – характеристическая длительность импульса,  $\sigma$  – характеристический размер импульса,

$$A = (\omega - \alpha) n(\omega - \alpha) \sqrt{1 - \frac{(k_x - m_x - n_x)^2}{(\omega - \alpha)^2 n^2(\omega - \alpha)}} + \\ + (\alpha - \beta) n(\alpha - \beta) \sqrt{1 - \frac{m_x^2}{(\alpha - \beta)^2 n^2(\alpha - \beta)}} + \beta n(\beta) \sqrt{1 - \frac{n_x^2}{\beta^2 n^2(\beta)}}.$$

Численные решения уравнения (6) будем находить для вспомогательной функции  $U$ , но их иллюстрации ниже будем по-прежнему приводить для спектра  $g$  и поля  $E$ . При численном интегрировании (6) использовали метод Симпсона [11]. Численное дифференцирование производили методом Адамса-Мунда [12].

### Непараксиальная динамика пространственно-временных спектров импульсов из малого числа колебаний

Промоделируем на основе уравнения (6) нелинейную эволюцию спектра ПКИ титан-сапфирового лазера в кварцевом стекле. Входное пространственно-временное распределение импульса будем предполагать гауссовым с начальной фазовой модуляцией (7). Зависимость показателя преломления кварцевого стекла в области нормальной групповой дисперсии охарактеризуем зависимостью  $n(\omega) = N_0 + a\omega^2$ , где  $N_0 = 1.450$ ;  $a\omega_0^2 = 0.007$ ;  $\omega_0 = 2.4 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ . Пространственно-временные размеры ПКИ будем полагать равными  $\frac{\tau}{T_0} = 3$  и  $\frac{\sigma}{\lambda_0} = 3$ , где  $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2.6$  фс и  $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0} = 0.7$  мкм. Нелинейную добавку к показателю преломления  $\Delta n_{nl}$  будем полагать равной 1. При значении коэффициента нелинейного показателя преломления кварцевого стекла  $n_2 = 2.9 \cdot 10^{-16} \frac{\text{см}^2}{\text{Вт}}$  такая добавка возникает при пиковой интенсивности  $I = 1.3 \cdot 10^{13} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ .

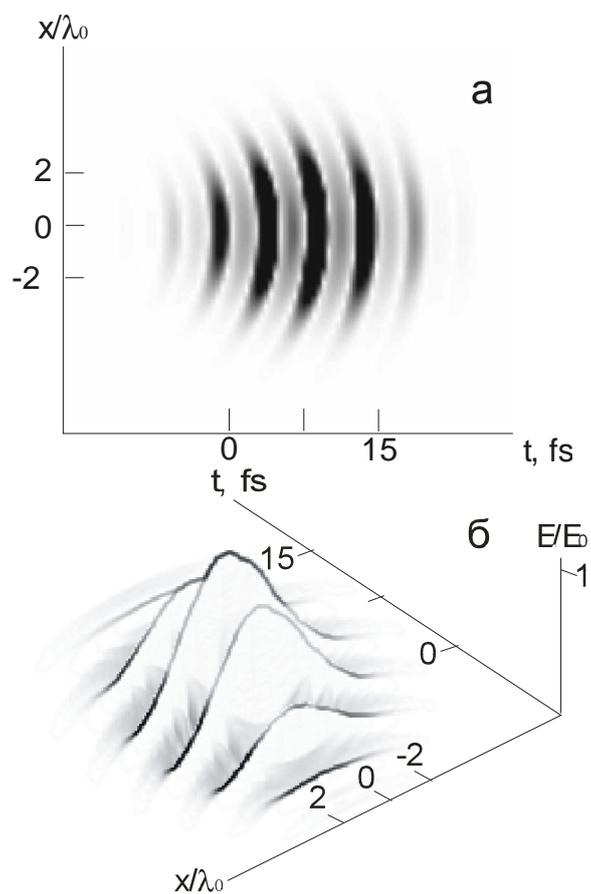


Рис. 1. Поле ПКИ на входе в оптическую среду

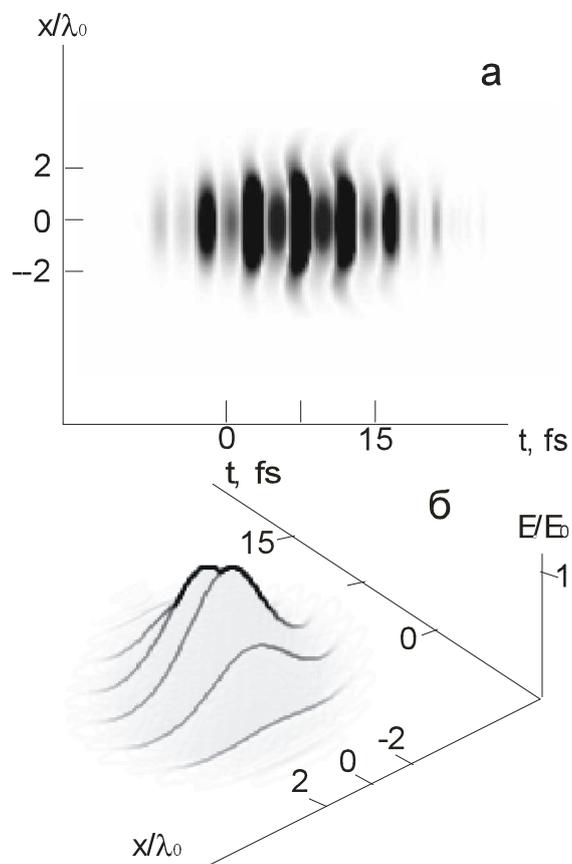


Рис. 2. Поле ПКИ после прохождения им в среде расстояния  $z = 12\lambda_0$ .

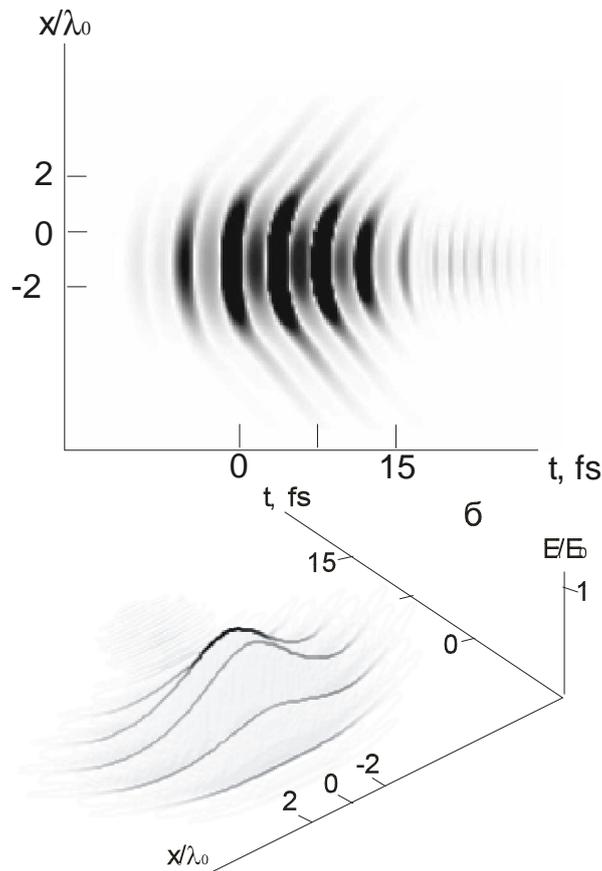


Рис. 3. Поле ПКИ после прохождения им в среде расстояния  $z = 24\lambda_0$

Для лучшего восприятия изображения распределения поля импульса будем приводить в двух видах: плоскостное (а) и аксонометрическое (б). На плоскостных изображениях светло-серые области соответствуют отрицательным значениям поля импульса  $E$ , темные – положительным.

Из рис. 1–3 видно, что распространение импульса сопровождается эффективной генерацией высокочастотных компонент. Из-за дисперсии они отделяются от «материнского» импульса. Происходит самоделение ПКИ, которое было описано в [10]. Аналогом этого эффекта для квазимонохроматических импульсов является классический эффект генерации третьей гармоники.

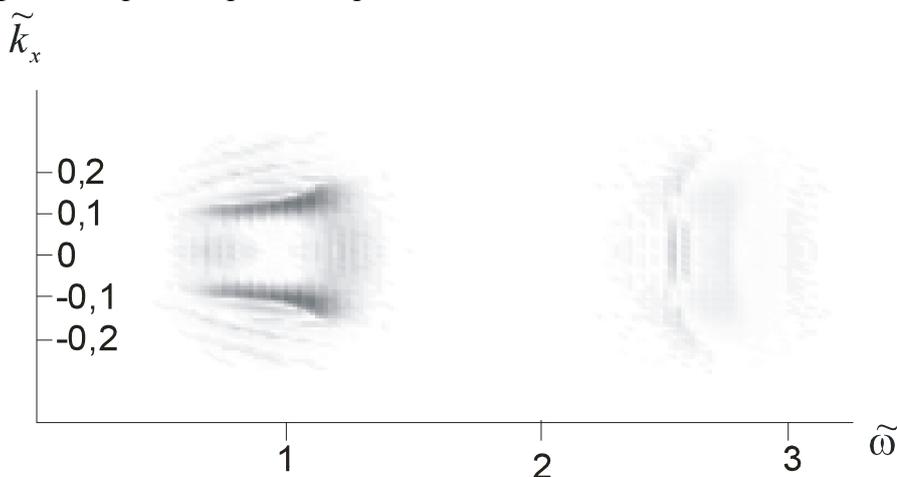


Рис. 4. Разность абсолютных значений спектров ПКИ, рассчитанных в параксиальном приближении и на основе строгих непараксиальных уравнений при  $z = 24\lambda_0$

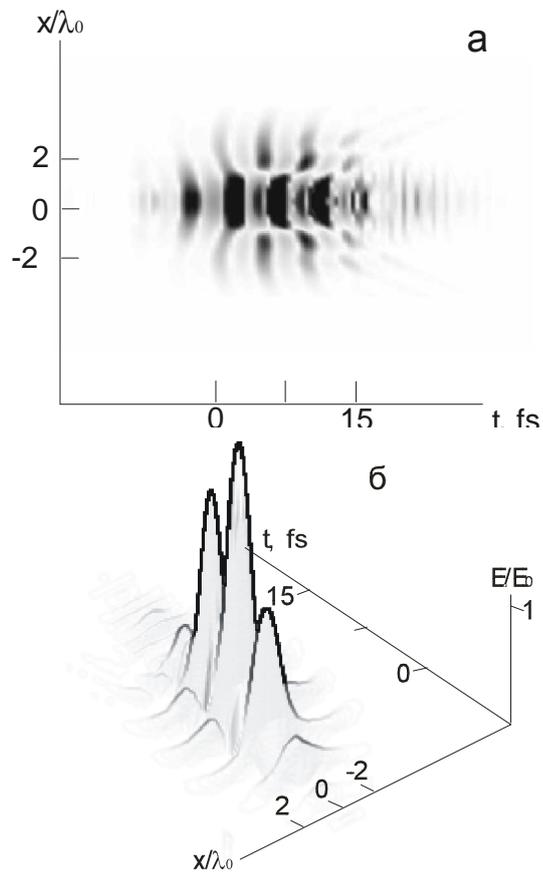


Рис. 5. Поле ПКИ после прохождения им в среде расстояния  $z = 12\lambda_0$ .

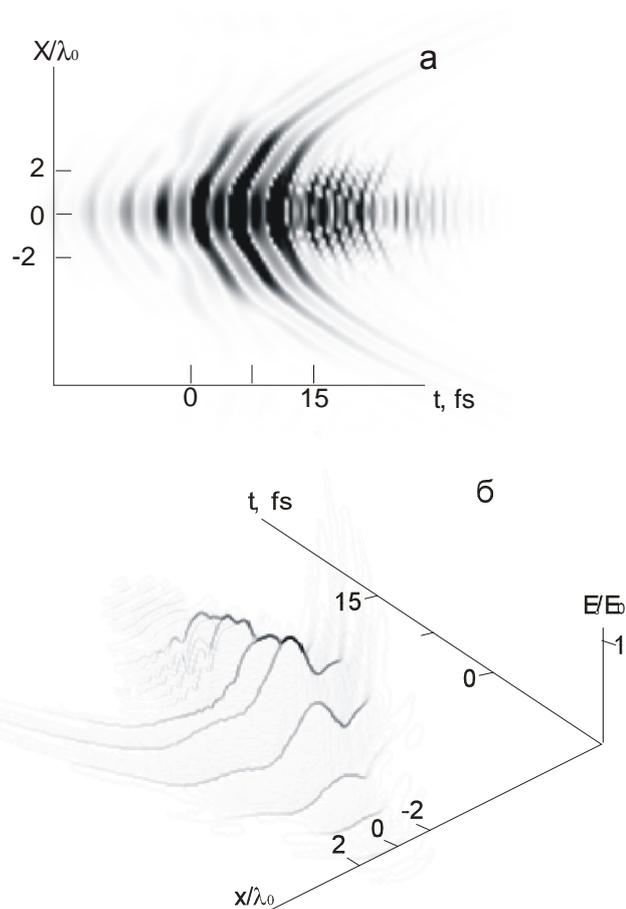


Рис. 6. Поле ПКИ после прохождения им в среде расстояния  $z = 24\lambda_0$ .

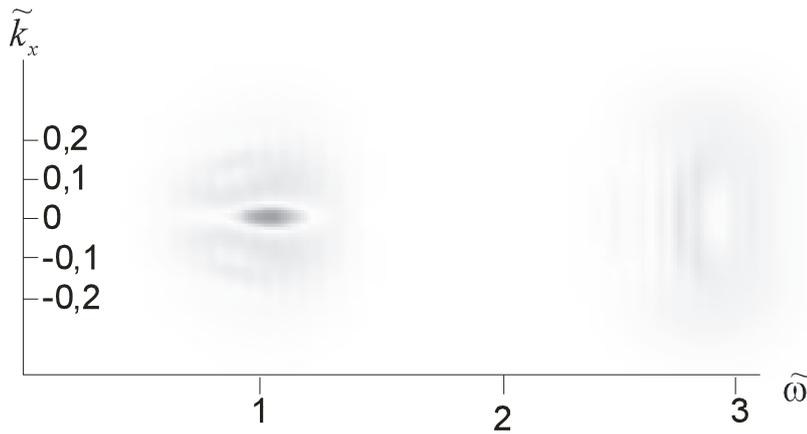


Рис. 7. Разность абсолютных значений спектров ПКИ, рассчитанных в параксиальном приближении и на основе строгих непараксиальных уравнений при  $z = 24\lambda_0$

Из рис. 4 видно, что непараксиальный метод анализа позволяет выявлять особенности высокочастотных пространственных компонент спектров ПКИ в «красной» области, которые не учитываются в параксиальном случае. Непараксиальная поправка составляет всего 0,03 по отношению к абсолютному значению спектра, полученного в параксиальном приближении.

Для сравнения промоделируем распространение импульса с теми же характеристиками, но с большей пиковой интенсивностью –  $I = 8 \cdot 10^{13} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ .

Из рис. 5–6 видно, что при распространении импульс претерпевает сжатие в центральной части. В области больших интенсивностей формируется нитевидное распространение поля, в поперечном размере сравнимое с центральной длиной волны. При этом изменение фазы от периферии до центральной части импульса составляет порядка  $\pi/2$ . Это изменение фазы хорошо видно на плоскостном изображении импульса. Из рис. 6 видно, что при прохождении импульсом расстояния в  $z = 24\lambda_0$  распределение поля принимает колоколообразную форму с высокочастотным хвостом. На рис. 8 можно наблюдать начало процесса отделения высокочастотных компонент от основной части импульса. Непараксиальная поправка, изображенная на рис. 7, в этом случае составляет до 10% от абсолютного значению спектра, полученного в параксиальном приближении.

### Выводы

В настоящей работе рассмотрена динамика самовоздействия импульсов из нескольких колебаний светового поля. Показано, что самовоздействие таких импульсов может приводить к генерации нитевидного распределения поля с поперечными размерами порядка центральной длины волны излучения со скачкообразным изменением фазы в поперечном сечении импульса.

Проведено сравнение результатов, полученных в параксиальном и непараксиальном приближении. Показано, что для гауссовых импульсов из нескольких колебаний светового поля, имеющих начальную фазовую модуляцию, параксиальное приближение с погрешностью в 10% описывает динамику поля на расстояниях в несколько десятков длин волн при интенсивностях до  $I = 8 \cdot 10^{13} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ .

Работа поддержана грантом РФФИ № 05-02-16556-а.

## Литература

1. Steinmeyer G., Sutter D.H., Gallman L., Matuschek N., Keller U. Frontiers in ultrashort pulse generation: pushing the limits in linear and nonlinear optics. // *Science*. 1999. V. 286. P. 1507–1512.
2. Brabec Th., Krausz F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics. // *Rev. Mod. Phys.* 2000. V. 72. № 2. P.545–591.
3. Cerullo G., De Silvestri S., Nisoli M., Sartania S., Stagira S., Svelto O. Few-optical cycle laser pulses: From high peak power to frequency tenability. // *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2000. V. 6. № 6. P. 948–958.
4. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
5. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. 324 с.
6. Берковский А.Н., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. Самофокусировка импульсов с малым числом колебаний светового поля. // *Оптический журнал*, 2002. Т.69. № 3. С. 35–42.
7. Andrey N. Berkovsky, Sergei A. Kozlov, and Yuri A. Shpolyansky. Self-focusing of few-cycle light pulses in dielectric media. // *Physycal Review A*. 2005.
8. Feit M.D., Fleck J.A., Beam nonparaxiality, filament formation, and beam breakup in self-focusing of optical beams. // *J .Opt. Soc. Am. B*. 1998. V. 5. № 3. P. 633–640.
9. Изъюров С.А., Козлов С.А. Динамика пространственного спектра световой волны при ее самофокусировке в нелинейной среде. // *Письма в ЖЭТФ*. 2000. Т. 71. № 11. С. 666–670.
10. Козлов С.А., Петрошенко П.А. Самоделение импульсов из нескольких колебаний светового поля в нелинейной среде с дисперсией. // *Письма в ЖЭТФ*. 2002. Т. 76. В. 4. С 241–245.
11. Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Гобельков Г.М. Численные методы. 1990. 97 с.
12. S.D. Conte, Carl de Boor, “Elementary Numerical Analysis in Algorithmic Approach”, New York, 1980, P. 382.

# УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ТЕРАГЕРЦОВОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

М.А. Бахтин, С.А. Козлов

В работе рассматривается метод генерации последовательности сверхкоротких сигналов на основе взаимодействия в нелинейной среде двух фемтосекундных импульсов, распространяющихся в одном направлении. Показано, что при достаточно больших интенсивностях взаимодействие двух импульсов может приводить к формированию последовательности импульсов с частотой повторения порядка нескольких десятков ТГц. При этом существует возможность тонкой настройки частоты повторения импульсов, а также «шага» получаемого квазидискретного спектра.

## Введение

Задача распространения фемтосекундных лазерных импульсов в нелинейной среде на сегодняшний момент уже достаточно широко освещена в большом количестве работ. Однако в подавляющем большинстве этих работ взаимодействие лазерного излучения с веществом базируется на анализе нелинейной динамики одиночных лазерных импульсов (см., например, статьи обзорного характера [1–3]), а вопросы взаимодействия двух и более импульсов, распространяющихся по одному каналу, до сих пор исследовались сравнительно мало [4, 5]. Исследование подобного взаимодействия может привести к созданию качественно новых систем генерации и преобразования лазерных импульсов. Возможность генерации последовательности импульсов со сверхвысокой тактовой частотой при взаимодействии двух фемтосекундных импульсов с различным спектральным составом уже была продемонстрирована в работе [4]. Анализ взаимодействия импульсов производится на основе уравнения, описывающего нелинейную динамику поля линейно поляризованного излучения в однородных и изотропных прозрачных средах с дисперсией и нерезонансной электронной нелинейностью, которое можно записать в виде [6]

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + a \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} - b \int_{-\infty}^t E d\tau + gE^2 \frac{\partial E}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

где  $E$  – напряженность электрического поля излучения;  $z$  – направление, вдоль которого оно распространяется;  $t$  – время,  $N_0$ ,  $a$ ,  $b$  – параметры среды, описывающие дисперсию ее линейного показателя преломления,  $g$  – характеристика среды, описывающая нерезонансную кубическую нелинейность.

В настоящей работе рассматривается возможность управления характеристиками генерируемой терагерцовой последовательности импульсов путем изменения параметров взаимодействующих импульсов. Показано, что увеличение временной дистанции между импульсами приводит к увеличению частоты повторения импульсов, а также к увеличению их количества в выходной последовательности.

## Генерация терагерцовой последовательности импульсов при взаимодействии двух фемтосекундных импульсов

На основе численного моделирования уравнения (1) рассмотрим столкновение импульсов титан-сапфирового лазера на основной и удвоенной частотах,  $\lambda_1=2\pi/\omega_1=780$  нм;  $\lambda_2=2\pi/\omega_2=390$  нм, полагая  $\tau_1=\tau_2=18$  фс,  $\Delta\tau=40$  фс, в кварцевом стекле, у которого  $N_0=1.4508$ ;  $a=2.7401 \cdot 10^{44}$  с<sup>3</sup>/см,  $b=3.9437 \cdot 10^{17}$  1/(с·см);  $n_2=2.9 \cdot 10^{16}$  см<sup>2</sup>/Вт [7].

На рис. 1 представлены результаты расчета эволюции в стекле двух импульсов малой интенсивности. Для них среда линейна. Импульсы распространяются независимо, дисперсионно уширяясь с расстоянием. Для высокочастотного импульса дисперсия больше, и он уширяется быстрее. Из-за различия групповых скоростей низкочастотный импульс обгоняет высокочастотный.

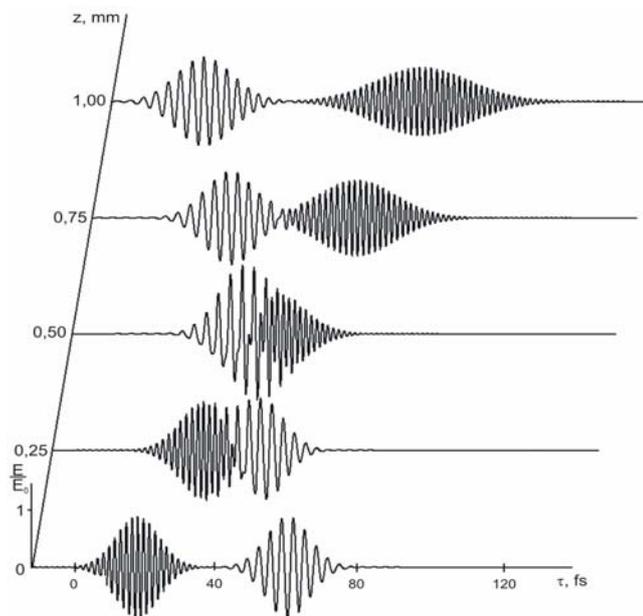


Рис. 1. Динамика электрического поля двух световых импульсов  $E(z, t)$ , нормированного на максимум амплитуды входных импульсов  $E_0$ , при линейном режиме распространения

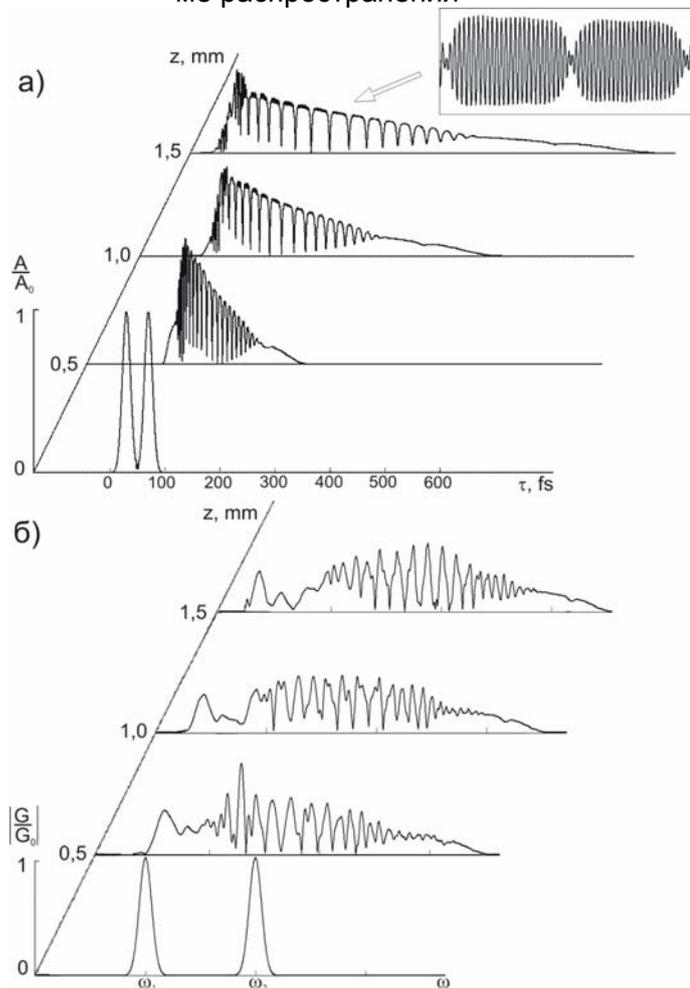


Рис. 2. Динамика: а) огибающей электрического поля взаимодействующих импульсов,  $A(z, t)$ , нормированной на максимум входной амплитуды  $A_0$  (во вставке изображено электрическое поле в центре образовавшейся структуры); б) спектральной плотности формирующейся полевой структуры,  $|G(z, t)/G_0|$ , для импульсов с входными интенсивностями  $I_1=I_2=2 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>

При больших интенсивностях излучения стекло проявляет нелинейные свойства. При распространении импульсов становится существенным их самовоздействие, а при столкновении – взаимодействие. На рис. 2 приведено изменение временной формы и спектров тех же импульсов, что и на рис. 1, но с большей интенсивностью ( $I_1=I_2=2\cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>), на входе в среду. Отметим, что, хотя в расчетах исследовалась динамика поля излучения, на рис. 2 для наглядности изображена огибающая электрического поля  $A(z, t)$ , нормированная на максимум амплитуды входных импульсов. В центре сформировавшейся полевой структуры образуется новая последовательность, состоящая из нескольких сверхкоротких импульсов. В правом верхнем углу рисунка приведена структура поля излучения для двух центральных импульсов последовательности, как можно видеть, каждый из этих импульсов имеет длительность порядка 40 фс. Последовательность имеет квазидискретный спектр, при этом каждой компоненте спектра выходного излучения соответствует один импульс в последовательности. Дистанция между соседними «пичками» в спектре последовательности в среднем составляет 57 ТГц.

### Управление параметрами выходной последовательности сверхкоротких импульсов

Количество импульсов в выходной последовательности может быть изменено путем изменения расстояния между взаимодействующими импульсами на входе в среду. На рис. 3, 4 изображена динамика нелинейного взаимодействия импульсов с параметрами, соответствующими предыдущему рисунку, однако с другой начальной временной дистанцией ( $\Delta\tau=50$ фс для рис. 3,  $\Delta\tau=60$ фс для рис. 4).

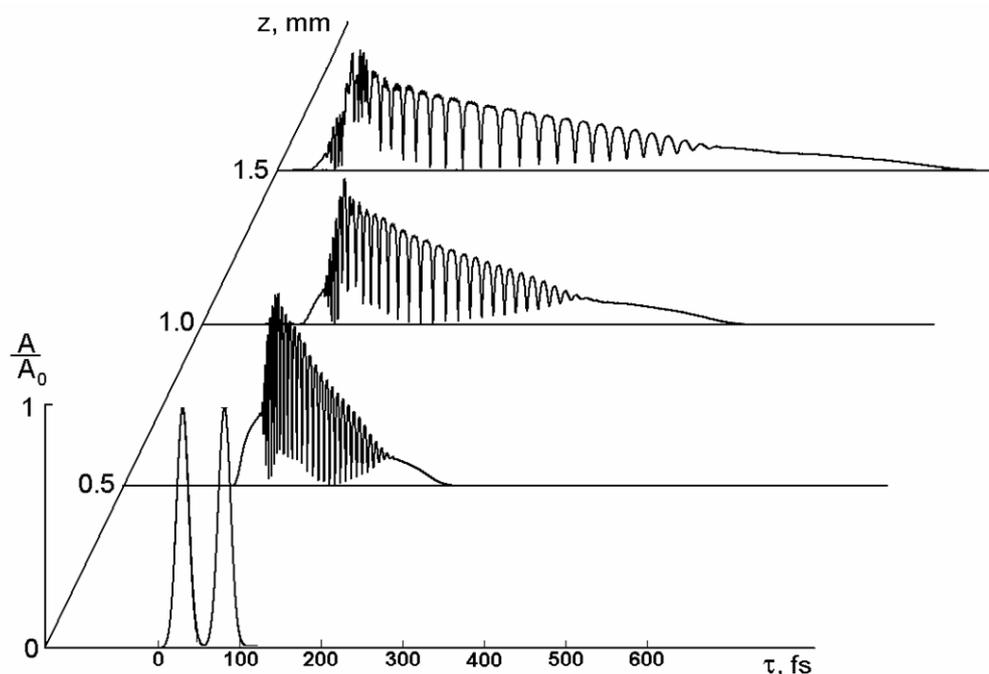


Рис. 3. Динамика огибающей электрического поля взаимодействующих импульсов  $A(z, t)$ , нормированной на максимум входной амплитуды  $A_0$ , временная дистанция на входе в среду  $\Delta\tau=50$ фс

Пользуясь тем фактом, что импульсам в выходной последовательности соответствуют собственные пики в общем спектре последовательности [4], выходную последовательность можно выделить полосовым фильтром. Результат подобной фильтрации для  $\Delta\tau=60$ фс приведен на рис. 5. Видно, что при увеличении временной дистанции ме-

жду импульсами возрастает частота повторения импульсов и их количество в выходной последовательности. Результаты для дистанции взаимодействия 1 мм сведены в таблице 1. Для вычисления среднего периода получаемой последовательности, а также для нахождения средней дистанции между отдельными «пичками» в спектре последовательности использовалось нахождение максимумов автокорреляционной функции.

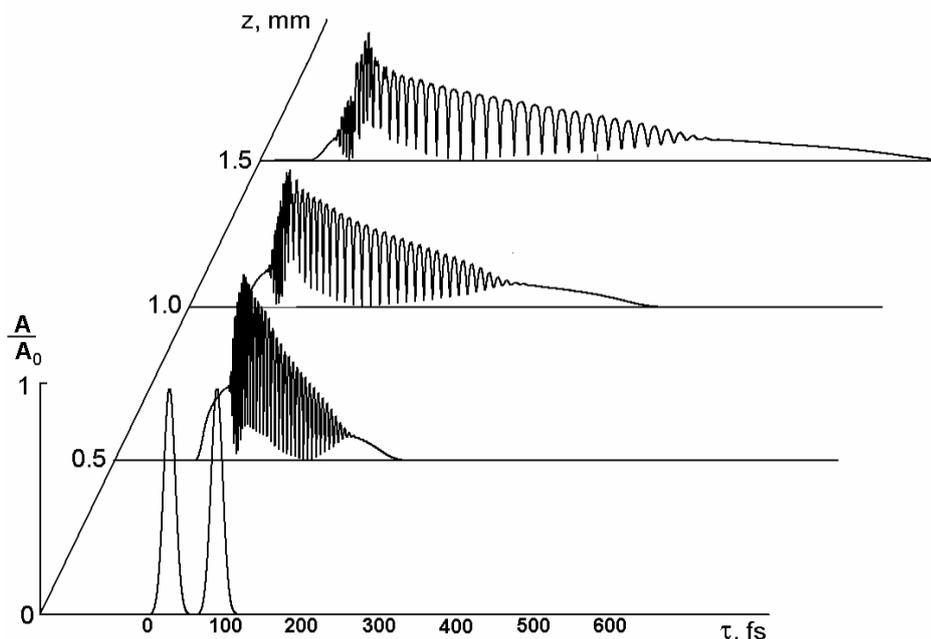


Рис. 4. Динамика огибающей электрического поля взаимодействующих импульсов  $A(z, t)$ , нормированной на максимум входной амплитуды  $A_0$ , временная дистанция на входе в среду  $\Delta\tau=60$  фс

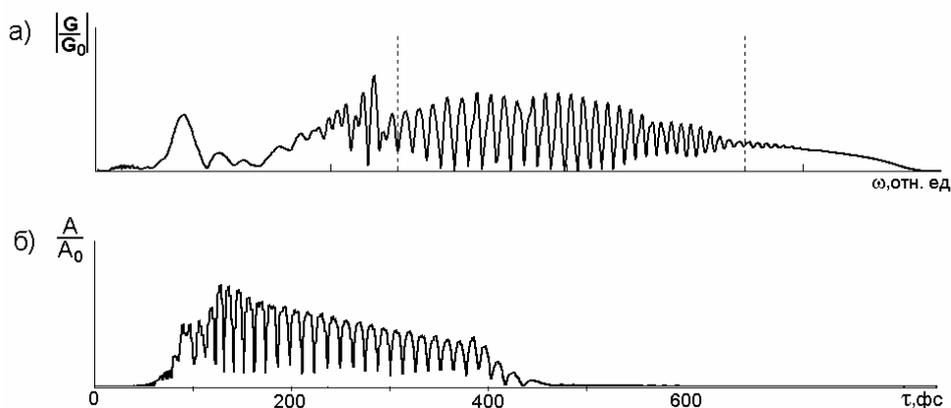


Рис. 5. Результат фильтрации спектра выходной последовательности при помощи полосового фильтра (290 нм – 630 нм). а) Спектр перед фильтрацией, пунктиром отмечены границы диапазона фильтрации. б) «очищенная» выходная последовательность импульсов

$\Delta\tau$ , фс	$T$ , фс	$\Delta\omega$ , ТГц
40	40	57
50	22	35
60	13	21

Таблица 1. Зависимость среднего периода ( $T$ ) выходной последовательности, а также средней дистанции между отдельными «пичками» в спектре ( $\Delta\omega$ ) от временной дистанции между входными импульсами ( $\Delta\tau$ ).

## Заключение

В работе показано, что в результате взаимодействия в нелинейной среде двух фемтосекундных импульсов с разным входным спектром может генерироваться последовательность сверхкоротких импульсов с частотой повторения порядка нескольких десятков ТГц. При увеличении дистанции между входными импульсами растет частота повторения импульсов в последовательности, а также уменьшается дистанция между соседними пиками в квазидискретном спектре этой последовательности.

## Литература

1. Bespalov V.G., Kozlov S.A., Shpolyansky Yu.A., Walmsley I.A. Simplified field wave equations for nonlinear propagation of extremely short light pulses. // *Phys. Rev. A*. 2002. V. 66. 013811 (10 p.).
2. Karasawa N., Morita R., Xu L., Shigekawa H., Yamashita M. Theory of ultrabroadband optical pulse generation by induced phase modulation in a gas-filled hollow waveguide. // *J. Opt. Soc. Am. B*. 1999. V.16. №4. P.662–668.
3. Karasawa N., Morita R., Shigekawa H., Yamashita M. Generation of intense ultrabroadband optical pulses by induced-phase modulation in an argon-filled single-mode hollow waveguide. // *Opt. Lett.* 2000. V.25. №3. P.183–185.
4. Бахтин М.А., Козлов С.А. Формирование последовательности сверхкоротких сигналов при столкновении импульсов из малого числа колебаний светового поля в нелинейных оптических средах. // *Оптика и спектроскопия*. 2005. Т. 98. № 3. С. 425–430.
5. Corsi C., Tortora A., Bellini M. Mutual coherence of supercontinuum pulses collinearly generated in bulk media. // *Appl. Phys. B*. 2003. V.77. № 2–3. P. 285–290.
6. Козлов С.А., Сазонов С.В. Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах. // *ЖЭТФ*. 1997. Т.111. В.2. С.404–418.
7. Бахтин М.А., Колесникова С.Ю., Шполянский Ю.А. Сравнение точности аппроксимации дисперсии кварцевого стекла в методах медленно меняющейся огибающей и медленно меняющегося профиля. / В кн.: *Современные технологии*, Под ред. проф. С.А. Козлова СПб: СПб ГИТМО (ТУ), 2001. С.196–203.

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОЛОГО ВОЛНОВОДА ДЛЯ УВЕЛИЧЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ПРОБНОГО ИМПУЛЬСА И ИМПУЛЬСА НАКАЧКИ В ИССЛЕДУЕМОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЕ

А.П. Кушнаренко, В.Н. Крылов, Э.В. Милоглядов, Г. Сейфанг

Исследована возможность повышения эффективности метода накачки–зондирования путем увеличения эффективного объема взаимодействия фемтосекундных импульсов с помощью полого кварцевого волновода. Теоретически и экспериментально определены оптимальные условия ввода излучения в волновод. Получено десятикратное увеличение сигнала при использовании полого кварцевого волновода с внутренним диаметром 200 мкм и длиной 500 мм.

## Введение

Эксперименты, использующие фемтосекундные импульс накачки и пробный импульс, позволяют исследовать фундаментальные процессы внутримолекулярного распределения энергии с определенного возбужденного уровня между другими связанными с ним энергетическими уровнями в отсутствие межмолекулярных столкновений и взаимодействия с окружающей средой [1–3]. Нами использовался метод накачки газов фемтосекундными лазерными импульсами в ближнем инфракрасном диапазоне спектра – в области поглощения колебательно-вращательных переходов молекул и зондирования фемтосекундными импульсами в ультрафиолетовой области спектра, соответствующей переходу молекулы из основного электронного состояния в первое возбужденное [4]. При этом величина регистрируемого сигнала ( $\Delta I$ ) зависит от интеграла по всему объему взаимодействия произведения интенсивностей импульса накачки ( $I_{NIR}$ ) и пробного импульса ( $I_{UV}$ )

$$\Delta I \propto \iiint I_{NIR} \cdot I_{UV} \cdot dx dy dz. \quad (1)$$

Для увеличения величины регистрируемого сигнала, согласно (1), излучение накачки и пробный луч фокусировались в объеме исследуемой среды. При этом в результате фокусировки эффективный объем взаимодействия лазерных импульсов с исследуемой средой определяется областью фокальной перетяжки. Малый эффективный объем взаимодействия фокусируемых импульсов и низкое сечение поглощения приводят к тому, что уровень полезного сигнала снижается до уровня шума. А при оптимальных условиях фокусировки невозможно увеличивать интенсивность лазерных пучков путем уменьшения фокусного пятна, так как при этом наступает оптический пробой газа.

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследован предложенный нами метод увеличения эффективного объема взаимодействия импульса накачки и пробного импульса при помощи полого волновода, заполненного исследуемым газом.

## Расчет распространения лазерного излучения в полом волноводе

Рассмотрим случай, когда в плоскости перетяжки гауссова лазерного пучка соосно с ним находится входной торец полого волновода (рис. 1).

Рассмотрим цилиндрическую систему координат, в которой ось  $Z$  совпадает с осью пучка и капилляра. При фокусировке гауссова пучка в любом его сечении радиальное распределение интенсивности остается гауссовым:

$$I(r, \omega) = I_0 \cdot e^{-\frac{2r^2}{\omega^2}}, \quad (2)$$

где  $r$  – радиус вектор от оси  $Z$  до точки измерения интенсивности в плоскости нормальной оси  $Z$ ,  $\omega$  – радиус пучка.

В области фокальной перетяжки гауссов пучок характеризуется размером перетяжки  $\omega$ . Если плоскость перетяжки проходит через точку  $z_0$ , то изменение ширины пучка  $\omega$  вдоль оси  $Z$  определится следующей формулой

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left[ \frac{\lambda(z - z_0)}{\pi \omega^2} \right]^2}, \quad (3)$$

где  $\lambda$  – длина волны излучения гауссова пучка, а  $\omega_0$  – радиус пучка в точке  $z_0$ .

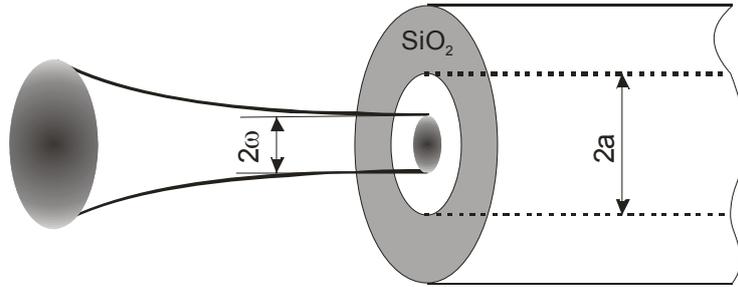


Рис. 1. Фокусировка лазерного пучка в полый волновод

Основные свойства волновода определяются, в свою очередь, размером внутреннего диаметра  $2a$  и комплексным показателем преломления материала  $\nu$ , из которого изготовлены стенки. Внутренность волновода заполнена исследуемым газом низкого давления, показатель преломления которого полагается равным 1.

Согласно [5], электрическое поле собственных мод волновода приближенно выражается через функции Бесселя первого рода нулевого порядка:

$$E_m(r, z) = E_0 J_0\left(u_m \frac{r}{a}\right) \cdot e^{i(kz - \omega t)}, \quad (4)$$

где  $k$  – волновой вектор в вакууме,  $m$  – номер собственной моды волновода,  $u_m$  –  $m$ -й корень функции Бесселя первого рода нулевого порядка.

Излучение гауссова пучка на входе в волновод возбуждает в общем случае целый набор собственных мод, интенсивность каждой из которых зависит от размера гауссова пучка и внутреннего диаметра волновода и определяется эффективностью взаимодействия  $\eta_m$ :

$$\eta_m(\omega, a) = \frac{\left[ \int_0^a \exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2}\right) J_0\left(u_m \frac{r}{a}\right) r dr \right]^2}{\int_0^\infty \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2}\right) r dr \cdot \int_0^a J_0^2\left(u_m \frac{r}{a}\right) r dr}. \quad (5)$$

Эффективность взаимодействия показывает, какая часть энергии гауссова пучка перешла в  $m$ -ю моду [5, 6].

Зависимость эффективности взаимодействия гауссова пучка с волноводом от соотношения радиуса перетяжки гауссова пучка к радиусу волновода  $\eta_m(\omega/a)$  приведена на рис. 2.

Следует обратить внимание на то, что эффективность первой моды  $m=1$  в точке  $\omega/a=0.64$  достигает значения 0.98, а суммарная эффективность всех остальных мод чрезвычайно мала. Это является следствием того, что при  $\omega/a=0.64$  кривые, описывающие гауссово распределение интенсивности падающего излучения и первой моды вол-

новода, практически совпадают по форме, и практически все излучение (98%) переходит в первую моду волновода.

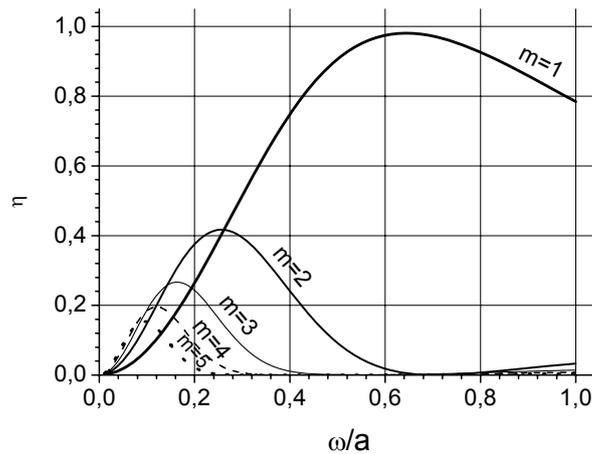


Рис. 2. Зависимость эффективности взаимодействия гауссова пучка с полым волноводом от соотношения  $\omega/a$  для различных собственных мод ( $m=1-5$ )

По мере распространения излучения по длине волновода оно испытывает ослабление, обусловленное рассеянием внутрь стенок. Коэффициент ослабления для каждой моды определяется выражением

$$\alpha_m = \left( \frac{u_m}{2\pi} \right)^2 \frac{\lambda^2}{a^3} \frac{1}{2} \frac{v^2 + 1}{\sqrt{v^2 - 1}}. \quad (6)$$

Как видно из уравнения (6), коэффициент ослабления квадратично зависит от длины волны излучения и кубически обратно зависит от радиуса волновода; квадратичная зависимость от величины  $u_m$  приводит к различиям коэффициента ослабления для разных мод на порядки.

Помимо ослабления, каждая мода волновода испытывает фазовый набег. Фазовый коэффициент ( $\beta_m$ ) определяется выражением

$$\beta_m = \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{u_m \lambda}{2a} \right)^2 \right\}. \quad (7)$$

Неодинаковые фазовые набегии приводят к различного рода биениям множества возбужденных мод по всей длине волновода. Таким образом, распределение излучения на выходе волновода во многом определяется его длиной и соотношением  $\omega/a$ .

$$I_\Sigma(r) = \sum_{m=1}^{\infty} \left[ \eta_m e^{-2\alpha_m L + i\beta_m L} \cdot I_m(r) \right]. \quad (8)$$

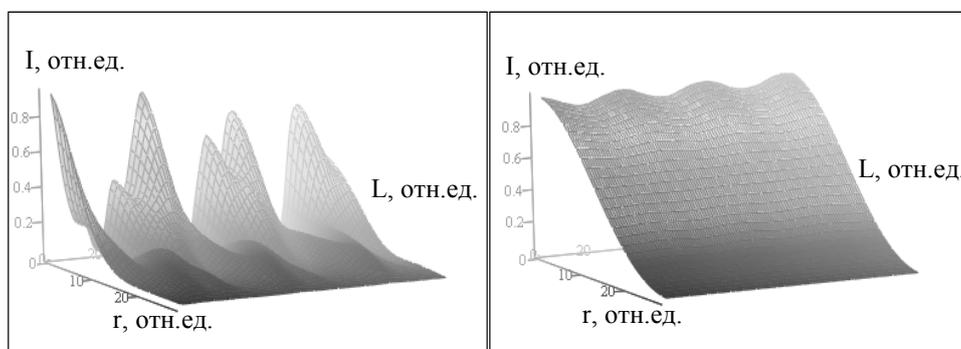


Рис. 3. Радиальное распределение интенсивности  $I(r, L)$  поля внутри волновода при  $\omega/a=0,26$  (слева) и  $\omega/a=0,6$  (справа),  $L_{\max}=100$  мм,  $r_{\max}=250$  мкм

Знание начальной амплитуды ( $\eta_m$ ), коэффициента ослабления ( $\alpha_m$ ) и фазового коэффициента ( $\beta_m$ ) позволяют полностью описать распределение поля внутри волновода (рис. 3).

Возвращаясь к применению волноводов в методе накачки и зондирования, необходимо отметить, что для эффективного взаимодействия обоих лазерных пучков необходимо достичь их максимально возможного пространственного перекрытия по всей длине волновода. Это условие, в свою очередь, приводит к требованию минимизации генерации высших мод, так как при глубокой модуляции распределения поля внутри волновода максимумы одного импульса могут попадать на минимумы другого, снижая, таким образом, эффективность их взаимодействия.

### Экспериментальное исследование взаимодействия непрерывного излучения He-Ne лазера с волноводом

При экспериментальном исследовании эффективности взаимодействия излучения He-Ne лазера измерялась суммарная (по всем модам) эффективность взаимодействия излучения с волноводом.

В качестве полого волновода был использован кварцевый капилляр с внутренним диаметром 500 мкм, длиной 100 мм. Непрерывное излучение He-Ne лазера ( $\lambda=633$  нм) имело гауссово распределение интенсивности в поперечном сечении пучка с расходимостью пучка  $0.93 \cdot 10^{-3}$  рад. Результаты экспериментального исследования зависимости  $\eta(\omega/a)$  приведены на рис. 4. Как видно из рисунка, экспериментальные данные располагаются весьма близко к теоретической кривой. При этом на длине 100 мм поглощением можно пренебречь ввиду малости коэффициента поглощения ( $\alpha_1=1.8 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ ). На рис. 4 (а–е) также приведены фотографии распределения интенсивности поля на выходе волновода. Очевидно, что только в точке  $\omega/a=0,64$  распределение интенсивности имеет наиболее равномерный профиль, и более 96% излучения проходит через волновод. Это является следствием того, что, согласно теории, в этой точке единственная мода ( $m=1$ ) достигает значения  $\eta_1=0.98$ , а интенсивность всех остальных мод чрезвычайно мала.

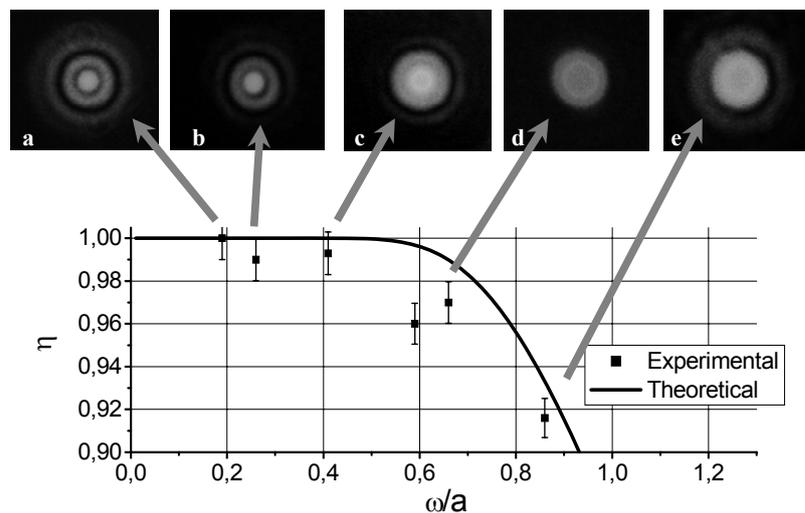


Рис. 4. Эффективность взаимодействия гауссова пучка непрерывного лазера с полым волноводом при различных соотношениях  $\omega/a$  ( $a=250$  мкм). 1 – экспериментальные данные, 2 – теоретическая зависимость; а,б,с,д,е – фотографии распределения поля на выходе волновода

Как было показано теоретически и исследовано экспериментально, при отклонении величины  $\omega/a$  от «оптимального» значения 0,64 более чем на  $\pm 0,1$  ощущаются моды высших порядков, и поле внутри волновода становится модулирован-

ным. Сильная модуляция поля является особенно нежелательным обстоятельством в экспериментах с импульсной накачкой-зондированием, так как максимумы импульса накачки и зондирующего импульса могут не совпадать, что, в свою очередь, может привести к снижению эффективности метода. Следовательно, следует максимально приближаться к условиям, когда величина отношения  $\omega/a$  близка к значению 0,64.

### **Экспериментальное исследование взаимодействия излучения фемтосекундной длительности с волноводом**

Для экспериментов с фемтосекундными импульсами была использована лазерная система на кристаллах сапфира с ионами титана [4], (Clark-MXR, модель CPA-1000), генерирующая 150-фемтосекундные импульсы на длине волны 780 нм с энергией 1 мДж и частотой следования импульсов 1 кГц. Выходное излучение лазера служило накачкой двух параметрических генераторов TOPAS (Light Conversion). ИК-излучение одного из них служило излучением накачки, а излучение второго, после преобразования в УФ-диапазон путем генерации четвертой гармоники, – пробным излучением.

В качестве объекта исследования капилляра с целью его применения в методе накачки и зондирования использовался газ  $\text{CH}_3\text{I}$ , ранее детально исследованный нами в работе [4]. Измерения проводились в той же оптической схеме с единственным отличием – в кювете с газом в плоскость перетяжки совмещенных фокусов накачивающего и пробного пучков помещался полый капилляр. Возбуждение молекул газа  $\text{CH}_3\text{I}$  осуществлялось импульсом накачки с длиной волны  $\lambda=1,7$  мкм в спектральном диапазоне первого обертона СН-колебаний ( $V_{\text{CH}}$ ). После фемтосекундного импульса накачки начинается процесс внутримолекулярного перераспределения энергии с уровня  $V_{\text{CH}}$  по связанным с ним уровням энергии. В результате перераспределения энергии наибольшее количество квантов получает наиболее низкое колебательное состояние, которое соответствует СI-колебаниям. В то же время именно разрыв СI-связи ответственен за спектр диссоциативного электронного перехода  $S1 \leftarrow S0$ . Таким образом, изменение спектра электронного перехода данной молекулы непосредственно зависит от населенности уровня СI-колебаний. Для исследования динамики населенности возбужденных энергетических уровней использовался пробный импульс ( $\lambda=0,32$  мкм) на краю полосы электронного перехода. Чем больше населенность возбужденных уровней, тем выше коэффициент поглощения пробного ультрафиолетового излучения. Характерные времена релаксации определялись по зависимости поглощения пробного импульса от времени его следования после импульса накачки.

Во всех измерениях с капилляром полученный сигнал сравнивался с сигналом, полученным в кювете той же длины, но без капилляра. В работе исследовались три полых цилиндрических волновода: один волновод с внутренним диаметром 500 мкм и длиной 100 мм и два волновода с внутренним диаметром 200 мкм с длиной 100 мм и 500 мм. Выбор длины и диаметра последнего волновода был выполнен, исходя из теоретических расчетов, после того, как измерения на первых двух коротких волноводах показали хорошее согласие с теорией. На рис. 5 представлены результаты расчетов увеличения величины полезного сигнала по отношению к сигналу, полученному в той же кювете без капилляра, с ростом длины капилляра (коэффициент увеличения полезного сигнала  $G$ ) для капилляров с внутренним диаметром 500 мкм и 200 мкм.

Теоретические оценки показали, что при использовании полого волновода с внутренним диаметром 500 мкм и длиной 100 мм уровень полезного сигнала должен возрасти в 1,3 раза, а при использовании волновода с внутренним диаметром 200 мкм и длиной 100 мм – в 2,2 раза. Экспериментально было показано, что применение полого волновода диаметром 500 мкм повышает уровень полезного сигнала в 1,2 раза, а волновода с диаметром 200 мкм – в 2,3 раза.

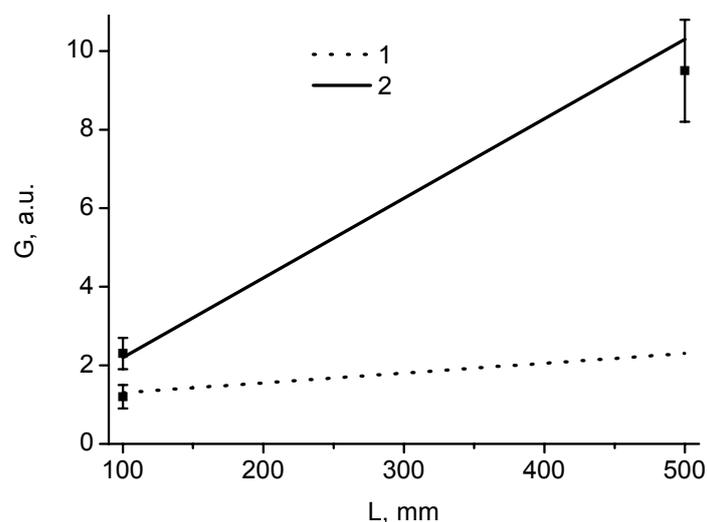


Рис. 5. Зависимость коэффициента увеличения полезного сигнала  $G$  от длины капилляра для капилляров с внутренним диаметром 500 (1) и 200 мкм (2). Точками представлены экспериментальные результаты

Хорошее согласие теоретических расчетов с экспериментом для малых длин волноводов позволило нам, пользуясь этими расчетами, выбрать волновод с существенно большим коэффициентом увеличения полезного сигнала. Так, согласно теоретическим оценкам, применение полого волновода с внутренним диаметром 200 мкм и длиной 500 мм должно было повысить уровень полезного сигнала, по крайней мере, в 10 раз. Экспериментально было показано, что применение такого волновода повышает уровень полезного сигнала в 9.5 раз, что хорошо согласуется с расчетом.

### Заключение

В работе теоретически и экспериментально определены оптимальные параметры волновода в зависимости от характеристик излучения накачки и пробного излучения. Экспериментально с использованием He-Ne лазера были изучены оптимальные условия ввода гауссова пучка лазерного излучения в полый волновод.

Результаты расчетов продемонстрировали возможность получения выигрыша в полезном сигнале, например, для полого волновода с внутренним диаметром 200 мкм при длине 500 мм более чем в 10 раз, что было успешно продемонстрировано в эксперименте с импульсной фемтосекундной накачкой-зондированием в газовой фазе.

Экспериментальные результаты исследования показали перспективность данного метода увеличения области взаимодействия импульсов накачки и зондирования, а также то, что использованная теоретическая база с хорошей степенью точности описывает эксперимент и может быть использована в дальнейшем для прогнозирования выигрыша в полезном сигнале поглощения, который дает увеличение длины волновода.

### Литература

1. M. Shapiro and P. Brumer, Principles of the Control of Molecular Processes. John Wiley and Sons, New York, 2003.
2. M.J. Pilling and I.W.M. Smith, Modern Gas Kinetics: Theory, Experiment and Applications. Blackwell Scientific Publications, Oxford, 1987.
3. G. Seifert, R. Züri, and H. Graener, Novel Information about Vibration Relaxation in Liquids Using Time-Resolved Stokes Probing after Picosecond IR/UV Spectroscopy with Polarization Resolution. // J. Phys. Chem. 1999. V. A 103. P.10749-10754.

4. V.N. Krylov, M.V. Nikitchenko, M. Quack, G. Seyfang, Femtosecond Intramolecular Dynamics after Near-IR Excitation of CH<sub>3</sub>I, C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>I, CF<sub>3</sub>CHI, and C<sub>7</sub>H<sub>8</sub> Molecules in the Gas Phase and in Solutions. // SPIE Proc. 2004. V. 5337. P. 178–189.
5. E.A.J. Marcatili and R.A. Schmelzter, Hollow Metallic and Dielectric Waveguides for Long Distance Optical Transmission and Lasers. // Bell System Technical Journal. 1964. V. 43. P. 1783–1809.
6. R.K. Nubling, J.A. Harrington. Launch conditions and mode coupling in hollow-glass waveguides. // Opt. Eng. 1998. V. 37. №9. P. 2454–2458.

# ПОЛИМЕРНЫЙ РЕГИСТРИРУЮЩИЙ МАТЕРИАЛ ПЛЕНОЧНОГО ТИПА ДЛЯ ГОЛОГРАФИИ

О.В. Андреева, О.В. Бандюк, А.А. Парамонов, Н.В. Андреева

Приведены результаты экспериментов по созданию полимерного регистрирующего материала пленочного типа для записи голограмм. На основе использования органического красителя фенантренхинона в растворе полиметилметакрилата получены пленочные образцы с толщиной 80÷350 мкм, пригодные для записи голограмм-решеток с дифракционной эффективностью порядка 50%, сохраняющие светочувствительность не менее года.

## Введение

Развитие голографии и возможности ее практических приложений тесно связаны с успехами в области создания и совершенствования регистрирующих материалов и методов их обработки. Для обеспечения потребностей объемной голографии в 80-х годах XX века в Государственном оптическом институте были созданы практически безусадочные объемные регистрирующие материалы с различными светочувствительными композициями на основе пористого стекла и полимера [1].

Из разработанных материалов для объемной голографии наибольший интерес в настоящее время представляют полимерные материалы на основе органического красителя фенантренхинона (ФХ) [2–6]. Диффузионный механизм постэкспозиционного усиления в сочетании с фотоприсоединением молекул светочувствительного субстрата к полимеру обеспечивает данным материалам перспективы широкого практического использования. Полимер в данных материалах выполняет две основные функции: функцию стабильного каркаса, который должен обеспечить безусадочность используемых образцов материала, и функцию акцептора экспонированной фракции молекул светочувствительного субстрата (фотохимическое присоединение молекул фотопродукта к молекулам полимера).

Данные материалы относятся к группе органических необратимых светочувствительных сред, из которых наиболее широко известны так называемые фотополимеры – полимерные регистрирующие материалы, в которых получение голограмм (в отличие от материалов на основе ФХ) обусловлено процессами цепной фотополимеризации (образование полимера из мономера при экспонировании), что приводит к значительным изменениям толщины материала и усадке образцов [3].

Одной из модификаций полимерной регистрирующей среды на основе ФХ является материал «Диффен» [7], обладающий определенными голографическими и физико-механическими параметрами, которые обусловлены разработанным режимом синтеза. Образцы данного материала диаметром 20–60 мм и толщиной 1–4 мм получают путем блочной полимеризации раствора ФХ в метилметакрилате (ММА) между стеклянными формующими пластинами (в присутствии инициатора полимеризации).

Значительный интерес представляет получение образцов данного материала, имеющих толщину в диапазоне 50–500 мкм, так как в существующем ассортименте регистрирующих сред для голографии такие образцы представлены единичными экземплярами лабораторного изготовления [8]. Однако разработанный технологический режим непригоден для получения образцов с толщиной менее 1 мм путем блочной полимеризации по следующим причинам:

- высокая хрупкость (низкая пластичность) тонких образцов не позволяет использовать их без стеклянной подложки;
- объемная концентрация ФХ, используемая в данном процессе (обусловленная растворимостью ФХ в ММА), не позволяет получать высокие значения фазовой модуляции в тонких образцах;

- технология формования блочных образцов накладывает ограничения на их размер и форму.

Указанные ограничения могут быть сняты при использовании режима получения образцов в виде полимерных пленок, разработанного на основе технологического процесса получения материала «Диффен».

### Основные результаты

Для получения пленочных образцов светочувствительного материала, представляющего собой твердый раствор ФХ в ПММА, был использован метод полива из раствора, который в ряде случаев используют для решения подобных задач в лабораторных условиях. Основными компонентами являлись ФХ, ПММА и органический растворитель, в качестве которого были использованы хлороформ, дихлорэтан, толуол, диоксан, хлористый метилен.

Процесс получения пленочных образцов включает следующие этапы.

1. Подготовка полимера (проведение полимеризации по заданному режиму, измельчение) и его растворение в растворителе или смеси растворителей.
2. Введение ФХ в полученный раствор.
3. Полив на жесткую подложку методом формования.
4. Проведение процесса пленкообразования в режиме управления скоростью испарения растворителя.

В результате проведенных экспериментов были получены однородные, равномерно окрашенные пленки размером более 10×10 см толщиной 80–350 мкм, эластичность которых позволяла вырезать из них профили различной формы. При этом объемные концентрации ФХ в пленочных образцах были в несколько раз выше, чем в блочных образцах. Проведенные опыты показали, что изготовленные по данной методике образцы не теряют светочувствительных свойств при хранении, по крайней мере, в течение одного года при комнатной температуре.

Для проведения голографических испытаний пленочных образцов были использованы специально разработанные кассеты. Запись голограмм, постэкспозиционная обработка и измерение параметров производились в режиме стабильного состояния пленочного образца, закрепленного между стеклянными пластинами для предотвращения локальных деформаций.

Голографические испытания пленочных образцов производились по методике, разработанной для образцов материала «Диффен» [7]. Результаты измерений дифракционной эффективности (ДЭ) голограмм-решеток, зарегистрированных при  $\lambda = 488$  нм на пространственной частоте  $360 \text{ мм}^{-1}$  с различной экспозицией, показали, что на опытных образцах пленок толщиной 180 мкм достигнуты значения ДЭ порядка 50% (измерения при 633 нм). Следует отметить наблюдаемое снижение ДЭ голограмм при фиксировании, которое не имеет места при работе с блочными образцами.

Как показали эксперименты, полученные пленочные образцы позволяли производить запись голограмм в режиме получения «скрытого изображения» (с низкими значениями ДЭ), усиливать голограммы в процессе проведения постэкспозиционного прогрева и фиксировать полученные голограммы.

Таким образом, пленочные образцы, полученные по разработанному режиму, обладают основными характеристиками, типичными для блочных образцов данного типа материалов, что позволяет их использовать в качестве модификации данного материала для расширения спектра его применений.

В таблице 1 приведены сравнительные характеристики блочного и полимерного образцов, полученные при использовании единой методики проведения голографических испытаний. Для количественной оценки усиления голограмм-решеток ( $Q$ ) в про-

цессе постэкспозиционной обработки использовалось значение амплитуды модуляции показателя преломления ( $n_1$ ), полученное по данным измерения ДЭ голограмм и толщины образцов. Приведено усиление, полученное в процессе прогрева и при завершении полного цикла получения голограмм – после фиксирования.

Вид образца	Толщина, мм	Пропускание ( $\lambda = 488$ нм) %	ДЭ ( $\lambda = 633$ нм)	Усиление, Q ( $\lambda = 633$ нм)	
				После прогрева	После фиксирования
Блочный	1,45	~ 20	0,94	5,1	5,0
Пленочный	0,18	~ 20	0,43	4,0	4,5

Таблица 1. Сравнение параметров голограмм, полученных на блочных и пленочных образцах полимерного материала с ФХ

### Заключение

- Разработан метод получения пленочных образцов светочувствительного материала, представляющего собой твердый раствор ФХ в ПММА, и получены образцы пленок размером не менее 10×10 см толщиной 80–350 мкм, пригодные для записи голограмм, которые не теряют светочувствительности при хранении при комнатной температуре в течение, по крайней мере, одного года.
- На изготовленных по разработанной методике образцах получены голограммы-решетки с дифракционной эффективностью до 50%.
- Показана возможность регистрации голограмм на пленочных образцах в режиме «скрытого изображения» и возможность усиления голограмм при проведении постэкспозиционной обработки.
- При проведении голографических испытаний выявлены отличия пленочных образцов от образцов блочного типа: получены более низкие значения ДЭ голограмм при более высокой объемной концентрации ФХ, а также наблюдалось снижение ДЭ при проведении фиксирования пленочных образцов.
- Полученные эксперименты показали плодотворность разработанного подхода к получению полимерных голографических материалов пленочного типа и необходимость проведения дальнейших исследований по совершенствованию параметров пленочных образцов с целью создания ассортимента материалов для записи голограмм с широким спектром параметров.

### Литература

1. Суханов В.И. Трехмерные глубокие голограммы и материалы для их записи. // Оптический журнал. 1994. №1. С. 61–70.
2. Вениаминов А.В., Гончаров В.Ф., Попов А.П. Усиление голограмм за счет диффузионной деструкции противофазных периодических структур. // Опт. и спектр. 1991. Т.70. Вып.4. С.864–869.
3. Барачевский В.А. Органические регистрирующие среды для голографической памяти. // ЖНиПФиК. 2000. Т.45. №2. С. 82–93.
4. Steckman G.J., Solomatine I., Zhou G., Psaltis D.. Characterization of phenanthrenequinone-doped poly(methyl methacrylate) for holographic memory. // Optics letters. 1998. V.23. № 16. P.1310–1312.
5. Lin S.H, Hsu K.Y., Chen W., Whang W.T. Phenanthrenequinone-doped poly(methyl methacrylate) photopolymer bulk for volume holographic data storage. // Optics letters. 2000. V.25. № 7. P.451–453.

6. Mumburu.J., Solomatine I., Psaltis D, Lin S.H., Hsu K.Y., Chen W., Whang W.T. Comparison of the recording dynamics of phenanthrenequinone-doped poly(methyl methacrylate) materials. // *Optics communications*. 2001. V. 194. P.103–108.
7. Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А. и др. Объемные пропускающие голограммы в полимерной среде с фенантренином. // *Оптический журнал*. 2000. Т.67. №12. С.27–33.
8. U.V. Mahilny, D.N. Marmysh, A.I. Stankevich, A.L. Tolstik, V. Matusevich, R. Kowarschik, Holographic volume gratings in a glass-like polymer material. // *Appl. Phys. B*. 2006. V. 82. №2. P.299–302

# СВЕРХУШИРЕНИЕ СПЕКТРА ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ СВЕТОВОГО ПОЛЯ В ПРОЗРАЧНЫХ СРЕДАХ С АНОМАЛЬНОЙ ГРУППОВОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

А.Н. Берковский, С.А. Козлов, Ю.А. Шполянский

Получено уравнение однонаправленной параксиальной эволюции пространственно-временных спектров линейно поляризованного излучения в прозрачных оптических средах с произвольной дисперсией линейного показателя преломления и нерезонасной кубичной нелинейностью. Описан сценарий нестационарной самофокусировки осесимметричных волновых пакетов с малым числом колебаний светового поля со спектром в области аномальной групповой дисперсией среды, характеризующийся формированием сложных электромагнитных образований вида световых «гантелей». Показано, что генерация фемтосекундного суперконтинуума в средах с аномальной групповой дисперсией среды более эффективна, чем в средах с нормальной групповой дисперсией при одинаковых входных интенсивностях излучения.

## Введение

Оптика импульсов из малого числа колебаний является одним из приоритетных направлений развития лазерной физики [1]. Такие импульсы принято сейчас называть предельно короткими (ПКИ). Уравнения нелинейной оптики ПКИ обычно записываются непосредственно для светового поля [2–4], поскольку для импульсов, содержащих малое число колебаний, формализм огибающей как в аналитических исследованиях, так и в численных расчетах перестает быть необходимым.

На основе этих полевых уравнений в работе [5] исследована параксиальная самофокусировка ПКИ, спектр которых лежит в области нормальной групповой дисперсии прозрачной оптической среды. В настоящей работе нами приведено уравнение, описывающее параксиальную динамику пространственно-временных спектров ПКИ в диэлектрических средах с произвольной дисперсией ее показателя преломления. Методами численного моделирования изучены особенности временной и спектральной эволюции ПКИ для случая, когда его спектр лежит в области аномальной групповой дисперсии среды. Проиллюстрирована генерация спектрального суперконтинуума. Показано, что наблюдаемый в экспериментах процесс образования мощного «синего» крыла спектра при самофокусировке ПКИ в прозрачных средах наиболее эффективен именно для сред с аномальной групповой дисперсией.

## Уравнения параксиальной динамики полей и спектров предельно коротких импульсов в дисперсионных нелинейных средах

Параксиальная динамика поля  $\vec{E}$  линейно поляризованного светового излучения, распространяющегося в однородной изотропной нелинейной среде, может быть описана уравнением [2]

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t E dt' + gE^2 \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{c}{2N_0} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E dt', \quad (1)$$

где  $N_0, a, b$  характеризуют зависимость от частоты  $\omega$  излучения показателя преломления среды.

$$n(\omega) = N_0 + a c \omega^2 - \frac{bc}{\omega^2}, \quad (2)$$

где  $g = \frac{2n_2}{c}$  описывает безынерционную кубичную нелинейность диэлектрика,  $n_2$  – его коэффициент нелинейного показателя преломления (в СГСЕ),  $c$  – скорость света в

вакууме,  $z$  – направление, вдоль которого распространяется излучение,  $\Delta_{\perp}$  – поперечный лапласиан,  $t$  – время.

Для пространственно-временного спектра излучения

$$G(\omega, k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(t, x, y) \exp(i(\omega t - k_x x - k_y y)) dt dx dy \quad (3)$$

уравнение (1) принимает вид

$$\frac{\partial G}{\partial z} + i \left[ \frac{\omega n(\omega)}{c} - \frac{c(k_x^2 + k_y^2)}{2N_o \omega} \right] G + \frac{g\omega}{3} \mathbb{F}(E^3) = 0, \quad (4)$$

где  $\mathbb{F}$  – преобразование Фурье, для которого преобразование (3) является обратным.

Обратим внимание на то, что, хотя спектральное уравнение (4) выведено из полевого уравнения (1), оно более общее, чем (1), поскольку не ограничивает вид дисперсии линейного показателя преломления конкретным выражением (2). Уравнение (4) несложно получить также из уравнения пространственной динамики в нелинейной среде чисто временного спектра излучения, которое дано в [1].

Уравнение (4) можно эффективно решать численно методом разделения по физическим факторам [6] за счет использования процедуры быстрого преобразования Фурье. При этом учет линейной дисперсии произвольного вида и дифракции удобно осуществлять в спектральной, а нелинейности – во временной области.

### **Численное моделирование самофокусировки предельно коротких импульсов в кварцевом стекле**

На рис. 1–3 приведены результаты численного решения уравнения (1), которые иллюстрируют динамику осесимметричного поля импульса, на входе в среду имеющего вид

$$E(z, r, t)|_{z=0} = E_0 \exp\left(-2 \frac{r^2}{\Delta r^2}\right) \exp\left(-2 \frac{t^2}{\Delta t^2}\right) \cos(\omega_0 t), \quad (5)$$

с центральной длиной волны  $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 1500$  нм, и пространственно-временными параметрами  $\Delta t = 15$  фс и  $\Delta r = 10\lambda_0$  в кварцевом стекле, которому соответствуют  $N_o = 1.4508$ ,  $a = 2.7401 \cdot 10^{-44} \text{ с}^3 \text{ см}^{-1}$ ,  $b = 3.9437 \cdot 10^{17} \text{ с}^3 \text{ см}^{-1}$  и  $\tilde{n}_2 = 2.9 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2/\text{кВт}$  ( $\tilde{n}_2[\text{см}^2/\text{ккВ}] = (4\pi/3N_o)n_2[\text{СГСЭ}]$ ) [7].

На рис. 1 демонстрируется изменение поперечного распределения электрического поля излучения и его временной динамики с увеличением пройденного импульсом расстояния  $z$  в оптической среде. На рис. 1 *a, б* даны трехмерные аксонометрические изображения зависимости поля  $E$ , нормированного на максимальное входное значение  $E_0$ , от поперечной координаты  $r$ , нормированной на входную центральную длину волны  $\lambda_0$ , и от времени  $t$ . Поскольку часть ПКИ, характеризуемая отрицательными значениями поля, сохраняет симметрию части ПКИ с положительными значениями, то на рис. 1 *a, б* приведена только последняя (отрицательные значения поля находятся ниже выделенной плоскости  $E = 0$  и на рисунках не видны). На рис. 1 *a', б'* дополнительно даны плоскостные изображения пространственно-временного распределения поля излучения. По этим полутоновым картинкам трудно оценить абсолютные изменения величины поля (они ясны из рис. 1 *a, з*), но зато на них более отчетливо видны изменения фазы излучения. На рис. 1 *a', з'* светло-серым частям изображения соответствуют максимальные положительные значения поля, темно-серым – максимальные отрицатель-

ные значения. Аналогичное представление результатов численного моделирования используется и на рис. 2–4.

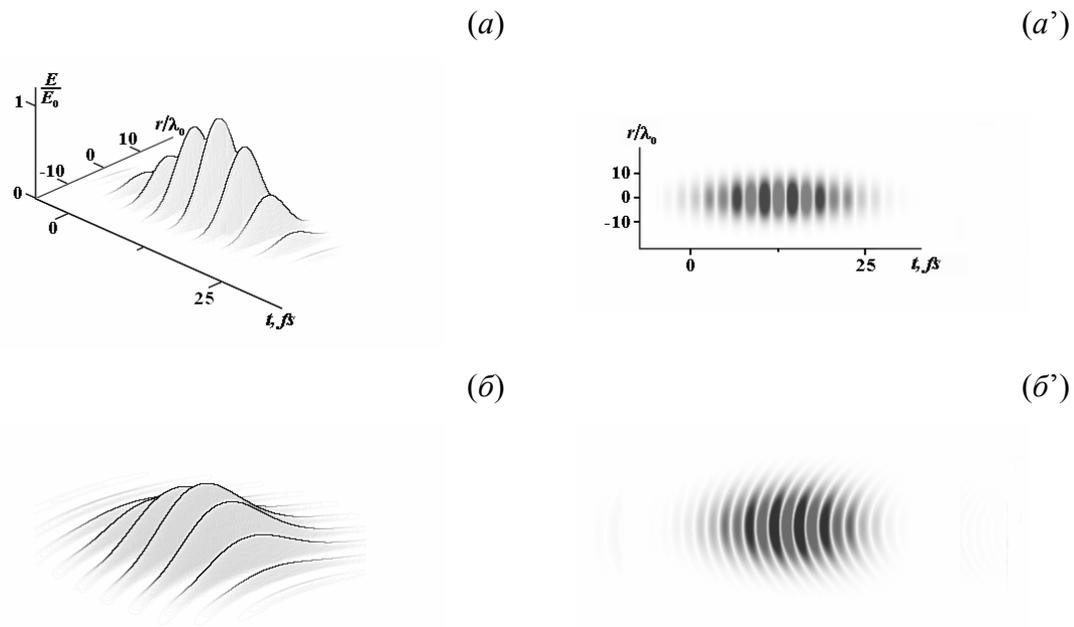


Рис. 1. Пространственно-временная эволюция электрического поля ПКИ с входными параметрами  $\lambda_0 = 1500 \text{ нм}$ ;  $\Delta t = 15 \text{ фс}$ ;  $\Delta r = 10\lambda_0$ ;  $I = 1 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$  в кварцевом стекле: *а-а'*)  $z = 0$ , *б-б'*)  $z = 1.0 \text{ мм}$

На рис. 1 приведена динамика поля ПКИ с пиковой входной интенсивностью  $I = 1 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$  ( $I[\text{кВт/см}^2] = (3N_0/8\pi)E_0^2[\text{СГСЭ}]$ ). Из рисунка видно, что данной интенсивности импульса на входе в среду недостаточно для заметного проявления нелинейных эффектов. Импульс при распространении претерпевает дифракционное пространственное и дисперсионное временное уширение, сопровождаемое искривлением волнового фронта. Проиллюстрированная линейная динамика типична для сред с аномальной групповой дисперсией.

На рис. 2 показана пространственно-временная эволюция в кварцевом стекле ПКИ с теми же входными параметрами, что и рассмотренный выше, но с большей максимальной входной интенсивностью  $I = 1 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ . Из рисунка видно, что при такой входной интенсивности нелинейные эффекты существенны. Например, на рис. 2 *а, б* можно увидеть отделяющийся от «материнского» импульс на утроенных частотах. Для основной части волнового пакета на первой стадии его распространения доминирует пространственная самофокусировка, которая увеличивает амплитуду поля на оси пучка, причем в наибольшей степени в центре импульса (рис. 2 *а, а'*).

Увеличение поля на оси светового сгустка приводит к нелинейному усилению его дисперсионного расплывания (рис. 2 *б, б'*). Формируется распределение поля вида несимметричной гантели. Передняя часть значительно растянувшейся во времени световой гантели становится низкочастотной, задняя – высокочастотной. Субимпульс на заднем фронте составлен из высокочастотных компонент, достигающих области нормальной групповой дисперсии. Можно сказать, что интенсивная световая перемишка соединяет уже два разных (разнесенных в пространстве и различных по частоте) световых образования. Перемишка оказывается окруженной отличающимся по частоте световым «облаком». Дальнейшее уменьшение амплитуды электрического поля, происходящее из-за нелинейного дисперсионного расплывания ПКИ, приводит к тому, что ин-

тенсивность импульса уменьшается, и последующее дифракционно-дисперсионное разбухание световой «гантели» происходит квазилинейно (см. рис. 2 *в, в'*).

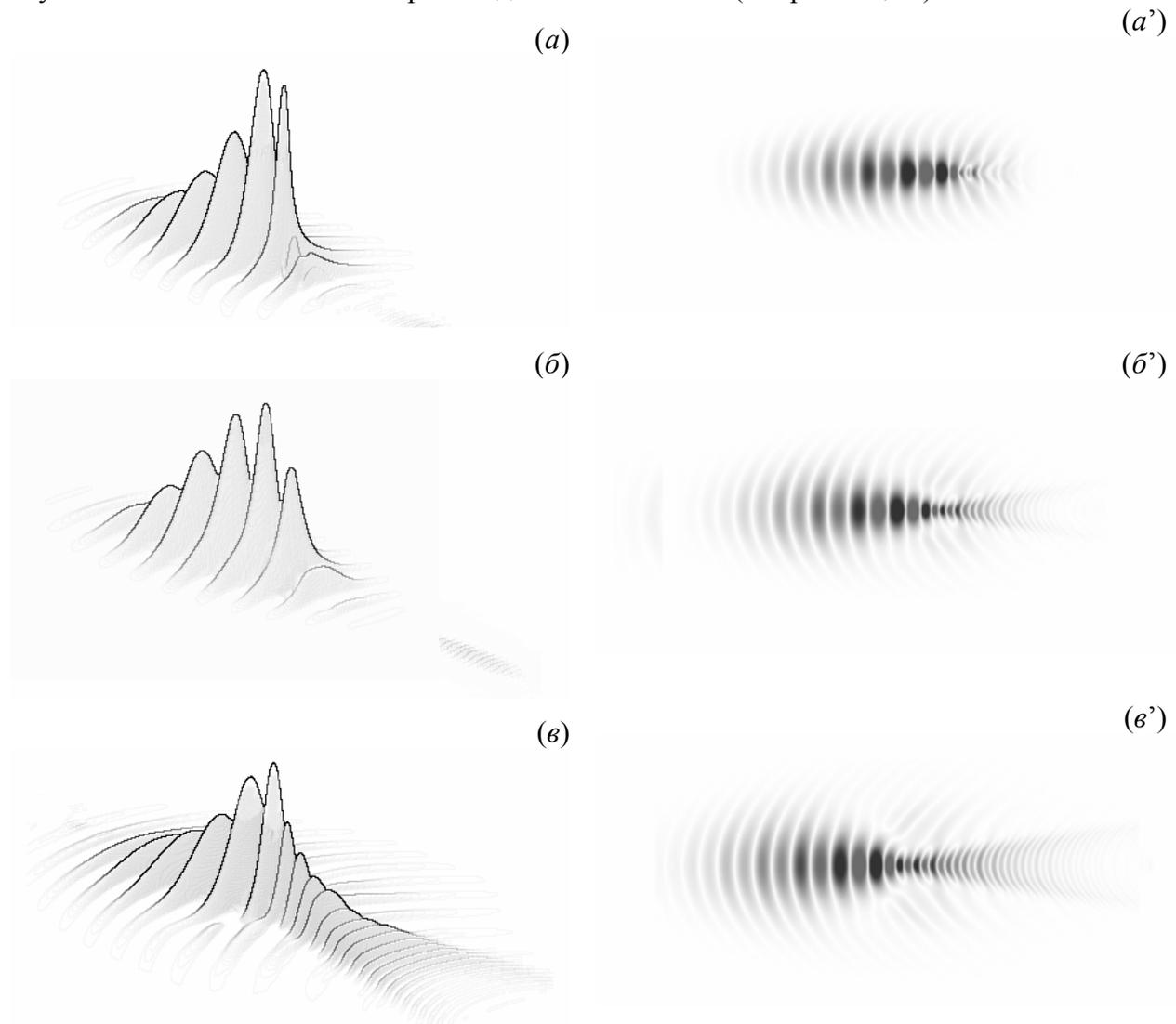


Рис. 2. Пространственно-временная эволюция электрического поля ПКИ с входными параметрами  $\lambda_0 = 1500$  нм;  $\Delta t = 15$  фс;  $\Delta r = 10\lambda_0$ ;  $I = 1 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> в кварцевом стекле:  
*а-а'*)  $z = 0.4$  мм, *б-б'*)  $z = 0.6$  мм, *в-в'*)  $z = 0.8$  мм

Сопоставим результаты расчета самофокусировки импульса с входным спектром в области аномальной групповой дисперсии среды с полученными ранее в [5] для ПКИ со спектром в области нормальной групповой дисперсии. В первом случае, т.е. при самофокусировке, анализируемой в данной работе, эффективное воздействие нелинейности на импульс оказывается существенно более значимым, чем в случае нормальной дисперсии [5] при тех же входных интенсивностях. При формировании световой гантели минимальный размер перетяжки, образующейся в процессе самофокусировки, оказывается меньшим, а максимальное значение поля в приосевой части пучка, соответственно, большим. Наблюдается большая асимметрия, центр фокусировки сдвигается в хвост импульса. Сдвиг фазы в возникающем на оси филаменте незначительно превышает сдвиг фазы на периферии пучка, в соответствующем сценарии для области нормальной групповой дисперсией среды разность достигала  $2\pi$ .

На рис. 3 приведены изменения с расстоянием нормированных значений электрического поля  $E/E_0$  (рис. 3 *а*) и модуля плотности его спектра  $|G|/|G_0|$  (рис. 3 *а'*) в при-

осевой части ( $r = 0$ ) светового сгустка. Из рис. 3  $a, a'$  видно, что при распространении достаточно интенсивного светового импульса в нелинейной среде спектр импульса претерпевает очень сильные нелинейные изменения (рис. 3  $a'$ ), уширяясь в «синюю» область, образуя мощное «синее» крыло. Это явление известно из экспериментов по самофокусировке фемтосекундных импульсов, содержащих большое число колебаний поля [8].

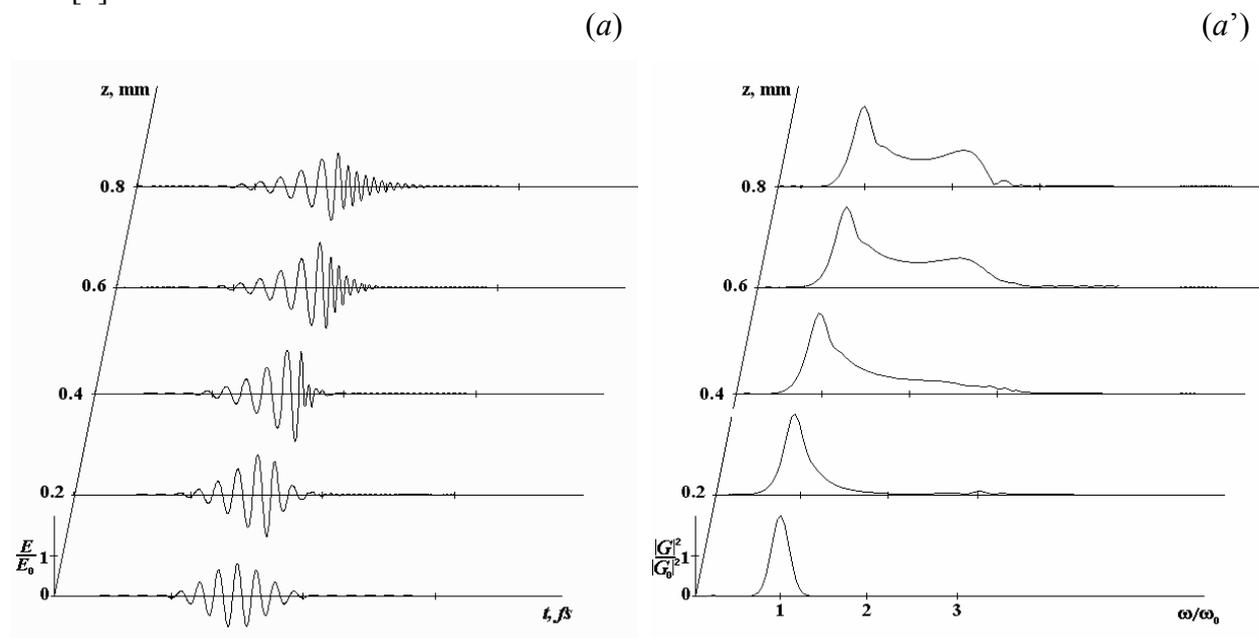


Рис. 3. Эволюция с расстоянием  $z$  электрического поля  $E$  ( $a$ ) и модуля спектральной плотности  $|G|$  ( $a'$ ) в приосевой части ( $r = 0$ ) волнового пакета с входными параметрами  $\lambda_0 = 1500$  нм;  $\Delta t = 15$  фс;  $\Delta r = 10\lambda_0$ ;  $I = 1 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> в кварцевом стекле

Процесс генерации суперконтинуума при самофокусировке импульсов со спектром в области аномальной групповой дисперсии на входе в среду имеет ряд особенностей. Наблюдается мощная генерация «синего» крыла спектра, его ширина существенно превышает результат, полученный для нормальной групповой дисперсии [5]. При этом, в отличие от [5], уширения спектра в «красную» область практически не наблюдается.

### Заключение

В работе получено уравнение однонаправленной параксиальной эволюции пространственно-временных спектров линейно поляризованного излучения в прозрачных оптических средах с произвольной дисперсией линейного показателя преломления и нерезонансной кубичной нелинейностью электронной природы.

Представлены результаты численного моделирования параксиальной самофокусировки осесимметричных ПКИ, спектр которых лежит в области аномальной групповой дисперсии среды. Продемонстрирована неразделимость пространственной и временной эволюции поля ПКИ. Проиллюстрирован режим нестационарной самофокусировки, приводящий к формированию сложного электромагнитного образования вида световой «гантели». Показано, что процесс генерации суперконтинуума при этом более эффективен по сравнению со случаем нормальной групповой дисперсии среды. Формируемый спектр характеризуется мощным «синим» крылом, достигающим диапазона

утроенных частот. При этом уширения спектра в «красную» область практически не происходит.

Настоящая работа частично поддержана грантами РФФИ № 05-02-16556-а, ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники» на 2002–2006 годы № 02.442.11.7568 и ЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» РНП.2.1.1.6877. Научная деятельность Ю.А. Шполянского поддержана фондом некоммерческих программ Д. Зимина «Династия».

### Литература

1. Brabec Th., Krausz F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics. // *Rev. Mod. Phys.* 2000. V.72. №2. P.545–591.
2. Козлов С.А., Сазонов С.В. Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах. // *ЖЭТФ.* 1997. Т.111. В.2. С.404–418.
3. Маймистов А.И. Некоторые модели распространения предельно коротких электромагнитных импульсов в нелинейной среде. // *Квантовая электроника.* 2000. Т. 30. №4. С.287–304.
4. Козлов С.А. Нелинейная оптика импульсов предельно коротких длительностей. /- В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики. СПб, 2000. С. 12–34.
5. Berkovsky A.N., Kozlov S.A., Shpolyanskiy Yu.A., Self-focusing of few-cycle light pulses in dielectric media. // *Phys. Rev. A.* 2005. V.72. P.43821–43830.
6. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312с.
7. Бахтин М.А., Колесникова С.Ю., Шполянский Ю.А. Сравнение точности аппроксимации дисперсии кварцевого стекла в методах медленно меняющейся огибающей и медленно меняющегося профиля. / В кн.: Современные технологии. СПб, 2001. С.196–203.
8. Gaeta A.L. Catastrophic collapse of ultrashort pulses. // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V.84. №16. P. 3582–3585.

# ПОЛУЧЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ ШИРОКОПОЛОСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.А. Городецкий, В.Г. Беспалов

В статье приведены результаты исследования дифракции широкополосного терагерцового излучения на амплитудно-фазовом экране произвольной формы и восстановления амплитудного профиля экрана по полученной дифракционной картине.

## Введение

Терагерцовая (ТГц) область частот (300 ГГц – 10 ТГц) представляет собой довольно значительную часть спектра оптического излучения, находящуюся между микроволновой радиочастотной и инфракрасной областью. В отличие от последних, ТГц область до последнего времени оставалась практически неизученной, что связано с отсутствием как источников достаточно мощного ТГц излучения, так и приемников, способных зарегистрировать излучение в данной области спектра.

За последние пятнадцать лет вместе с развитием фемтосекундных твердотельных лазеров (в особенности лазеров на кристаллах сапфира, активированных ионами титана) и микроэлектроники в исследованиях ТГц области наметился значительный сдвиг. Появилось несколько новых способов генерации, управления его параметрами и детектирования ТГц излучения.

В настоящее время развиваются несколько направлений создания когерентных импульсных источников ТГц диапазона. В начале 90-х годов было показано, что при освещении некоторых фотополупроводников фемтосекундными импульсами света поверхность образцов излучает когерентные сверхкороткие широкополосные импульсы в дальнем ИК диапазоне спектра. Наряду с возбуждением фотоносителей, ТГц излучение может генерироваться в процессе коллективного оптического возбуждения электронов в гетероструктурах и квантовых ямах. Возможно получение ТГц излучения при фокусировке первой и второй гармоник излучения фемтосекундного лазера в воздух, при нелинейно-оптическом детектировании (выпрямлении) высокоинтенсивного фемтосекундного импульса [1]. Эффективное ТГц импульсное излучение всего в два периода колебаний было получено при использовании биполярной фотопроводящей антенны [2].

Для детектирования ТГц излучения могут использоваться также несколько методов. Первым приемником ТГц излучения стала фотопроводящая антенна [3]. Электрооптическое детектирование, впервые продемонстрированное 10 лет назад [4], также получило широкое распространение из-за широкой полосы пропускания и возможности параллельного формирования изображений. В электрооптической схеме детектирования двулучепреломление в кристалле вызывается действием электрической компоненты ТГц излучения, которая модулирует состояние поляризации пробного пучка при прохождении света через кристалл. Временная эволюция формы импульса может быть получена изменением относительной длины траекторий ТГц излучения и пробного пучка в кристалле.

Ультракороткие ТГц оптические импульсы в настоящее время перспективны для внутренней и внешней связи в интегральных схемах, для целей спектроскопии дальнего ИК диапазона с разрешением во времени и химического определения состава сложных соединений, для создания ТГц радаров, для целей оптической ТГц томографии с разрешением во времени (T-ray imaging).

В настоящее время большое число работ, связанных с сверхкороткими ТГц импульсами, посвящено вопросам спектроскопии, в том числе и с разрешением во времени [5]. ТГц спектроскопия позволяет измерять спектры в диапазоне частот 0,2–2 ТГц

или  $6,6\text{--}66\text{ см}^{-1}$ , что очень важно для исследований органических молекул, содержащих водородные и углеродные связи. ТГц томография с использованием ультракоротких импульсов является мощным средством неразрушающего контроля веществ, не прозрачных в видимом диапазоне спектра, но пропускающих ТГц излучение.

Основная идея предлагаемой ТГц томографической системы состоит в измерении амплитудно-фазового пропускания в различных точках объекта, прозрачного в диапазоне  $0,1\text{--}2\text{ ТГц}$  и дальнейшей математической обработки полученных данных. Предлагаемая экспериментальная схема представлена на рис. 1.

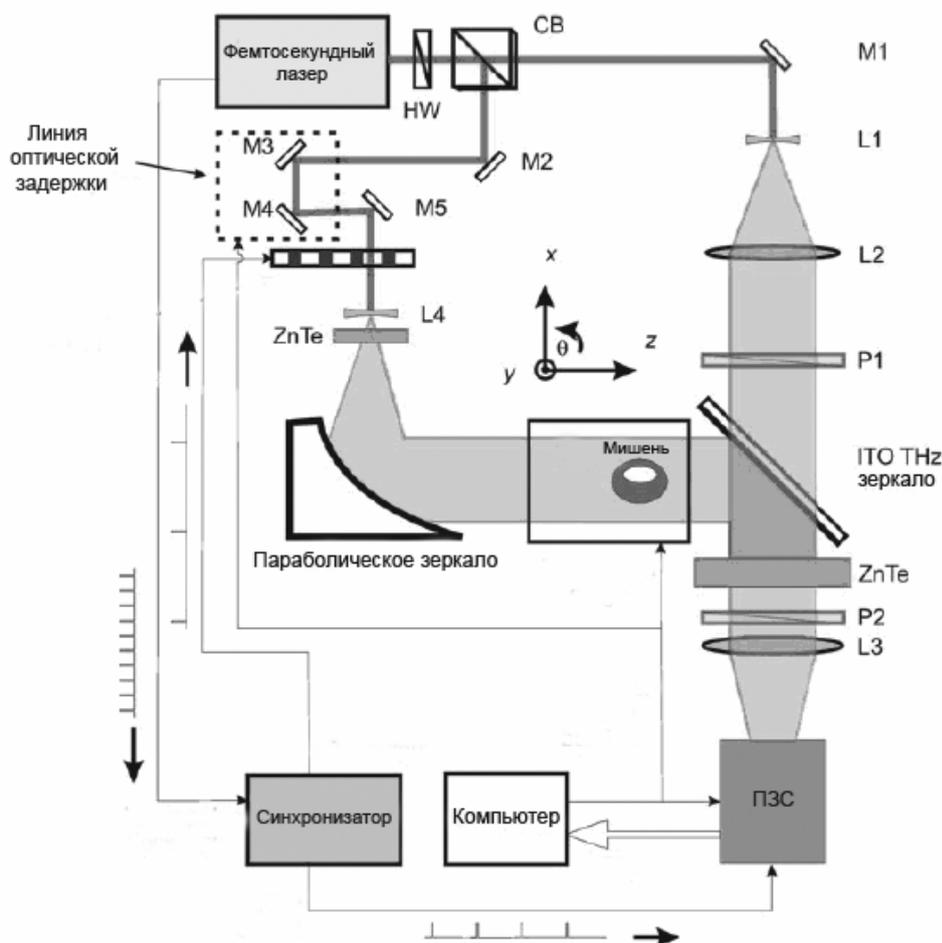


Рис. 1. Экспериментальная схема ТГц спектрографа-томографа [9]

В схеме ТГц спектрографа-томографа лазерный пучок от фемтосекундного лазера разделяется на пробный пучок и пучок накачки. Пучок накачки расширяется с помощью вогнутой линзы L4 и падает на электрооптический кристалл ZnTe, где путем оптического выпрямления и происходит генерация ТГц излучения, которое потом собирается параболическим зеркалом, после чего освещает мишень и рассеивается на ней. Пробный пучок, предварительно расширенный с помощью системы линз L1, L2, а также ТГц пучок коллинеарно проходят через электрооптический кристалл ZnTe, после чего измеряется поляризация прошедшего пробного излучения в каждой точке с использованием ПЗС матрицы. ТГц излучение создает внутренний электрооптический потенциал в кристалле, а индуцированное электрическое поле создает двулучепрелом-

ление в кристалле вследствие электрооптического эффекта. Картина двулучепреломления повторяет пространственное распределение амплитуды ТГц излучения, а при освещении кристалла поляризованной оптической волной фемтосекундного Ti:S лазера, пространственная картина может быть зарегистрирована обыкновенной ПЗС-камерой. С помощью линии оптической задержки производится изменение времени пересечения ТГц излучения и пробного пучка в кристалле. Таким образом, измеряя при различных задержках картину двулучепреломления, можно измерить зависимость амплитуды ТГц излучения от времени в различных точках изображения объекта.

### Построение и восстановление изображений с помощью сверхширокополосных ультракоротких ТГц импульсов

Так как при детектировании терагерцового излучения мы получаем временную зависимость электрического поля  $E(x, y, t)$  ТГц импульсов в каждой точке плоскости электрооптического кристалла, становится возможным восстановить трехмерный образ регистрируемого объекта, изображение которого формируется плоской ПЗС-матрицей, что в случае, например, обычных методов регистрации монохроматического излучения было бы просто невозможно.

Рассмотрим объект, обладающий амплитудно-фазовым пропусканием, с которым жестко связана система координат  $(x, y)$ . Плоскость регистрирующего экрана параллельна плоскости объекта и находится на расстоянии  $l$  от него. С плоскостью экрана связана система координат  $(\xi, \eta)$ , оси которой параллельны осям плоскости  $(x, y)$ .

Используя математическое выражение принципа Гюйгенса-Френеля, нетрудно [7] найти амплитуду поля монохроматического излучения длины волны  $\lambda$  в точке  $(\xi, \eta)$

$$U(\xi, \eta, \lambda) = \iint_A h(\xi, \eta, x, y, \lambda) U(x, y, \lambda) dx dy, \quad (1)$$

где

$$h(\xi, \eta, x, y, \lambda) = \frac{1}{i\lambda} \frac{\exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} r\right)}{r} \cos(\vec{n}, \vec{r}), \quad (2)$$

а  $r = \sqrt{l^2 + (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}$  – расстояние между точками. Так как используется сверхширокополосный ТГц спектр  $U(\lambda)$ , для получения выражения для электрического поля в точке  $(\xi, \eta)$  следует  $U(\lambda)$  просуммировать по всем длинам волн:

$$U(\xi, \eta) = \int \left( \iint_A h(\xi, \eta, x, y) U(x, y, \lambda) dx dy \right) d\lambda. \quad (3)$$

Пусть  $U$  – падающее спектрально-однородное по поверхности объекта ТГц излучение, а  $M_{ij}$  – матрица, описывающая амплитудно-фазовое распределение объекта. Для амплитуды электрического поля ТГц излучения с частотой  $f$  в точке экрана с координатами  $(m, n)$  можно записать

$$V_{mnf} = \sum_{i,j=1}^{N,M} h_{ijmnf} U_f M_{ij}. \quad (4)$$

Здесь  $h_{ijmnf}$  – функция распространения плоской сферической волны частоты  $f$ ,

$$h_{ijmnf} = \frac{f}{\sqrt{-1}c} \frac{\exp\left(\sqrt{-1} \frac{2\pi f}{c} r_{ijmn}\right)}{r_{ijmn}^2} l, \quad (5)$$

$l$  – расстояние от отверстия до экрана,  $r_{ijmn}$  – расстояние между непосредственно точкой  $(i, j)$  отверстия и  $(m, n)$  экрана, а  $d$  – размер элементарного отверстия. На рис. 2 приведены результаты численного моделирования дифракции сверхширокополосного ТГц излучения на отверстии произвольной формы по формулам, приведенным выше.

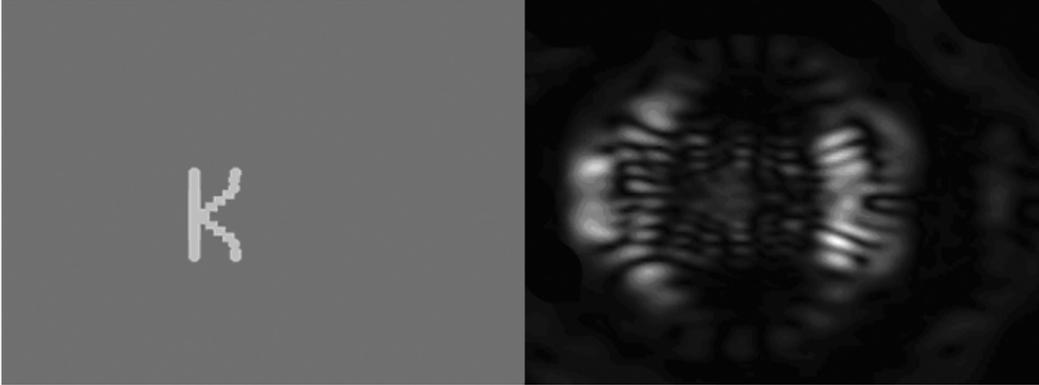


Рис 2. Объект и его дифракционная картина

В результате измерений может быть получена зависимость амплитуды электрического поля ТГц импульса в каждой точке экрана. Следовательно, возможным становится решение обратной задачи. В силу обратимости по времени уравнений Максвелла становится возможным развернуть волновой фронт во времени, что эквивалентно замене монохроматических компонент амплитуды на комплексно сопряженные им значения. Соответственно, для каждой длины волны получаем поле в точке объекта с координатами  $(x, y)$  в зависимости от поля, зарегистрированного на экране в точках с координатами  $(\xi, \eta)$

$$U(x, y, \lambda) = \iint_{A'} h(x, y, \xi, \eta, \lambda) U^*(\xi, \eta, \lambda) d\xi d\eta, \quad (9)$$

где

$$h(x, y, \xi, \eta, \lambda) = \frac{1}{i\lambda} \frac{\exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} r\right)}{r} \cos(\vec{n}, \vec{r}), \quad (10)$$

а  $U^*(\xi, \eta, \lambda)$  – комплексно сопряженное значение к амплитуде поля для длины волны  $\lambda$  в точке с координатами  $(\xi, \eta)$ . Интегрирование следует проводить по всему размеру экрана. Для получения полной суммарной интенсивности следует взять интеграл по всем длинам волн, амплитуда которых существенно отлична от нуля.

$$U(x, y) = \int \left( \iint_{A'} h(x, y, \xi, \eta, \lambda) U^*(\xi, \eta, \lambda) d\xi d\eta \right) d\lambda. \quad (11)$$

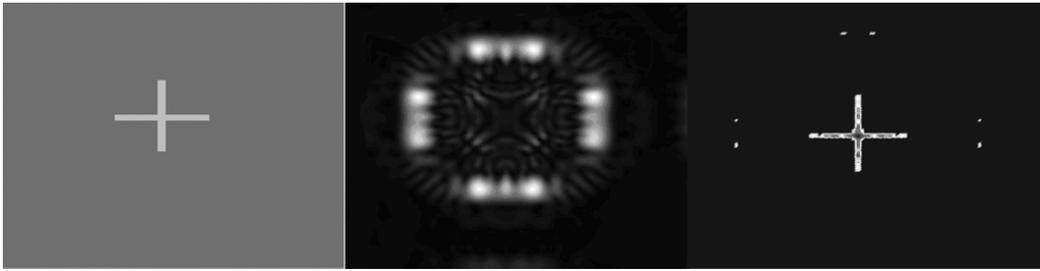


Рис. 3. Объект, полученная на нем дифракционная картина и восстановленное изображение

На рис. 3 показано восстановление изображения объекта, полученное с помощью численного моделирования.

### Выводы

- Предложен метод восстановления изображения объекта, освещенного сверхширокополосным ТГц излучением, по его временной амплитудно-фазовой зависимости электрического поля в дифракционной картине.
- Разработано программное обеспечение, позволяющее моделировать дифракцию сверхширокополосного импульсного ТГц излучения, с возможностью применения в реальном эксперименте.
- Получены дифракционные картины отверстий различной формы, выявлены особенности дифракционных картин широкополосного излучения.
- Численно решена обратная задача дифракции сверхширокополосного импульсного терагерцового излучения пикосекундной длительности в условиях регистрации зависимости поля от времени в различных точках на плоскости.

Формат: Список

### Литература

1. D. J. Cook and R. M. Hochstrasser. // Opt. Letts. 2000. V. 25. P. 1210.
2. J.F. Holzman, F. E. Vermeulen, and Y. Elezzabi. // J. Opt. Soc. Am. B. 2000. V. 17. P. 1457.
3. Auston D H and Smith P R 1983 Generation and detection of millimeter waves by picosecond photoconductivity. // Appl. Phys. Lett. V. 43. P. 631–3.
4. Wu Q and Zhang X-C 1995 Free-space electro-optic sampling of terahertz beam // Appl. Phys. Lett. V. 67. P. 3523
5. P.Y.Han and X-C Zhang. Free-space coherent broadband terahertz time-domain spectroscopy. // Meas. Sci. Technol. 2001. V. 12. P. 1747–1756.
6. S.Wang and X-C Zhang. Pulsed terahertz tomography. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. V. 37.
7. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М: Мир, 1970. 364 с.

Формат: Список

**МЕХАНИЗМЫ ВЛИЯНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ  
И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕРМАНИЯ****Е.Н. Маколкина, А.К. Пржевуский**

Изменения спектра поглощения и электрических параметров кристаллов германия приписаны влиянию пластической деформации на три механизма поглощения света: прямой межзонный, прямой внутризонный и поглощение свободными носителями.

**Введение**

Настоящая работа была инициирована практической задачей – выяснением того, как пластическая деформация влияет на оптические свойства кристаллов германия. Актуальность этой задачи обусловлена тем, что пластическая деформация в той или иной степени возникает при выращивании кристаллов, а также используется при получении оптических деталей методом формования.

Имеющиеся экспериментальные данные о влиянии пластической деформации на спектр поглощения германия немногочисленны и частично противоречивы [1–4]. В частности, в работе [1] были обнаружены уширение и сдвиг коротковолнового края при пластической деформации. В работах [2–4] наблюдалось влияние пластической деформации на спектр свободных носителей, измеренный при низкой температуре (77 °К). Влияния деформации на спектры поглощения носителей, измеренные при комнатной температуре, авторы не наблюдали, хотя есть основания полагать, что такое влияние существует. Ни в одной из работ не изучалось влияние на поглощение носителей инверсии типа проводимости, наводимой пластической деформацией.

Для выяснения влияния пластической деформации на поглощение кристаллов германия при комнатной температуре во всем спектральном диапазоне пропускания были проведены специальные эксперименты, основные результаты которых обсуждаются в настоящем сообщении. Главное внимание в нем уделяется микроскопической интерпретации наблюдавшихся эффектов. Подробное описание методики эксперимента и результатов приведено в работах [5, 6].

**Методика эксперимента**

Образцы германия сжимались вдоль направления [111] в специальном прессе (в лаборатории НИТИОМ ГОИ им. С.И. Вавилова) при незначительном вакуумировании ( $10^{-3}$  торр). Образцы нагревались до температуры 650°C, что обеспечивало возможность их пластической деформации. Затем при заданной температуре образцы сжимались с давлением 7,9–15,9 кг/мм<sup>2</sup> в течение 20 минут, достигая степеней деформации 4,5–6,5%. Величина деформации определялась по изменению толщины образцов. В отдельных экспериментах исследовалось влияние нагрева образцов без деформации [7].

Спектры поглощения в диапазоне 2,5–14 мкм измерялись на спектрофотометре Specord M82 с выдачей результатов на компьютер, а в диапазоне 1,6–2,5 мкм – на спектрофотометре Cary-500. По результатам измерений определялись значения коэффициента поглощения,  $\alpha$ , и вызванные деформацией значения приращения коэффициента поглощения,  $\Delta\alpha$ .

Так как для кристаллов германия спектры поглощения и электрические параметры тесно связаны между собой [8, 9], для всех образцов, кроме спектра поглощения, определялся тип проводимости и измерялась величина сопротивления. Тип проводимости определялся по знаку термоэлектродвижущей силы, а удельное сопротивление измерялось методом Ван дер Пау [10].

### Экспериментальные результаты

Оказалось, что пластическая деформация приводит к изменению коэффициента поглощения практически во всей области пропускания (рис.1). Эти изменения немонотонны: они представляют собой появление новых полос поглощения (на длинах волн 3,0 мкм, 4,6 мкм и 10,0 мкм), а также размытие и сдвиг коротковолнового края поглощения.

Изменения спектра поглощения сопровождается изменениями электрических параметров. Эти изменения всегда таковы, что соотношение концентрации электронов и дырок изменяется после деформации в пользу дырок.

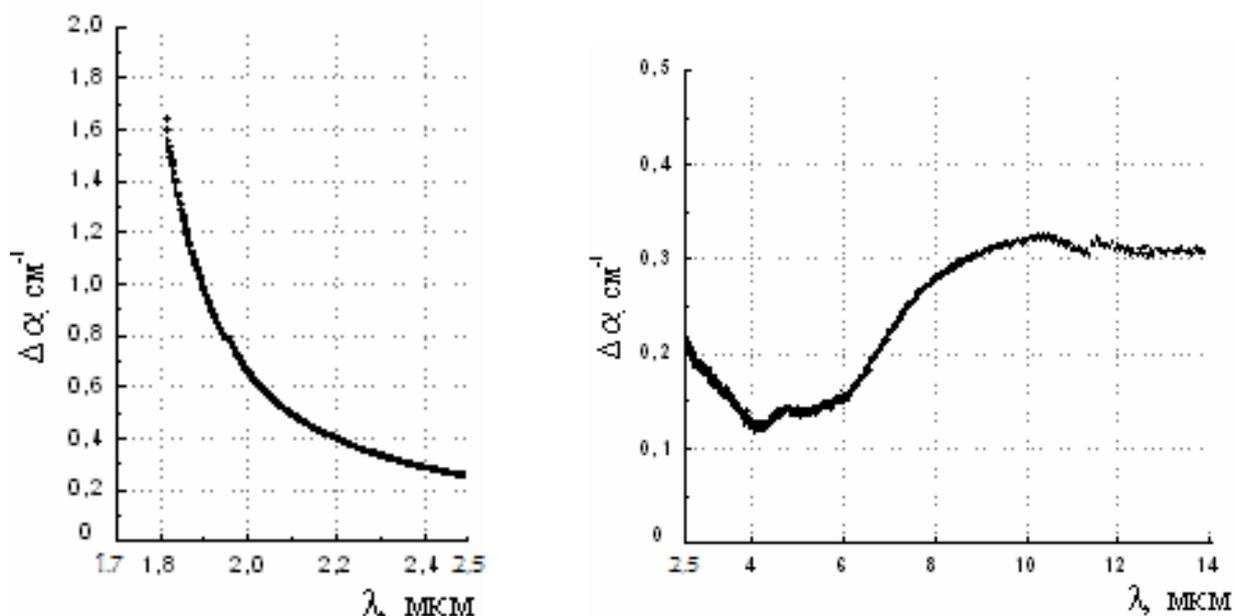


Рис. 1. Влияние пластической деформации на спектр поглощения

### Обсуждение

На микроскопическом уровне пластическая деформация означает существенное увеличение количества дислокаций. В сообщении предлагается три различных механизма влияния дислокаций на поглощение. Каждый ответственен за изменение поглощения преимущественно в одном из спектральных диапазонов.

Согласно существующим представлениям, поглощение света в длинноволновой области (6–14 мкм) в основном осуществляется за счет взаимодействия со свободными носителями – электронами и дырками. Этот механизм аналогичен механизму возникновения сопротивления при прохождении по металлу электрического тока. Под действием поля световой волны носители ускоряются, т.е. увеличивают свою кинетическую энергию, которая затем превращается в тепло в результате взаимодействия с нарушениями идеальности кристаллической решетки. Взаимодействие носителей с колебаниями решетки или примесными центрами является необходимым для поглощения света.

Коэффициент поглощения свободных носителей  $a$  связан с проводимостью  $\sigma$ , так как обе величины являются линейными функциями концентрации электронов  $N_e$  и дырок  $N_h$ :

$$a = N_e A_e + N_h A_h, \quad (1)$$

$$\sigma = e(\mu_e N_e + \mu_h N_h), \quad (2)$$

где  $A_e, A_h$  – эффективные сечения электронного и дырочного поглощения,  $e$  – заряд электрона,  $\mu_e, \mu_h$  – подвижности электронов и дырок. В работе [8] уравнения (1) и (2) решались совместно с известным соотношением

$$N_e N_h = \text{const} \quad (3)$$

для фиксированных значений  $\sigma$  относительно неизвестных  $N_e, N_h$  и  $a$ . При этом значения подвижностей, эффективных сечений и константы в уравнении (3) считались известными параметрами. В результате для актуальной длины волны 10,6 мкм была получена функциональная зависимость коэффициента поглощения  $a$  от удельного сопротивления  $r$ , которое полагалась равным  $\sigma^{-1}$ .

Нами был воспроизведен этот расчет (рис. 2). Зависимость коэффициента поглощения от удельного сопротивления,  $\alpha(r)$ , имеет две ветви. Целесообразно обсудить отдельные участки этой зависимости для интерпретации экспериментальных результатов по влиянию пластической деформации на поглощение германия.

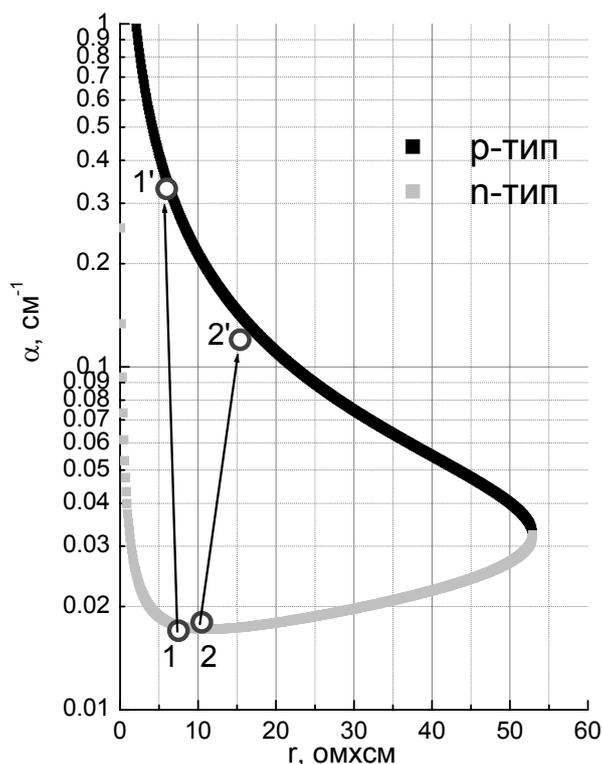


Рис. 2. Теоретическая кривая  $\alpha(r)$  и экспериментальные точки до (1, 2) и после (1', 2') деформации

Кристаллы  $n$ -типа с сопротивлением менее 3 Ом·см имеют высокую концентрацию свободных электронов, переходы которых и определяют поглощение.

Увеличение сопротивления для нижней ветви графика соответствует увеличению доли дырок в общем числе свободных носителей. Поглощение убывает и достигает минимума при  $r \approx 10-12$  Ом·см. Кристаллы при этом имеют  $n$ -тип проводимости: свободных электронов в 2 раза больше, чем дырок, но сечение поглощения у дырок примерно на порядок больше, чем у электронов.

Далее увеличение сопротивления в интервале  $12 \text{ Ом}\cdot\text{см} < r < 50 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  продолжает означать увеличение доли дырок в материале, который сохраняет  $n$ -тип. Поглощение увеличивается.

Значение удельного сопротивления  $50 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  максимально для германия при комнатной температуре. При этом германий представляет собой собственный (или компенсированный) полупроводник. Концентрации электронов и дырок равны. Дальнейшее увеличение доли дырок уже в материале  $p$ -типа приводит к падению сопротивления и увеличению поглощения, что описывает верхняя ветвь зависимости.

Таким образом, движение против часовой стрелки по ветвям зависимости  $\alpha(r)$  соответствует монотонному увеличению концентрации дырок и уменьшению концентрации электронов.

Измеренные нами как до, так и после деформации значения сопротивления и коэффициента поглощения для длины волны  $10,6 \text{ мкм}$  «ложатся» на расчетную зависимость  $\alpha(r)$ . Перемещение изображающей точки на кривой при пластической деформации указывает на то, что деформация меняет соотношение электронов и дырок в пользу дырок. В частности, такое перемещение может сопровождаться инверсией типа проводимости ( $n$  на  $p$ ). Следовательно, дислокации в этих экспериментах проявляют акцепторные свойства. Аналогичный вывод позволяет сделать и рассмотрение другого механизма поглощения света кристаллами германия.

В широком диапазоне  $2,5\text{--}10 \text{ мкм}$  для кристаллов германия  $p$ -типа наблюдается поглощение, связанное с так называемыми «внутризонными переходами». Эти переходы возникают потому, что валентная зона германия имеет сложную структуру: две подзоны тяжелых и легких дырок,  $V_1$  и  $V_2$ , и третья подзона, отщепленная за счет спин-орбитального взаимодействия,  $V_3$ . (рис. 3).

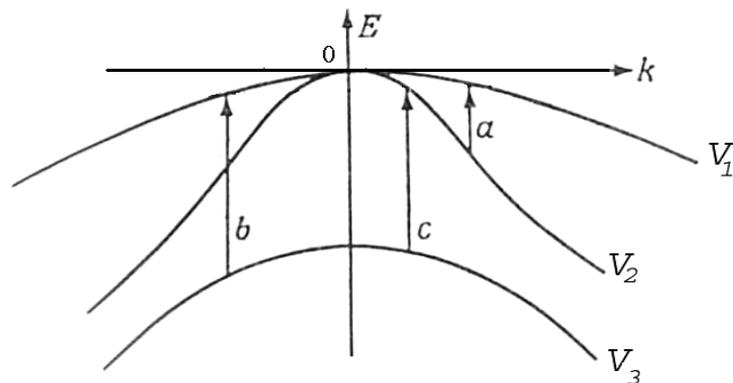


Рис. 3. Переходы внутри валентной зоны

В германии  $p$ -типа возможно несколько различных вариантов оптических переходов внутри валентной зоны.

Если колебания кристалла не принимают участия в переходе, волновой вектор электрона (и дырки) сохраняется, так как волновой вектор света пренебрежимо мал. Переход является «прямым» и изображается вертикальной стрелкой. Возможные варианты таких переходов изображены на рисунке. Они перекрывают значительный диапазон энергий  $2,5\text{--}10 \text{ мкм}$ .

Кроме того, возможны переходы с участием фононов (колебаний решетки). Они происходят между разными точками одной подзоны и изображаются не вертикальными линиями. Это переходы, соответствующие поглощению свободных дырок, о которых уже шла речь ранее.

Необходимым условием переходов внутри валентной зоны является достаточное количество дырок вблизи максимума зоны. Поэтому они возможны для германия *p*-типа, причем, согласно теории, коэффициент поглощения пропорционален концентрации дырок [11, 12].

Таким образом, увеличение поглощения во втором диапазоне также связано с акцепторными свойствами дислокаций.

Электрическим свойствам дислокаций в кристаллах германия уделялось большое внимание [13, 14]. Микроскопические теории исходят из модели, в которой образование дислокаций сопровождается образованием множества разорванных связей (образуется ряд атомов с неспаренными электронами). В этой модели дислокация – это заряженная нить, окруженная областью с зарядами противоположного знака. Анализ этой модели, которому посвящено множество работ, оказался весьма трудной задачей. Оказалось, что дислокации могут обладать как акцепторными, так и донорными свойствами. При комнатной температуре – это акцепторы, что согласуется с выводами настоящей работы.

Третий диапазон, в котором пластическая деформация вызывает изменения – это коротковолновый край поглощения, который в германии связан с прямыми междузонными переходами. При деформации край смещается в длинноволновую сторону и несколько размывается. Такой эффект типичен для увеличения беспорядка в структуре. Например, подобный сдвиг имеет место при появлении дефектов структуры в кристаллах (например, дефектов упаковки). Предельным случаем появления очень большого беспорядка является аморфизация кристаллов. В нашем случае беспорядок вносит существенное увеличение количества дислокаций. Каждая дислокация создает поле упругих напряжений, что, естественно, должно приводить к размытию зон и наблюдаемым эффектам.

### **Выводы**

Дислокации, возникающие при пластической деформации кристаллов германия, меняют концентрации электронов и дырок, что, в свою очередь, влияет на электрические и оптические свойства, которые тесно связаны друг с другом. Инверсия типа проводимости сопровождается соответствующей «инверсией типа спектра».

Вызванные пластической деформацией изменения спектра поглощения и проводимости указывают на то, что при температуре 300°К дислокации обладают акцепторными свойствами. Этот вывод согласуется с выводом, сделанным ранее на основании анализа многочисленных данных по электрическим свойствам [14].

Кроме воздействия на тип носителей, дислокации влияют на спектр поглощения посредством создаваемого ими поля упругих напряжений.

В заключение авторы выражают благодарность В.Н. Ветрову, А.Б. Борисенкову и В.А. Письменному за проведение экспериментов по пластической деформации кристаллов германия и за обсуждение результатов работы.

### **Литература**

1. Lipson H.G., Burstein E., Smith P.L. Optical properties of Plastically Deformed Germanium. // *Phys. Rev.* 1955. V. 99. P. 444–445.
2. Barth W., Guth W. Mifinnsmessungen an plastisch deformiertem Germanium. // *Phys. Stat. Sol.* 1970. V. 38. P. K141–K144.
3. Barth W., Elsaesser K., Guth W. The Optical Absorption of 60° Dislocations in Germanium. // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1976. V. 34. P. 153–163.

4. Schaumburg H., Willmann F. Optical Absorption of Plastically Deformed Germanium. // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1976. V. 34. P. K173–K177.
5. Маколкина Е.Н. Влияние пластической деформации на спектр поглощения кристаллов германия. / V Международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика 2005» (Санкт-Петербург, 21-24 октября 2005г.): Тезисы докладов. СПб, 2005. С. 198–199.
6. Маколкина Е.Н., Пржеvusкий А.К. Влияние пластической деформации на спектр поглощения кристаллов германия. // *Оптический журнал*. 2006. В печати.
7. Маколкина Е.Н. Влияние высокотемпературной термообработки на спектр поглощения кристаллов германия. // *Научно-технический вестник Санкт-Петербургского университета информационных технологий, механики и оптики*. 2005. № 18. С. 198–202.
8. Bishop P.J., Gibson A.F. Absorption coefficient of germanium at 10,6 mkm. // *Appl. Opt.* 1973. V. 12. P.2549–2550.
9. Маколкина Е.Н., Пржеvusкий А.К. Влияние структурных дефектов на оптические параметры кристаллов германия. // *Оптический журнал*. 2003. Т. 70. № 11. С. 64–67.
10. Батавин В.В. Контроль параметров полупроводниковых материалов и эпитаксиальных слоев. М.: Советское радио, 1976.
11. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. М.: Наука, 1977.
12. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. М.: Мир, 1973.
13. Матаре Г. Электроника дефектов в полупроводниках. М.: Мир, 1974.
14. Осипьян Ю.А. Электронные свойства дислокаций в полупроводниках. М.: Эдиториал УРСС, 2000.

# ОСОБЕННОСТИ ТРАВЛЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО КРИСТАЛЛА $\text{LiYF}_4$ В РАСТВОРАХ $\text{H}_2\text{SO}_4$

Е.В. Цыганкова, А.И. Игнатьев, Н.В. Никоноров

Исследованы кинетики травления лазерного кристалла  $\text{LiYF}_4$  в растворах  $\text{H}_2\text{SO}_4$  при различных концентрациях и температурах. Определены скорости травления кристалла по трем кристаллографическим направлениям. Проведена оптимизация технологического процесса травления для улучшения механических и термических характеристик лазерного кристалла.

## Введение

На сегодняшний день широкое распространение получили мощные твердотельные лазеры на основе фторидных кристаллов [1–3]. Создание лазеров с большой выходной мощностью излучения требует разработки лазерных материалов с высокой термической прочностью. Однако многие лазерные фторидные кристаллы, обладающие хорошими спектрально-люминесцентными и генерационными характеристиками, имеют низкую термическую и механическую прочность. Поэтому в настоящее время актуальной становится задача повышения термической прочности таких материалов. Одним из эффективных способов увеличения механической и термической прочности кристаллов и стекол является метод химического травления поверхности [4]. Сущность метода сводится к уменьшению количества и глубины поверхностных (слой конечной толщины) микротрещин, что приводит к уменьшению локальных напряжений в поверхностном слое образца. Толщина стравленного слоя регулируется выбором травильного агента, временем и температурой процесса травления.

В настоящей работе произведено исследование кинетики травления и изменения состояния поверхности лазерного фторидного кристалла  $\text{LiYF}_4$ , активированного неодимом, в зависимости от концентрации травильного раствора  $\text{H}_2\text{SO}_4$  и температуры травления с целью повышения термической прочности кристалла и увеличения его выходной мощности излучения.

## Образцы и методика эксперимента

Для проведения эксперимента использовался монокристалл  $\text{LiYF}_4$ , выращенный методом Бриджмана–Стокбаргера в НИТИОМ ГОИ им. Вавилова. Все образцы вырезались из були монокристалла в форме параллелепипедов в соответствии с кристаллографическими направлениями кристалла  $\text{LiYF}_4$ . Этот кристалл имеет структуру шеелита, пространственная группа  $C_{4h}^6$  (тетрагональной сингонии, индикатриса показателя преломления  $n_1 \neq n_2 = n_3$  одноосный положительный эллипсоид) и имеет одну оптическую ось. Направлению  $a$  соответствует направление (100), направлению  $b$  – (010),  $c$  – направление оптической оси (001). Образцы кристаллов прошли обычную шлифовку и полировку. Линейные размеры образцов по направлениям  $a$ ,  $c$  и  $b$ , соответственно, составляли 9 мм, 5 мм и 6 мм. Геометрические размеры каждого образца измеряли до и после химического травления микрометром (инструментальная погрешность измерения  $\pm 0.01$  мм). Измерение веса проводилось на аналитических весах Ohaus (точность взвешивания  $\pm 0,0001$  г).

Процесс химического травления образцов лазерного кристалла  $\text{LiYF}_4$  проводился в растворах  $\text{H}_2\text{SO}_4$  с концентрациями 2N, 4N и 8N. Кинетика травления исследовалась для следующих температур:  $T_1=70^\circ\text{C}$ ,  $T_2=50^\circ\text{C}$  и  $T_3=(20-25)^\circ\text{C}$  (комнатная температура). Температуры  $T_1$  и  $T_2$  травильных растворов поддерживались при помощи подогрева на магнитных мешалках Corning. Значение температуры постоянно контролировалось ртутным термометром, помещенным в раствор. Для поддержания заданной температу-

ры и постоянства гидродинамических условий в раствор опускалась и находилась в нем в течение всего эксперимента магнитная мешалка в защитной оболочке. Для уменьшения изменения концентрации растворов стаканы с растворами кислот прикрывались фарфоровыми чашками с холодной водой.

Анализ результатов травления поверхности образцов лазерного кристалла  $\text{LiYF}_4$  осуществлялся при помощи поляризационного микроскопа Leica DM, оснащенного цифровой CCD камерой, подключенной к компьютеру, с использованием программного обеспечения микроскопа LeicaQWin. Поверхности, соответствующие направлениям  $a$ ,  $b$  и  $c$ , для каждого образца фотографировались при увеличении  $10\times$  и  $40\times$  как перед химическим травлением, так и в процессе эксперимента для последующего анализа изменения состояния поверхности.

В работе были проведены следующие исследования: определены зависимости толщины стравленного слоя кристалла по трем направлениям  $a$ ,  $b$  и  $c$ , а также суммарная убыль веса образца от времени травления в растворах серной кислоты для трех концентраций растворов 2N, 4N и 8N. Для концентрации 4N эксперименты проводились при трех температурах растворов  $25^\circ\text{C}$ ,  $50^\circ\text{C}$  и  $70^\circ\text{C}$ . По полученным графикам зависимостей в линейном приближении были вычислены скорости процесса.

### Экспериментальные результаты

На рис. 1 изображено изменение геометрии образца после травления. Квадратное поперечное сечение образца преобразовывается в прямоугольное сечение, т.е. наблюдается резкое отличие в скоростях травления по направлениям  $b$  и  $c$ , причем скорость травления по направлению  $b$  ( $V_b$ ) много больше, чем по направлению  $c$  ( $V_c$ ). Данный эффект следует учесть при травлении активированных лазерных кристаллов, имеющих цилиндрическую форму. В этом случае круглое сечение цилиндрического стержня будет преобразовано в эллиптический профиль.

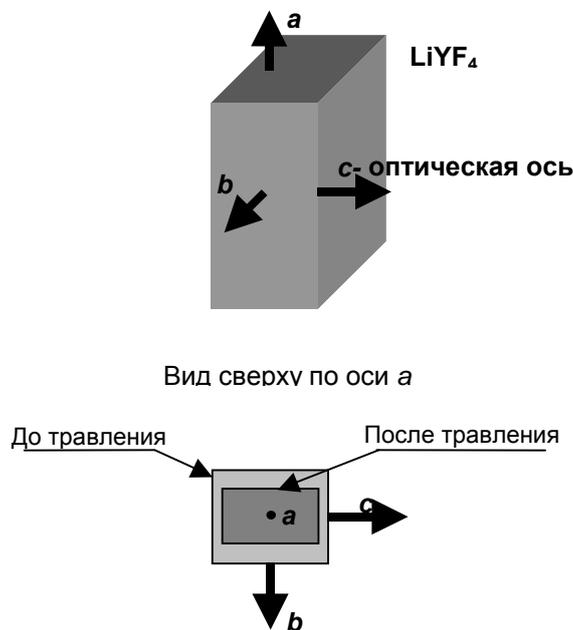


Рис. 1. Изменение геометрии образца после травления. Схема демонстрирует различие в скоростях травления по направлениям  $b$  и  $c$  ( $V_b > V_c$ )

В качестве примера кинетических кривых на рис. 2 приведена зависимость толщины стравленного слоя в 4N  $\text{H}_2\text{SO}_4$  при  $T=70^\circ\text{C}$ . Толщина стравленного слоя по направлению  $b$  больше, чем по другим направлениям. Аналогичные результаты наблюдаются и при остальных температурах и концентрациях.

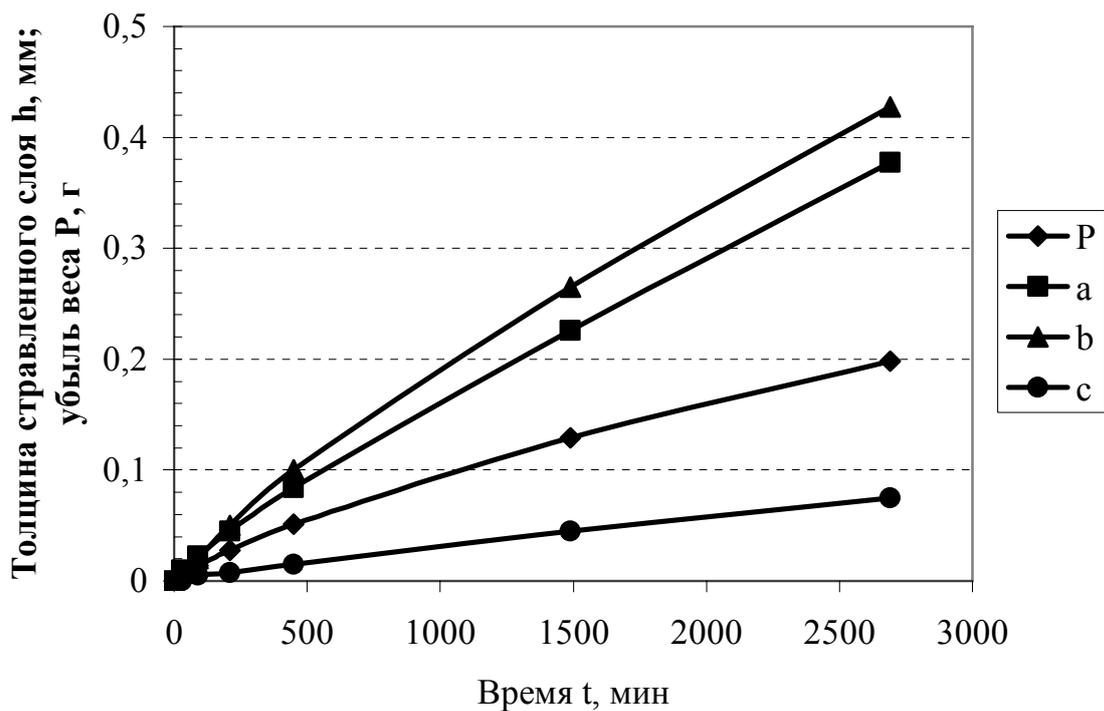


Рис. 2. Зависимость толщины стравленного слоя и убыли веса  $P$  по направлениям  $a$ ,  $b$  и  $c$  от времени обработки при  $T=70^{\circ}\text{C}$ , концентрации  $4\text{N}$

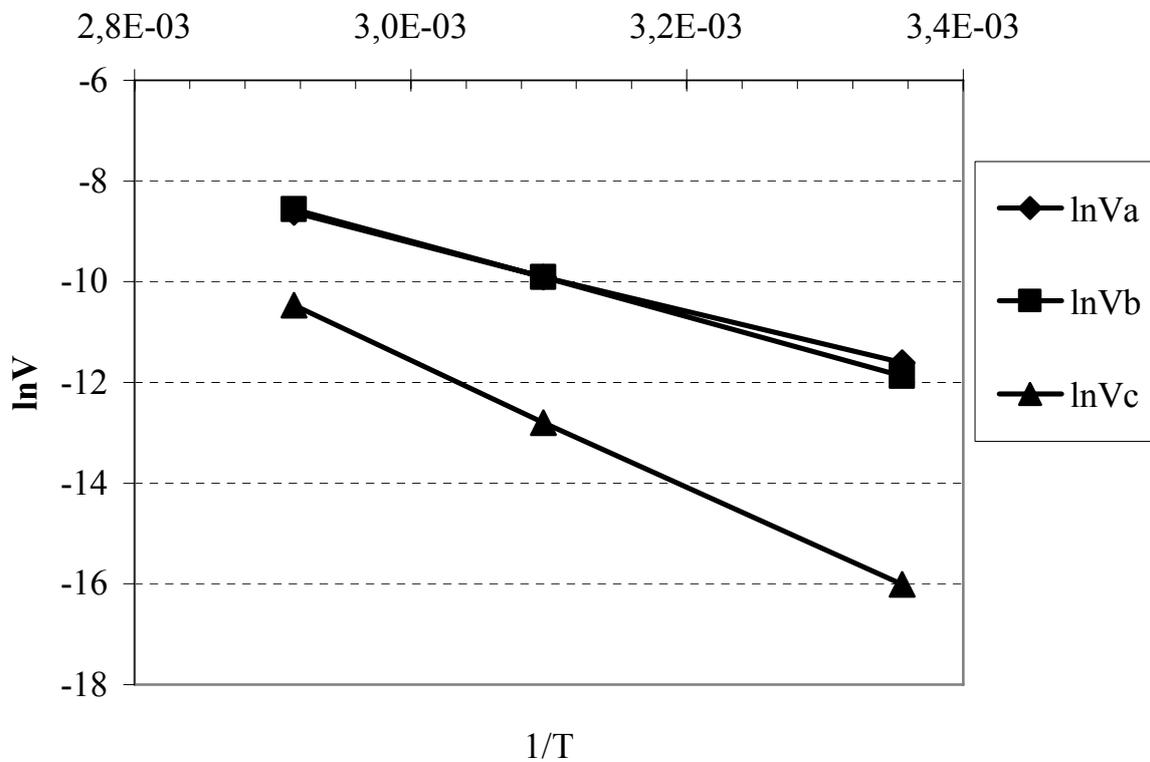


Рис. 3. Зависимость логарифма скорости травления от обратной температуры по направлениям  $a$ ,  $b$  и  $c$  для концентрации  $\text{H}_2\text{SO}_4$   $4\text{N}$

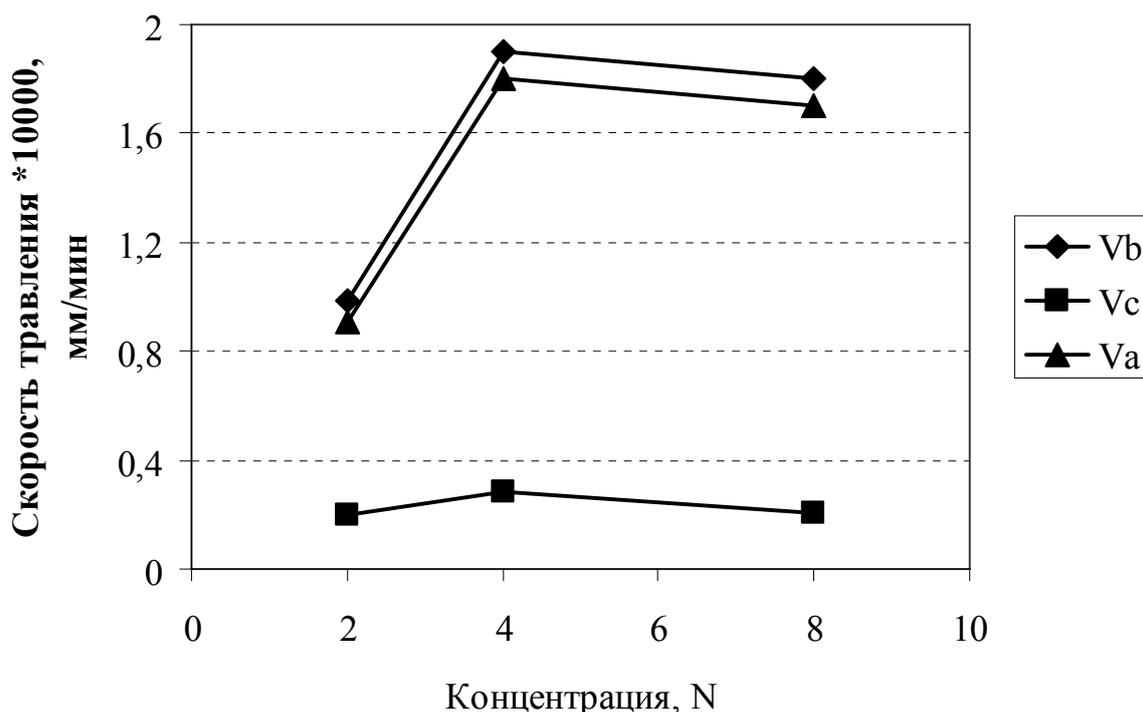


Рис. 4. Зависимость скорости травления по направлениям *a*, *b*, и *c* от концентрации  $H_2SO_4$  при  $T=70^\circ C$

На рис. 3 представлены зависимости логарифма скорости травления по различным направлениям кристалла *a*, *b*, и *c* от обратной температуры. Эти зависимости можно аппроксимировать линейной функцией. Это позволяет говорить, что температурную зависимость константы скорости процесса травления формально можно описывать известным из химической кинетики уравнением Аррениуса

$$k = A \exp(-E_a/RT),$$

где  $k$  – константа скорости процесса,  $A$  – предэкспоненциальный множитель,  $E_a$  – энергия активации реакции,  $R$  – газовая постоянная.

График зависимости  $\ln V$  от  $1/T$  – прямая линия, отрицательный наклон которой определяется энергией активации  $E_a$  и характеризует положительную температурную зависимость скорости. При этом углы наклона прямых, характеризующих направления *a* и *b*, примерно одинаковы, следовательно, энергии активации реакции по этим направлениям близки. Угол наклона прямой, соответствующей направлению оптической оси *c*, больше угла наклона остальных двух прямых, т.е. энергия активации по этому направлению больше.

Таким образом, зависимость скорости травления в растворах серной кислоты от концентрации носит немонотонный характер (рис. 4). При изменении концентрации от 2N до 4N скорость травления по всем направлениям возрастает. Дальнейшее увеличение концентрации практически не изменяет скорость процесса.

На рис. 5. представлены микрофотографии поверхности кристалла по направлениям *b* и *c*, сделанным после травления в зависимости от концентрации при одинаковой температуре и одинаковой глубине (50 мкм) стравленного слоя по направлению *b*. Видно существенное отличие в картинах травления по направлениям *b* и *c*. Следует также отметить, что с увеличением концентрации происходит укрупнение микрорельефа по направлению *b*, при этом характер травления не изменяется. При этом по направлению *c* укрупнение микрорельефа с увеличением концентрации не наблюдается.

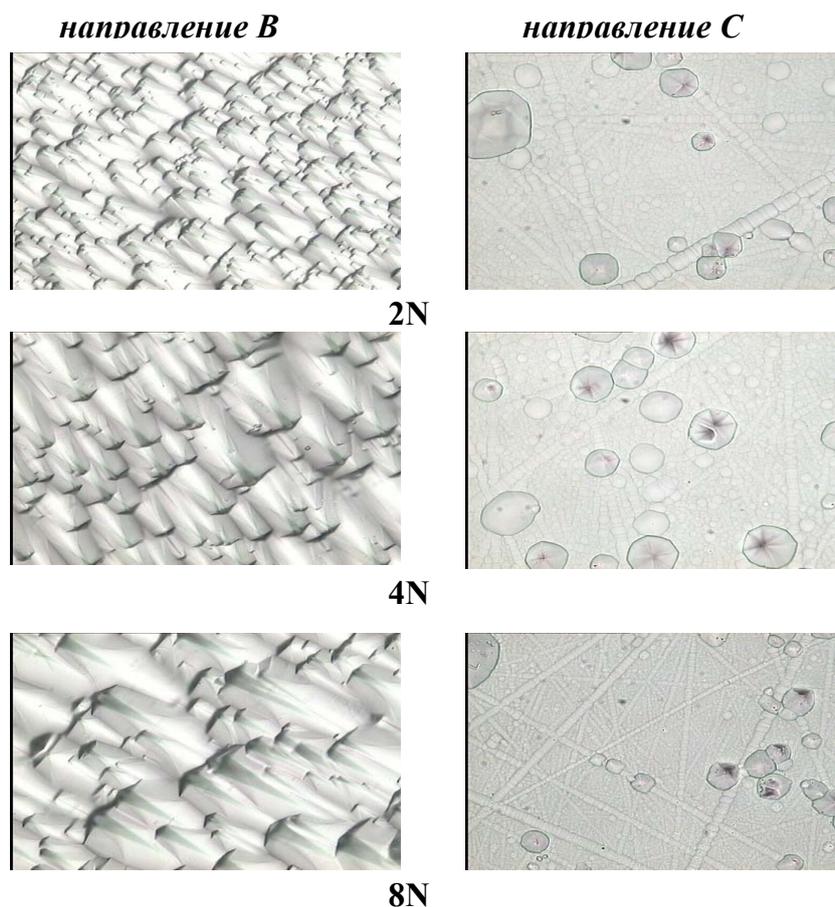


Рис. 5. Травление поверхности кристалла по направлениям *b* и *c* в растворах  $H_2SO_4$  при толщине стравленного слоя (50 мкм по направлению *b*). Концентрации кислоты (в грамм-эквивалентах на литр) указаны под изображениями. Увеличение 40 крат

### Заключение

Исследованы кинетики травления лазерного кристалла  $LiYF_4$  в растворах  $H_2SO_4$  при различных концентрациях и температурах. Определены скорости травления кристалла по трем кристаллографическим направлениям *a*, *b* и *c*. Обнаружено, что скорость травления по направлению оптической оси *c* меньше в 7 раз по сравнению с другими направлениями *a* и *b*. Различная скорость травления по разным направлениям приводит к искажению формы исходного лазерного кристалла. Этот эффект необходимо учитывать при обработке поверхности кристалла  $LiYF_4$  в растворах серной кислоты. Полученные данные позволят оптимизировать технологический процесс травления для улучшения механических и термических характеристик лазерного кристалла.

### Литература

1. R. C. Stoneman, J. G. Lynn, and L. Esterowitz. Direct upper-state pumping of the 2.8  $\mu m$   $Er^{3+}$ :YLF laser. // IEEE J. of Quant. El. 1992. V. 28. P. 1041–1045.
2. T. Jensen, A. Diening, G. Huber, and B. H. T. Chai. Investigation of diode-pumped 2.8- $\mu m$   $Er$ : $LiYF_4$  lasers with various doping levels. // Opt. Lett. 1996. V. 21. P. 585–587.
3. A. Dergachev, P.F. Moulton. High-power, high-energy diode-pumped  $Tm$ : YLF- $Ho$ :YLF-ZGP laser system. // OSA Trends in Optic and Photonics. 2003. V. 83. Advanced Solid-state Photonics. P. 137–141.
4. Витман Ф.Ф., Берштейн В.А., Пух В.П. Прочность стекла. М.: Мир, 1969. С.7–30.

# СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОКОНЦЕНТРИРОВАННЫХ МЕТАФОСФАТНЫХ ИТТЕРБИЕВЫХ СТЕКОЛ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ЭРБИЯ

А.С. Златов, В.А. Асеев, Н.В. Никоноров, А.К. Пржевуский, Ю.К. Федоров

Исследованы спектральные свойства стекол, активированных ионами иттербия и эрбия с предельными концентрациями иттербия. Измерены спектры поглощения и определены параметры Джадда-Офельта для метафосфата иттербия, активированного эрбием.

## Введение

С момента получения первого индуцированного излучения ионов  $Er^{3+}$  в стекле Шнитцером и Вудкоком в 1965 году на длине волны 1,54 мкм наблюдается повышенный интерес к эрбиевым кристаллам и стеклам [1]. Это связано с тем, что такая длина волны является, во-первых, оптимальной для передачи информации по волоконно-оптическим линиям связи [2], во-вторых, лежит в безопасном для глаз диапазоне длин волн [3]. Специфика эрбиевых лазеров заключается, прежде всего, в том, что накопление энергии возбуждения на верхнем лазерном уровне в таких стеклах осуществляется преимущественно (или полностью) через канал сенсibilизации. КПД же непосредственного возбуждения ионов  $Er^{3+}$  крайне низок из-за относительно слабых полос поглощения [4]. Для ионов  $Er^{3+}$  эффективными сенсibilизаторами оказались ионы  $Yb^{3+}$ , которые имеют интенсивную полосу поглощения в области 0,9–1,02 мкм с «эффективной» шириной порядка  $1000 \text{ см}^{-1}$ . В этом случае накопление энергии возбуждения на верхнем лазерном уровне  $Er^{3+}$  ( ${}^4I_{11/2}$ ) осуществляется главным образом через канал сенсibilизации  $Yb^{3+} \rightarrow Er^{3+} ({}^4I_{11/2}) \rightarrow Er^{3+} ({}^4I_{13/2})$ : при оптической накачке возбуждаются ионы  $Yb^{3+}$ , а затем происходит безызлучательная передача энергии ионам  $Er^{3+}$  на уровень  ${}^4I_{11/2}$ , который является резонансным с метастабильным уровнем  ${}^4F_{5/2}$  ионов иттербия. В таких условиях энергетические характеристики эрбиевых лазеров в решающей степени определяются эффективностью безызлучательного переноса возбуждения в паре  $Yb^{3+} - Er^{3+}$ .

Эффективность безызлучательного переноса энергии сильно зависит от концентрации ионов иттербия, а также от матрицы стекла. Стекла с концентрациями ионов иттербия, превышающими  $(1,5-2) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , не обладают достаточным оптическим качеством для использования в лазерах [4]. Кроме того, работы по созданию и исследованию стекол с предельными концентрациями ионов иттербия отсутствуют. В настоящей работе исследованы спектральные свойства стекол, активированных ионами иттербия и эрбия с предельными концентрациями иттербия (до  $5,24 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ).

## Объект исследования

В работе синтезированы эрбиевые метафосфатные стекла в системе  $75P_2O_5-25RE_2O_3$  (мол.%), где  $RE_2O_3 = La_2O_3, Yb_2O_3, Er_2O_3$ . Стекла с переменным содержанием ионов иттербия были синтезированы в кварцевых тиглях при температурах 1450–1550°C и отожжены при температурах 550–600°C в зависимости от состава. В ходе варки все стекла были обезвожены путем барботирования кислородом через кварцевую трубку. После обезвоживания расплавы осветляли в течение 90 мин для удаления пузырей, затем отливали в графитовые формы и отжигали.

В работе был получен следующий концентрационный ряд метафосфатных стекол:  $75P_2O_5-(25-x)La_2O_3-xYb_2O_3$ , где  $x=0; 5; 10; 15; 20; 25$  (мол.%). При постоянной концентрации ионов эрбия  $0,29 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  изменялась концентрация ионов иттербия от 0 до максимально возможной -  $52,4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  за счет замещения ионов лантана (таблица 1).

Таким образом, первое стекло в этом ряду представляло собой метафосфат лантана, а последнее – метафосфат иттербия.

№ образца	$N_{Er}, 10^{20} \text{ см}^{-3}$	$N_{Yb}, 10^{20} \text{ см}^{-3}$
1	0,29	0
2		10,5
3		20,9
4		31,4
5		41,7
6		52,4

Таблица 1. Составы образцов

В работе были измерены спектры поглощения. Измерения проводились на образцах в виде плоскопараллельных пластин (15×15 мм) разной толщины (0,3–2 мм). Спектры поглощения образцов измерялись на спектрофотометре Varian Cary 500 (оптическая плотность  $D = 0-4$ , спектральный диапазон регистрации 300–3300 нм, шаг 0,1 нм). Все измерения проводились при комнатной температуре. Из спектров поглощения были рассчитаны сечения поглощения и определены параметры Джадда-Офельта.

### Экспериментальные результаты

**Спектральные свойства.** На рис. 1 показаны спектры поглощения иттербия в области перехода  $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ . Видно, что с увеличением концентрации иттербия коэффициент поглощения для длины волны 975 нм увеличивается, достигая максимального значения  $47,5 \text{ см}^{-1}$  при предельной концентрации иттербия  $52,4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  (рис. 1а).

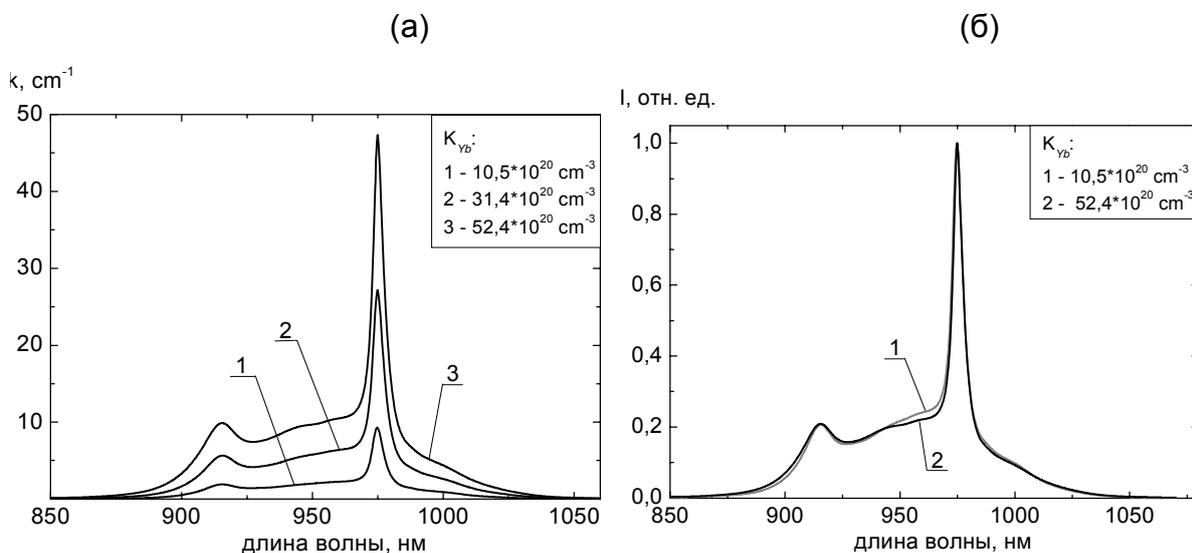


Рис. 1. Сравнение спектров поглощения ионов  $\text{Yb}^{3+}$ : (а) исходных, (б) нормированных по максимуму

В связи с тем, что из-за сложности контроля концентрации ионов активаторов при варке стекол их реальные значения могут отличаться от расчетных, производилась проверка на выполнение закона Бугера-Ламберта-Бера [5]. Результаты представлены на рис. 2.

Коэффициент поглощения практически линейно зависит от концентрации ионов активатора в исследуемом концентрационном ряду стекол, что говорит о выполнении закона Бугера-Ламберта-Бера. Таким образом, реальные значения концентрации ионов активатора совпадают с расчетными.

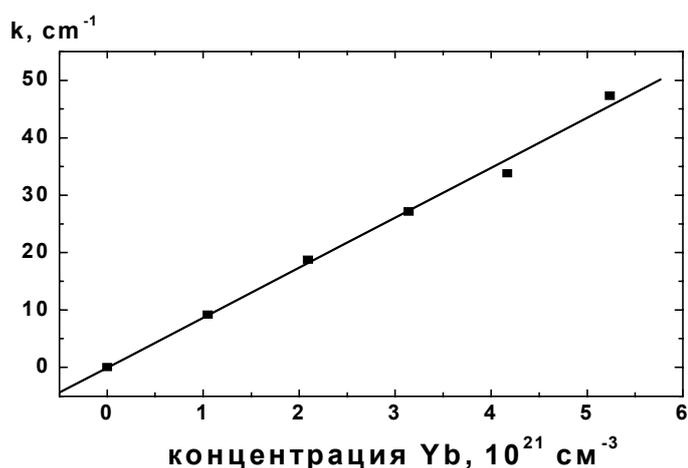


Рис. 2. Закон Бугера–Ламберта–Бера для метафосфатных эрбиевых стекол

На рис. 1б показано сравнение формы спектров поглощения иттербия, нормированных по максимуму для образцов с минимальной ( $10,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) и максимальной ( $52,4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) концентрациями ионов иттербия. Для таких концентраций контур спектра практически не изменяется. Таким образом, можно заключить, что форма контура поглощения для иттербия как активатора совпадает с формой контура иттербия, выполняющего роль стеклообразователя, т.е. предельные концентрации иттербия не изменяют его спектр поглощения.

На рис. 3 изображены спектры поглощения ионов эрбия для перехода  ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  (1,5 мкм) при разных концентрациях ионов иттербия. Из графиков видно, что с увеличением концентрации иттербия интенсивности полос уменьшаются (рис. 3а). Более того, при нормировке этих спектров (рис. 3б) видны заметные различия в контурах поглощения эрбия с разным окружением. Изменение интенсивности поглощения связано с изменением ближайшего окружения ионов эрбия и его сил осцилляторов, т.е. лантан и иттербий по-разному воздействуют на эрбий.

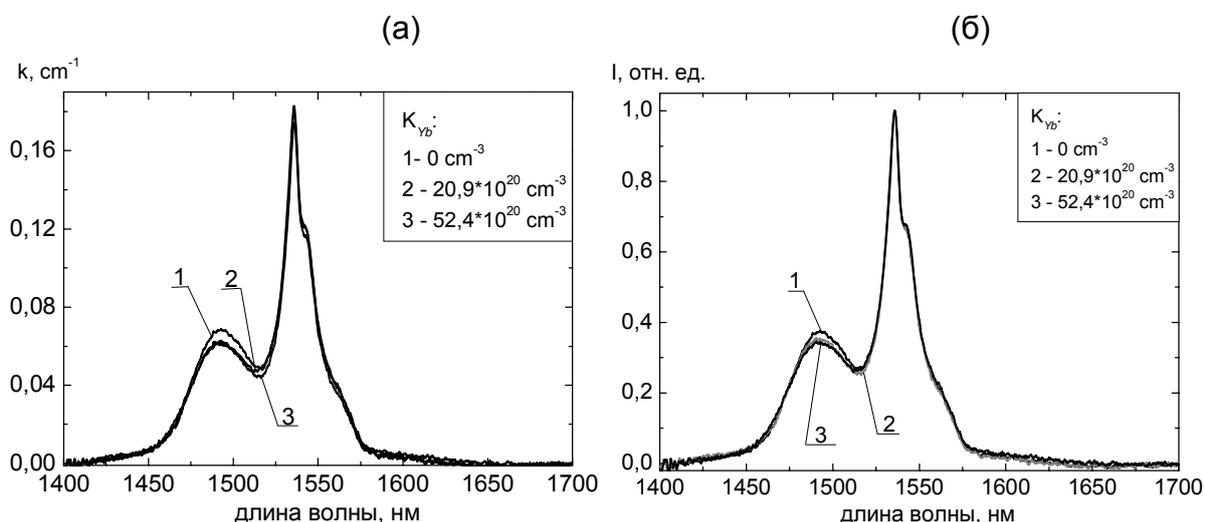


Рис. 3. Сравнение спектров поглощения ионов  $Er^{3+}$ : (а) исходных, (б) нормированных по максимуму

**Параметры Джадда–Офельта.** Расчет параметров Джадда–Офельта [6, 7] проведен на основе определения сечений поглощения для электрических дипольных переходов. Получены три параметра  $\Omega_t$  ( $t=2, 4, 6$ ) (таблица 2).

Как видно, увеличение концентрации ионов иттербия приводит к убыванию параметров Джадда–Офельта:  $\Omega_2$  уменьшается с  $6,2 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$  до  $5,7 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ ,  $\Omega_4$  неравно-

мерно убывает от  $1,2 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$  до  $0,7 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ ,  $\Omega_6$  значительно убывает от  $0,6 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$  до  $0,3 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ .

Образец №	$\Omega_2, 10^{-20} \text{ см}^2$	$\Omega_4, 10^{-20} \text{ см}^2$	$\Omega_6, 10^{-20} \text{ см}^2$
1	6,22	0,75	0,55
2	6,14	0,71	0,53
3	6,05	0,66	0,52
4	5,82	1,22	0,43
5	5,77	0,79	0,42
6	5,72	0,68	0,34

Таблица 2. Параметры Джадда–Офельта

Таким образом, введение больших концентраций иттербия приводит к изменению параметров Джадда–Офельта. Эти изменения необходимо учитывать при разработке высококонцентрированных иттербий–эрбиевых стекол с предельными концентрациями иттербия.

### Выводы

Получены образцы с высокими концентрациями ионов иттербия вплоть до предельной –  $52,4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Показано, что для спектров поглощения ионов иттербия выполняется закон Бугера–Ламберта–Бера. Максимальный коэффициент поглощения на длине волны 975 нм составил  $47,5 \text{ см}^{-1}$ . Установлено, что форма спектров поглощения ионов иттербия при изменении его концентрации не изменяется. Увеличение концентрации ионов иттербия приводит к уменьшению интенсивности полос поглощения ионов эрбия. Кроме того, изменение концентрации ионов иттербия влияет на форму контура поглощения эрбия. Рассчитаны параметры Джадда–Офельта для ионов эрбия, показано изменение этих параметров от концентрации ионов иттербия.

Полученные данные необходимы для определения предельных концентраций ионов эрбия и иттербия в лазерном стекле, а также оптимизации их соотношения для наиболее эффективной работы микролазеров и планарных оптических усилителей света.

Работа выполнена на технической базе НИИ Оптоинформатики при СПб ГУ ИТМО.

### Литература

1. Snitzer E., Woodcock R. // Appl. Phys. Lett. 1965. V. 6. P. 45.
2. Курков А.С., Наний О.В. Эрбиевые волоконно-оптические усилители. // Lightwave, 2003. № 3. С. 14–19.
3. Desurvire E. Erbium-doped fiber amplifiers. N.Y.: Wiley, 1994.
4. Алексеев Н.Е., Гапонцев В.П., Жаботинский М.Е., Кравченко В.Б., Рудницкий Ю.П. Лазерные фосфатные стекла. М.: Наука, 1980.
5. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976.
6. Judd B.R. Optical absorption intensities of rare earth ion. // Phys. Rev. 1962. V. 127. № 3. P. 750–761.
7. Ofelt G.S. Intensities of crystal spectra of rare earth ion. // J. Chem. Phys. 1962. V. 36. № 3. P. 511–520.

# СПЕКТРЫ УСИЛЕНИЯ/ПОТЕРЬ В МЕТАФОСФАТЕ ИТТЕРБИЯ, АКТИВИРОВАННОГО ИОНАМИ ЭРБИЯ

В.А. Асеев, Н.В. Никоноров, А.К. Пржеvusский, Ю.К. Федоров

Измерены населенности на метастабильном уровне и спектры усиления/потерь в стекле с предельным содержанием ионов иттербия, активированного ионами эрбия. Получен коэффициент усиления  $0,014 \text{ см}^{-1}$  на образце толщиной 1 мм.

## Введение

Иттербий-эрбиевые стекла широко используются в качестве активной среды в лазерах и оптических усилителях. Это связано с тем, что длина волны генерации иона эрбия (1,5 мкм) является, во-первых, оптимальной для передачи информации по волоконно-оптическим линиям связи, во-вторых, лежит в безопасном для глаз диапазоне длин волн [1]. Ион иттербия дополнительно вводится в стекло для повышения эффективности накачки, поскольку является сенсibilизатором для иона эрбия, а также имеет интенсивную полосу поглощения в области 1 мкм, что позволяет использовать для накачки мощные полупроводниковые лазерные диоды [2]. Для создания высокоэффективных лазерных сред требуется использовать высокие концентрации ионов активаторов. Особый интерес вызывают среды с предельными содержаниями активаторов. Например, метафосфат иттербия – среда, где ион иттербия входит в состав стекла не как активатор, а как стеклообразователь. Работы, посвященные исследованию спектрально-люминесцентных свойств метафосфата иттербия, активированного эрбием, в настоящее время отсутствуют. Целью настоящей работы являлось исследование спектров усиления/потерь в стекле с предельным содержанием ионов иттербия, активированного ионами эрбия.

## Объект исследования и методика эксперимента

В работе исследовалось иттербий-эрбиевое стекло с предельным содержанием иттербия (метафосфат иттербия  $75P_2O_5-24,5Yb_2O_3-0,5Er_2O_3 \text{ мол}\%$ ). Стекло было синтезировано в кварцевом тигле при температуре  $1550^\circ\text{C}$  и последующим отжигом при  $600^\circ\text{C}$ . В ходе варки стекло было обезвожено путем бурления расплава кислородом через кварцевую трубку. После обезвоживания расплав стекла осветляли в течение 90 мин для удаления пузырей. Следующим этапом была выработка стекла в графитовую форму и отжиг. Таким образом, был получен образец стекла со следующими концентрациями ионов активаторов: эрбий –  $N_{Er}=0,6 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ; иттербий –  $N_{Yb}=52,4 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Размер образца  $10 \times 10 \times 1 \text{ мм}$ .

В работе по методике [3] были проведены прямые измерения спектров усиления/потерь для различных уровней накачки. Накачка  $N_2/N_{Er}$  (где  $N_2$  населенность уровня  $^4I_{13/2}$ ,  $N_{Er}$  – концентрация ионов эрбия) определялась через измерения изменения поглощения из основного состояния [3]. Сечение вынужденного излучения рассчитывалось по методу МакКамбера [4]. Оценка температуры образца производилась по методике описанной в работе [5].

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены зависимости сечения поглощения и излучения от длины волны. Интегральные сечения составили, соответственно: поглощения  $\sigma_{abs}=1,06 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ , вынужденного излучения –  $\sigma_{em}=1,08 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ . Максимальные значения сечений поглощения –  $5,89 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ , вынужденного излучения –  $6,72 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ .

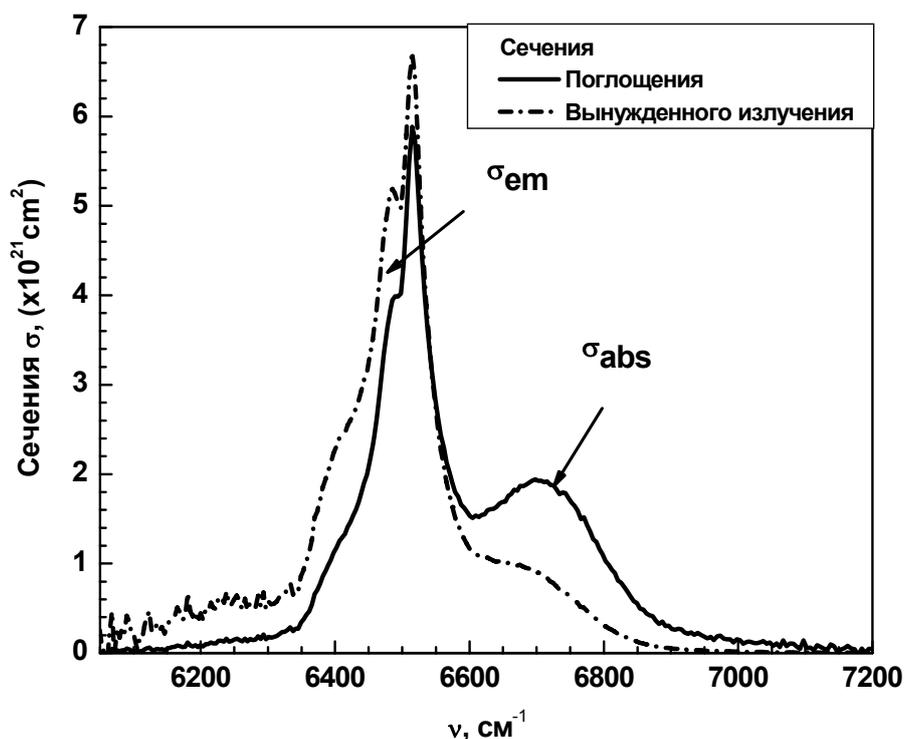


Рис. 1. Сечение поглощения  $\sigma_{abs}$  и сечение вынужденного излучения  $\sigma_{em}$

Максимальные значения изменения поглощения из основного состояния использовались для получения значений населенности на уровне  ${}^4I_{13/2}$  (рис. 2). Видно, что при мощностях более 300 мВт наблюдается уменьшение населенности на уровне  ${}^4I_{13/2}$ .

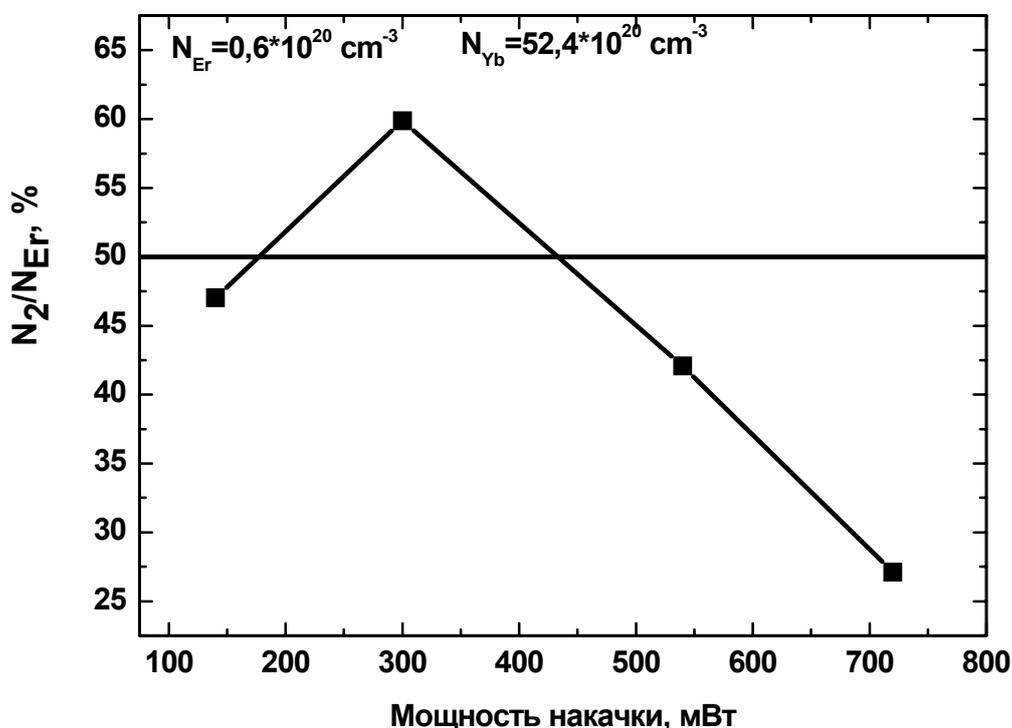


Рис. 2. Зависимость отношения  $N_2/N_{Er}$  от мощности накачки.

Причина такого эффекта может быть связана с нагревом образца при больших мощностях накачки. На рис. 3 показано изменение температуры образца при разных мощностях накачки. С увеличением мощности накачки происходит нагрев образца из-за роста безызлучательных потерь, что, в свою очередь, приводит к изменению энергетиче-

ских зазоров ионов эрбия и иттербия [5], и изменяется эффективность прямого переноса возбуждения от иттербия к эрбию, а также обратного переноса от эрбия к иттербию.

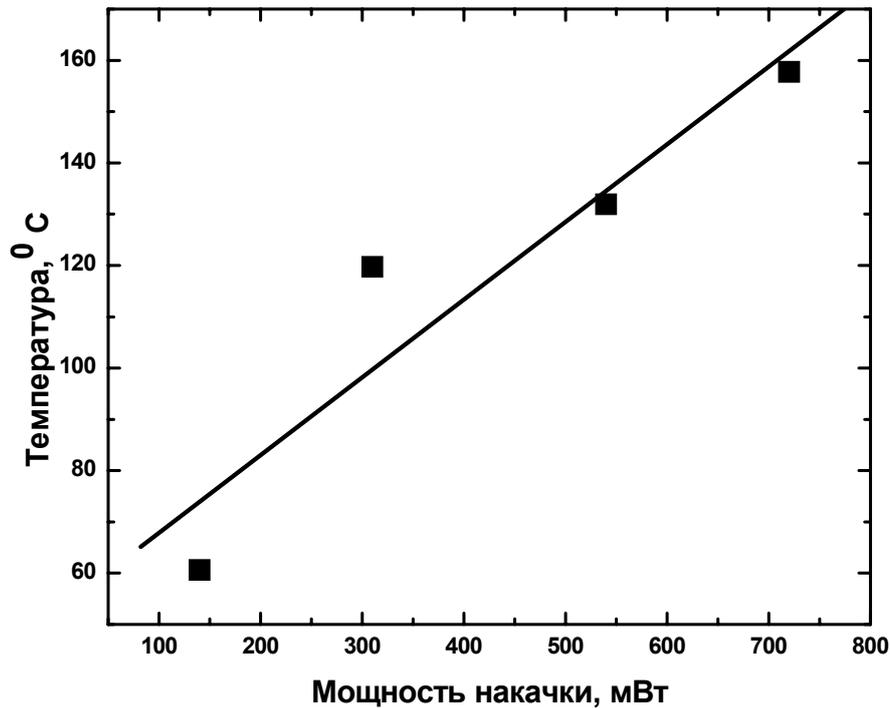


Рис. 3. Зависимость температуры образца от мощности накачки.

Кроме того, уменьшение населенности на метастабильном уровне можно связывать с процессом ап-конверсии, который нелинейно зависит от мощности излучения [6]. Однако вклад этого механизма требует дальнейших исследований.

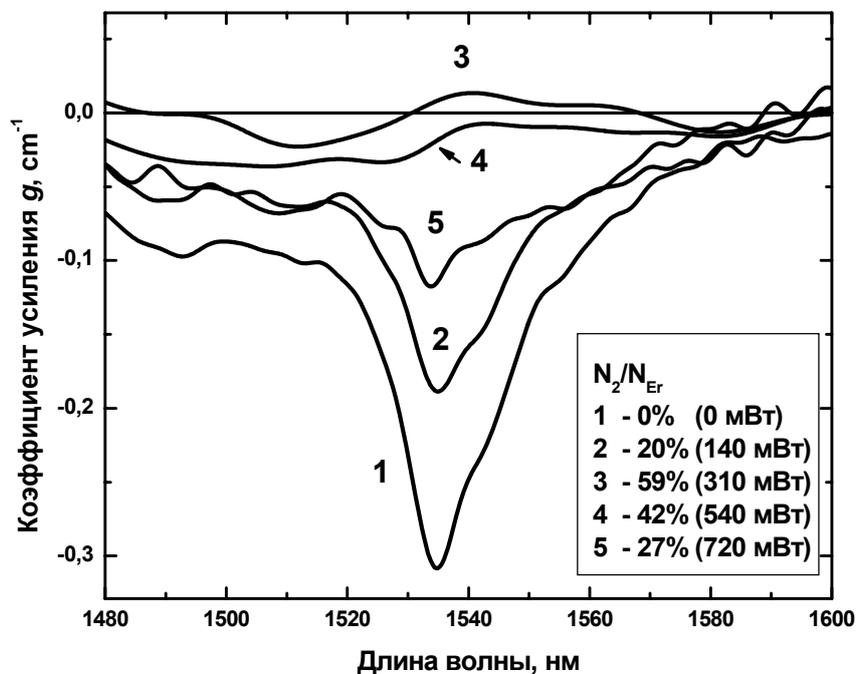


Рис. 4. Экспериментальные спектры усиления/потерь. В скобках приведены значения мощности накачки

Наибольший коэффициент усиления ( $g=0.014 \text{ см}^{-1}$ ) на образце толщиной 1 мм наблюдается при мощности накачки 310 мВт. Дальнейшее увеличение мощности приво-

дит к уменьшению коэффициента усиления (рис 4). Уменьшение коэффициентов усиления при больших мощностях накачки связано с уменьшением населенности метастабильного уровня, т.е. с нагревом образца.

### Выводы

В ходе работы впервые были проведены исследования лазерных свойств иттербий-эрбиевых фосфатных стекол с предельным содержанием ионов иттербия. Наибольший коэффициент усиления ( $g=0.014 \text{ см}^{-1}$ ) на образце толщиной 1 мм наблюдается при мощности накачки 310 мВт. Установлено, что при мощностях более 300 мВт наблюдается уменьшение населенности на уровне  $^4I_{13/2}$  и коэффициента усиления, которое, главным образом, связано с нагревом.

### Литература

1. Desurvire E. Erbium-doped Fiber Amplifiers, Wiley, New York, 1994.
2. Алексеев Н.Е., Гапонцев В.П., Жаботинский М.Е., Кравченко В.Б., Рудницкий Ю.П. Лазерные фосфатные стекла. М.: Наука. 1980.
3. Асеев В. А., Никоноров Н. В., Пржеvusкий А.К., Чухарев А. В., Рохмин А.С. Изменение спектров усиления/потерь в высококонцентрированных лазерных стеклах, активированных иттербием-эрбием. // Оптический журнал. 2003. Т. 70. № 11. С. 18–22.
4. McCumber D.E. Theory of photon-terminated lasers. // Phys. Rev. 1964. V. 134. A299-A306.
5. Nikonorov N., Przhevuskii A., Lunter S. Effect of heating on spectral characteristics of Er-doped laser glasses. // SPIE. 1999. V. 3622. P.144–152,
6. Nikonorov N. V., Przhevutskii A. K., Chukharev A. V., Characterization of non-linear upconversion quenching in Er-doped glasses modeling and experiment. // J. of Non-Crystalline Solids. 2003. V. 324. P. 92–108.

# ВЛИЯНИЕ МОЩНОСТИ НАКАЧКИ НА СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫСОКОКОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ИТТЕРБИЙ-ЭРБИЕВЫХ СТЕКОЛ

К.О. Губанов, В.А. Асеев, Н.В. Никоноров, А.К. Пржеvusский, Ю.К. Федоров

Экспериментально исследовано влияние мощности накачки на люминесцентные характеристики высококонцентрированных фосфатных иттербий-эрбиевых стекол с различным содержанием ионов-активаторов. Установлено, что при увеличении концентрации ионов  $Er^{3+}$  и мощности накачки происходит повышение температуры активной среды до  $300^\circ\text{C}$ .

## Введение

На протяжении нескольких последних лет в телекоммуникациях и телеметрии активно используются волноводные усилители и микролазеры, активной средой которых является фосфатное стекло, активированное ионами  $Er^{3+}$  и  $Yb^{3+}$  [1, 2]. При разработке таких устройств решаются задачи, в первую очередь связанные с их миниатюризацией, повышением эффективности и увеличение мощности. Осуществление этих задач возможно при увеличении концентрации ионов активаторов. В свою очередь, увеличение накачки может приводить к деформации (искажению) спектра люминесценции (и, соответственно, усиления), что, в конечном итоге, будет влиять на работу усилителя. Так, например, в работе [3] обнаружено, что при высоких накачках ( $N_2/N > 30\%$ , где  $N_2$  – населенность на метастабильном уровне  $^4I_{13/2}$ ,  $N$  – концентрация ионов эрбия) спектр люминесценции эрбиевых стекол деформируются. Авторы этой работы объясняли такое искажение спектра нагревом активной среды. Целью настоящей работы являлось исследование влияния мощности накачки на люминесцентные характеристики высококонцентрированных фосфатных иттербий-эрбиевых стекол с различным содержанием ионов-активаторов.

## Объект исследования и методика эксперимента

В работе были исследованы два концентрационных ряда фосфатных стекол: первый – с переменным содержанием ионов эрбия; второй – с переменным содержанием ионов иттербия. Ряд стекол с переменным содержанием ионов эрбия синтезировался в кварцевых тиглях на 150–200 г из смеси сухих метафосфатов стекла при температурах  $1250\text{--}1280^\circ\text{C}$  с отжигом при  $520\text{--}540^\circ\text{C}$  в зависимости от состава. Стекла с переменным содержанием ионов иттербия были синтезированы в кварцевых тиглях при температурах  $1450\text{--}1550^\circ\text{C}$  с отжигом при  $550\text{--}600^\circ\text{C}$  в зависимости от состава.

Таким образом, были получены следующие концентрационные серии стекол:

1. Вес %  $9,2\text{BaO}-6,8\text{K}_2\text{O}-19\text{Yb}_2\text{O}_3-(9,8-x)\text{La}_2\text{O}_3-x\text{Er}_2\text{O}_3-55,2\text{P}_2\text{O}_5$  где  $x = 0,5; 1,0; 2,0; 4,0; 8,0; 9,0$ .
2. Мол %  $((25-x)\text{La}_2\text{O}_3 - x\text{Yb}_2\text{O}_3) - 75\text{P}_2\text{O}_5: \text{Er}_2\text{O}_3$ , где  $x = 0, 5, 10, 15, 20, 25$ .

Концентрации ионов активаторов представлены в таблице 1.

В работе были исследованы изменения спектров люминесценции фосфатных стекол при различных мощностях накачки. Спектры измерялись при различных мощностях излучения накачки – от 20 до 770 мВт.

Для записи спектров люминесценции использовалась экспериментальная установка (рис. 1). Люминесценция эрбия возбуждалась излучением титан-сапфирового лазера с длиной волны  $\lambda = 975$  нм (модель Millennium-Xs, Spectra Physics) (1), промодулированным механическим модулятором с частотой 10 Гц. Сигнал люминесценции регистрировался при помощи монохроматора (модель Acton-300, Acton Research Corporation) (7)

и приемника InGaAs (модель ID-441, Acton Research Corporation) (8) в диапазоне 1400-1700 нм. Сигналы от приемника усиливались и обрабатывались при помощи цифрового синхронного усилителя (модель SR850 фирмы «Stanford Research Systems»).

Концентрации эрбия для ряда с переменным содержанием $Er^{3+}$			Концентрации иттербия для ряда с переменным содержанием $Yb^{3+}$		
№ образца	Вес%	$N, * 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	№ образца	Мол%	$N, * 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
E1	0.5	0.5	Y1	0	0
E2	1.0	1.0	Y2	5	1,05
E3	2.0	2.1	Y3	10	2,09
E4	4.0	4.2	Y4	15	3,14
E5	8.0	8.5	Y5	20	4,17
E6	9.0	9.5	Y6	25	5,24
$N_{Yb}=19*10^{20} \text{ cm}^{-3}$			$N_{Er}=2,9*10^{20} \text{ cm}^{-3}$		

Таблица 1. Составы стекол

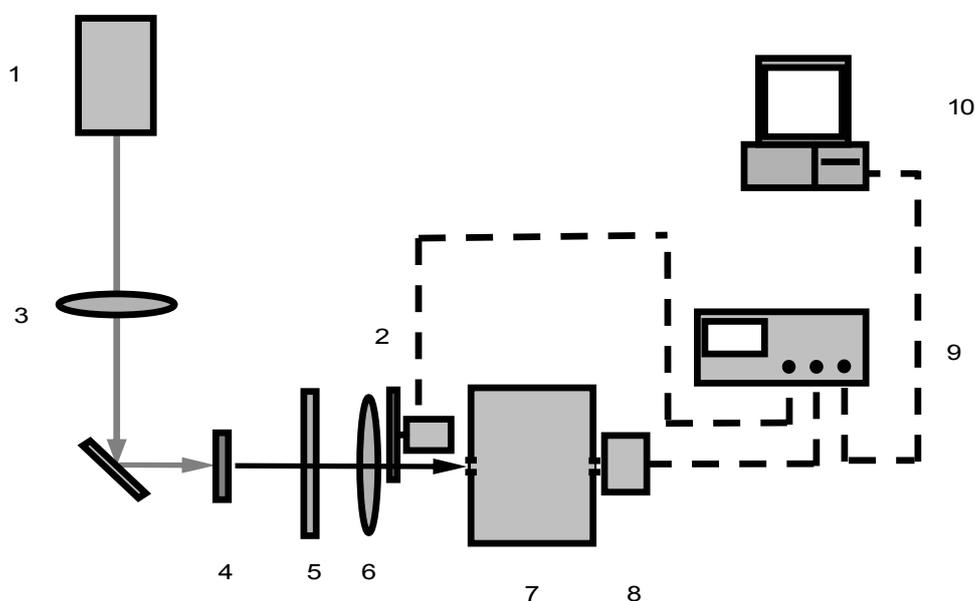


Рис. 1. Схема установки для записи спектров люминесценции: 1 – лазер, 2 – модулятор, 3 – фокусирующая линза, 4 – образец, 5 – фильтр КС-15, 6 – фокусирующая линза, 7- монохроматор, 8 – приемник, 9 - усилитель, 10 – компьютер

Измерения спектров люминесценции были проведены на образцах размером  $10 \times 10$  мм и толщиной от 0,5 до 3 мм. Толщина образцов выбиралась в зависимости от концентрации активатора, чтобы уменьшить эффект реабсорбции люминесценции.

Полагая, что при минимальной мощности накачки искажения спектра люминесценции незначительны, вначале был получен «эталонный» спектр люминесценции. Далее мощность накачки увеличивалась, записывался следующий спектр люминесценции, и т.д. Для сравнения формы спектров спектры люминесценции, полученные при различных мощностях накачек, были нормированы на площадь (рис. 2).

Путем вычитания «эталонного» спектра  $f(\lambda)^L$  люминесценции были получены разностные спектры  $f(\lambda)^H - f(\lambda)^L$  (рис 3), которые позволяют судить об изменениях формы

контуров при различных мощностях накачки. Видно, что в зависимости от мощности накачки при постоянной концентрации ионов  $Er^{3+}$  формы спектров меняются. Одной из причин такого изменения является то, что увеличение мощности накачки приводит к росту температуры, что в свою очередь ведет к нарушению равновесия электронных переходов между уровнями  $^4I_{13/2}$  и  $^4I_{15/2}$  иона эрбия.

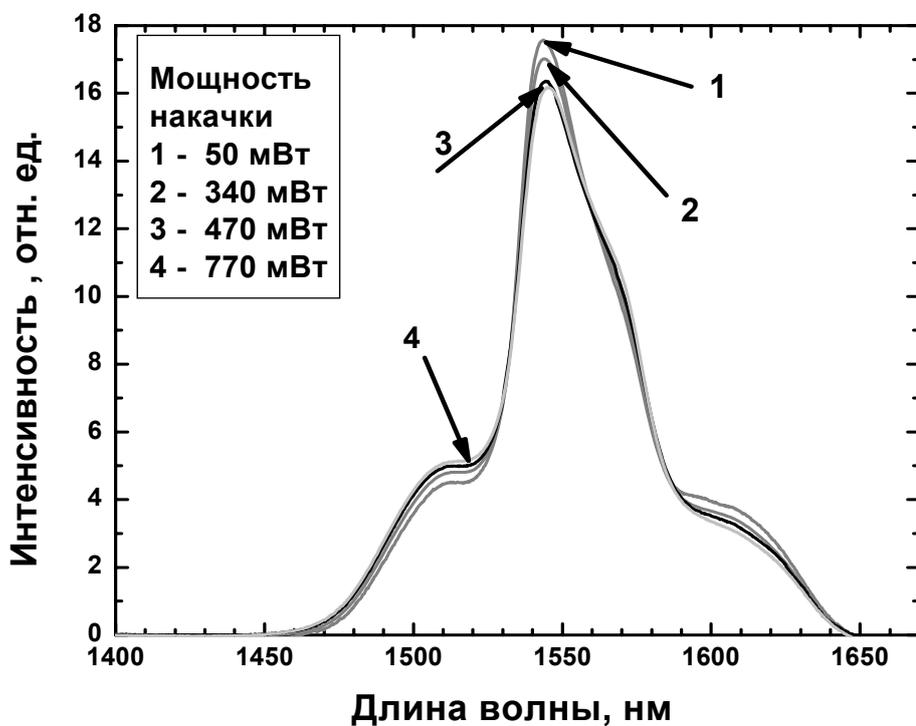


Рис. 2. Изменение формы спектра люминесценции перехода  $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  ионов эрбия от мощности накачки. Спектры люминесценции нормированы на площадь. Концентрация ионов эрбия  $2,1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , ионов иттербия -  $19 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$

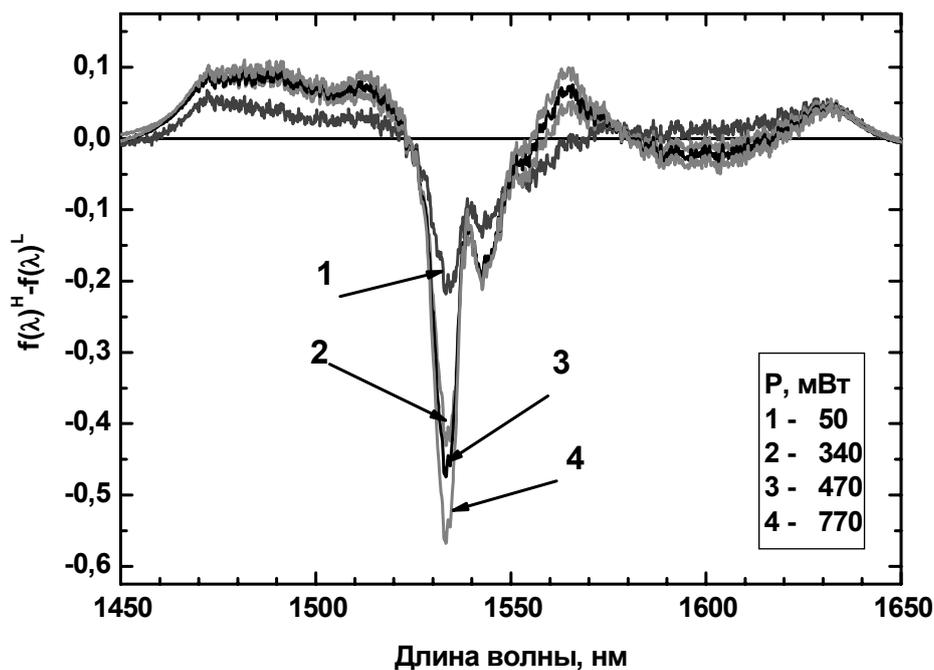


Рис. 3. Разностный спектр люминесценции при различных мощностях накачки.

Концентрация ионов эрбия  $2.1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , ионов иттербия  $19 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$

К росту температуры образца приводит увеличение доли безызлучательных потерь, например, тушение возбуждения на  $\text{OH}^-$  группе. Для оценки влияния концентрации ионов  $\text{Er}^{3+}$  на изменение формы спектра люминесценции были выбраны образцы с приблизительно одинаковым содержанием воды (рис 4). Оценка содержания  $\text{OH}^-$  групп производилась по значению коэффициента поглощения в районе пика поглощения воды на длине волны 3300 нм.

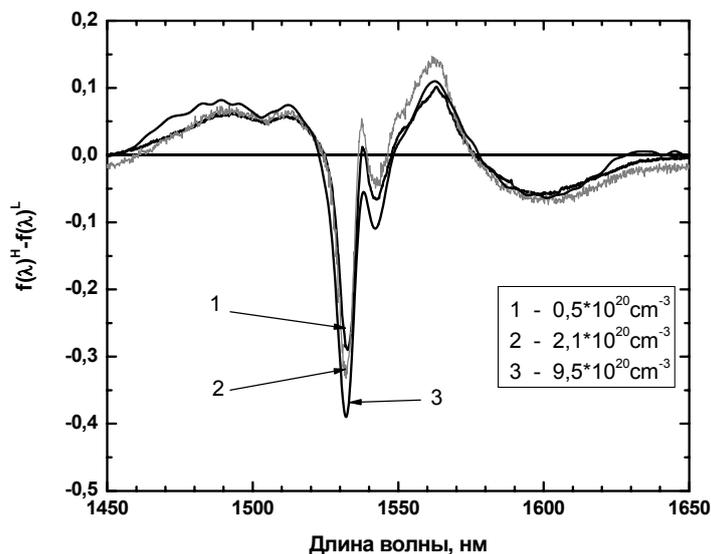


Рис. 4. Концентрационная зависимость разностного спектра люминесценции.

Мощность накачки 770 мВт. Концентрация ионов иттербия  $19 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$

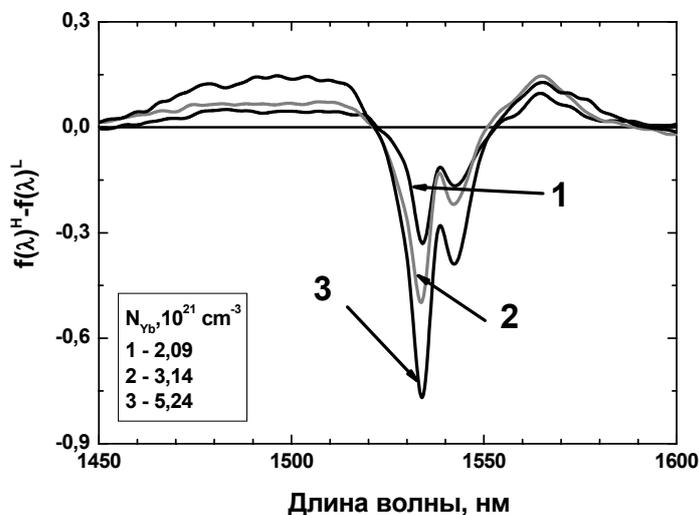


Рис. 5. Концентрационная зависимость разностного спектра люминесценции.

Концентрация ионов эрбия  $0,29 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$

Из рис. 4 видно, что при росте концентрации ионов  $\text{Er}^{3+}$  искажения спектров увеличиваются.

Рассмотрим влияние концентрации ионов иттербия на изменения контура люминесценции ионов эрбия (рис. 5). Из рисунка видно, что увеличение концентрации ионов иттербия приводит к росту искажений. Это может быть связано с увеличением мощности, поглощаемой в единице объема. Используя данные методики определения температуры образца по разности спектров люминесценции и учитывая сходный химический состав наших образцов и образцов в работе [3], можно провести оценку температуры нагрева образцов в зависимости от мощности накачки и концентрации

туры нагрева образцов в зависимости от мощности накачки и концентрации ионов активаторов.

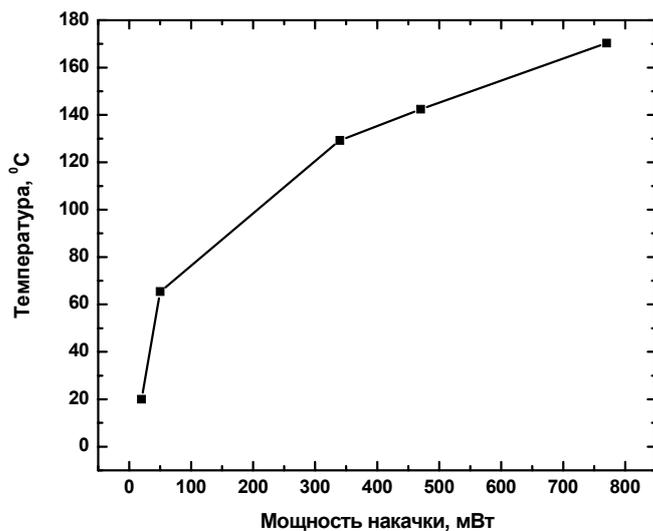


Рис. 6. Зависимость температуры образца от мощности накачки. Концентрация ионов эрбия  $2.1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , ионов иттербия  $19 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$

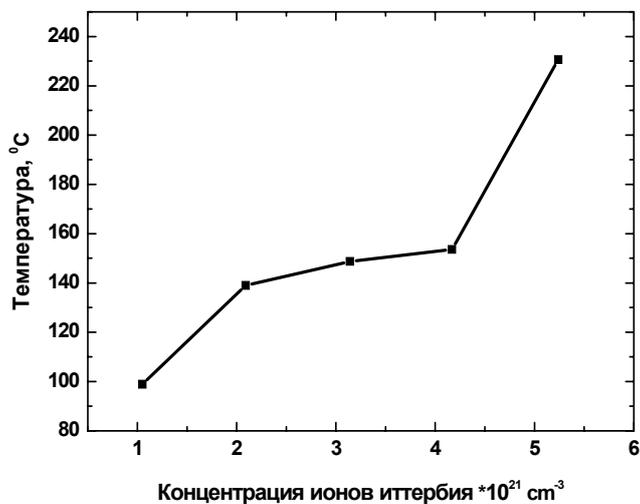
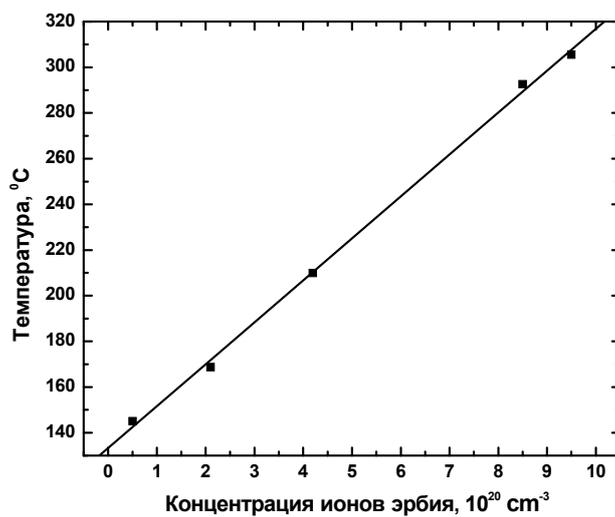


Рис. 7. Зависимость температуры образца от концентрации: а) ионов  $\text{Er}^{3+}$  при постоянной мощности накачки 770 мВт, Концентрация ионов иттербия  $19 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  б) ионов  $\text{Yb}^{3+}$  при постоянной мощности накачки. Концентрация ионов эрбия  $0,29 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$

Рис. 6 показывает, что с увеличением мощности накачки температура образца увеличивается и может достигать  $\sim 170^\circ\text{C}$  при падающей мощности накачки 770 мВт. В свою очередь, увеличение концентрации эрбия (рис. 7а) и иттербия (рис. 7б) приводит к более существенному нагреву образца до  $\sim 200\text{--}300^\circ\text{C}$ .

### Выводы

В настоящей работе исследовано влияние мощности накачки на спектрально-люминесцентные характеристики высококонцентрированных фосфатных иттербий-эрбиевых стекол с различным содержанием ионов активаторов. Показано, что при увеличении концентрации ионов  $\text{Er}^{3+}$  и мощности накачки происходит повышение температуры активной среды до  $300^\circ\text{C}$ . Полученные результаты необходимо учитывать при разработке микролазеров и планарных оптических усилителей света на основе высококонцентрированных иттербий/эрбиевых стекол.

### Литература

1. Desurvire E. Erbium-doped Fiber Amplifiers. Wiley, New York, 1994.
2. Lunter S.G., Fyodorov Yu.K. Development of erbium laser glasses. // Proc. F. Simp. Light Materials, Laser Technology Material for Optic Telecommun. 1994. V. 2. P. 327–333.
3. Nikonorov N., Przhevuskii A., Lunter S. Effect of heating on spectral characteristics of Er-doped laser glasses. // Proc. of SPIE. 1999. V. 3622. P.144–152.

# ВЛИЯНИЕ ОН ГРУПП НА СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОКОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ИТТЕРБИЙ-ЭРБИЕВЫХ СТЕКОЛ

В.А. Асеев, М.Н. Жукова, Н.В. Никоноров, А.К. Пржевуский,  
Ю.К. Федоров, Е.М. Федорова

Обезвоживание расплава иттербий-эрбиевого стекла путем бурления тяжелой водой и кислородом приводит к снижению содержания ОН<sup>-</sup> групп в ~20 раз, что увеличивает время жизни и квантовый выход люминесценции в ~5 раз у ионов эрбия и в ~1,5 раза у ионов иттербия.

## Введение

В настоящее время высококонцентрированные иттербий-эрбиевые стекла находят широкое применение при создании планарных волноводных усилителей света на 1.5 мкм и лазеров, работающих в безопасном для глаз диапазоне длин волн [1]. Концентрационное тушение люминесценции на ОН<sup>-</sup> группах является основной проблемой в таких стеклах [2, 3]. ОН<sup>-</sup> группы представляют собой центры тушения как для ионов иттербия, так и для ионов эрбия (рис.1).

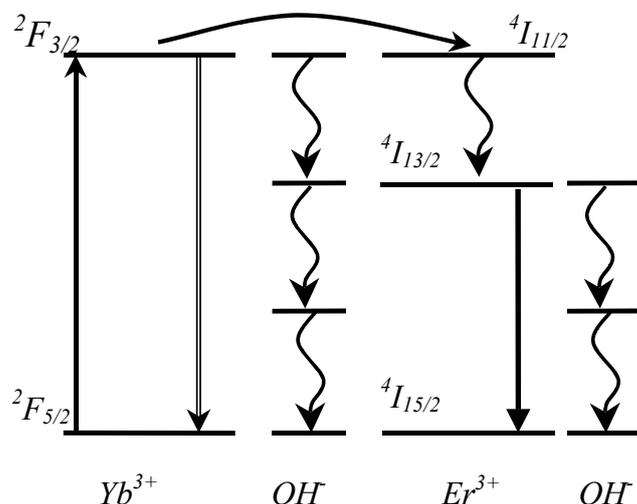


Рис. 1. Механизм тушения возбуждения на ОН<sup>-</sup> группах

В настоящей работе приведены результаты исследований влияния ОН<sup>-</sup> групп на кинетику затухания люминесценции высококонцентрированных иттербий-эрбиевых стекол. Концентрация ОН<sup>-</sup> групп в лазерном стекле изменялась при синтезе путем использования специальных «обезвоживающих» технологий.

## Объект исследования и эксперимент

В качестве объекта исследования было использовано фосфатное лазерное стекло марки КГСС 0135/15, активированное Yb и Er ( $N_{Er}=0,15 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_{Yb}=19 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ). Исходный образец №1 фосфатного стекла сравнивался с образцами, прошедшими специальную технологию обезвоживания. Для сравнения были исследованы семь образцов (№2-8) из данного стекла, полученные в определенный момент технологического процесса обезвоживания путем бурления расплава стекла тяжелой водой ( $D_2O$ ) – дейтерирование и бурление сухим кислородом. Время бурления показано в таблице 1.

№обр	Процесс обезвоживания
№1	Исходный расплав
№2	6 мин дейтерирование
№3	13 мин дейтерирование
№4	70 мин выдержки после дейтерирования
№5	10 мин бурления кислородом
№6	30 мин бурления кислородом
№7	70 мин бурления кислородом
№8	120 мин бурления кислородом

Таблица 1. Составы образцов

Измеряемые образцы представляли собой плоскопараллельные пластины размеров 10×10×1 мм. Спектры поглощения образцов измерялись на спектрофотометре Varian Cary 500 (спектральный диапазон регистрации 1400–3300 нм, шаг 0,1 нм).

Схема экспериментальной установки для определения времени затухания люминесценции в иттербий-эрбиевых образцах представлена на рис. 2.

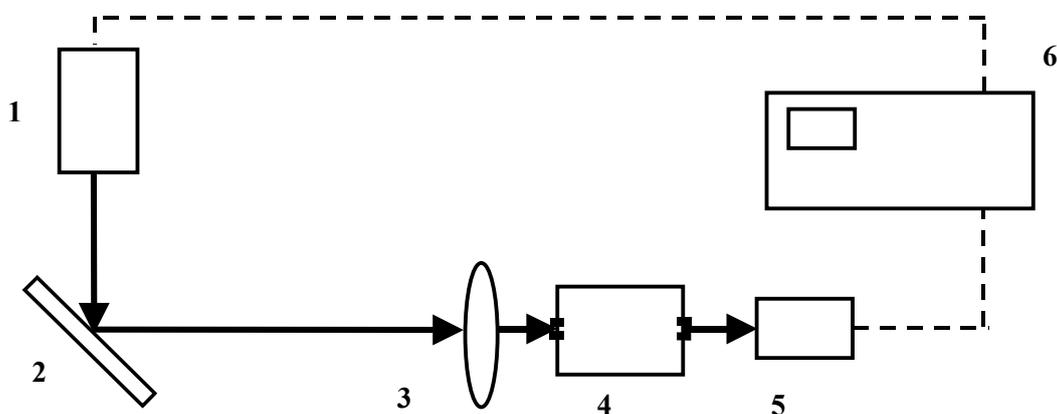


Рис. 2. Схема установки для определения времени затухания люминесценции: 1 – импульсный лазер и параметрический генератор ( $\lambda_{\text{pump}} = 975$  нм), 2 – образец, 3 – короткофокусный объектив, 4 – монохроматор, 5 – приемник, 6 – цифровой запоминающий осциллограф

Кинетика затухания люминесценции ионов эрбия ( $\lambda = 1535$  нм) и ионов иттербия ( $\lambda = 1060$  нм) измерялась при возбуждении параметрическим генератором LP-604 ( $\lambda_{\text{pump}} = 975$  нм) (1), накачиваемым второй гармоникой импульсного неодимового лазера LQ-129 фирмы Solar Laser system ( $\lambda = 532$  нм). С помощью линзы (3) сигнал люминесценции фокусировался на входные щели монохроматора Acton SP-150 (4), который выделял требуемую длину волны, далее кривые затухания люминесценции регистрировались InGaAs приемником (5) и фиксировались цифровым запоминающим осциллографом (модель «Infinium HP54830» фирмы «Agilent Technologies») (6). Время жизни

определялось через отношение площади под кривой затухания  $\int_0^{\infty} I(t)dt$  к ее максимальной амплитуде  $I(0)$ :

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} I(t)dt}{I(0)} \quad (1)$$

Квантовый выход люминесценции основного резонансного перехода  ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  рассчитывался по формуле

$$q = \left( \frac{\tau_{\text{эксп}}}{\tau_{\text{рад}}} \right) \cdot 100, \quad (2)$$

где  $\tau_{\text{эксп}}$  – экспериментально определенное время жизни люминесценции перехода  ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ ,  $\tau_{\text{рад}}$  – радиационное время жизни люминесценции перехода  ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ . Радиационное время жизни определялось по соотношению Фюхтбауэра–Ладенбурга:

$$\tau_r^{-1} = 8\pi c n^2 \tilde{\nu}^2 \frac{8}{7} \int \sigma_{\text{abs}}(\nu) d\nu, \quad (3)$$

где  $\int \sigma_{\text{abs}}(\nu) d\nu$  – интегральное сечение поглощения основного резонансного перехода  ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ ;  $\tilde{\nu}$  – средняя частота полосы;  $n$  – показатель преломления стекла.

Все измерения проводились при комнатной температуре.

### Результаты и обсуждение

На рис. 3 показаны спектры поглощения образцов в ИК области спектра. В фосфатных стеклах полосы поглощения ОН групп находятся в диапазоне длин волн 2700–3300 нм. Анализируя интенсивности полос поглощения в этой области спектра, можно произвести оценку наличия «воды» в образцах. Из графика видно, что исходный образец №1 имеет максимальный коэффициент поглощения, что свидетельствует о высокой концентрации ОН групп ( $N_{\text{ОН}}$ ). У образцов, прошедших последовательные стадии обезвоживания, наблюдается существенное снижение коэффициентов поглощения.

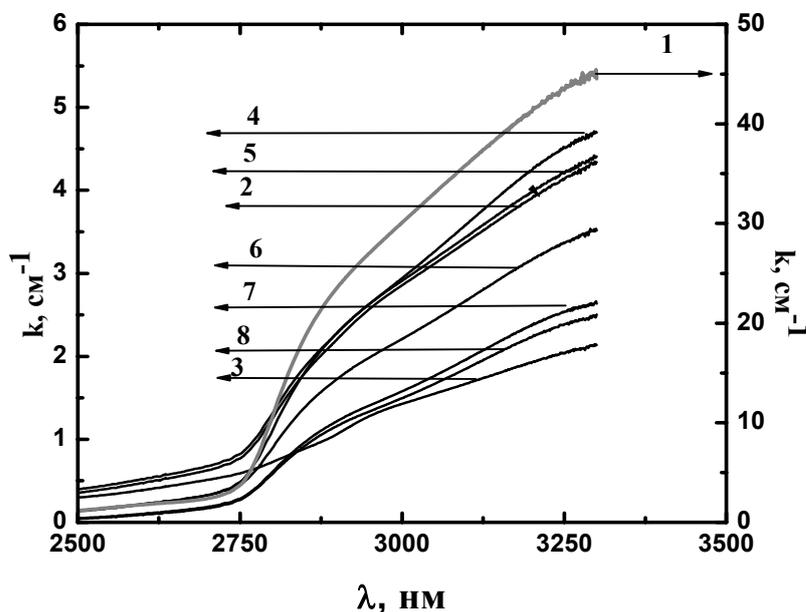


Рис. 3. Спектр поглощения ОН групп. Цифры на рисунке указывают номера образцов

На рис. 4 показано влияние технологического процесса обезвоживания на содержание ОН групп. Резкое снижение  $N_{\text{ОН}}$  в стекле наблюдается при дейтерировании в течение 19 минут. Дальнейшее выдерживание расплава в течение 70 минут приводит к росту содержания ОН групп, и это связано с поглощением «воды» из атмосферы. Далее расплав подвергался бурлению кислородом. Этот процесс приводил к дополнительному снижению коэффициента поглощения в диапазоне длин волн 2700–3300 нм. При дейтерировании

происходит замещение водорода на дейтерий, Поглощение  $OD$  группы смещено в длинноволновую область спектра ( $\sim 4$  мкм) по сравнению с поглощением  $OH^-$  группы, что снижает вероятность тушения возбуждения ионов эрбия и иттербия [4]. При бурлении через расплав стекла сухих газов происходит диффузия  $D_2O$  и  $H_2O$  из расплава в пузыри газа и снижается концентрации воды в стекле, т.е. стекло осушивается [2].

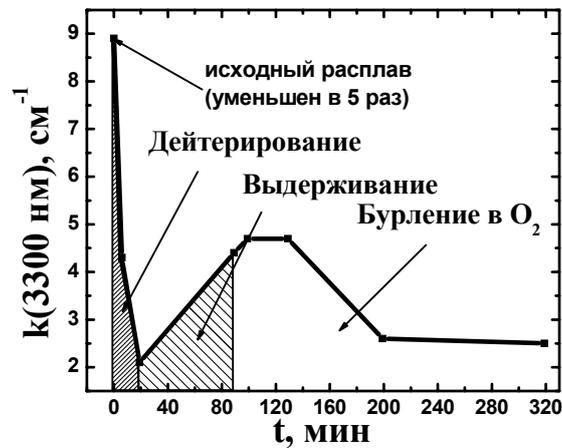
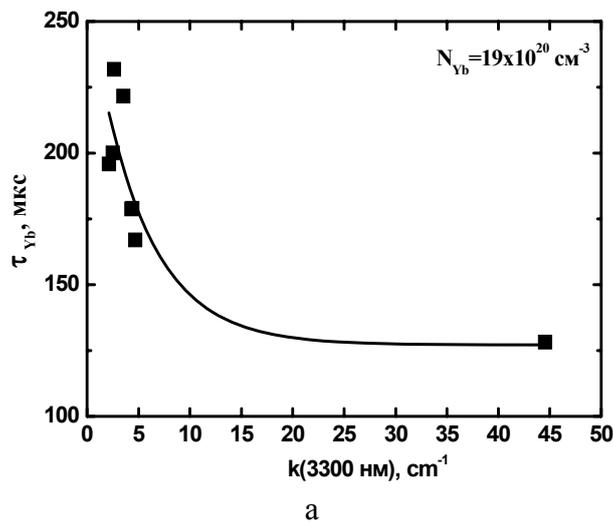
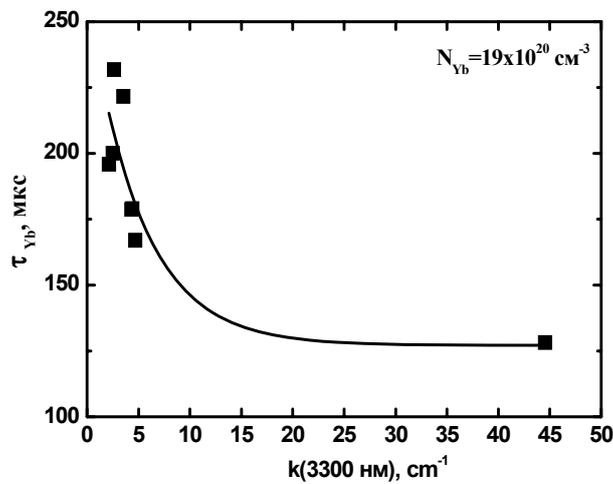


Рис. 4. Зависимость коэффициента поглощения  $OH^-$  групп  $k(3300 \text{ nm})$  от времени технологического процесса обезвоживания ( $t$ )



а



б

Рис. 5. Влияние содержания  $OH^-$  групп на время затухания люминесценции ионов  $Yb$  (а) и ионов  $Er$  (б)

Результаты исследования влияния обезвоживания расплава стекла на время затухания и квантовый выход люминесценции представлены на рис. 5 и 6. Видно, что время жизни люминесценции иттербия (рис. 5а) увеличивается в  $\sim 1,5$  раза ( $\tau_{Er}$  от 128,2 до 195,9 мкс) при уменьшении коэффициента поглощения в  $\sim 18$  раз ( $k$  от 44,53 до 2,5  $\text{см}^{-1}$ ). А такое же уменьшение коэффициента поглощения  $k(3300 \text{ нм})$  ведет к увеличению в  $\sim 5$  раз ( $\tau_{Er}$  от 1,55 до 7,95 мс) времени затухания люминесценции иона эрбия (рис. 5б). То есть уменьшение  $N_{OH}$  приводит к увеличению времени затухания люминесценции у ионов *Er* сильнее, чем у ионов *Yb*. Это связано с тем, что энергия метастабильного состояния у иона иттербия больше, чем у иона эрбия, т.е. при безызлучательных переходах в ионе иттербия образуется больше колебательных квантов, чем у иона эрбия, а вероятность безызлучательного перехода экспоненциально убывает с увеличением числа образующихся колебательных квантов [5].

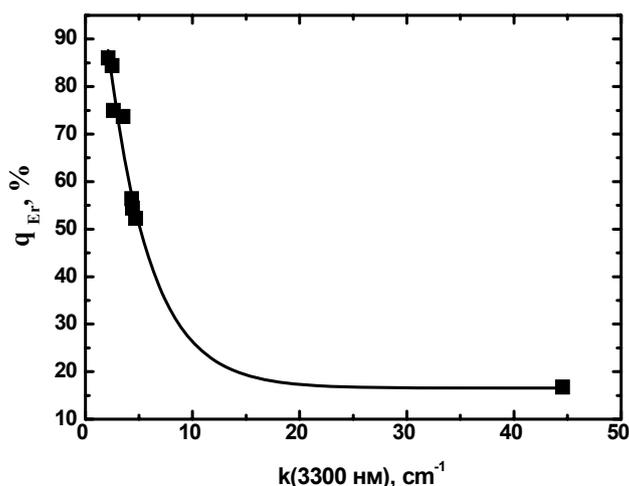


Рис. 6. Зависимость квантового выхода люминесценции ионов *Er* от содержания OH- групп

### Выводы

Проведены исследования влияния OH- групп на спектрально-люминесцентные свойства высококонцентрированных иттербий-эрбиевых стекол. Установлено, что процесс обезвоживания расплава стекла приводит к снижению содержания OH- групп в  $\sim 20$  раз, что увеличивает время жизни и квантовый выход люминесценции в  $\sim 5$  раз у ионов эрбия и в  $\sim 1,5$  раза у ионов иттербия. Данные исследования необходимо учитывать при создании усилителей или лазеров на 1.5 мкм на основе высококонцентрированных иттербий-эрбиевых стекол.

### Литература

1. Desurvire E. Erbium-doped Fiber Amplifiers. Wiley, New York, 1994.
2. Lunter S.G., Fyodorov Yu.K. Development of erbium laser glasses. // Proc. F. Simp. Light Materials, Laser Technology Material for Optic Telecommun. 1994. V. 2. P. 327–333.
3. Алексеев Н.Е., Гапонцев В.П., Жаботинский М.Е., Кравченко В.Б., Рудницкий Ю.П. Лазерные фосфатные стекла. М.: Наука, 1980. 352 с.
4. Галант Е.И., Лунтер С.Г., Миронов А.Н., Федоров Ю.К. Влияние дейтерирования на люминесцентные и оптические свойства лазерных стекол. //Физика и химия стекла. 1976. Т.2.. №4. С.351–355.
5. Ермолаев В.Л., Бодунов Е.Н., Свешникова Е.Б., Шахведов Т.А. Безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения. Л.: Наука, 1977.

# ИЗМЕРЕНИЕ МАЛЫХ ПОГЛОЩЕНИЙ В КРИСТАЛЛАХ $\text{CaF}_2$

Н.О. Собошук, В.А. Асеев

Измерены спектры поглощения в кристаллах  $\text{CaF}_2$ . По полученным полосам поглощения определены следующие примеси: свинец - максимум полосы поглощения на 210 нм, кислород - максимум полосы поглощения на 190 нм и церий - максимум полосы поглощения на 306 нм

## Введение

В настоящее время фотолитография является основой промышленного производства компьютерных микросхем и других миниатюрных устройств. Преимущество данного метода заключается в том, что величина элемента схемы ограничивается только дифракционным пределом волны используемого излучения, поэтому процесс экспозиции осуществляется в ультрафиолете. Основной трудностью является то, что обычные стекла имеют низкое пропускание в коротковолновом диапазоне, вследствие чего непригодны для изготовления фотолитографических объективов (требуемое пропускание на рабочих длинах волн – 99,7%). Перспективными материалами для изготовления линз являются фтористый кальций и кварц. Однако кварц может использоваться только для лазеров с рабочей длиной волны 248 нм, в то время как флюорит – 248 нм, 193 нм, 154 нм.

Поскольку необходимы кристаллы высокого качества, требуется учитывать дефекты материала, увеличивающие коэффициент поглощения. Прежде всего, это  $F$ -центры, имеющие собственную полосу поглощения. Для  $\text{CaF}_2$  максимум данной полосы поглощения располагается на 376 нм, поэтому, на первый взгляд, не должно происходить снижение пропускания на рабочих длинах волн, однако это не так. Во-первых, возможно образование агрегатных центров окраски ( $M$ -центр,  $R$ -центр и т.д.), состоящих из нескольких  $F$ -центров; в случае формирования больших агрегатных центров происходит трансформирование в наночастицы металлического кальция и, как следствие, рассеяние света. Во-вторых, наличие примесей увеличивает вероятность образования центра окраски – появление сложного центра окраски, состоящего из  $F$ -центра и примесного атома, свойства которого существенно отличаются от свойств «чистого» центра. В-третьих, имеет место снижение пропускания кристаллов флюорита на рабочих длинах волн при длительной эксплуатации – деградация образца. Наблюдается снижение и выход пропускания на новый постоянный уровень, зависимость деградации от концентрации примесей; появляется спектр поглощения, соответствующий сложному оптическому центру.

Целью работы было измерение спектров поглощений в кристаллах флюорита в УФ области спектра. В работе были поставлены следующие задачи: измерение пропускания в области спектра 190–450 нм, определение примесей и коэффициента поглощения на рабочих длинах волн 248 нм и 193 нм, используемых в фотолитографии.

## Экспериментальная часть

Нами были исследованы заготовки линз для фотолитографического объектива, толщины которых менялись от 38 до 53 мм. Измерение пропускания проводилось на спектрофотометре Perkin-Elmer Lambda 900 в диапазоне 190 – 450 нм с шагом 1 нм и временем интеграции 0,52 секунды. Исходя из полученных результатов, были рассчитаны оптическая плотность ( $D$ ) и коэффициент поглощения ( $\alpha$ ):

$$D = \lg(I_0 / I), \quad (1)$$

$$\alpha = D / d, \quad (2)$$

где  $I_0$  – интенсивность падающего излучения,  $I$  – интенсивность регистрируемого излучения,  $d$  – толщина образца

## Результаты измерений

Спектры поглощения исследуемых образцов приведены на рис. 1–3. При изучении спектров поглощения были обнаружены примеси, которые, исходя из литературных данных [1-4], могут быть идентифицированы как свинец (максимум полосы поглощения на 210 нм, рис. 1),  $O_2$  (максимум полосы поглощения на 190 нм, рис. 2) и церий (максимум полосы поглощения на 306 нм, рис. 1 и 3). Также следует учитывать, что мы регистрируем не поглощение образца, а ослабление излучения, которое складывается непосредственно из поглощения и из отражения на границе раздела сред воздух-кристалл. Коэффициент отражения описывается законом Френеля:

$$R = [(n-1)/(n+1)]^2, \quad (3)$$

где  $n$  – показатель преломления вещества [5, 6]; т.е. с уменьшением длины волны происходит увеличение отражения. Зависимость френелевского отражения от длины волны показана на рис. 4.

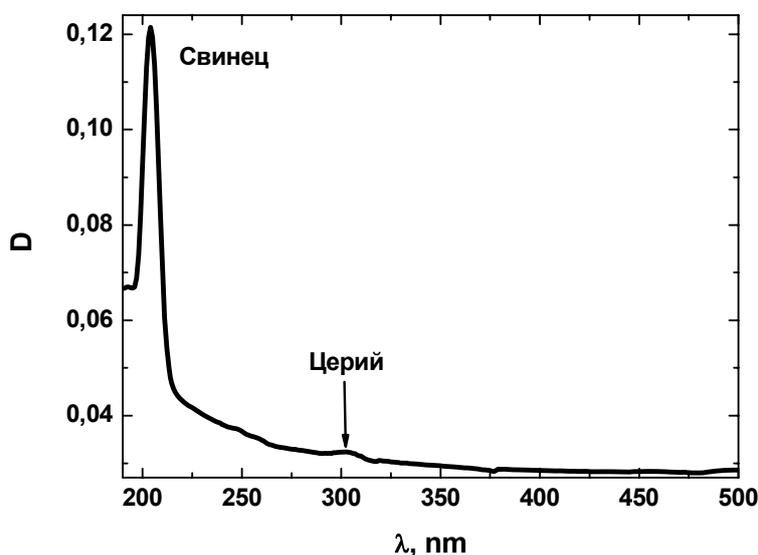


Рис. 1. Зависимость оптической плотности образца, содержащего свинец, от длины волны

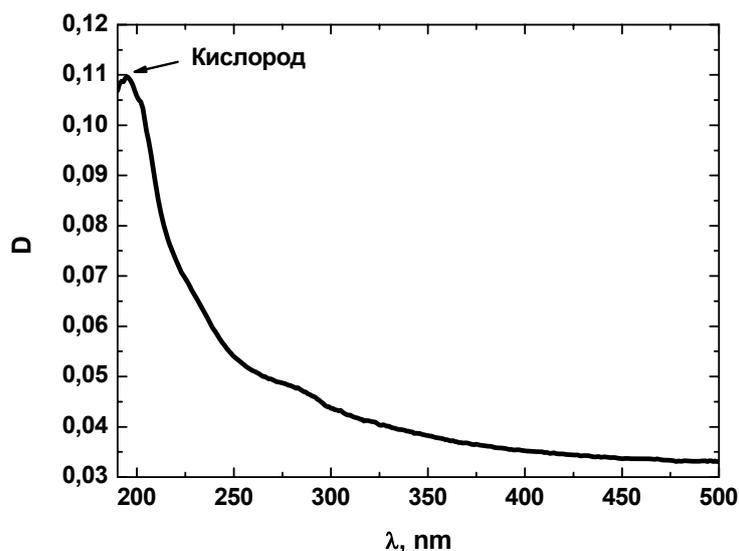


Рис. 2. Зависимость оптической плотности образца, содержащего кислород, от длины волны

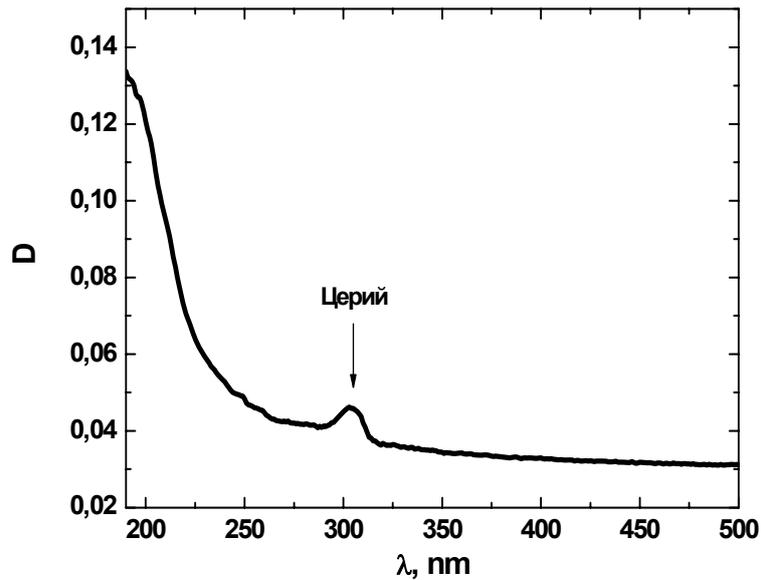


Рис. 3. Зависимость оптической плотности образца, содержащего церий, от длины волны

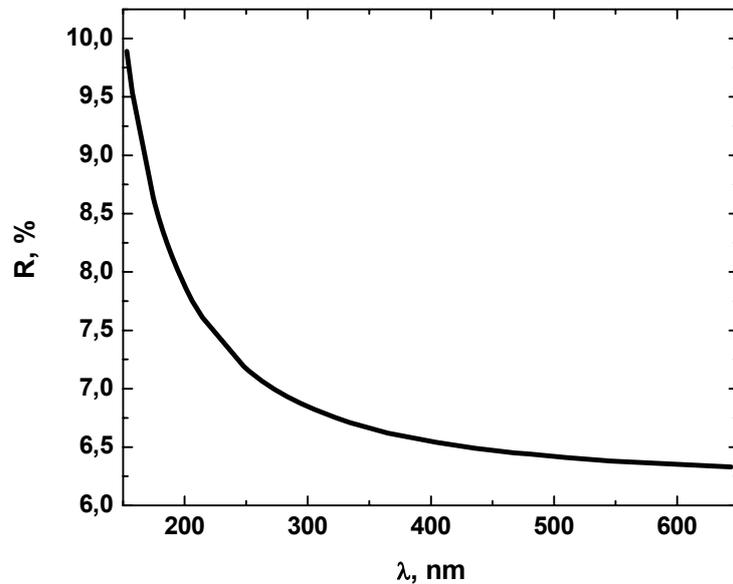


Рис.4. Зависимость френелевского отражения от двух граней от длины волны

Образец	Пропускание, %		Пропускание с учетом потерь на френелевское отражение, %		Коэффициент поглощения $\alpha$ , $\text{см}^{-1}$	
	248 нм	193 нм	248 нм	193 нм	248 нм	193 нм,
1	89,969	83,695	97,159	91,745	0,0024	0,0072
2	91,797	85,708	98,987	93,758	0,001	0,006
3	89,29	73,937	96,48	81,987	0,0041	0,022
4	90,136	82,244	97,326	90,294	0,0022	0,008
5	90,13	82,943	97,32	90,993	0,0022	0,0078

Таблица 1. Характеристики образцов

Коэффициент поглощения был рассчитан для образцов с учетом френелевских потерь для двух рабочих длин волн – 248 нм и 193 нм по формуле (2). Результаты расчетов приведены в таблице 1.

### Выводы

Были произведены измерения спектров поглощения в кристаллах CaF<sub>2</sub>. По полученным полосам поглощения определены следующие примеси: свинец – максимум полосы поглощения на 210 нм, кислород – максимум полосы поглощения на 190 нм и цезий – максимум полосы поглощения на 306 нм. Был рассчитан коэффициент поглощения с учетом френелевских потерь. Полученные данные по обнаруженным примесям позволят оптимизировать процесс синтеза кристаллов флюорита для фотолитографических объективов.

Авторы выражают благодарность доктору технических наук М.А. Гану за предоставленные образцы и докторам физико-математических наук А.К. Пржеvusкому и Н.В. Никонорову за помощь в обсуждении полученных данных.

### Литература

1. M.Gaft, R. Reisfeld and G. Panczer, Luminescence Spectroscopy of Minerals and Materials, Springer-Verlag, 2004.
2. W. Hayes, Crystals with the fluorite structure, Oxford:Clarendon, 1974.
3. J.T. Mouchovski, I.V. Haltakov, V.L. Lyutskanov, Growth of ultra-violet grade CaF<sub>2</sub> crystals and their application for excimer laser optics. // Journal of Crystal Growth. 1996. V. 162. P. 79–82.
4. E. Radzhabov, P. Figura. Optical properties of oxygen-vacancy center in fluoride. // Phys. stat. sol (b). 1986. V. 136. K55.
5. Schott Lithotec Calcium Fluorite. <http://www.schott.com/lithotec/>
6. Corning Calcium Fluoride CaF<sub>2</sub> Physical and Chemical properties. <http://www.corning.com/semiconductoroptics/products-services>

## ВИЗУАЛИЗАЦИЯ АДАПТИВНЫХ ЦЕНТРОВ РОСТА, ФОРМИРУЮЩИХ КОРОНКУ ЗУБА ЧЕЛОВЕКА

В.М. Золотарев

Выполнены интерференционно-поляризационные исследования шлифов, вырезанных в области коронки зуба. Обнаружены локальные зоны (~2мм), в которых расположены дентиновые трубочки, распределенные в виде конуса по закону осевой симметрии. Распределение трубочек в этих зонах обнаруживает ближний и дальний порядок, что следует из высокой симметрии наблюдаемых картин. Обнаружено, что в дентине имеются аналогичные по свойствам локальные микрзоны (~20мкм). Показано, что наличие локальных микрзон (~20мкм) является общим свойством дентина. Исходя из этого, высказано предположение, что эти микрзоны являются адаптивными центрами роста, формирующими коронку зуба человека

В исследованиях дентина зуба человека, связанных с изучением его строения, широко применяются оптические методы. Для этих целей предварительно готовятся срезы (шлифы) толщиной 0.2–1мм. Для повышения контраста наблюдаемой картины шлифы предварительно прокрашиваются [1–3]. Поскольку матрикс и дентиновые трубочки, образующие дентин зуба, прокрашиваются различно, возникают хорошие условия для выявления трубочек на фоне матрикса. При таком способе наблюдения контраст картины растет, однако свойства изначального объекта претерпевают изменения. В работе [4] для повышения контраста был предложен метод наблюдения шлифа в скрещенных поляризаторах. Контраст при использовании такого способа наблюдения повышался за счет различий световых потоков, проходящих через матрикс и дентиновые трубочки. Матрикс сильно рассеивает свет и, соответственно, формирует диффузную составляющую, а трубочки слабо рассеивают свет и, таким образом, формируют регулярную составляющую общего светового потока, прошедшего через шлиф. После прохождения через второй поляризатор диффузная компонента ослабляется на 50%. Свойства светового потока, прошедшего через слабо рассеивающие трубочки, определяется двумя основными факторами: двулучепреломляющей способностью и особенностями организации, т.е. взаимного расположения [4–6].

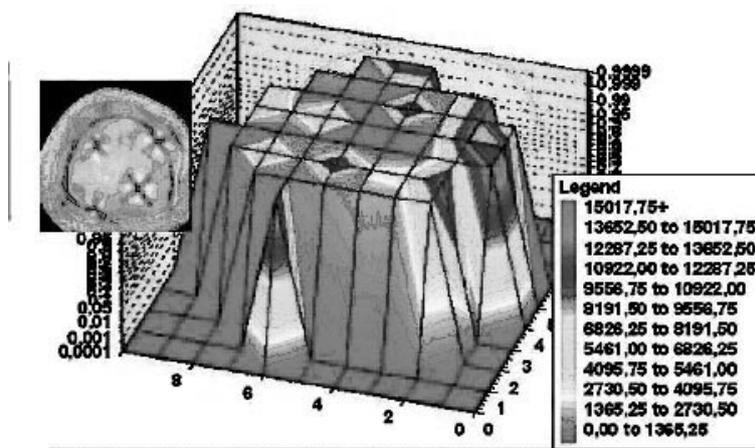


Рис.1. Слева вверху. Картина, наблюдающаяся при оптических исследованиях шлифа зуба моляра в скрещенных поляризаторах [4]. В центре. 3D- график электрического сопротивления шлифа. Справа. Показаны экспериментальные численные значения сопротивления

Первые визуальные исследования шлифов зуба в скрещенных поляризаторах, выполненные без специальных оптических инструментов, позволили установить, что наблюдаемые картины весьма похожи на коноскопические фигуры типа «мальтийского креста», характерные для наблюдения толстых одноосных кристаллов в коноскопическом, т.е. сильно сходящемся, пучке света, когда плоскость вырезанной кристаллической пластинки ориентирована перпендикулярно оптической оси кристалла [7, 8]. В этих работах, где использовалась обычная лупа с 3-х кратным увеличением, было обнаружено, что соответствующие фигуры, напоминающие по форме «мальтийский крест» наблюдаются в шлифах в зонах, где находятся жевательные бугорки. При статистическом анализе большого числа шлифов удалось систематизировать число зон в пределах шлифа, где наблюдались «мальтийские кресты», и увязать их с формой коронки зуба и, следовательно, с типом конкретного зуба [5, 6]. Размеры зон составляли 1,5–2 мм.

Независимые электрометрические исследования [10–12] подтвердили особые свойства этих зон. Оказалось, что электрическое сопротивление в окрестности зон, где наблюдались «мальтийские кресты», существенно ниже, чем в областях шлифа, примыкающих к этим зонам (см. рис. 1). Совокупность этих данных говорит о том, что трубочки в зоне мальтийских крестов имеют высокую плотность распределения на единицу площади шлифа, что подтверждается также данными электронно-микроскопических исследований.

Из проведенных опытов стало ясно, что наблюдаемые фигуры обусловлены интерференцией поляризованных лучей, однако для в наблюдаемой в первых опытах картине для полного сходства с классическими фигурами типа «мальтийский крест» не доставало чередующихся концентрических светлых и темных колец. Поэтому была сформирована соответствующая оптическая модель в геометрическом приближении и проведены расчеты. Результаты этих расчетов, полученных для модели с осесимметричным расположением конического пучка трубочек, позволили выявить зависимость наблюдаемой картины (см. рис. 2) от размеров самих трубочек, угла расходимости конуса, образованного трубочками, от толщины их стенок и других параметров, а также условий наблюдения [13].

Интерференционные картины, полученные с помощью разработанного программного обеспечения и возникающие при прохождении светом системы анизотропных трубчатых волокон, упорядоченных по закону осевой симметрии, приведены на рис. 2а–к. При выполнении расчетов фиксируются некоторые условия и параметры композитной системы: наружный диаметр волокна  $D_n$  [мкм], внутренний диаметр волокна  $D_v$  [мкм], волокна в образце расположены под небольшим углом  $\varphi_1$  к некоему выделенному направлению, которое образует ось симметрии пучка волокон с вертикальной линией. Волокна веерообразно расходятся от оси симметрии. Ось симметрии пучка волокон наклонена под углом  $\varphi$  к оси симметрии образца. Длина волны принимается постоянной  $\lambda=0.5$  мкм; толщина пластинки (длина волокна)  $d$  [мм]; величина двулучепреломления (разность показателей преломления  $N_e-N_o$ )  $\Delta n = -0.005$ ; показатель преломления трубочки волокна (перитубулярный дентин)  $n_{кр}=1.59$  [4]; показатель преломления среды (интертубулярный дентин – матрикс)  $n_m=1.45-1.50$ ; показатель преломления внутренней части трубчатого волокна  $n_v=1.33$ . На рис. 2а,б слева показана классическая интерференционная картина толстого (~1 см) одноосного кристалла в сходящемся пучке для скрещенных поляризаторов [8]. Справа и ниже дан вид интерференционных картин для разных условий моделирования [13]. В качестве переменных варьировались: толщина образца (см. рис. 2а,б), угловая ширина створа пучка волокон (см. рис. 2в,г) и угол наклона оси пучка (см. рис. 2д,е), а также внешний и внутренний диаметры трубчатого волокна (см. рис. 2ж–к).

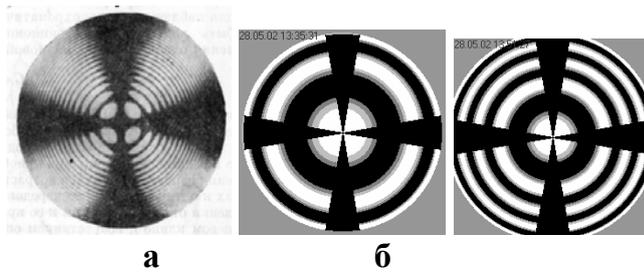


Рис.2а,б. Влияние толщины образца: **а** – толщина образца 0,5мм, **б** – толщина образца 1мм.  $D_H = 3,5\text{мкм}$ ,  $D_B = 1,5\text{мкм}$ , углы  $\varphi = 0\text{град.}$ ,  $\varphi_1 = 10\text{град}$

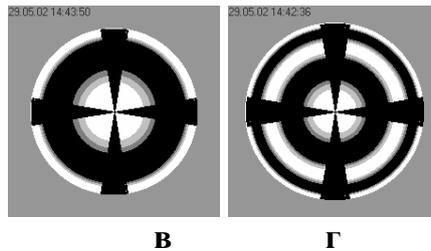


Рис.2в,г. Влияние ширины створа пучка волокон (угол наклона оси пучка волокон  $\varphi = 0\text{град.}$ ): **в** – ширина створа  $\varphi_1 = 5\text{град.}$ , **г** - ширина створа  $\varphi_1 = 7\text{град.}$  толщина образца 1мм,  $D_H = 3,5\text{мкм}$ ,  $D_B = 1,5\text{мкм}$

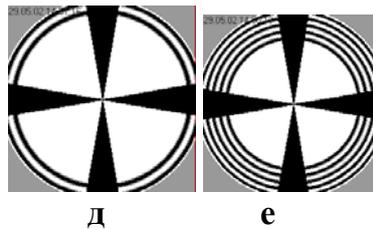


Рис.2д,е. Влияние угла наклона оси пучка волокон: **д** – наклон оси пучка  $\varphi = 11\text{ град.}$  **е** – наклон оси пучка  $\varphi = 12,5\text{град.}$  толщина образца 1мм,  $D_H = 3,5\text{ мкм}$ ,  $D_B = 1,5\text{ мкм}$ , углы  $\varphi_1 = 2.5\text{ град}$

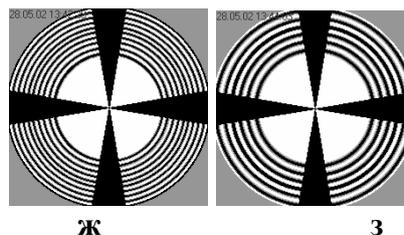


Рис. 2ж,з. Влияние внешнего диаметра волокна: **ж** – диаметр волокна 3,5мкм, **з** – диаметр волокна 4,5мкм, толщина образца 1мм,  $D_B = 1,5\text{мкм}$ , углы  $\varphi = 10\text{ град}$ ,  $\varphi_1 = 10\text{ град}$

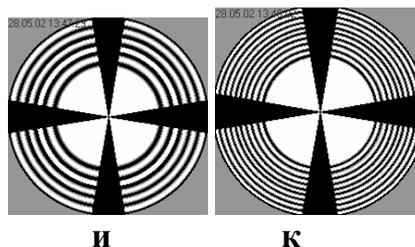


Рис.2и,к. Влияние внутреннего диаметра волокна: **и** – внутренний диаметр 0,1мкм, **к** – внутренний диаметр 1,5мкм ,толщина образца 1мм,  $D_H = 3,5\text{мкм}$ , углы  $\varphi = 10\text{град}$ ,  $\varphi_1 = 10\text{ град}$

Результаты модельного расчета инициировали постановку новых исследований по обнаружению объектов, где расчет мог бы согласовываться с экспериментом. Для этого была подготовлена и обследована группа шлифов, у части которой удалось выявить систему чередующихся концентрических светлых и темных колец в области зон «мальтийских крестов».

Для апробации рассмотренной модели выполненные расчеты были сопоставлены с данными прямого эксперимента для нескольких типов зуба человека (моляр, премоляр). Выбор объекта – дентин зуба – был обусловлен особенностями его строения, которое хорошо отвечает композитной системе, образованной совокупностью поликристаллических волокон с осесимметричной укладкой [4]. В дентине каждое волокно образовано совокупностью одноосных нанокристаллов гидроксиапатита  $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$ . Средние размеры нанокристаллов ( $500 \times 30 \times 65$ ) нм. Среднее значение показателя преломления апатита  $n=1.632-1.642$ . Двухлучепреломление кристаллов апатита разных месторождений составляет  $\Delta n = n_e - n_o \approx - (0.003-0.005)$ . Эти величины были использованы при моделировании оптических свойств композитной системы (см. рис. 2).

Основной эксперимент был выполнен с помощью полярископа с малым увеличением (3–5 крат). Применялся метод освещения шлифа при скрещенных николях.

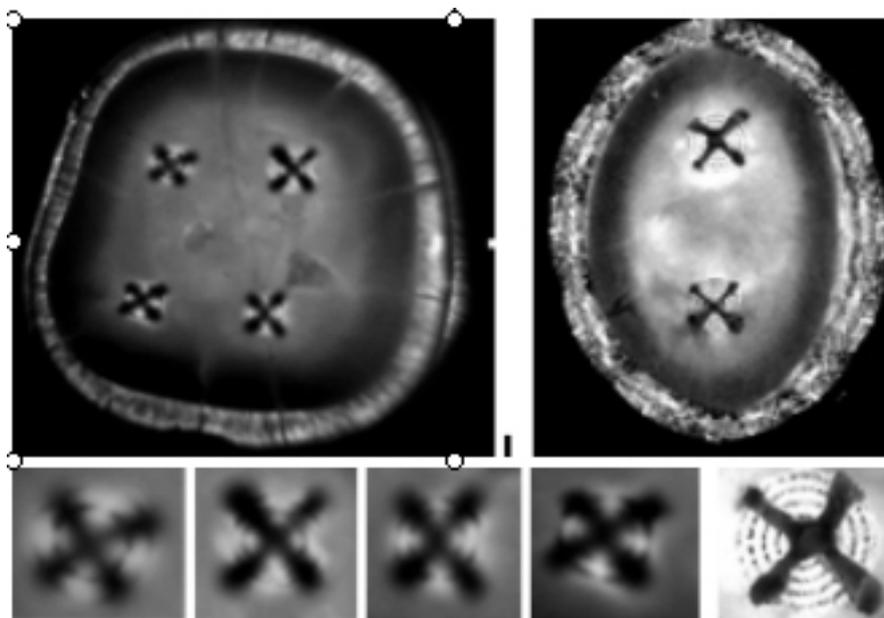


Рис. 3. Эксперимент. Вверху – фото моляра(слева) и премоляра. Внизу – увеличенные фрагменты светлых локальных зон с крестиками: слева – моляр (4 зоны) и справа – премоляр (верхняя зона). Поляризаторы скрещены

При сопоставлении результатов, полученных для 34 образцов шлифов зубов толщиной 0.5–1мм, вырезанных в области коронки зуба, было отмечено, что для небольшого количества образцов (~ 7%) в соответствующих локальных зонах, размер которых составляет 1–1.5мм, кресты и концентрические кольца практически вообще не наблюдались, что свидетельствует о пространственно неупорядоченном и непрямолинейном (извилистом) ходе дентиновых трубочек в этих зонах. Для ~75% образцов в округлых локальных зонах шлифов наблюдались: для моляра – 4(5) креста и премоляра – 2 креста. При этом концентрические кольца для этой партии шлифов наблюдались только в одном или в двух-трех квадрантах отдельных зон, что свидетельствует о частичной системной укладке дентиновых трубочек в окрестности этих квадрантов. В полной мере расчет и эксперимент совпал в ~20%, т.е. наблюдался темный крест, обрамленный кон-

центрическими темными и светлыми кольцами (см. рис. 3). Следует также отметить, что встречались образцы, для которых в области локальных зон наблюдались симметрированные относительно центра зоны фигуры, отличные от крестов (типа восьмерок, трехлучевой звезды и др.) [4, 14].

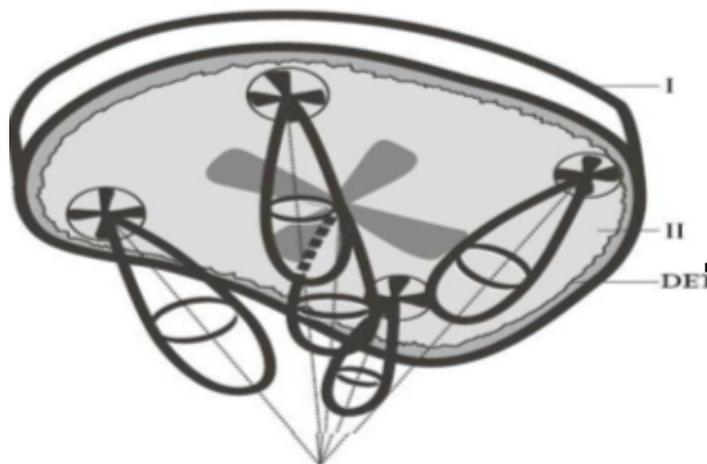


Рис. 4. Схема шлифа моляра. Освещение шлифа направлено сверху. Показаны индикатрисы яркости для локальных зон, где располагаются кресты. Оси диаграмм сходятся внизу в центре пульпы [4]. При освещении шлифа снизу (и наблюдении сверху) индикатрисы яркости расходятся, но оси индикатрис по-прежнему направлены в центр пульпы

Первые визуальные наблюдения, связанные с обнаружением этих особенностей картины шлифа, при наблюдении в скрещенных поляризаторах, описанные в [4], позволили впервые наблюдать в центре шлифа мало контрастный и большой по размерам (~5–8мм) «мальтийский крест» (схема этой фигуры – см. рис.4) с рядом чередующихся концентрических светлых и темных колец (на схеме не показаны), что говорит об одноосной симметрии расположения трубочек в центре шлифа моляра. Такие образцы весьма редко встречались при наших последующих исследованиях. Тем не менее, все эти данные подтверждают важную роль симметрии расположения трубочек в наблюдаемой картине.

Можно сказать, что лучевое приближение геометрической оптики, использованное для формирования оптической модели, в целом показало принципиальное согласие расчета, выполненного на основе этой модели, и экспериментальных данных, полученных для значительного количества образцов шлифов зуба.

Вторая часть исследований шлифа зуба связана с использованием микроскопа, разработанного к.т.н. В.Н. Игнатевым в СПб ГЭТУ «ЛЭТИ», с цветной ПЗС матрицей (разрешение 0,5 мкм, максимальное увеличение 15000×). Характерными особенностями снимков шлифов, полученных на мониторе экрана, была периодически меняющаяся окраска (зеленая–красная–зеленая–красная и т.д.) всех трубочек, лежащих в плоскости шлифа (см. рис. 5). Размер периода составлял ~10–15мкм. Выполненные расчеты в скалярном приближении качественно подтвердили интерференционный характер сгущений светового поля при его распространении в условиях внутреннего отражения внутри трубочек [15]. Эти наблюдения позволили установить, что вне основных локальных зон обнаруживается целый ряд малых по размерам зон диаметром ~15–20 мкм, внутри которых прослеживаются фигуры в виде темного креста (см. рис. 6). Размер этих зон составлял ~4–7 диаметров дентиновых трубочек (3.5мкм).

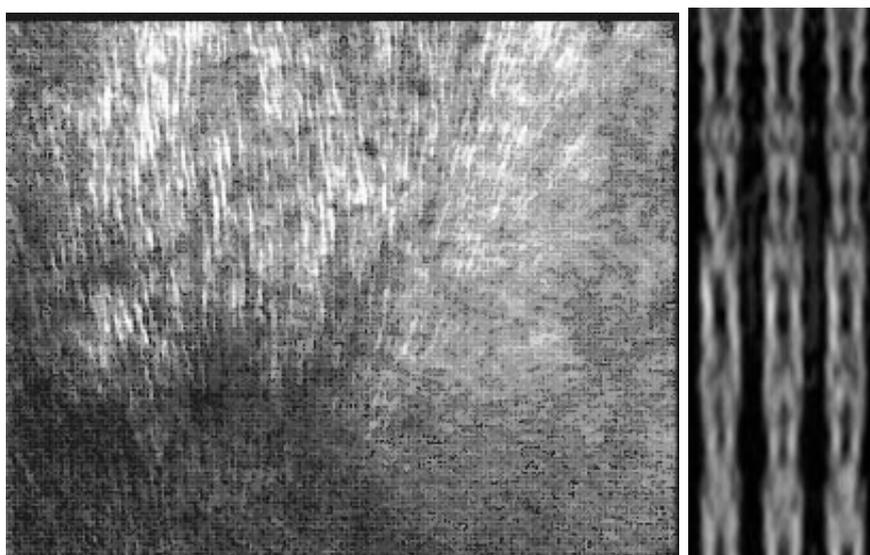


Рис.5. Слева – фрагмент шлифа зуба моляра, полученный на микроскопе с увеличением  $\sim 500^{\times}$ . Справа – расчет распределения интенсивности лучей разной окраски для 3 волокон [15]

Обнаруженные участки в силу своей специфической формы обладают осевой симметрией расположения дентиновых трубочек в ближнем и дальнем порядке от центра. По-видимому, эти участки являются центрами роста, обеспечивающими адаптивную подстройку формы коронки зуба под изменяющиеся внешние условия питания человека.

Учитывая, что у части трубочек в их стенке (толщина  $\sim 0,7\text{мкм}$ ) проходит нервное окончание [1], обеспечивающее реакцию зуба на характер пищи (мягкая, твердая), можно полагать, что такая связь обладает адаптивными свойствами и помогает организму реагировать на изменяющийся характер пищи. Эти изменения, например, при увеличении нагрузки на зуб будут отражаться на ускоренном развитии первичного (жевательные бугорки) или вторичного рельефа формы коронки зуба.

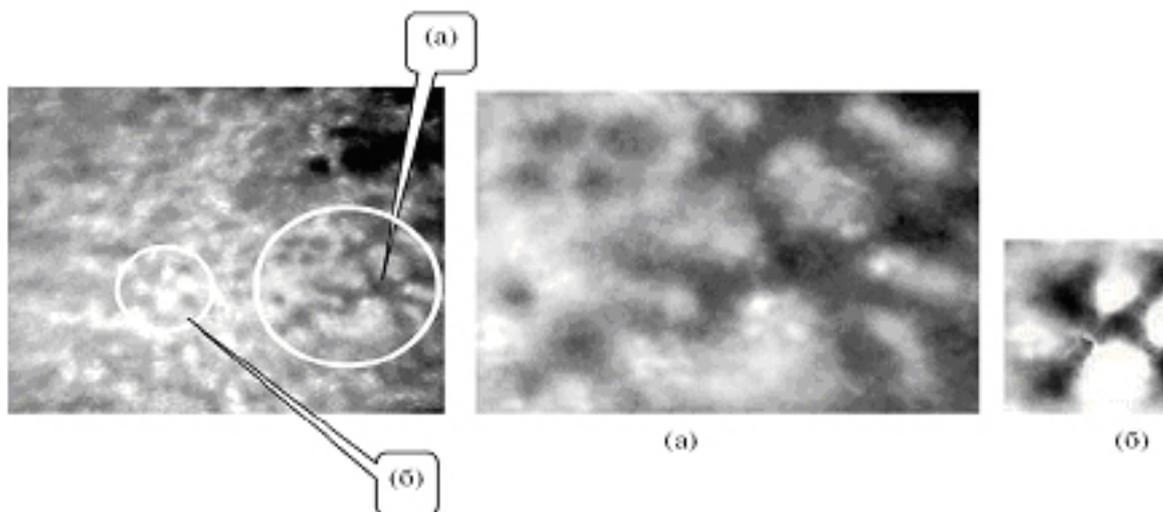


Рис. 6. Фотофрагменты (а, б) участка шлифа моляра, которая не попадала в локальную зону (где наблюдается крест), полученные с увеличением  $500^{\times}$ . Видны характерные симметричные структуры, напоминающие кресты и структурные образования фрактального типа в виде симметрично расположенных темных пятен, предшествующие появлению крестов

В работе [3] рассмотрены возможные механизмы обратной связи между величиной и характером прилагаемой нагрузки и реакцией нервной системы зуба, обеспечивающей ростовые особенности формирования коронки зуба. Эти механизмы, предположительно, связаны с гидродинамической реакцией жидкой среды, находящейся в дентиновых трубочках или с электрическими импульсами, распространяющимися по нервным окончаниям, проходящим через трубочки [3]. На наш взгляд, предпочтительнее второй механизм обратной связи, поскольку на его основе проще проследить индуктивную связь центральной (осевой) трубочки с периферийными трубочками. Эта связь в силу осевой симметрии расположения трубочек, предположительно, должна играть центральную роль в формировании особенностей и наращивании общего числа периферийных трубочек, располагающихся вокруг адаптивного центра по мере роста как самого зуба, так и увеличения нагрузки на локальные участки коронки зуба.

Распределение адаптивных центров роста по всему объему зуба обеспечивает наиболее гибкую подстройку формы его коронки и механических свойств всего зуба в целом (например, модуль Юнга, коэффициенты Пуассона и сдвига) в процессе эволюции человека, главным образом, в связи с учетом меняющихся условий питания и характера пищи. Полученные данные указывают на фрактальное строение дентина, что в принципе позволяет в дальнейшем связать обнаруженное строение дентина зуба с антропологическими данными предыстории формирования данного органа человека [16–17].

В заключение можно отметить, что важным признаком адаптивных центров роста следует считать обнаружение элементов симметрии у большинства фигур, отличающихся весьма малыми размерами и наблюдающихся в локальных зонах шлифов разных типов зубов. Это позволяет визуализировать эти участки и интерпретировать их как адаптивные центры роста, ответственные за формирование формы коронки зуба человека. Наличие симметрии в области локальных зон, примыкающих к выпуклостям (жевательные бугорки) коронки зуба, позволяет сделать определенные суждения о биологическом механизме роста зуба и высказать гипотезы диагностического характера [18].

### Литература

1. Muller G. et al. (Eds). Medical Optical Tomography: Functional Imaging and Monitoring (Bellingham: SPIE, 1993). IS11.
2. Berkovitz V.K.B., Holland G.R., Moxam B.J. A Color Atlas and Textbook of Oral Anatomy. London. Wolfe Med. Publ. Ltd. 1978.
3. Быков В.Л. Гистология и эмбриология органов полости рта человека. СПб: Спец. литература, 1999. 247с.
4. Золотарев В.М., Грисимов В.Н. // Опт. и спектр. 2001. Т.90. №5. С. 753–759.
5. Золотарев В.М. // Оптический журнал. 2002. Т. 69. №3. С.10–14.
6. Золотарев В.М., Тулин Д.В., Орешков А.Б. и др. // Оптический журнал. 2002. Т.69. №3. С.15–20.
7. Золотарев В.М. // Научно-технич. вестник ИТМО. 2003. Вып. 11. С. 45–54.
8. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука. 1962. 926 с.
9. Шубников А.В. Основы оптической кристаллографии. М.: Изд.АН СССР, 1958. 205 с.
10. Тихонов Э.П. // Вестник Сев.-Зап. отд. метролог. академии. 2003. Вып. 11. С.14–28.
11. Тихонов Э.П. // Науч.-прикл. ж. Института стоматологии. 2004. № 3(24). С. 74–76.
12. Тихонов Э.П. // Науч.-прикл. ж. Института стоматологии. 2005. № 2(27). С. 73–77.
13. Кожухов С.С., Золотарев В.М. // Оптический журнал. 2003. Т.70. №1. С. 12–17.
14. Золотарев В.М. // Опт. и спектр. 2004. Т.97. №4. С. 696–703.
15. Вознесенский Н.Б., Золотарев В.М., Калинин К.Ю. и др. // Оптический журнал. 2002. Т.70. №1. С. 6–11.

16. Zubov A.A. Odontology. Methods of anthropologies investigations. M.: Nauka, 1968. 180p.
17. Bekhterev A.N., Zolotarev V.M. Optical researches of structural organization axisymmetrical polycrystalline biofibres. / The 20-th Congress of International Commission for Optics / Challenging Optics in Science and Technology. Changchun, China, 21-26 August. 2005.
18. Золотарев В.М // Науч.-прикл. ж. Института стоматологии. 2006. № 4(33).

# ИК-СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ В НИЗКОРАЗМЕРНОМ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ УГЛЕРОДЕ С ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ СТРУКТУРОЙ

А.Н. Бехтерев, В.М. Золотарев

В работе методом ИК спектроскопии диффузного отражения зарегистрированы полосы селективного поглощения в образцах стеклоуглерода, отнесенные к колебательным состояниям нанокристаллического углерода. Предложена формула, полученная на основе соотношения Кубелки-Мунка, которая описывает влияние концентрации поглощающего вещества в образце на интенсивность характеристических полос в ИК спектрах отражения стеклоуглерода. Проведена интерпретация обнаруженных ИК полос селективного поглощения в спектре диффузного отражения стеклоуглерода с изменяющейся структурой.

## Введение

Оптические свойства кристаллических и аморфных модификаций материалов на основе конденсированного углерода достаточно подробно исследованы методом комбинационного рассеяния (КР), зеркального ИК отражения, поглощения в тонких пленках, неупругого рассеяния медленных нейтронов в образцах конденсированного углерода [1–4]. Однако не все колебательные моды ввиду альтернативного правила запрета активны одновременно в КР и ИК спектрах [1, 2]. Исследования неупругого рассеяния нейтронов имеют низкое спектральное разрешение [1]. Образцы конденсированного углерода обладают высокими показателями преломления, поэтому для них трудно подобрать прозрачные иммерсионные среды с нужными оптическими свойствами [2].

В работе изучается возможность количественного исследования колебательных состояний в конденсированном наноуглероде гексагональной симметрии методом спектроскопии диффузного отражения (ДО) в спектральной области, где проявляют активность внутри- и межплоскостные колебания атомов углерода [5].

## Структура и свойства нанокристаллического углерода

Объектами исследования служили образцы нанокристаллического стеклоуглерода (СУ), полученные по стандартной методике – путем термической обработки фенолформальдегидной смолы при медленном подъеме температуры до 1500 °С. Далее образцы СУ подвергались стандартной термической обработке до температур  $T_0 = 3000$  °С [1, 6]. По своей структуре СУ-30 относится к типичным образцам с кристаллической гексагональной структурой симметрии  $D_{6h}^4$ . Среднестатистические размеры нанокристаллов равны  $L_c = 250$  Å и  $L_a = 350$  Å, соответственно, вдоль гексагональной с-оси и перпендикулярной ей и межплоскостным расстоянием  $d_{002} = 3,510$  Å (СУ-15);  $L_c = 420$  Å и  $L_a = 540$  Å,  $d_{002} = 3,425$  Å (СУ-30). По физическим свойствам СУ-30 относится к полуметаллам с достаточно высокой концентрацией свободных носителей заряда ( $n \approx 4,3 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>) и низким содержанием примесей ( $\leq 10^{-3}$  % масс.) [1, 6]. Однако даже при термической обработке СУ до 3000 °С структура нанокристаллов отличается от идеальной структуры графита. Предполагается, что СУ содержит фрагменты гексагональной, карбиновой, тубуленовой и фуллереновой структуры [7].

Колебательные состояния гексагонального конденсированного углерода проявляются в области 2000–700 см<sup>-1</sup>. Согласно теории групп, относительно центральной точки  $\Gamma$  зоны Бриллюэна в решетке графита оптически активны четыре колебательных моды [1]:

$$\Gamma = A_{2u} + E_{1u} + 2 * E_{2g}, \quad (1)$$

одна из которых ( $A_{2u}$ ) обусловлена невырожденными, межплоскостными, антисимметричными колебаниями атомов углерода в элементарной ячейке графита, три других обусловлены внутривибрационными колебаниями атомов углерода ( $E_{1u}$ ,  $E_{2g}$ ),

Отклонения от идеальности структуры образцов, примеси приводят к соответствующему понижению симметрии отдельных фрагментов кристаллической решетки и, как следствие, к возможному нарушению правил отбора и проявлению указанных факторов в ИК и КР спектрах [1, 8]. Вследствие этого в ИК спектре можно ожидать появление полос поглощения, соответствующих симметрии одномерного тубуленового ( $D_{nh}$ ,  $D_{nd}$ ,  $C_n$ ) и двумерного фуллеренового ( $I_h$ ) нанотрубки, а также адсорбированных молекул.

Колебательные моды конденсированного углерода в этом случае дополнительно будут соответствовать следующим неприводимым представлениям [8]:

$$D_{nh} : \Gamma^{vibr} = 4A_{1g} + 2A_{1u} + 4A_{2g} + 2A_{2u} + 2B_{1g} + 4B_{1u} + 2B_{2g} + 4B_{2u} + 4E_{1g} + 8E_{1u} + 8E_{2g} + 4E_{2u} + \dots + 8E_{(n/2-1)g} + 4E_{(n/2-1)u}, \quad (2)$$

$$C_n : \Gamma^{vibr} = 6A + 6B + 6E_1 + 6E_2 + \dots + 6E_{(n/2-1)}. \quad (3)$$

Здесь моды  $A_1$ ,  $A_{1u}$ ,  $A_{2u}$ ,  $E_1$ ,  $E_{1u}$  и т.п. ИК-активны, а моды  $A_1$ ,  $A_{1g}$ ,  $E_1$ ,  $E_{1g}$ ,  $E_{2g}$ ,  $E_{2u}$ ... – КР-активны. Таким образом, с понижением симметрии кристаллической решетки конденсированного углерода увеличивается число ИК- и КР-активных мод, при этом некоторые моды ввиду нарушения правил отбора наблюдаются одновременно в ИК и КР спектрах.

Колебательный спектр второго порядка графита может формироваться фононами практически с любым значением волнового вектора, фоннный спектр второго порядка должен определяться трехмерной структурой кристаллической решетки образцов [1, 8].

### Описание метода исследования

Для исследования колебательных состояний нанокристаллического углерода в работе использовался метод спектроскопии диффузного ИК отражения в условиях оптимального разбавления сильно поглощающего дисперсного компонента (СУ) также дисперсным, но прозрачным в данной спектральной области компонентом (NaCl) [9, 10]. Для максимального приближения условий эксперимента к теоретическим и для выбора режимов оптимальных для фотометрирования измельченный образец СУ смешивался в стандартной шаровой мельнице с порошком NaCl при массовой концентрации графита менее 5 %. В качестве эталона сравнения в эксперименте использовалась прозрачная, рассеивающая среда (NaCl) той же дисперсности, что и в пробе. Таким образом, методически устраняется влияние рассеяния на спектроскопические характеристики ИК полос поглощения СУ в спектрах ДО. Рентгеноструктурный анализ образцов показал, что структурные параметры нанокристаллов СУ при измельчении практически не изменились.

В рассеивающих средах коэффициент диффузного отражения ( $R_\infty$ ) является сложной функцией показателя поглощения вещества  $\alpha$  и зависит от коэффициента рассеяния  $s$ , дисперсности среды  $l$ , структуры светового поля волны и т.п. Точное решение данной задачи возможно лишь в рамках строгой теории переноса излучения, например [11].

При анализе спектра поглощения вещества по его спектру ДО часто необходимо знать не абсолютные значения показателя поглощения  $\alpha$ , а только его спектральный ход. В этом случае необходимо иметь такую функцию  $f(R_\infty)$ , которая лучше всего передавала бы ход изменения  $\alpha(\nu)$ . Отмеченный вопрос достаточно подробно проанализирован в литературе, например в [9, 10]. В качестве искомым функций, характеризующих спектр поглощения, выбирались:  $-\lg R_\infty$ ,  $(1 - R_\infty)$ ,  $1/R_\infty$ ,  $(1 - R_\infty)^2/R_\infty$ . Большинство авторов после экспериментальной проверки и теоретического анализа результатов

пришли к выводу, что в качестве таковой может быть выбрана функция Кубелки-Мунка [12]

$$f(R_\infty) = \frac{(1 - R_\infty)^2}{2R_\infty} = \frac{k}{s}, \quad (4)$$

где  $R_\infty$  – коэффициент диффузного отражения излучения от бесконечно толстого слоя (глубинный режим),  $k$  и  $s$  – коэффициенты поглощения и рассеяния светом слоем единичной толщины дисперсной системы, соответственно. Данная формула наиболее точно описывает спектральный ход коэффициента поглощения вещества в достаточно широком диапазоне поглощений, концентраций, дисперсности веществ. В некоторых случаях формула Кубелки-Мунка практически совпадает со спектральной зависимостью показателя поглощения вещества  $\alpha(\nu)$  [9].

В работе [13] при рассмотрении диффузно отражающей среды как системы плоскопараллельных пластинок с толщиной, равной среднему диаметру рассеивающих частиц, было показано, что константы  $k$  и  $s$  для слабо рассеивающих сред равны, соответственно:

$$k = \frac{1 - r_0}{1 + r_0} \alpha_0 l, \quad s = \frac{2r_0}{(1 + r_0)l}, \quad (5)$$

где  $r_0$ ,  $\alpha_0$ ,  $l$  – соответственно коэффициент нормального отражения, показатель поглощения и средний диаметр частиц рассеивающей среды.

Если рассеивающая среда представляет собой смесь двух компонент с концентрациями  $c_1$  и  $c_2$ , в линейном приближении коэффициенты поглощения и рассеяния среды запишутся как

$$k = c_1 k_1 + c_2 k_2, \quad s = c_1 s_1 + c_2 s_2, \quad (6)$$

где  $k_1$ ,  $s_1$ ,  $k_2$ ,  $s_2$  – соответственно коэффициенты поглощения и рассеяния исходных компонент при их единичной концентрации. После подстановки  $k$  и  $s$  в формулу (4) с учетом того, что одна среда – поглощающая, рассеивающая (1-СУ), а вторая – прозрачная, рассеивающая (2-NaCl), можно считать, что  $k_2=0$  (NaCl),  $c_1 \ll c_2$  (концентрация СУ  $\approx 1\%$ , концентрация NaCl  $\approx 99\%$ ) и  $s_1 \ll s_2$  (в случае системы СУ - NaCl). Вводя  $c = c_1/c_2$ , учитывая, что  $c_1 \ll c_2$  и пренебрегая малыми величинами, получаем:

$$\frac{(1 - R_\infty)^2}{2R_\infty} = \frac{c_1 k_1}{s_2}. \quad (7)$$

Проведя подстановку постоянных  $k_1$  и  $s_2$  из формулы (5) и пренебрегая  $r_{02}$  по сравнению с единицей, получаем:

$$f(R) = \frac{(1 - R_\infty)^2}{2R_\infty} = \frac{(1 - r_{01})}{(1 + r_{01})2r_{02}} \alpha_0 l_2 c_1. \quad (8)$$

В соответствии с (8), с учетом отсутствия интенсивных полос в спектрах  $r_{01}(\nu)$  и  $r_{02}(\nu)$  можно ожидать линейную зависимость между функцией Кубелки-Мунка и концентрацией поглощающего вещества ( $c_1$ ), проявление в спектре  $f(R_\infty)$  селективных полос поглощения  $\alpha(\nu)$ , а также зависимость данной функции от дисперсности иммерсионной рассеивающей системы ( $l_2$ ).

При неизменности в эксперименте параметров  $l$ ,  $c$ , в спектре ДО должны сказываться, в основном, эффекты поглощения ( $\alpha$ ) и отражения – рассеяния ( $r$ ).

### Анализ результатов

На рис. 1а представлена спектральная зависимость коэффициента ДО пробы с образцом СУ (1 % масс.) в области 4000–750  $\text{см}^{-1}$ . Области прозрачности в районе 3390, 1640  $\text{см}^{-1}$  в спектре ДО близки по положению к частотам адсорбированной воды

на частицах порошка NaCl. Это, по-видимому, обусловлено различиями в степени глубинности режимов ДО в образце и эталоне сравнения, поскольку излучение в образце проникает на меньшую глубину. Полосу поглощения на  $2200\text{ см}^{-1}$  можно отнести к атмосферному  $\text{CO}_2$ . Остальные полосы в диапазонах  $3250\text{--}2700\text{ см}^{-1}$ ,  $1100\text{--}700\text{ см}^{-1}$ ,  $1700\text{--}1200\text{ см}^{-1}$ ,  $960\text{--}800\text{ см}^{-1}$  могут быть отнесены к СУ, что достаточно хорошо коррелирует с особенностями в спектре функции плотности фононных состояний и спектрами КР нанолуглерода [1, 8].

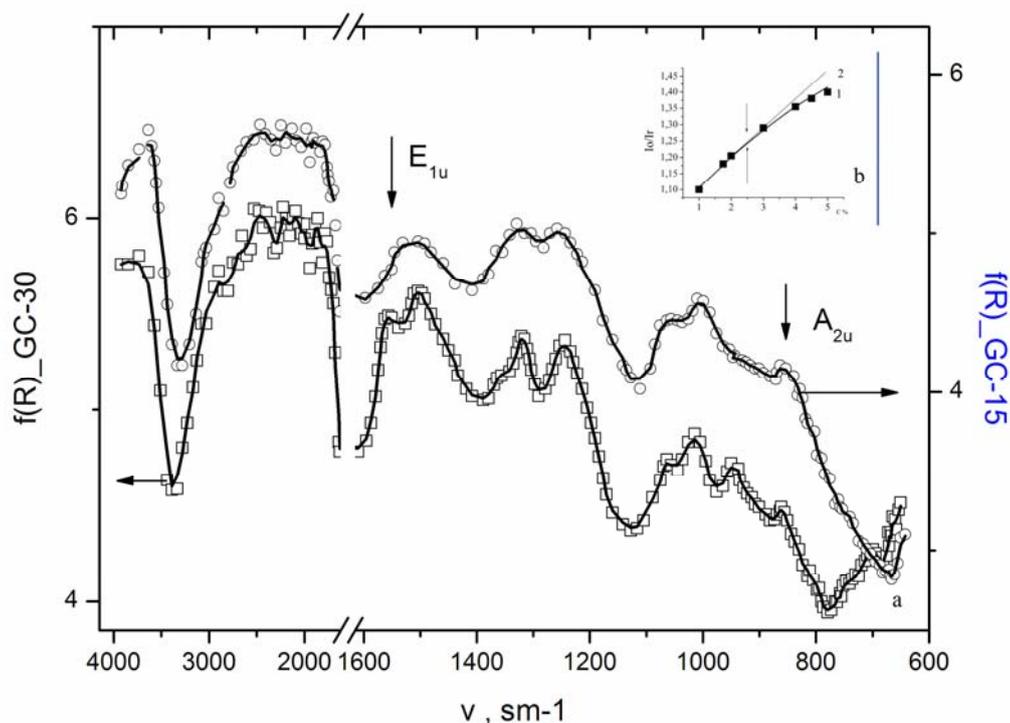


Рис. 1. Спектры диффузного отражения образцов стеклоуглерода (а), концентрационная зависимость интенсивности колебательной моды  $E_{2u}$ (b).

Согласно расчетам фононного спектра графита [1, 8], в области  $850\text{ см}^{-1}$  в ИК спектре поглощения должны проявляться межплоскостные колебания атомов углерода ( $A_{2u}$ ). В спектрах ДО СУ наблюдаются широкие полосы поглощения с максимумами на  $1065, 1015, 948, 858\text{ см}^{-1}$  (СУ-30) и на  $1060, 1008, 862\text{ см}^{-1}$  (СУ-15). Внутриплоскостные колебания атомов углерода симметрии  $E_{1u}$ , активны в области  $1580\text{ см}^{-1}$ . В данной спектральной области в спектре ДО зарегистрированы максимумы поглощения на  $1510$  и  $1310\text{ см}^{-1}$  (СУ-30);  $1515$  и  $1330\text{ см}^{-1}$  (СУ-15), а также особенности в виде плеч поглощения в области  $1550$  и  $1400\text{ см}^{-1}$  с погрешностью  $5\text{ см}^{-1}$ .

Согласно литературным данным, ИК полосы в области  $1550\text{ см}^{-1}$  и  $1505\text{ см}^{-1}$  можно отнести к проявлению моды  $E_{1u}$ , причем второй максимум связывается с колебаниями атомов в деформированных графитовых слоях и отклонением углов в гексагональных структурах от  $120^\circ$  [1, 4]. Максимум в области  $1310\text{ см}^{-1}$  обусловлен нарушениями трансляционной симметрии слоев и конечностью их размеров в реальных структурах [1, 8]. Перегиб в области  $1400\text{ см}^{-1}$  отражает особенности функции плотности фононных состояний вблизи Г и М точек зоны Бриллюэна графита [1].

На рис.1b приведена концентрационная зависимость интенсивности моды на  $1500\text{ см}^{-1}$  в области концентраций СУ-30 в пробе до 5%. Из полученных экспериментальных результатов следует, что при концентрации СУ в пробе менее 2,5 % выполняется линейная зависимость интенсивности полосы от концентрации в соответствии с

формулой (8). Данная закономерность выполняется и для других полос поглощения в спектре ДО СУ.

Колебат. мода, см <sup>-1</sup> Метод исследования	2E <sub>2</sub> , 2E <sub>1</sub>	E <sub>2</sub> +A <sub>1</sub>	2A <sub>1g</sub> , 2A <sub>1</sub>	Defects	E <sub>2g</sub> , E <sub>1u</sub>	Defects	A <sub>1g</sub> , A <sub>1</sub>	A <sub>2u</sub>
КР, λ=488,0 нм СУ-15 СУ-30	3230	2940 2950	2710 2717	1610 1620	1597 1585		1355 1358	
ИК-отражение ρ(v), СУ-15 СУ-30	3220 3230	2950 сл. 2950 сл.	2740 2760	1640сл. 1630сл.	1570 1580	1510 1485	1340 1355	780 815
ДО, 1/R <sub>∞</sub> (v), СУ-15 СУ-30	3100 сл. 3250 сл.	3050 сл. 2950 сл.	2750 сл. 2750	1600сл. 1600сл.	1560 сл. 1570	1515 1515	1330 1320 1370	865 870
Плотность фонных сост. графита, G(v)	3250	2975	2760 2680		1595	1530	1380	890

**Примечание:** КР[14]; ИК-отражение (Крамерс-Крониг анализ спектров отражения) [2]; ДО – данная работа; G(v) – [1, 8]; сл. – слабая полоса поглощения; образцы СУ-15, СУ-30 получены, соответственно, при термической обработке 1500 и 3000 °С

Таблица. Колебательные состояния в оптических спектрах стеклоглерода по данным различных методов

В таблице сопоставлена информация о полосах поглощения, регистрируемых в одних и тех же образцах СУ с помощью методов спектроскопии НПВО [2, 3], КР [14] и ДО с известными данными о функции плотности фонных состояний в наноглероде G(v)[1, 8]. Наблюдается хорошая корреляция данных по оптически активным колебательным состояниям атомов углерода в кристаллической решетке СУ, полученными с помощью различных методов, что говорит о соответствии основных максимумов в спектре ДО (I<sub>o</sub>/I<sub>r</sub>) спектрам поглощения нанокристаллического углерода в соответствии с уравнением (8).

### Основные выводы

В работе методом спектроскопии диффузного ИК отражения зарегистрированы селективные полосы поглощения, отнесенные к внутри- и межплоскостным колебательным состояниям атомов углерода в кристаллической решетке и адсорбированным атомам на поверхности СУ. Дан анализ применимости соотношений, полученных на основе формулы Кубелки-Мунка и уравнений из теории переноса излучения в дисперсной среде для интерпретации максимумов в спектрах ДО СУ. Проведенная интерпретация регистрируемых полос поглощения в спектре ДО СУ хорошо согласуется с наблюдаемыми особенностями в ИК и КР спектрах данных образцов и плотностью фонных состояний наноглерода.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 06-08-00340а.

## Литература

1. Carbon molecules and materials /Ed. by R. Setton, P. Bernier, S. Lefrant. L.-N.Y.: Taylor @ Francis. 2002. 489 p.
2. Бехтерев А.Н., Золотарев В.М. Оптические свойства и структура графитоподобных кристаллических и аморфных модификаций углерода. Обзор. // Опτικο-механич. промышл.. 1986. №12. С.41–53.
3. Бехтерев А.Н. Проявление динамики колебаний атомов углерода в ИК спектрах поглощения дисперсного графита. // Оптика и спектр. 1986. Т.60. №1. С. 647–650.
4. Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Saito R., Jorio A. Raman spectroscopy of carbon nanotubes. // Phys. Rep. 2005. V.409. №2. P.47–99.
5. Бехтерев А.Н., Авдеенко В.П. Исследование оптических свойств графита в ИК области спектра. / Вопросы физики твердого тела. Челябинск: Изд-во ЧГПИ, 1981. С.46–53.
6. Свойства конструкционных материалов на основе углерода. Справочник / Под ред. В.П. Соседова. М.: Металлургия, 1975. 335 с.
7. A.N. Bekhterev, in: Joint International. conference «Nanocarbon and Nanodiamond-2006», Abstracts. / A.Y. Vul (Ed.), SPFTI RAS, S.-Petersburg, 2006, P.49.
8. Харрис П. Углеродные нанотрубы и родственные структуры. М.: Техносфера, 2003. 489 с.
9. Иванов А.П., Лойко В.А., Дик В.П. Распространение света в плотноупакованных дисперсных средах. Минск: Наука и техника, 1988. 191 с..
10. Kortum G. Reflectance Spectroscopy. N.Y.: Springer-Verlag, 1969.
11. Chandrasekhar S. Radiative Transfer. London: Oxford University Press, 1950.
12. Kubelka P. // J. Amer. Opt. Soc. 1948. V.38. № 448. P.1067.
13. Степанов Б.И., Чекалинская Ю.И., Гирип О.П. / В кн.: Труды Ин-та физики и математики АН БССР. 1956. В.1. С.152..
14. Баранов А.В., Бехтерев А.Н., Бобович Я.С., Петров В.И. О резонансных свойствах спектров КР графита и стеклоуглерода. // Оптика и спектр. 1987. Т.62. С. 1036–1043.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСИИ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ В ОБРАЗЦАХ НИЗКОРАЗМЕРНОГО КОНДЕНСИРОВАННОГО УГЛЕРОДА

А.Н. Бехтерев

В работе исследована дисперсия скорости распространения ультразвуковых волн (УЗВ) в области частот 0,5–25 МГц в образцах на основе конденсированного наноуглерода с монотонно изменяющейся структурой (пироуглерод – ПУ и стеклоуглерод – СУ). Проведен расчет упругих постоянных образцов ПУ с температурами обработки 2100–3200°C.

Углерод в конденсированном состоянии обладает полиморфизмом, связанным с возможностью реализации различных типов гибридизации валентных электронных орбиталей ( $sp$ -,  $sp^2$ -,  $sp^3$ -). При этом физические свойства материалов на основе углерода изменяются от типично полуметаллических до диэлектрических. Пиролитический углерод в данной классификации принадлежит к гексагональным поликристаллическим структурам, состоящим из графитоподобных субмикронных частиц, разделенных менее упорядоченной углеродной фазой. Стеклоуглерод выступает примером квазиаморфной нанокристаллической системы [1]. Образцы ПУ получают разложением (пиролизом) углеводородной газовой фазы при высокой температуре на горячую основу, чаще – графитовую. Размеры и степень совершенства микрокристаллов ПУ можно увеличить термической и термомеханической обработкой при температурах выше температуры пиролиза вплоть до  $T_0=3200^\circ\text{C}$  в инертной атмосфере и в области давлений до 50 МПа. При получении образцов ПУ с  $T_0 \geq 2500^\circ\text{C}$  материал называют пирографитом (ПГ). Пирографит обладает большой химической инертностью, прочностью, тепло- и электропроводностью, низкой пористостью, возрастающей анизотропией физических свойств при увеличении  $T_0$ . Все это определяет высокую технологичность и привлекательность ПУ, СУ, ПГ, особенно для создания композитных систем [2].

При расчетах механических, электронных и фононных свойств конденсированных систем на основе углерода важнейшим параметром выступает скорость распространения продольных и поперечных УЗВ, значение которых зависит в основном от технологии приготовления образцов и степени совершенства их кристаллической структуры. По значениям скорости УЗВ проводят расчеты модулей упругости материалов с учетом направления волнового вектора и осей симметрии кристалла.

## Постановка проблемы и задачи исследования

В работе решается проблема изучения анизотропии и дисперсии скорости распространения продольных и поперечных УЗВ в поликристаллических образцах ПУ с монотонно изменяющейся степенью совершенства кристаллической структуры. Методом изменения размеров и степени совершенства микрокристаллов была выбрана термическая обработка образцов в инертной среде в интервале температур  $T_0 = 2100\text{--}3200^\circ\text{C}$  (температура пиролиза ПУ составляла  $2100^\circ\text{C}$ ) [1, 3]. Основные структурные параметры образцов представлены в табл. 1.[4]. Согласно этим данным, с ростом температуры обработки образцов в гексагональных фрагментах когерентного рассеяния, по данным рентгеноструктурного анализа, уменьшаются межплоскостные расстояния ( $d_{002}$ ), значения которых приближаются к  $d_{002} = 335,4$  пм, характерного для монокристаллического графита. Значительно, более чем в 5 раз, возрастают размеры микрокристаллов как вдоль гексагональной с-оси, так и в перпендикулярном ей направлении (а - ось).

№ п/п	Параметры	$d_{002}, \text{Å}$	$L_a, \text{Å}$	$L_c, \text{Å}$	$\rho, \text{кг/м}^3$
	Образцы				
1.	СУ-1500	3,510	35	25	1550
2.	ПУ-2100	3,420	370	210	2227
3.	ПУ-2500	3,410	400	240	2247
4.	ПУ-3000	3,368	860	310	2255
5.	ПУ-3200	3,360	$\geq 10^4$	$\geq 10^4$	2260

Примечание:  $L_a, L_c$  – размеры микрокристаллов вдоль а- и с- осей относительно гексагональной плоскости,  $d_{002}$  – межплоскостное расстояние  $\rho$  – плотность образца.

Таблица 1. Основные структурные параметры образцов пироуглерода

Уменьшение межплоскостного расстояния приводит к увеличению силы межатомного взаимодействия вдоль с- оси. Рост размеров микрокристаллов происходит за счет уменьшения доли слабо структурно организованного углерода, расположенного по периферии микрокристаллов. Для сравнения в табл. 1 помещен образец квазиаморфного конденсированного углерода – стеклоуглерода (СУ-1500), полученного карбонизацией фенолформальдегидной смолы при медленном подъеме температуры до 1500°C по стандартной методике [4]. Данный образец имеет структуру нанокристаллического объекта с примерно одинаковыми размерами нанокристаллов вдоль а- и с- осей, с межплоскостным расстоянием, большим, чем в ПУ. Наибольшая доля атомов углерода в образце СУ-1500 находится в неупорядоченной, так называемой «турбостратной» фазе [3, 4]. Можно ожидать увеличения скорости УЗВ с ростом  $T_0$ , т.е. при увеличении степени совершенства структуры образцов.

Для определения скорости УЗВ может быть использован метод прямого определения времени распространения волны по известной базе при нормальном падении на поверхность плоскопараллельного образца. Размеры образцов составляли 5–10 мм, точность измерения 0,01 мм. Однако при сложном анализируемом сигнале удобнее использовать резонансный метод определения скорости волны.

В работе использовался УЗ дефектоскоп фирмы Andec (Andescope-2000) с раздельным генерирующим и принимающим пьезоэлементами (ПЭ). Пьезоэлементы изготовлены из керамики LZT (свинец-цирконат титана) с максимальной амплитудой по напряжению до 2 кВ, с возможностью задержки захвата сигнала до 20 мс и усилением сигнала до 80 дБ. Прибор имеет возможность работы в теновом, эхо-импульсном и эхо-ударном режимах с получением А-скана в координатах амплитуда–время [5, 6]. В процессе измерений плоскопараллельные образцы помещались между ПЭ генератором и приемником УЗВ в режиме исследования проходящего сигнала. Имелась возможность проведения программного первичного анализа сигнала с помощью быстрого преобразования Фурье (FFT) для получения В-скана в координатах амплитуда–частота. В комплект прибора входили узкополосные иммерсионные ПЭ с максимальной чувствительностью регистрации сигнала на частоте 100 кГц и широкополосные ПЭ с сухим точечным контактом (диаметр рабочей части 0,3 мм). Интервал частот зондирующих УЗВ составлял 0,2–25 МГц.

### Обсуждение и анализ результатов

Для определения скорости УЗВ использовалась резонансная методика [7, 8]. Конкретному анализу подвергался В-скан  $I(\omega)$ , на основе экспериментально полученного А-скана  $I(t)$ . Исходный спектр  $I(t)$  программно обрабатывался с помощью Фурье-преобразования в спектр  $I(\omega)$ , где  $\omega$  – циклическая частота волны:

$$I(\omega) = (2\pi)^{-1/2} \int I(t) \exp(-i\omega t) dt . \quad (1)$$

В Фурье-разложении регистрируемого сигнала компоненты с максимальной амплитудой (резонансные частоты) имели наибольшие значения амплитуд. Для резонансных частот справедливо выражение, с помощью которого определялась скорость УЗВ [5, 6]:

$$v = \frac{l\omega_r}{\pi} . \quad (2)$$

Скорость УЗВ измерялась на дискретных частотах в интервале 0,5-25 МГц. На рис. 1 построены графики скорости УЗВ в исследуемых образцах в изучаемом диапазоне частот. Учитывая предполагаемую монотонную зависимость, результаты представлены в виде гладких графиков. На всех графиках наблюдалась монотонная тенденция уменьшения скорости УЗВ при росте частоты с наличием слабо выраженного, локального минимума в области частот 5 МГц, который в более совершенных образцах (ПГ) превращался в область перегиба и смещался в область 12,5 МГц. Отмеченная зависимость скорости волны от частоты характерна для нормальной дисперсии.

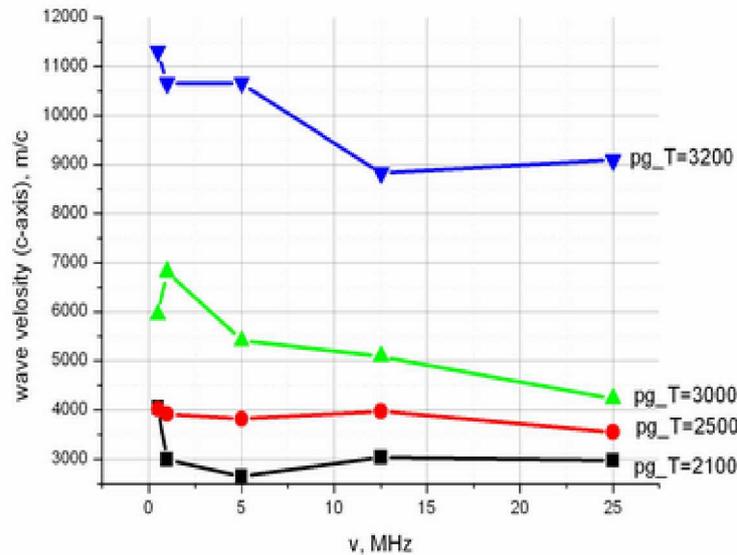


Рис. 1. Зависимость скорости распространения УЗВ по а-оси образцов пироуглерода

Наибольшие изменения скорости приходятся на область 0,5–5 МГц, в диапазоне частот свыше 12,5 МГц дисперсионная зависимость проявляется слабо. Данный эффект более характерен для изотропных образцов с малыми размерами микрокристаллов.

Для анизотропных кристаллических объектов закон Гука записывается в виде [7]

$$\sigma_n = c_{ij} \varepsilon_n , c_{ij} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(c_{11} - c_{12}) \end{bmatrix} , \quad (3)$$

где  $\sigma_n$  и  $\varepsilon_n$  – соответственно упругие напряжение и деформация в направлении  $n$ ,  $c_{ij}$  – тензор упругости кристаллического гексагонального графита. Тензор упругости гексагонального графита в соответствии с группой симметрии  $D_{6h}^4$  имеет пять независимых модулей упругости по основным направлениям высокой симметрии, однако с учетом поликристалличности образцов число модулей упругости должно быть меньше пяти. Основные результаты расчетов модуля Юнга в двух взаимно перпендикулярных направлениях по отношению к плоскости осаждения ПУ приведены в табл. 2. Погрешность измерения скорости составляет 5 %, для модулей упругости, соответственно, 10 %. Как следует из табл. 1 и рис. 2, с увеличением  $T_0$  степень выраженности анизотропии упругих свойств образцов ПУ существенно возрастает. В первом приближении можно считать, что для образцов ПУ-2500 и ПУ-3200 характерна структура графита. Именно для этих образцов, наряду с модулями Юнга ( $E$ ), был проведен расчет некоторых модулей из тензора упругости.

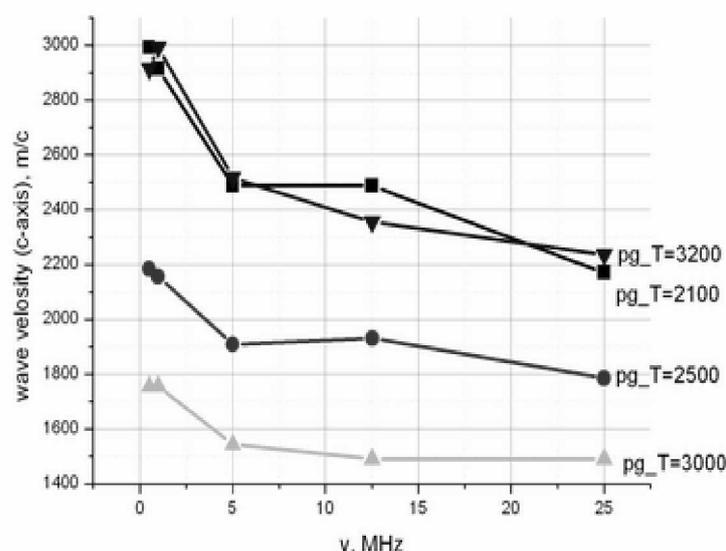


Рис. 2. Зависимость скорости распространения УЗВ по с-оси образцов пироуглерода

Расчет упругих параметров был осуществлен на основе известных соотношений между скоростью продольных ( $v_l$ ) и поперечных ( $v_\tau$ ) УЗВ вдоль гексагональной с-оси и перпендикулярно ей (а-ось) и упругими характеристиками среды [6, 7]:

$$E = \frac{\rho v_l^2}{2(1+\mu)}, \quad v_\tau = \left(\frac{G}{\rho}\right)^{1/2}, \quad v_\tau = v_l \left\{ \frac{1-2\mu}{2(1-\mu)} \right\}^{1/2}, \quad (4)$$

при скорости волны параллельно гексагональной с-оси

$$c_{33} = \rho v_{cl}^2, \quad c_{44} = \rho v_{c\tau}^2, \quad (5)$$

при скорости волны параллельно гексагональной плоскости (вдоль а –оси):

$$c_{11} = \rho v_{al}^2, \quad \frac{1}{2}(c_{11} - c_{12}) = \rho v_{a\tau}^2. \quad (6)$$

В данных формулах  $\rho$  – плотность среды,  $\mu$  – коэффициент Пуассона (для расчетов принято  $\mu=0,25$ ) [6, 9].

Полученные значения дисперсии скорости УЗВ и модулей упругости образцов ПУ с монотонно изменяющейся степенью совершенства кристаллической структуры свидетельствуют о том, что с увеличением средних размеров микрокристаллов наблюдается монотонный рост скорости УЗВ вдоль а-оси, совпадающей с плоскостью осаж-

дения образцов ПУ, при этом скорость в направлении с-оси уменьшается с ростом температуры обработки ПУ. Аналогично скорости УЗВ изменяются модули упругости материалов (табл. 2).

№ п/п	Образцы	$V_{cl}$ , м/с	$V_{al}$ , м/с	$V_{ст}$ , м/с	$V_{ат}$ , м/с	$E_a$ , ГПа	$E_c$ , ГПа
1.	СУ-1500	1990	1990	1150	1150	2,48	2,48
2.	ПУ-2100	2490	3030	1440	1750	8,26	5,56
3.	ПУ-2500	1930	3970	1120	2290	14,28	3,38
4.	ПУ-3000	1490	5090	860	2940	23,55	2,02
5.	ПУ-3200	2360	8830	1360	5100	71,10	5,06

Примечание:  $E_a$  и  $E_c$  – модули Юнга рассчитанные для направлений вдоль и перпендикулярно гексагональной плоскости (плоскости осаждения ПУ).

Таблица 2. Скорости УЗВ на частоте 12,5 МГц и рассчитанные упругие характеристики материала образцов

Некоторым исключением в данной системе является образец ПУ-3200 с наиболее совершенной структурой. Для него скорость в направлении с-оси и ее дисперсия значительно отличаются от таковых для ПУ-2100. Данный факт может быть объяснен особенностью процессов структурообразования, протекающих при термической обработке образцов. В образцах ПУ-2100 микрокристаллы графита не имеют преимущественной ориентации. С ростом  $T_0$  наблюдается два параллельно протекающих процесса: первый – рост размеров микрокристаллов, уменьшение межплоскостных расстояний в них; второй – ориентация микрокристаллов гексагональной плоскостью параллельно поверхности осаждения ПУ. Первый процесс приводит к увеличению скорости ультразвука и модулей упругости образцов, второй фактор объясняет то, что скорость УЗВ для образца ПУ-2100 вдоль с-оси сравнима по величине с таковой для ПУ-3200, проявлением текстурированности образцов. Для образца ПУ-3200 проведены оценочные расчеты параметров тензора упругости:  $c_{11}$ ,  $c_{12}$ ,  $c_{33}$ ,  $c_{44}$ . Полученные значения модулей равны, соответственно,  $c_{11}=176$  ГПа,  $c_{12}=58,5$  ГПа,  $c_{33}=12,5$  ГПа,  $c_{44}=4,2$  ГПа.

### Выводы по работе

Полученные в работе значения скоростей УЗВ в диапазоне частот 0,5–25 МГц, а также значения упругих постоянных нанокристаллического углерода (ПУ, СУ) по порядку величины соответствуют немногочисленным имеющимся данным по измерениям упругих постоянных микрокристаллических искусственных графитов [8, 9]. Авторы указанных работ отмечают существенную зависимость упругих постоянных поликристаллических графитов от текстуры материалов и степени совершенства кристаллической структуры.

Результаты, полученные в работе, могут служить базой для уточнения расчетов фоновго спектра, прогнозирования механических, теплофизических свойств композиционных материалов на основе конденсированного нанокристаллического углерода.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 06-08-00340а.

### Литература

1. Carbon molecules and materials / Ed. by R. Setton, P. Barnier, S. Lefrant . L.-N.Y.: Taylor. 2002, 480p.
2. Уббелодде А.Р., Льюис Ф.А. Графит и его кристаллические соединения. М.: Мир, 1965. 256 с.

3. Свойства конструкционных материалов на основе углерода: Справочник / Под ред. Соседова В.П.. М.:Металлургия, 1975. 335 с.
4. Бехтерев А.Н. , Золотарев В.М. Оптические свойства и структура аморфных и кристаллических модификаций углерода. // Оптико-механическая промышленность. 1986. №12. С.41–53.
5. Крауткремер И., Крауткремер Г. Ультразвуковой контроль материалов: Справочник / Под ред. В.И. Волченко. М.: Metallurgy, 1991. 750 с.
6. Неразрушающий контроль и диагностика: Справочник / Под ред. В.В. Ключева. 2-е изд.. М.: Машиностроение. 2003. 656 с.
7. Такер Д., Рэмpton В. Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 453 с.
8. Самойлов В.М., Остронов Б.Г. Влияние размеров зерна на модули упругости и прочность искусственных графитов. // Неорганические материалы. 2004. Т.40. №4. С.425–429.
9. Петронюк Ю.С., Левин В.М. Наблюдение анизотропии в оптически изотропном пиролитическом наноуглероде микроакустическими методами. // Кристаллография. 2005. Т.50. №4. С.744–749.

# АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ КАЧЕСТВА ОПТИЧЕСКОГО КОНТАКТА НА ИК СПЕКТРЫ НПВО СИЛЬНО ПОГЛОЩАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ МЕТОДАМИ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

А.Н. Бехтерев, Р.К. Мамедов.

В работе на основе полученного ранее спектра оптических постоянных графита в области колебательной моды  $E_{1u}$  методами компьютерного моделирования на основе уравнений Френеля проведен расчет влияния воздушного зазора между поверхностью сильно поглощающего образца (графита) и элементом НПВО на селективность полос поглощения. Результаты расчета сопоставлены со спектрами НПВО и спектрами комбинационного рассеяния данного образца.

Для изучения оптических свойств и проведения структурного анализа сильно и слабо поглощающих кристаллических объектов методами молекулярной спектроскопии широко применяют методы спектроскопии нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) и многократного нарушенного полного внутреннего отражения (МНПВО), [1, 2]. Данные методы позволяют проводить расчеты оптических постоянных сред из спектров НПВО–МНПВО: действительной и мнимой части показателя преломления и диэлектрической проницаемости среды  $n$ ,  $\kappa$ ,  $\epsilon'$ ,  $\epsilon''$ , где  $\tilde{n} = n - i\kappa$ ,  $\tilde{\epsilon} = \epsilon' - i\epsilon''$ . При определении оптических характеристик сред по уравнениям Френеля и соотношениям Крамерса–Кронига на основе экспериментальных спектров внутреннего отражения важным фактором, влияющим на погрешность результатов, является качество оптического контакта твердотельного элемента НПВО и поверхности конденсированного объекта. Глубина проникновения излучения в исследуемый объект в условиях НПВО составляет доли длины волны сканирующего излучения, в ИК области это около 1 мкм. Наличие зазора в области контакта приводит к изменению интенсивности отраженного светового потока и, следовательно, к ошибкам в результатах расчета. Применение предварительной полировки поверхности кристаллических образцов ведет к разрушению кристаллической решетки в поверхностном слое (ПС), т.е. к необратимым изменениям свойств ПС объекта. Более того, полировка объектов с несплошной поверхностью (открытая пористость) не решает проблемы хорошего оптического контакта. Радикально решить проблему надежного оптического контакта твердотельного элемента НПВО и поверхности кристаллического объекта позволяет техника и технология термопластичных элементов НПВО [2, 3]. Применение названной технологии позволяет исследовать оптические свойства естественной, т.е. зачастую неплоской, незеркальной, несплошной поверхности объектов в широкой ИК области спектра.

Целью данной работы было экспериментальное микроскопическое исследование степени копирования микрорельефа естественной поверхности образца термопластичным элементом НПВО и модельный эксперимент по влиянию воздушного зазора между поверхностью образца и элементом НПВО на спектры НПВО сильно поглощающего объекта. Примером такого объекта служил образец пирографита в области проявления основной колебательной моды графита  $E_{1u}$ .

## Описание экспериментального метода и исследуемых образцов

Объектом исследования служила естественная поверхность образца пирографита (ПГ-3000). Объект представлял собой одну из поликристаллических модификаций углерода с гексагональной кристаллической решеткой. Образец получен стандартным способом – пиролизом метана на поверхность графитовой подложки при температуре 2100 °С с последующей термической обработкой образца в инертной (аргоновой) среде при температуре 3000 °С в течение часа.

В результате данного процесса сформирована поликристаллическая структура графита с областями когерентного рассеяния, имеющими средние размеры 8600 нм и 3100 нм, соответственно, вдоль с- и а-осей кристаллов графита [4]. По физическим свойствам пирографит относится к полуметаллам с высокой концентрацией и подвижностью свободных носителей заряда, малой концентрацией примесей и отсутствием открытой пористости [5, 6].

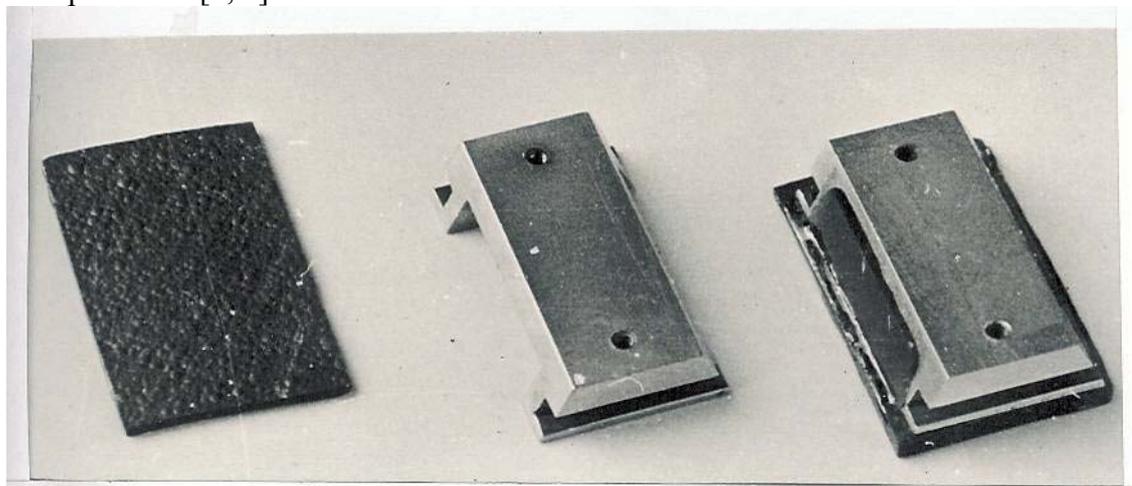


Рис. 1. Микрофотография поверхности образца пирографита до и после наплавления на него термопластичного элемента НПВО в матрице-держателе (призма Дове)

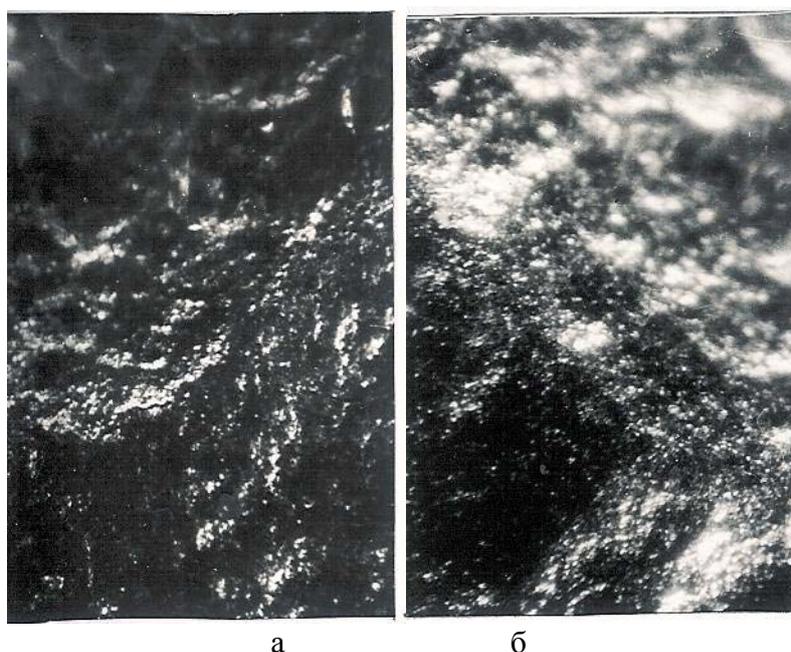


Рис. 2. Микрофотография фрагментов поверхности образца пирографита (а) и элемента НПВО (б), отнятого от образца, увеличение 200х.

На рис. 1 приведена микрофотография участка поверхности образца, на котором можно выделить фрагменты порядка 0,1–1 мм в виде сферических глобул. Данную поверхность можно отнести к классу неплоских, незеркальных, со сложным микро- и макрорельефом. На рис. 2 приведены идентичные участки рельефа поверхности образца и элемента НПВО, скопировавшего рельеф поверхности образца. На данном рисунке фрагменты поверхности образца и элемента НПВО даны с увеличением. Можно отметить достаточно хороший уровень копирования поверхностью элемента микрорельефа поверхности образца (на уровне 0,1 мкм), что дает возможность использовать элемент

НПВО с такой поверхностью в качестве корректного эталона сравнения для записи 100% линии в ИК области спектра в режиме ПВО при изучении естественной поверхности объектов.

### Анализ полученных результатов

При исследовании спектров отражения естественной поверхности образцов, ввиду микронеровностей, помимо зеркальной составляющей присутствует диффузно рассеянный свет. В этом случае параметры отраженного света зависят от поляризации и длины волны ( $\lambda$ ) излучения, относительного комплексного показателя преломления объекта ( $\tilde{n}$ ), угла отражения ( $\varphi$ ), среднеквадратичной высоты микронеровностей ( $\sigma$ ), функции их распределения по размерам и ориентации по углам ( $F(\tilde{n}, \sigma, \omega, \lambda)$ ) [7, 8]. Интенсивность светового потока, отраженного такой площадкой, в единице телесного угла запишется [7] как

$$\Phi = 1/2\pi \int \Phi^{\circ} \cdot F(\tilde{n}, \sigma, \omega, \lambda) d\omega, \quad (1)$$

где  $\Phi^{\circ}$  – падающий световой поток, а интегрирование ведется по углам от 0 до  $2\pi$ . Для зеркальной составляющей коэффициента отражения в случае гауссовского распределения площадок экспериментально установлено [7] соотношение

$$R = R^{\circ} \exp(-(\pi \cdot \sigma \cdot \cos\varphi / \lambda)^2), \quad (2)$$

где  $R^{\circ}$  – коэффициент зеркального отражения идеально гладкой поверхности из того же материала,  $\varphi$  – угол падения света на грань. Форма индикатрисы рассеяния чувствительна к тому, какой случай реализуется на границе раздела сред – внешнее или внутреннее отражение [8]. Как показали специальные исследования индикатрис рассеяния сильно поглощающих объектов на примере пирографита, определяющими факторами в формировании индикатрисы рассеяния в данном случае следует считать распределение микронеровностей по размерам и углам. Режим отражения при этом относится к факторам второго порядка малости. Положение максимума и полуширина индикатрисы для поверхности образца и поверхности элемента НПВО, отнятого от данного образца, были идентичны (рис. 3). Увеличение угла падения приводит к уменьшению полуширины индикатрисы.

Интенсивность рассеянного света была максимальна в направлении угла зеркального отражения. Экспериментальные индикатрисы рассеяния были зарегистрированы на приборе ИСМ-1 на длине волны 10 мкм в  $s$ -поляризованном свете. При изменении угла падения излучения электрический вектор оставался перпендикулярным к гексагональной  $c$ -оси микрокристаллов графита. Как показывают рентгеноструктурные исследования, преимущественное направление  $c$ -оси микрокристаллов графита перпендикулярно поверхности образца [5, 6].

С целью более подробного изучения вопроса о свойствах оптического контакта элемента НПВО и образца был проведен модельный эксперимент. Рассмотрен модельный объект, состоящий из элемента НПВО в форме полуцилиндра (среда 1), образца пирографита с известной дисперсией оптических постоянных  $n(\nu)$ ,  $\kappa(\nu)$  [9] в области основной колебательной моды  $E_{1u}$  (среда 3) и воздушной прослойки переменной толщины между ними (среда 2). Значения показателя преломления среды 1 и толщины среды 2 варьировались в диапазонах  $1 \leq n_1 \leq 4$ ,  $0 \leq d \leq 100$  мкм. По уравнениям Френеля проведен расчет спектров отражения от рассматриваемой системы при изменении начальных условий ( $n_1, d, \varphi$ ).

На рис.4 приведены рассчитанные спектры отражения  $s$ -поляризованного излучения от границы раздела элемент НПВО–пирографит в области  $1650\text{--}1350 \text{ см}^{-1}$  при изменении толщины воздушного зазора. Анализ результатов свидетельствует о том, что с увеличением  $n_1$ , уменьшением  $d$  и  $\varphi$  возрастает контрастность спектров селективного отражения  $E_{1u}$ . Это может быть обусловлено увеличением глубины проникновения из-

лучения в образец при данных условиях. При постоянных  $n_1 = 2,4$  (ИКС-35) и  $\varphi = 30^\circ$  и увеличении  $d$  от 0 до величин около 1 мкм контрастность полосы поглощения практически не изменяется, наибольшим изменениям подвержен при этом лишь уровень фона отражения, наблюдается возрастание отражения на величину около 20 % (в области  $\nu = 1600 \text{ см}^{-1}$ ).

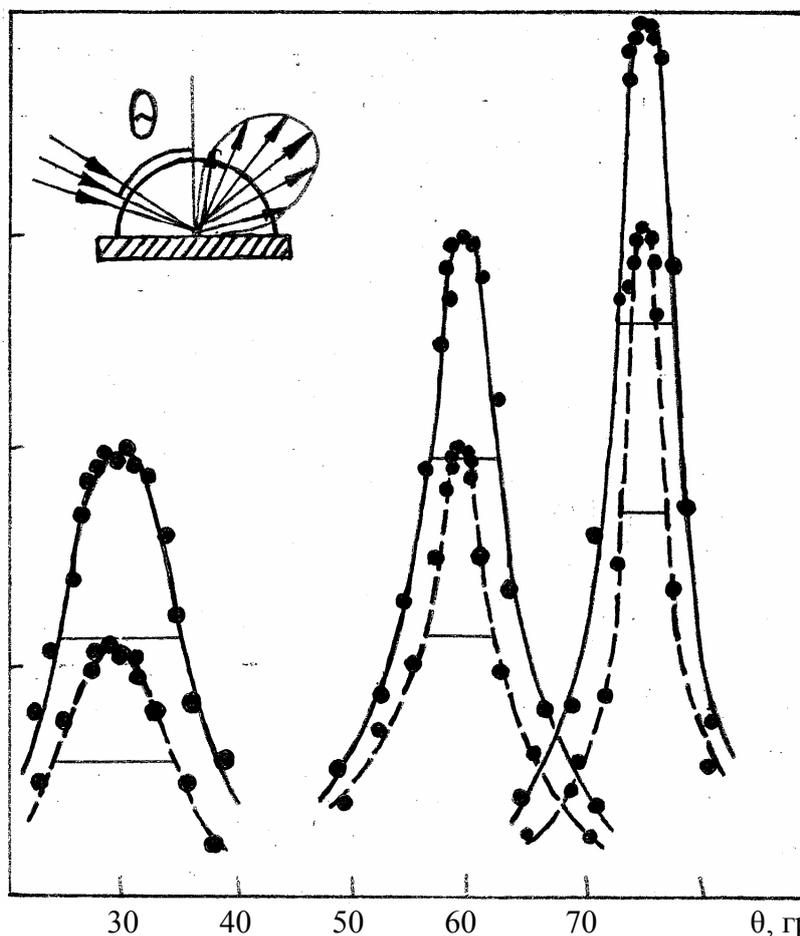


Рис.3. Индикатрисы рассеяния от поверхности образца пирографита (пунктир) и элемента НПВО, отнятого от поверхности образца (сплошная)

При увеличении толщины воздушного зазора до 1 мкм и выше последовательно уширяются, смещаются по спектру и исчезают полосы селективного поглощения графита. Световая волна полностью затухает в воздушном промежутке при его толщине более 10 мкм.

Таким образом, использование термопластичных элементов НПВО при изучении оптических характеристик в режиме *in situ* поверхности поглощающих объектов в широкой ИК области спектра позволяет получать спектры отражения, при регистрации которых естественным образом учитывается рельеф поверхности образца. В настоящее время предложены для применения комплексные элементы НПВО, в которых для исследования используются стандартные твердотельные элементы из КРС-5 с иммерсионной средой между ними и естественной поверхностью объекта в виде пленки из термопластичного материала ИКС-35 [8]. Термопластичная масса является идеальной иммерсионной средой для КРС-5 ввиду практического равенства их показателей преломления в широкой ИК области спектра ( $4000\text{--}700 \text{ см}^{-1}$ ). Однако для получения более высокой точности расчета  $n$  и  $\alpha$  объекта (на уровне 1,5 %) из спектров НПВО необходимо использовать трехслойную модель расчета [8].

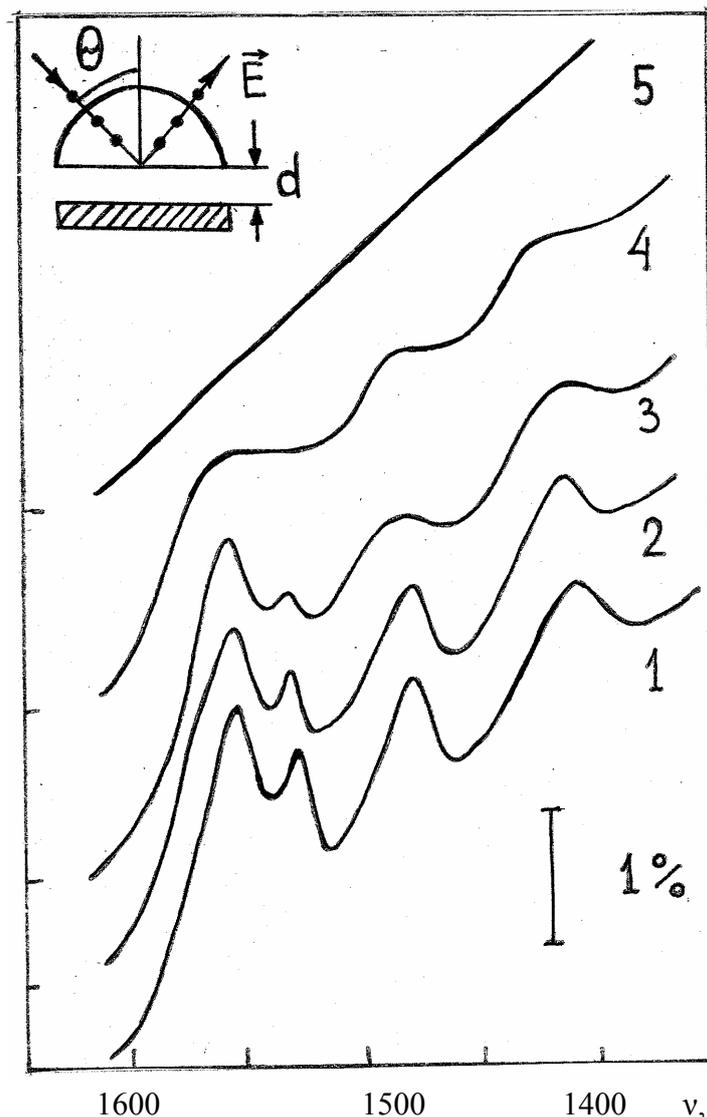


Рис.4. Рассчитанные спектры НПВО системы пирографит–элемент НПВО в области проявления колебательной моды  $E_{10}$  графита для s-поляризации при угле падения  $30^\circ$  (цифры 1-5 соответствуют толщине воздушного зазора 0 мкм, 0,1 мкм, 0,5 мкм, 1 мкм, 10 мкм)

### Выводы

Полученные в работе результаты по влиянию толщины воздушного зазора между элементом НПВО и поверхностью сильно поглощающего образца (графит) на полосы селективного поглощения свидетельствуют, что при толщине зазора свыше 1 мкм теряется селективность спектров, в сильной степени возрастает уровень фона неселективного отражения. Проведенные оптические и электронно-микроскопические исследования естественной поверхности графита (пирографит) и поверхности элемента НПВО из термопластичного материала КРС-35, отнятого от образца, показывают, что уровень копирования микрорельефа поверхности пирографита составляет 0,1 мкм. Таким образом, контакт между поверхностью образца пирографита и элементов НПВО можно считать оптическим, что позволяет рассчитывать с достаточно высокой точностью оптические характеристики пирографита на основе спектров НПВО по соотношениям Крамерса–Кронига.

### Литература

1. Харрик Н. Спектроскопия внутреннего отражения. М.: Мир, 1970. 335 с.
2. Золотарев В.М. Спектроскопия НПВО на термопластичных стеклах – неразрушающий метод исследования твердых тел. // Оптико-механич. промышл. 1988. №8. С 50–60.
3. Бехтерев А.Н., Золотарев В.М., Яковлев В.Б. Исследование оптических постоянных кристаллических и аморфных модификаций углерода методом ИК спектроскопии отражения. // Оптика и спектр. 1985. Т. 59. №5. С.1057–61.
4. Свойства конструкционных материалов на основе углерода: Справочник / Под ред. В.П. Соседова. М.: Металлургия, 1975. 335с.
5. Бехтерев А.Н., Золотарев В.М. Оптические свойства и структура графитоподобных кристаллических и аморфных модификаций углерода. Обзор // Оптико-механич. промышл. 1986. №12. С.41–53.
6. Топорец А.С. Исследование отражения света шероховатыми поверхностями и светорассеивающими средами: Автореф. дис. докт. физ.-мат. наук. Л., 1970. 54 с.
7. Иванов А.П. Оптика светорассеивающих сред. Минск: Наука и техника, 1969. 592 с.
8. Мамедов Р.К. Комбинированный элемент МНПВО. // Оптич. журнал. 2000. Т.67. №9. С.73–76.

# ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДА. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ И МОДЕЛЬНЫЙ ПОДХОДЫ

А.Н. Бехтерев

В работе методами классического дисперсионного анализа (КДА) проводится расчет спектра оптических постоянных  $n(\nu)$  и  $\kappa(\nu)$  сильно поглощающего объекта с высокой концентрацией и подвижностью свободных носителей заряда на примере графита. Исследуется проблема регистрации и идентификации колебательных состояний вещества на фоне интенсивного неселективного поглощения. Рассчитанные спектры оптических постоянных графита сопоставляются с аналогичными данными, полученными из спектров нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) в области колебательной моды  $E_{1u}$  нанокристаллического графита, спектров комбинационного рассеяния (КР) данного образца и фоновый спектр графитовых структур.

Квазиаморфные, кристаллические, нанокристаллические, композиционные материалы на основе углерода широко используются в технике и научных исследованиях [1, 2]. Это – замедляющие элементы в ядерных реакторах, высокотемпературная обшивка ракет и сопел самолетов, электроды в электрометаллургии, сосуды для плавления сверхчистых материалов в электронике и для хранения агрессивных сред. Кроме этого, в астрофизике возникают проблемы идентификации углеродных кластеров в космическом пространстве для анализа эволюционных процессов во Вселенной [3]. В последнее десятилетие активно изучаются углеродные фуллереновые структуры и нанотрубки в качестве актуальных полупроводниковых и сверхпроводниковых материалов в микроэлектронике [2]. Практически все названные объекты относятся к сильно поглощающим средам в широкой оптической области спектра, поэтому молекулярно-структурный анализ этих объектов проводится в основном по КР-спектрам [4]. ИК-спектрофотометрические исследования названных объектов осуществлялись в основном на монокристаллическом графите по спектрам зеркального отражения, с использованием сверхтонких слоев (срезов), а также нанокристаллических и аморфных диспергированных сред стандартными методами – приготовлением образцов с помощью NaCl и KBr-иммерсионных сред [5]. Однако предварительная полировка поверхности объекта и диспергирование оставляют открытым вопрос о сохранении оптических свойств объекта при такой обработке. Кроме этого, значительное различие в показателях преломления образца на основе конденсированного углерода и иммерсионной среды, а также большой коэффициент поглощения образцов приводят к значительному рассеянию света и отсутствию селективных полос в экспериментальных спектрах [6].

В последнее время в решении научных и прикладных задач материаловедения, экологии, медицины, биологии, физики в качестве наиболее актуальных ставятся и решаются проблемы исследования объектов в режимах *in situ* и *in vivo*. В методе КР эти проблемы реализуются естественным образом, даже если объекты обладают интенсивным неселективным поглощением (металлы, полуметаллы, полупроводники). Частоты возбуждения спектров КР практически всегда лежат далеко за пределами колебательных частот молекул. В ИК спектроскопии объекты, обладающие высокой концентрацией свободных носителей заряда, к которым относятся графит и низкоразмерный углерод, достаточно сложны для количественного молекулярно-структурного анализа. Основные трудности спектроскопического изучения таких объектов обусловлены интенсивным неселективным поглощением свободных носителей заряда, концентрация которых сравнима с концентрацией молекул и атомов. Исследования колебательных состояний в этом случае достаточно актуальны, так как являются дополняющими к исследованию фоновый спектр, полученного на основе изучения КР-спектров названных объектов [6, 8].

Необходимо отметить, что методы ИК спектроскопии (пропускание, отражение, НПВО) более информативны, поскольку позволяют рассчитывать оптические и диэлек-

трические постоянные среды, анализировать объемные и поверхностные свойства объектов в рамках одного метода без разрушения образца, производить расчеты других физических характеристик на основе полученных предварительно дисперсионных зависимостей (поляризационных, излучательных и т.д.). С развитием теории, технических возможностей и методологии, основанной на термопластичных элементах НПВО (МНПВО), решается проблема изучения неплюских, незеркальных, дисперсных объектов [7]. Проблема обнаружения и идентификации малоинтенсивных селективных полос поглощения в спектрах на интенсивном фоне поглощения свободных носителей заряда до настоящего времени остается актуальной.

В работе с помощью математического моделирования исследуются пути решения проблемы обнаружения и идентификации колебательных состояний веществ, обладающих высокой концентрацией свободных носителей заряда, по ИК спектрам внешнего отражения и НПВО.

### Объекты исследования

Объектом исследования служил образец пирографита – нанокристаллическая модификация углерода. Основные физические параметры объекта сведены в таблице. Образец пирографита был получен стандартным способом – осаждением углерода при пиролизе метана на горячую графитовую подложку при температуре 2000°C с последующей термообработкой при температуре 3000°C ( $T_0$ ) в аргоновой атмосфере [9, 10]. Особенность процесса получения образца обеспечила минимальность содержания примесей, составляющих в среднем 0,001 % масс. [10].

Образец	Концентрация свободных носителей, $10^{19}, \text{см}^{-3}$	Средние размеры нанокристаллов, $L_a, \text{Å}$	Средние размеры нанокристаллов $L_c, \text{Å}$	Межплоскостное расстояние в нанокристаллах графита, $d(002), \text{Å}$	Концентрация примесей в образцах, % масс.
ПГ- 2100	3,2	320	210	3,420	$\leq 0,01$
ПГ- 3000	4,8	860	310	3,369	$\leq 0,001$
МГ	8,2	$\geq 10000$	$\geq 10000$	3,360	$\leq 0,00001$

Таблица. Сравнительные физические параметры исходного, конечного образцов пирографита (ПГ-2100, ПГ-3000) и монокристаллического графита [6,10]

Согласно рентгеноструктурным исследованиям, термическая обработка приводит к структурному совершенствованию кристаллической решетки пирографита. Размеры областей когерентного рассеяния (нанокристаллов) образца ПГ-3000 составляют, соответственно, вдоль а- и с-оси кристалла графита  $L_a = 860 \text{ Å}$  и  $L_c = 310 \text{ Å}$ . Средние расстояния между слоями углерода в гексагональной решетке графитовых структур составляли  $L(002) = 3,369 \text{ Å}$ , что незначительно отличается от такового для идеальной графитовой решетки и монокристаллического графита  $3,354 \text{ Å}$  [10]. Пирографит с  $T_0 = 3000^\circ\text{C}$  относится к поликристаллическим графитам с преимущественной ориентацией микрокристаллов с-осью перпендикулярно поверхности осаждения.

Микроскопическое изучение естественной поверхности образцов обнаружило наличие глобул сферической формы, конусообразно уходящих в объем. Диаметр глобул составляет от долей микрометра до  $10^3 \text{ мкм}$  [9, 10]. Образцы пирографита в силу высокой электропроводности относятся к достаточно трудным для спектроскопических исследований объектам в ИК области спектра.

## Теоретическое обоснование и методы решения проблемы

Согласно классической теории дисперсии, величина и спектральная зависимость оптических характеристик веществ определяется вкладом свободных и валентных электронов, а также колебательными состояниями атомов в молекулах и кристаллической решетке [11, 12]:

$$n^2 - \kappa^2 = 1 + 4\pi \sum_j \sum_k N_j e_j m_{jk}^{-1} f_{jk} (\omega_{oj}^2 - \omega^2) \{(\omega_{oj}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 (g_j / m_{jk})^2\}^{-1}, \quad (1)$$

$$2n\kappa = 4\pi \sum_j \sum_k N_j e_{jk} m_{jk}^{-1} f_{jk} (g_j / m_{jk}) \omega \{(\omega_{oj}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 (g_j / m_{jk})^2\}^{-1}, \quad (2)$$

где  $n$ ,  $\kappa$  – соответственно действительная и мнимая части  $\tilde{n}$  комплексного показателя преломления,  $j$  – число подсистем частиц, колеблющихся в поле электромагнитной волны (свободные электроны, связанные электроны, молекулы и т.п.),  $k$  – виды частиц в подсистемах,  $e_{jk}$  и  $m_{jk}$  – заряд и эффективная масса колеблющихся частиц,  $N_j$  – концентрация  $j$ -типа осцилляторов,  $\omega_{oj}$  и  $f_{jk}$  – собственные частоты и сила соответствующих осцилляторов,  $g_j$  – коэффициент затухания осцилляторов типа  $j$ ,  $\omega$  – частота электромагнитной волны. Учитывая связь диэлектрической проницаемости с показателем преломления среды  $\tilde{\epsilon} = \tilde{n}^2$ , аналогичная зависимость характерна для действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости вещества:  $\epsilon'$ ,  $\epsilon''$ . Формулы классической теории находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными исследованиями оптических свойств веществ в широкой спектральной области.

Из формул для оптических характеристик вещества вытекает формула Лоренц–Лорентца, разработанная до создания электромагнитной теории дисперсии и определяющая аддитивность вклада всех микрочастиц вещества, взаимодействующих с электромагнитной волной. Для случая вдали от полос поглощения формула Лоренц–Лорентца имеет вид [11]

$$n^2 - 1 / n^2 + 2 = 4\pi / 3 \sum_j \sum_k N_j e_{jk}^2 f_{jk} \{m_{jk} (\omega_{oj}^2 - \omega^2)\}^{-1}. \quad (3)$$

Для области поглощения в формуле следует рассматривать комплексную диэлектрическую проницаемость и показатель преломления:

$$\tilde{n}^2 - 1 / \tilde{n}^2 + 2 = 4\pi \sum_j N_j e_j^2 m^{-1} (\omega_{oj}^2 - \omega^2 + i\gamma_j \omega)^{-1} + (n_o^2 - 1) / (n_o^2 + 2), \quad (4)$$

где  $j$  – количество осцилляторов,  $i$  – мнимая единица,  $\gamma_j = g_j / m_j$  – приведенный коэффициент затухания колебаний. Второе слагаемое в сумме в правой части формулы определяет вклад высокочастотных составляющих в  $\tilde{n}$ .

Задавая параметры осцилляторов (концентрация, собственные частоты, силы осцилляторов) и используя опорные значения коэффициента отражения или оптических постоянных, по формулам (3), (4) можно рассчитать спектральную зависимость оптических постоянных в достаточно широкой области спектра. Рассчитанные значения оптических параметров методом последовательных приближений сопоставлялись с измеренными значениями коэффициента отражения, или с  $n$  и  $\kappa$  в опорных точках спектра. Далее проводился последующий цикл вариации параметров.

## Экспериментальная регистрация спектров отражения

Для исследования оптических свойств сильно и слабо поглощающих объектов широко применяются методы, основанные на явлении НПВО. Спектры оптических постоянных пирографита были рассчитаны на основе соотношений Крамерса–Кронига из спектров НПВО, полученных на спектрофотометре PE – 580 с фотометрической точно-

стью 0,5 % и погрешностью по волновому числу  $2 \text{ см}^{-1}$  (рис. 1). Опорные значения оптических постоянных были получены расчетом по уравнениям Френеля из угловых измерений коэффициента отражения пирографита. Для исследования естественной поверхности пирографита, которая является незеркальной и неплоской, применялись элементы НПВО в форме призмы Дове и полуцилиндра. Элементы изготавливались из высокопреломляющих, термопластичных халькогенидных сред ( $n = 2,4$ ), прозрачных в широкой ИК области спектра от  $4000$  до  $750 \text{ см}^{-1}$  [6, 7].

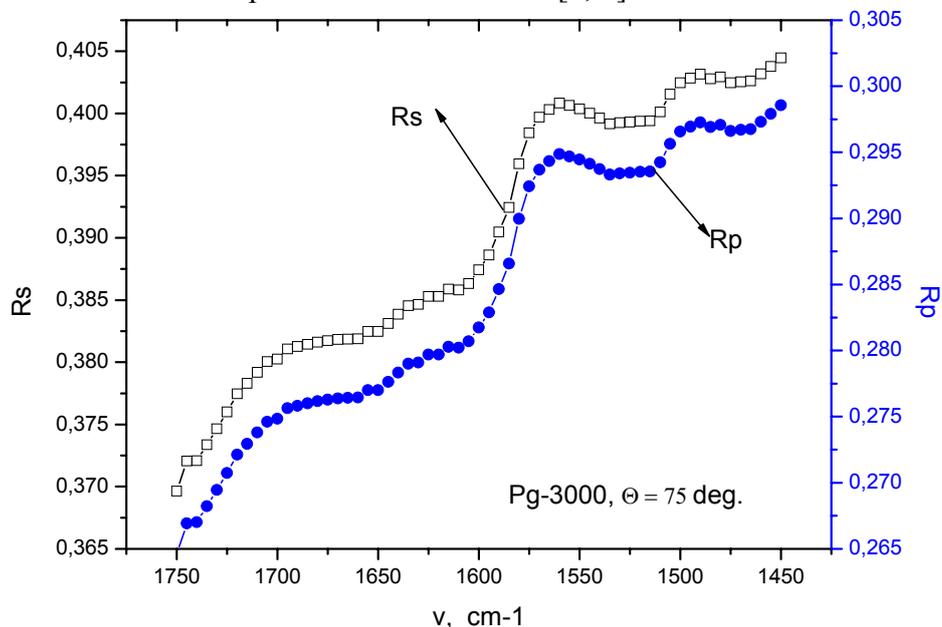


Рис.1. Спектральная зависимость коэффициентов отражения s- и p-поляризованного света (левая и правая шкала, соответственно) от образца ПГ-3000 с элементом НПВО КРС-35 (угол отражения  $75^\circ$ ) в области моды  $E_{1u}$

Процесс изготовления ячейки НПВО–образец включал в себя следующие операции. Кусочек термопластичного материала известной массы помещался в специальную матрицу для выплавления элемента. На рабочую поверхность элемента, нагретого до температуры размягчения массы ( $60\text{--}80^\circ\text{C}$ ), прижимался образец. Вся система остывала естественным образом до температуры регистрации спектра ( $20\text{--}30^\circ\text{C}$ ). Элементы, приготовленные данным способом, сочетали в себе достоинства жидкостных и твердотельных элементов НПВО. Достаточно надежный оптический контакт образовывался благодаря вязко-текучему состоянию массы. Стопроцентная линия регистрировалась от элемента, отделенного от образца без разъюстировки оптической схемы источник излучения–элемент НПВО–детектор при угле падения излучения, большем критического угла ( $27,5^\circ$ ). Для этого проводилось локальное охлаждение образца на  $10\text{--}20^\circ\text{C}$  в держателе для образцов прибора. Благодаря различию коэффициентов термического расширения происходило отделение образца от элемента НПВО без нарушения микро-рельефа отражающей поверхности элемента. Специальные оптические и электронно-микроскопические исследования контакта показали [6], что поверхность элемента НПВО при такой технологии его изготовления копирует микро-рельеф поверхности образца на уровне  $0,1 \text{ мкм}$ , что позволяет определить контакт элемента и поверхности образца как оптический для ИК области спектра. Более того, проведенный модельный расчет свойств оптического контакта элемента НПВО с сильно поглощающим объектом (типа графита) позволил сделать выводы о надежности полученных результатов по спектрам НПВО пирографита и рассчитанных на их основе оптических характеристиках  $n(\nu)$  и  $\kappa(\nu)$  образцов [12].

## Анализ и обсуждение результатов

Относительно центральной точки  $\Gamma$  зоны Бриллюэна гексагонального графита оптически активны четыре колебательных моды [4]:

$$\Gamma = A_{2u} + E_{1u} + 2E_{2g}, \quad (5)$$

одна из которых ( $A_{2u}$ ), обусловлена невырожденными межплоскостными антисимметричными колебаниями атомов углерода в элементарной ячейке графита, три других – двукратно вырождены. При этом одна ( $E_{1u}$ ) описывает антисимметричные, а две другие ( $E_{2g}$ ) – симметричные внутри плоскостные колебания. Согласно правилам отбора, моды  $A_{2u}$  и  $E_{1u}$  наблюдаются в ИК спектрах, а моды  $E_{2g}$  активны в КР- спектрах графитов. Анализируя литературные данные [13–16] по взаимосвязи оптических свойств и структуры графитов, можно прийти к выводу, что колебания симметрии  $E_{1u}$  и  $E_{2g}$  характеризуют в основном двумерную структурную упорядоченность, а мода  $A_{2u}$  связана с трехмерной упорядоченностью расположения атомов углерода в кристаллической решетке графита. Колебательный спектр второго порядка могут формировать фононы с любым значением волнового вектора, фононный спектр второго порядка также должен определяться трехмерной структурой образцов.

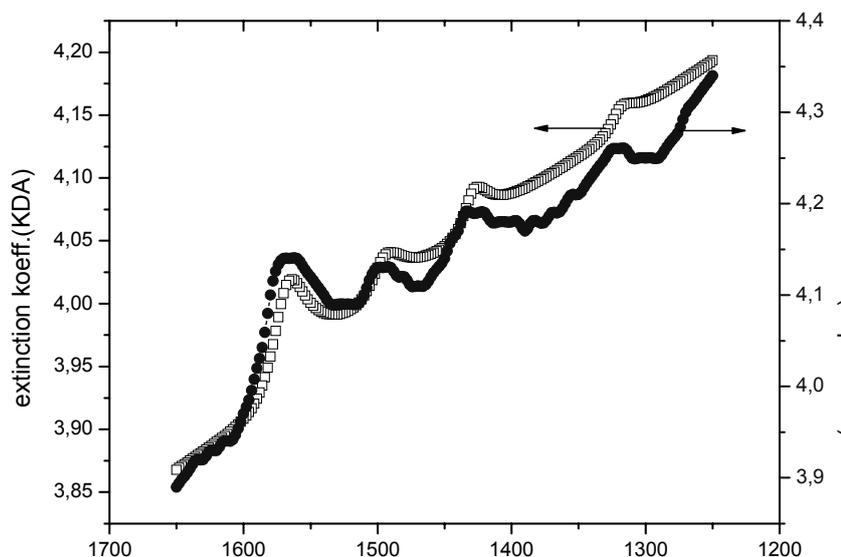


Рис.2. Спектральная зависимость коэффициента поглощения для образца ПГ-3000 по четырехосцилляторной модели (КДА) и из спектра отражения (расчет по соотношениям Крамерса-Кронига)

Отклонения от идеальности расположения атомов углерода в двумерном и трехмерном случаях приводят к понижению симметрии кристаллической решетки и, как следствие, к возможному соответствующему проявлению указанных факторов в ИК и КР-спектрах. В спектрах поглощения пирографита в области  $1650\text{--}1300\text{ см}^{-1}$  проявляются пять максимумов. Основной максимум в области  $1570\text{ см}^{-1}$ , интенсивность которого возрастает с увеличением упорядоченности кристаллической структуры при термической обработке образцов от  $2100$  до  $3000^\circ\text{C}$ , можно отнести к колебаниям симметрии  $E_{1u}$  [13, 14]. В поликристаллических образцах, к которым относится пирографит, данное колебание проявляется в виде дублета ( $1620\text{--}1570\text{ см}^{-1}$ ).

Максимум в области  $1500\text{ см}^{-1}$  в соответствии с расчетами фононного спектра графита связан с отклонениями от идеальной структуры [15]. Его относят к внутрисло-

скостным колебаниям атомов углерода в деформированных углеродных плоскостях с углами между С-С связями в углеродных кольцах менее  $120^\circ$ . Регистрируемая в диапазоне  $1450\text{--}1400\text{ см}^{-1}$  полоса поглощения, возрастающая по интенсивности с ростом температуры обработки образцов в соответствии с [14, 15], может быть отнесена к проявлению локального максимума плотности фоновых состояний вблизи точки М зоны Бриллюэна графита. Мода в области  $1320\text{ см}^{-1}$  обусловлена [4, 13] нарушением правил отбора на оптические переходы в поликристаллическом графите. Ее интенсивность связана с размерами микрокристаллов и уменьшается с увеличением размеров микрокристаллов и уменьшением дефектности образцов при возрастании их температуры обработки [4].

На рис. 2 приведена рассчитанная на основе четырехосцилляторной модели из соотношений (1)–(4) спектральная зависимость коэффициента поглощения образца ПГ-3000 в области проявления колебательной моды  $E_{1u}$ . Для сравнения на рис. 2 представлен спектр поглощения данного образца, полученный на основе соотношений Крамерса–Кронига из экспериментального спектра НПВО. Наблюдается хорошая корреляция спектров, что подтверждает соответствие между реальными оптическими свойствами пирографита и параметрами модели

### Выводы по работе

В работе теоретически, на основе классического дисперсионного анализа, и экспериментально, с помощью методов спектроскопии НПВО на основе термопластичных элементов НПВО, решена проблема регистрации колебательных состояний атомов углерода в нанокристаллическом пирографите как примере сильно поглощающего объекта.

С помощью спектров КР исследуемых образцов и результатов расчета фононного спектра нанокристаллических графитов проведена идентификация наблюдаемых полос селективного поглощения на интенсивном фоне поглощения свободных носителей заряда. Рассчитаны спектры *in situ* оптических постоянных пирографита в области колебательной моды  $E_{1u}$ .

Полученные результаты позволят прогнозировать оптические свойства (излучательные характеристики и т.п.) естественной поверхности конструкционных материалов на основе пирографита, также – помогут решать проблемы идентификации углеродных нанокластеров.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 06-08-00340а.

### Литература

1. Optical and Electronics Properties of Fullerenes and Fullerene-Based Materials / Ed. by Shinar J. et al. N.Y.: Dekker. 2000.
2. Fullerenes and Atomic clusters / 5-th Ben. Intern. Workshop in Russia / Book of Abstracts. St.Petersburg: 2001.
3. Drain B.T., Mok Lee H. // *Astrophys. Journ.* 1984. V.285. № 1. Pt.1. P.89–108.
4. Nemanich R.J., Solin S.A. First- and Second-order Raman Scattering from finite-size Crystals of Graphite. // *Phys. Rev. B.* 1979. V. 20. № 2. P.392–401.
5. Бехтерев А.Н. Проявление динамики колебаний атомов углерода в ИК спектрах поглощения дисперсного графита. // *Оптика и спектр.* 1986. Т. 60. №1. С. 647–650.
6. Бехтерев А.Н., Золотарев В.М. Оптические свойства и структура графитоподобных кристаллических и аморфных модификаций углерода. Обзор. // *Оптико-механическая промышленность.* 1986. №12. С.41–53.

7. Золотарев В.М. Спектроскопия НПВО на термопластичных стеклах – нерарушающий метод исследования твердых тел // Оптико-механическая промышленность.- 1988.-№8.- С50-60.
8. Баранов А.В., Бехтерев А.Н., Бобович Я.С., Петров В.И. О резонансных свойствах спектров КР графита и стеклоуглерода. // Оптика и спектр. 1987. Т.62. №1.
9. Chemistry and Physics of Carbon.. / Ed. by P.A. Thrower. N.Y.: Dekker. 1996. V.25.
10. Углерод-углеродные композиционные материалы / Ю.Г Бушуев, М.И. Персин, В.А. Соколов. Справочник. М.: Металлургия, 1994. 128 с.
11. Дичберн Р. Физическая оптика. М.: Наука, 1965.
12. Альперович Л.И. Метод дисперсионных соотношений и его применение для определения оптических характеристик. Душанбе: ИРФОН, 1973. 46 с.
13. Dubay D., Kresse G. Accurate Density functional calculation for the Phonon dispersion relation of Graphite layer and Carbon Nanotubes // Phys. Rev. B. 2003. V.67. P. 035401-13.
14. De Rouffignac E., Alldredge G.P., De Wette F.W. Lattice dynamics of Graphite Slabs. // Phys. Rev. B. 1981. V.23. №8. P.4208-19.
15. Alldredge G.P., De Rouffignac E., De Wette F.W, Firrey R. Inadvertent symmetries in Lattice Dynamic Model of Graphite. // Phys. Rev. B. 1984. V.29. №6. P.3712-16.
16. Saito R., Jorio A., Souza Filho A.G. et al. Probing phonon dispersion relations of Graphite by Double Resonance Raman Scattering. // Phys. Rev. Lett. 2002. V.88. № 2. P.027401(4)

## КОМПЬЮТЕРНАЯ ОБРАБОТКА ИНТЕРФЕРОГРАММ МЕТОДОМ ВЕЙВЛЕТ-ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

А.В. Беляков, И.П. Гуров

Рассмотрены свойства двумерного вейвлет-преобразования применительно к задаче обработки интерференционных картин. Показана взаимосвязь между линиями экстремумов в трехмерной вейвлет-карте, полученной с использованием симметричного вейвлета, и линиями экстремумов интерференционных картин. Выделенные линии экстремумов используются для восстановления формы рельефа исследуемой поверхности.

### Введение

Бесконтактные методы исследования объектов широко используются в научных исследованиях и высоких технологиях. Интерференционные картины, получаемые при отражении когерентного излучения от поверхности исследуемого объекта методами классической, муаровой и спекл-интерферометрии, содержат информацию о рельефе поверхности. Для извлечения полезной информации, характеризующей объект, используются различные методы обработки картин полос, наиболее распространенными из которых являются методы, основанные на преобразовании Фурье (см., например, [1], [2]). Такие методы имеют ряд недостатков, в частности, сложность локализации особенностей картин полос в области независимой переменной. Это обстоятельство ведет к необходимости разработки методов, подобных «оконному» преобразованию Фурье, которое позволяет локализовывать особенности картин полос. Основное ограничение подобных методов заключается в низком пространственно-частотном разрешении, обусловленном ограниченной протяженностью локализуемой области.

Вейвлет-преобразование позволяет устранить указанные выше ограничения. В последнее время методы, основанные на вейвлет-преобразовании, активно используются для решения многих задач, в том числе и в интерферометрии [3-10]. Восстановленные с использованием вейвлет-преобразования линии экстремумов интерференционных полос (или линии равных фаз с шагом  $2\pi$ ) содержат информацию, достаточную для восстановления рельефа поверхности, поскольку изменению фазы полос на  $2\pi$  соответствует отклонение рельефа на  $\lambda/2$ , где  $\lambda$  - длина волны излучения.

В данной работе показана взаимосвязь между линиями экстремумов интерференционных картин полос и линиями экстремумов трехмерной вейвлет-карты, полученной из исходной картины полос с помощью двумерных симметричных вейвлетов. Такое соответствие объясняется свойствами интерференционных картин, отличающих данный класс изображений.

В большинстве работ используется одномерный или квазидвумерный подход. Данная работа направлена на исследование возможностей использования двумерного непрерывного вейвлет-преобразования для обработки интерференционных картин.

### Двумерное вейвлет-преобразование

Непрерывное вейвлет-преобразование (Continuous Wavelet Transform, CWT) функции  $f(x)$  определяется следующим образом [8]:

$$W(a, b) = a^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) w\left(\frac{x-b}{a}\right) dx, \quad (1)$$

где  $w(x)$  – одномерная вейвлет-функция,  $b$  – параметр сдвига,  $a$  – параметр масштаба вейвлет-функции,  $x$  – независимая переменная. Получаемый в (1) набор вейвлет-коэффициентов  $W(a, b)$  часто называют вейвлет-картой.

При вейвлет-преобразовании с помощью изменения масштаба можно исследовать свойства различных сигналов, в широком диапазоне частот. Сдвиг позволяет локализовать особенности сигнала в области независимой переменной.

Для восстановления сигнала используется обратное преобразование:

$$f(x) = \frac{1}{C} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} a^{-1/2} W(a, b) w\left(\frac{x-b}{a}\right) \frac{dadb}{a^2}, \quad (2)$$

где константа  $C = \int_0^{\infty} \frac{w^2(u)}{u} du$  является нормирующим коэффициентом,  $0 < C < \infty$ .

В случае анализа двумерной функции преобразование (1) принимает вид

$$W(a, \xi, \eta) = a^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) w\left(\frac{x-\xi}{a}, \frac{y-\eta}{a}\right) dx dy, \quad (3)$$

где  $\xi$  и  $\eta$  представляют сдвиги по двум координатам. Двумерное преобразование (3) может быть представлено в дискретной форме:

$$W(a, i\Delta, j\Delta) = \Delta^2 a^{-1/2} \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} f(n\Delta, m\Delta) w\left(\frac{(n-i)\Delta}{a}, \frac{(m-j)\Delta}{a}\right), \quad (4)$$

где  $N$  и  $M$  определяют размер матрицы отсчетов изображения,  $\Delta$  – шаг дискретизации по пространственным переменным (для простоты полагаем шаг равным для обеих переменных). В соответствии с (4), для каждого масштаба  $a$  создается матрица вейвлет-коэффициентов размерности  $N \times M$ . Трехмерная матрица, получаемая в результате масштабирования по переменному параметру  $a$ , представляет трехмерную вейвлет-карту.

Для того, чтобы некоторая функция могла быть отнесена к классу вейвлет-функций, она должна обладать двумя свойствами: во-первых, такая функция должна обладать нулевой площадью, во-вторых, ее амплитуда должна быстро убывать к нулю. Первое свойство обеспечивает возможность обратного преобразования, а второе – хорошую локализацию деталей в области независимой переменной.

Наглядным примером вейвлет-функции является вейвлет Морле (см. рис. 1, а), определяемый как

$$w(x) = \exp(-x^2/2) \exp(j\omega x), \quad (5)$$

где  $\omega$  – частотный параметр. Вращением действительной части вейвлета Морле (рис. 1, а) вокруг вертикальной оси можно получить двумерный симметричный вейвлет (рис. 1, б):

$$w(x, y) = \exp[-(x^2 + y^2)/2] \cos[\omega(x^2 + y^2)^{1/2}]. \quad (6)$$

Аналогичным образом возможно сформировать двумерный вейвлет из мнимой части одномерного вейвлета (рис. 1, а). Как показано далее, двумерный вейвлет Морле (6) удобно использовать для анализа картин интерференционных полос.

$$W(a, b) = a^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) w\left(\frac{x-b}{a}\right) dx, \quad (1)$$

где  $w(x)$  – одномерная вейвлет-функция,  $b$  – параметр сдвига,  $a$  – параметр масштаба вейвлет-функции,  $x$  – независимая переменная. Получаемый в (1) набор вейвлет-коэффициентов  $W(a, b)$  часто называют вейвлет-картой.

При вейвлет-преобразовании с помощью изменения масштаба можно исследовать свойства различных сигналов, в широком диапазоне частот. Сдвиг позволяет локализовать особенности сигнала в области независимой переменной.

Для восстановления сигнала используется обратное преобразование:

$$f(x) = \frac{1}{C} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} a^{-1/2} W(a, b) w\left(\frac{x-b}{a}\right) \frac{da db}{a^2}, \quad (2)$$

где константа  $C = \int_0^{\infty} \frac{w^2(u)}{u} du$  является нормирующим коэффициентом,  $0 < C < \infty$ .

В случае анализа двумерной функции преобразование (1) принимает вид

$$W(a, \xi, \eta) = a^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) w((x-\xi)/a, (y-\eta)/a) dx dy, \quad (3)$$

где  $\xi$  и  $\eta$  представляют сдвиги по двум координатам. Двумерное преобразование (3) может быть представлено в дискретной форме:

$$W(a, i\Delta, j\Delta) = \Delta^2 a^{-1/2} \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} f(n\Delta, m\Delta) w((n-i)\Delta/a, (m-j)\Delta/a), \quad (4)$$

где  $N$  и  $M$  определяют размер матрицы отсчетов изображения,  $\Delta$  – шаг дискретизации по пространственным переменным (для простоты полагаем шаг равным для обеих переменных). В соответствии с (4), для каждого масштаба  $a$  создается матрица вейвлет-коэффициентов размерности  $N \times M$ . Трехмерная матрица, получаемая в результате масштабирования по переменному параметру  $a$ , представляет трехмерную вейвлет-карту.

Для того, чтобы некоторая функция могла быть отнесена к классу вейвлет-функций, она должна обладать двумя свойствами: во-первых, такая функция должна обладать нулевой площадью, во-вторых, ее амплитуда должна быстро убывать к нулю. Первое свойство обеспечивает возможность обратного преобразования, а второе – хорошую локализацию деталей в области независимой переменной.

Наглядным примером вейвлет-функции является вейвлет Морле (см. рис. 1, а), определяемый как

$$w(x) = \exp(-x^2/2) \exp(j\omega x), \quad (5)$$

где  $\omega$  – частотный параметр. Вращением действительной части вейвлета Морле (рис. 1, а) вокруг вертикальной оси можно получить двумерный симметричный вейвлет (рис. 1, б):

$$w(x, y) = \exp[-(x^2 + y^2)/2] \cos[\omega(x^2 + y^2)^{1/2}]. \quad (6)$$

Аналогичным образом возможно сформировать двумерный вейвлет из мнимой части одномерного вейвлета (рис. 1, а). Как показано далее, двумерный вейвлет Морле (6) удобно использовать для анализа картин интерференционных полос.

Из (3) следует, что чем ближе частота вейвлета к частоте полос, тем больше по абсолютному значению оказывается соответствующий коэффициент вейвлет-карты. Это свойство помогает понять, что происходит со срезами карты по осям, параллельным осям исходной интерферограммы (см. рис. 3).

При использовании симметричных вейвлетов большие коэффициенты располагаются вдоль линий исходной картины. С изменением ширины полос коэффициенты растут в направлении масштаба, который наиболее соответствует локальному шагу полос. Коэффициенты не успевают существенно измениться при небольшом перемасштабировании вейвлета или при небольшом смещении, поэтому их изменение происходит плавно. При увеличении шага полос коэффициенты возрастают в сторону увеличения масштаба. Если шаг полос является постоянным, то соответствующий масштабный коэффициент является неизменным. Таким образом, в трехмерной вейвлет-карте формируются линии коэффициентов с экстремальными значениями, которые следуют вдоль полос интерферограммы.

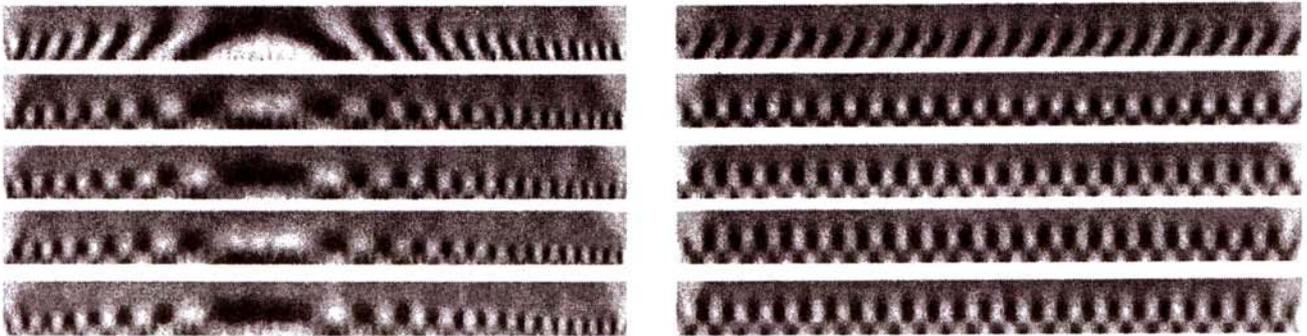


Рис. 3. Срезы вейвлет-карты по горизонтали (слева) и вертикали (справа)

На рис. 4 показана сложная интерферограмма с изменяющимся шагом, неравномерной фоновой составляющей и малой видимостью полос на локальных участках, на которой показаны линии экстремумов, полученные проецированием коэффициентов трехмерной вейвлет-карты.

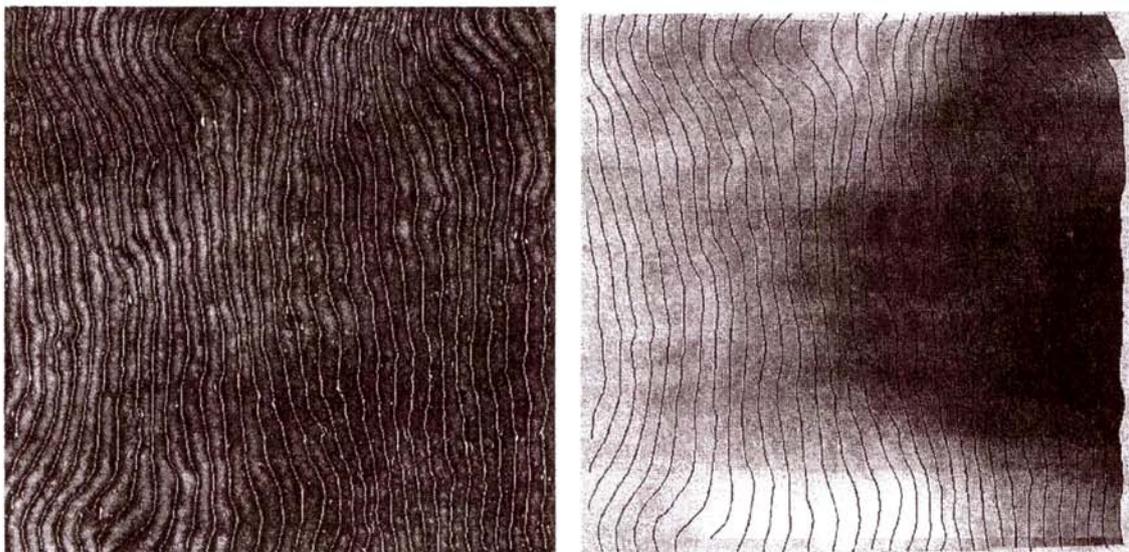


Рис. 4. Исходная интерферограмма с выделенными линиями экстремумов (слева) и развернутая фаза полос по линиям экстремумов (справа)

Из рисунка видно, что восстановленные линии экстремумов полностью соответствуют исходной картине полос. Различимы отдельные короткие отрезки линий, отме-

чающие наличие локальных особенностей и влияние шумов. Для целей дальнейшей обработки необходимо выделить только те линии, которые представляют полезную информацию. В данном случае естественным критерием является селекция по величине длины линий.

После объединения и сглаживания выделенных линий экстремумов возможно восстановление развернутой фазы картины полос, значения которой представлены картиной полутонов на рис. 4.

Картина развернутой фазы полос характеризует рельеф поверхности (см. рис. 5) с точностью до знака изменения фазы.

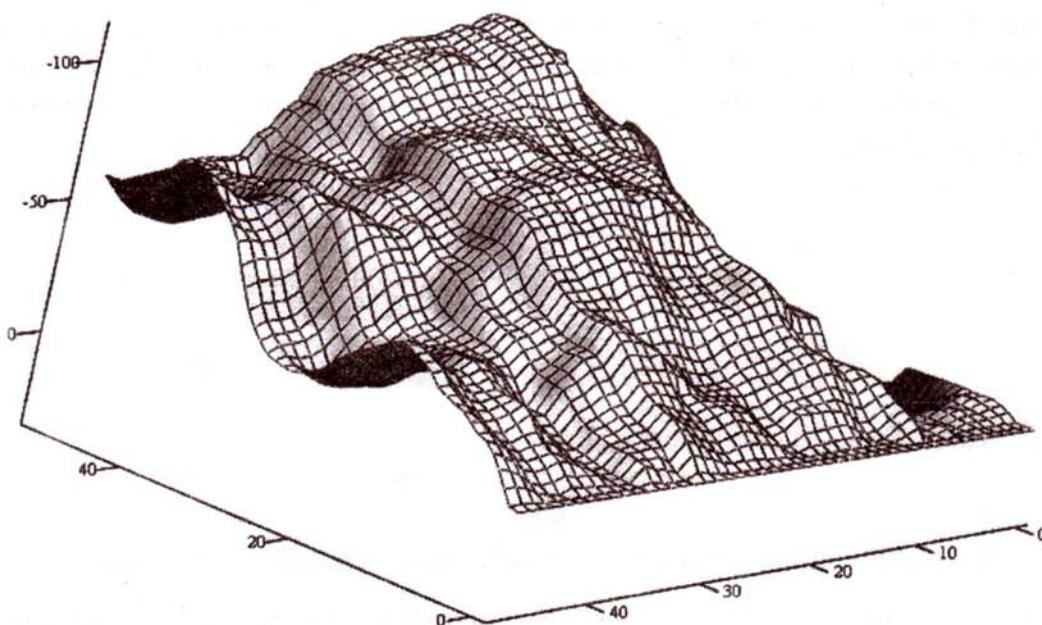


Рис. 5. Представление восстановленного рельефа исследуемой поверхности значениями развернутой фазы полос (в радианах)

### Заключение

В работе продемонстрирована применимость двумерного непрерывного вейвлет-преобразования к задачам обработки картин интерференционных полос. Показано, что линии экстремумов, образующиеся в трехмерной карте вейвлет-коэффициентов, соответствуют линиям экстремумов исходной картины полос, что в результате позволяет восстановить рельеф исследуемого объекта с интерферометрической точностью.

Автоматическое выделение линий экстремумов трехмерной карты вейвлет-коэффициентов, соответствующих полосам в исходной картине, осложняется наличием локальных дефектов картины полос. Для повышения помехоустойчивости метода следует учитывать наличие соседних линий экстремумов на расстоянии, согласующемся по масштабу.

Дополнительные возможности метода могут быть реализованы при использовании двумерного комплексного вейвлета, мнимая часть которого формируется из мнимой части одномерного вейвлета. При этом возможно вычисление локальных значений фазы картин полос без выделения линий экстремумов, что представляет предмет дальнейших исследований.

## Литература

1. Takeda M., Ina H., Kabayashi S. Fourier – transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry //J. Opt. Soc. Amer. 1982. V. 72. No.1. P.156-160.
2. Васильев В.Н., Гуров И.П. Компьютерная обработка сигналов в приложении к интерферометрическим системам. СПб.: БХВ-Санкт-Петербург, 1998.
3. Angrisani L., Daponte P., D’Apuzzo M. A method for the automatic detection and measurement of transients. //Measurement. 1999. V. 25. P. 19-40.
4. Maass P., Ende M., Kayser D., Osten W., Teschke G. Continuous wavelet methods in signal processing. In: Proc. 4-th International Workshop on Automatic Processing of Fringe Patterns, W. Osten, and W. Jüptner, eds. Paris: Elsevier Verlag, 2001.
5. Cherbuliez M., Jacquot P. Phase computation through wavelet analysis: yesterday and nowadays. In: Proc. 4-th International Workshop on Automatic Processing of Fringe Patterns, Paris: Elsevier Verlag, 2001.
6. Cherbuliez M., Jacquot P., and de Lega X. Wavelet processing of interferometric signals and fringe patterns //Proc. SPIE. 1999. V. 3813. P. 692–702.
7. Liu H., Cartwright A., Basaran C. Sensitivity improvement in phase-shifted moire’ interferometry using 1-D continuous wavelet transform image processing //Opt. Eng. 2003. V. 42 P. 2646–2652.
8. Добеши И. Десять лекций по вейвлетам. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001.
9. Беляков А.В., Гуров И.П. Улучшение интерферограмм методом вейвлет-преобразования //Научно-технический вестник СПбГИТМО (ТУ). 2002. Вып. 6. С. 148-152.
10. Беляков А.В., Гуров И.П. Анализ интерференционных полос методом «волновых всплесков» //Оптический журнал. 2003. №1. С. 18-23.

# ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИНФОРМАЦИИ ОБ ОБЪЕКТЕ В ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА

С.А. Балтийский, И.П. Гуров

Записанное голографическим способом изображение объекта содержит информацию об амплитуде и фазе объектной волны. Методы цифровой голографии позволяют выделить и представить эту информацию в количественной форме. Реальные голографические системы имеют ограниченное разрешение, регистрируемые голограммы искажаются влиянием шума, что вызывает неоднозначность восстановления полной фазы объектной волны. Рассматриваемые в статье методы цифровой голографии основаны на использовании уравнения переноса интенсивности и представляют возможные подходы к решению проблемы развертывания фазы объектной волны.

## Введение

Методы голографии, как известно, основываются на записи и последующем восстановлении полной информации об оптическом поле [1]. При записи голограммы регистрируется картина интерференции объектной и опорной волн в некоторой плоскости. Для восстановления исходного оптического поля голограмма освещается волной, аналогичной опорной.

Цифровая голография обеспечивает восстановление информации об объектной волне при цифровой обработке зарегистрированного распределения интенсивности в плоскости голограммы, представленного в дискретной форме [2]. При этом оптическое поле характеризуется матрицей комплексных чисел, каждое из которых содержит информацию об амплитуде и фазе поля в соответствующей точке. Голограмма представляет собой зарегистрированное распределение интенсивности

$$I(x, y) = |O(x, y) + R(x, y)|^2, \quad (1)$$

где  $O(x, y)$  и  $R(x, y)$  являются комплексным представлением исследуемой объектной волны и опорной волны, соответственно. При пространственной дискретизации значения  $I(x, y)$  определяются для дискретных координат, и матрица отсчетов содержит вещественные значения, точность которых ограничивается разрядностью цифрового представления в регистрирующем устройстве (фотокамере или сканере). Матрица отсчетов может быть представлена в виде матрицы целых чисел без потери информации. Это позволяет хранить и передавать голографические изображения в виде растровых файлов-изображений стандартных форматов.

Восстановление изображения в цифровой голографии осуществляется в форме количественного расчета произведения значений интенсивности и комплексной амплитуды опорной волны, а именно

$$Q(x, y) = I(x, y)R(x, y). \quad (2)$$

После подстановки правой части (1) в (2) результат восстановления поля в плоскости голограммы можно представить следующим образом:

$$R(x, y)I(x, y) = |R(x, y)|^2 O(x, y) + R^2(x, y)\overline{O(x, y)} + R(x, y)|R(x, y)|^2 + R(x, y)|O(x, y)|^2, \quad (3)$$

где первое слагаемое в правой части уравнения является точной копией исходного поля  $O(x, y) = |O(x, y)| \exp(i\varphi_O(x, y))$ , остальные слагаемые являются неинформативными и устраняются специальными методами цифровой обработки (см., например, [2] – [4]). В результате оказывается возможным выделить информацию об амплитуде и фазе объектной волны в количественной форме.

## Восстановление информации о фазе оптического поля

Полученная при восстановлении оптического поля в плоскости голограммы матрица комплексных чисел  $O(x, y)$  содержит информацию об амплитуде и фазе исходного поля в каждой точке. Вещественная матрица значений интенсивности, полученная возведением в квадрат амплитуды в каждой точке, образует «фотографическое» изображение объекта

$$A(x, y) = |O(x, y)|^2. \quad (4)$$

Матрица значений фазы вычисляется как

$$\varphi(x, y) = \arg(O(x, y)). \quad (5)$$

При определенных условиях вычисленные значения фазы (5) позволяют восстановить форму поверхности объекта, поскольку значения полной фазы объектной волны однозначно связаны с длиной оптического пути для каждой точки поверхности.

Построенное в (4) амплитудное изображение объекта является чётким только в том случае, если записываемое оптическое поле было предварительно сфокусировано в плоскости записи голограммы. Значения фазы (5) являются пригодными для реконструкции формы поверхности, если они получены из данных при точной фокусировке.

В отличие от обычного фотографического изображения, отсутствие фокусировки которого, как правило, не может быть скомпенсировано после записи математическими методами, содержащаяся в голограмме информация является достаточной для виртуальной фокусировки цифровыми методами на этапе восстановления изображения из голограммы. Для этого, в соответствии со скалярной теорией дифракции, требуется рассчитать распространение оптического поля из плоскости голограммы до параллельной ей плоскости изображения, находящейся на фокусном расстоянии от плоскости голограммы вблизи «поверхности» мнимого изображения объекта (см. рис. 1).

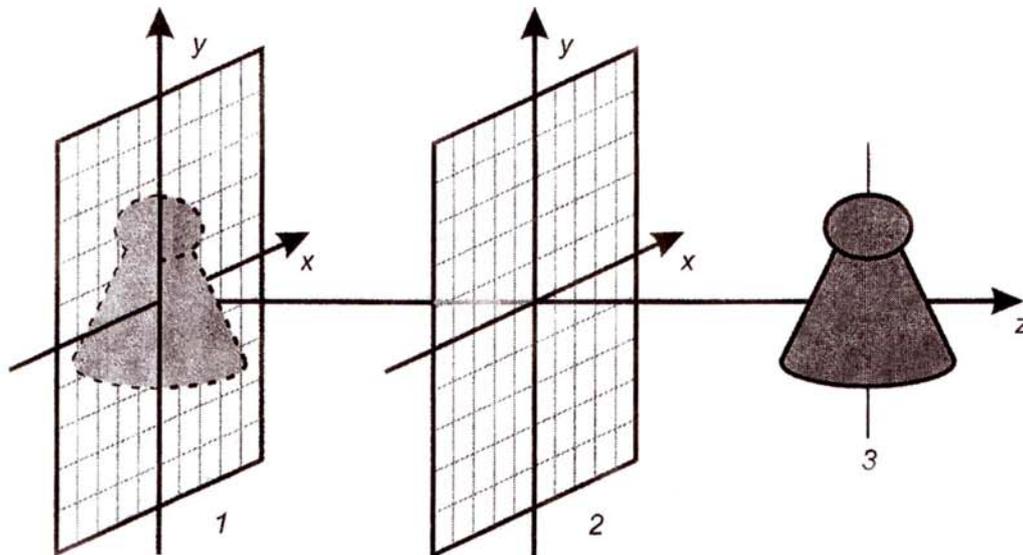


Рис. 1. Относительное расположение плоскости фокусировки и восстановленного мнимого изображения объекта (1), плоскости голограммы (2), исходного объекта во время записи (3)

Фокусное расстояние может быть вычислено исходя из параметров установки записи и расстояния до записываемого объекта, либо подобрано при наблюдении изображения объекта, полученного из (4).

Расчёт распространения оптического поля обычно основывается на применении приближения Френеля для интеграла дифракции Релея-Зоммерфельда. Восстановлен-

ное дифрагированное поле  $O$  в плоскости изображения на расстоянии  $z_{\text{img}}$  от плоскости голограммы при учете параксиального приближения может быть записано в следующем виде [5], [6]:

$$O_z(x, y) = \frac{1}{i\lambda z} \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} z\right) \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R(u, v) I(u, v) \exp\left(i \frac{\pi}{\lambda z} \left((x-u)^2 + (y-v)^2\right)\right) dudv. \quad (6)$$

Интеграл свертки в (6) обладает слишком большой вычислительной сложностью для непосредственного применения в расчётах распространения оптического поля. В целях оптимизации вычислений интеграл свертки может быть приведен к виду преобразования Френеля от интенсивности голограммы, что позволяет численно рассчитать его с помощью двумерного преобразования Фурье (см., например, [7]), в том числе с использованием алгоритмов быстрого преобразования Фурье (БПФ).

Фокусировка достигается при достаточно малом расстоянии от всех точек поверхности объекта до плоскости фокусировки. В случае если этот критерий не может быть удовлетворён для плоскости фокусировки из-за большой разницы высот в различных точках объекта, требуется использовать набор независимых плоскостей фокусировки для разных участков объекта. При этом матрица значений фазы  $\varphi(x, y)$  может быть преобразована в матрицу относительных разностей хода  $d(x, y)$  исходя из очевидного соотношения разности фаз и разности хода волн

$$\Delta\varphi = k\Delta d. \quad (7)$$

При условии, что плоскость восстановления находится достаточно близко к поверхности объекта, можно считать, что расстояние отсчитывается перпендикулярно этой плоскости. Значение оптической разности хода  $d$  при такой интерпретации соответствует высоте точки объекта, находящейся напротив рассматриваемой точки плоскости, относительно некоторой общей начальной точки объекта, высота в которой принимается равной нулю.

Для голографических установок, осуществляющих запись в отражённых лучах, все расстояния должны быть поделены на два, так как оптическая разность хода составлена из длины пути к поверхности объекта и обратного пути от поверхности к плоскости восстановления. Таким образом, полученная матрица  $d(x, y)$  является по сути картой высот объекта, которая определяет трёхмерную форму его поверхности.

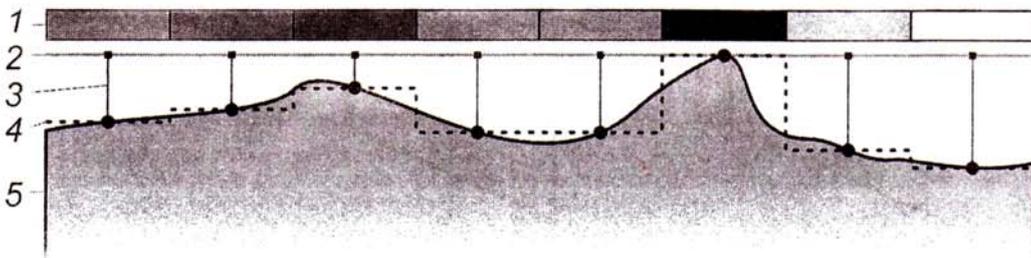


Рис. 2. Соответствие значений фазы и разности хода в пикселях плоскости восстановления. 1 — полутоновая картина развёрнутой фазы в пикселях плоскости восстановления, 2 — плоскость восстановления оптического поля, 3 — оптическая разность хода, соответствующая значению фазы, 4 — поверхность объекта, аппроксимированная площадками с заданной высотой (пунктирная линия), 5 — истинная поверхность объекта (сплошная линия)

На рис. 2 иллюстрируется соответствие оптической разности хода высоте соответствующих точек на поверхности объекта при выборе самой верхней точки рельефа в качестве начальной точки.

Поскольку обрабатываемое поле представлено в дискретной форме, каждой точке матрицы  $d(x, y)$  соответствует прямоугольный «пиксел» размерами  $\Delta\xi \times \Delta\eta$ . На поверхности объекта ему соответствует некоторая область, более сложная из-за отклонений формы объекта, получаемая проекцией прямоугольника на поверхность объекта.

Форма и положение поверхности в пространстве могут быть аппроксимированы прямоугольной площадкой с теми же размерами  $\Delta\xi \times \Delta\eta$ , параллельной плоскости изображения и отстоящей от неё на расстояние, вычисленное из значения фазы. Набор таких площадок, построенных для всех точек плоскости, аппроксимирует форму объекта в пределах этой плоскости (см. пример на рис. 3).

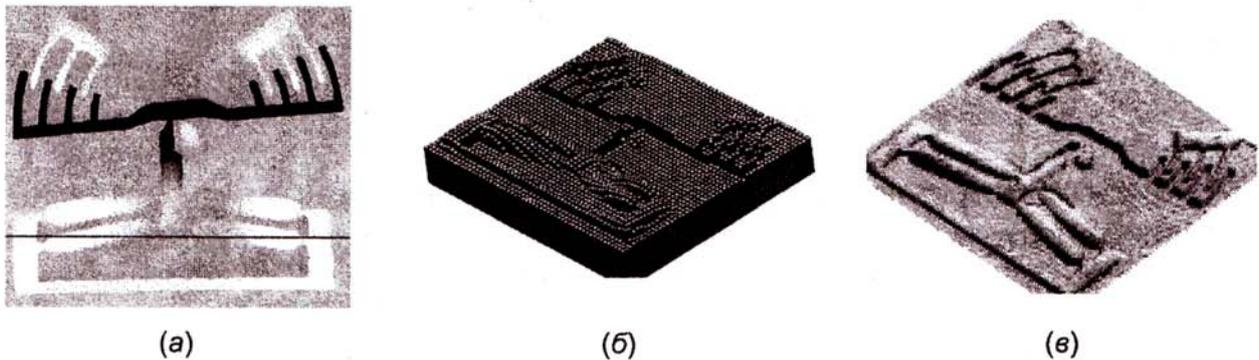


Рис. 3. Трёхмерное изображение формы поверхности объекта по карте высот: карта высот, представленная полутоновыми уровнями яркости (а), аппроксимация трёхмерной формы поверхности объекта набором прямоугольных площадок (б), сглаженная поверхность (в)

Основными препятствиями для получения точных данных о форме поверхности объекта являются aberrации объектива и необходимость развёртывания фазы.

Влияние aberrаций проявляется в форме зависимости оптической разности хода, привносимой линзами объектива записывающей установки в фазу для различных точек, от расположения этих точек, так что при некоторой расфокусировке восстановленная поверхность оказывается вогнутой. Наиболее простым, но при этом надёжным способом компенсации aberrаций является восстановление формы поверхности из голограммы плоского образца, которая после внесения aberrаций непосредственно описывает величину искажения для каждой точки матрицы высот [8, 9].

Необходимость развёртывания фазы следует из того, что поточечный способ построения фазы как аргумента комплексного значения поля приводит к свёртыванию значений фазы в диапазон  $(-\pi, \pi]$ , как это иллюстрируется на рис. 4.

Восстановление развёрнутой фазы требует использования взаимосвязи между различными точками оцифрованного комплексного поля. Данная задача не имеет точного аналитического решения или хотя бы точных и устойчивых критериев для проверки правильности результата. Приближённое численное решение может быть найдено с помощью одного из известных эвристических алгоритмов, реализующих разные методики и основанные на различных критериях. При этом невозможно выделить один универсальный алгоритм, который подходил бы для обработки любого набора входных данных.

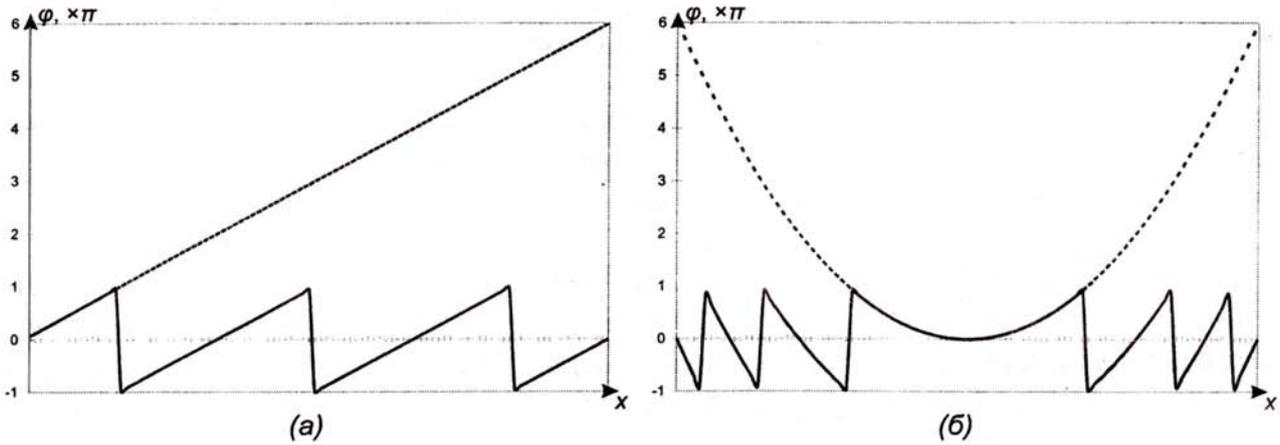


Рис. 4. Одномерное представление изменяющихся значений фазы: линейные изменения фазы (например, для падающей под фиксированным углом плоской волны) (а) и квадратично изменяющиеся значения фазы (б); сплошной линией показана свёрнутая фаза, пунктирной — значения исходной (или развёрнутой) фазы; на оси ординат отложены значения фазы, нормированные на величину  $\pi$

Проблема развёртывания фазы обусловлена ограниченным разрешением регистрирующей системы и, следовательно, оцифрованных значений свёрнутой фазы, влиянием шумов, а также возможным наличием сингулярных точек. Интенсивность оптического поля в точках сингулярности равна нулю, и значение фазы не определено, являясь значением аргумента комплексного числа с нулевым модулем. Сложность представляют не сами такие точки, а их окрестности, так как в них неизбежно нарушается непрерывность восстановленной фазы при движении вокруг точки, поскольку процедура развёртывания фазы заключается в интегрировании приращения фазы вдоль координат. Значение фазы присваивается новым точкам на основании уже известных значений в соседних точках с использованием некоторых дополнительных критериев.

### Применение уравнения переноса интенсивности к задаче развёртывания фазы

Алгоритмы развёртывания фазы можно подразделить на две основные группы. В алгоритмах первой группы используются значения комплексного поля только в той же плоскости, в которой происходит восстановление; в частном случае принимается в расчет только фаза комплексного числа, т. е. входными данными для алгоритма является вещественная матрица свёрнутой фазы. Такие алгоритмы являются наиболее распространёнными, поскольку пригодны для решения задач интерферометрии, где доступная информация ограничивается интерференционной картиной, по смыслу аналогичной картине свёрнутой фазы. Алгоритмы, применяемые для обработки распределений фаз интерференционных картин достаточно высокого качества, позволяют использовать матрицу вещественных или комплексных чисел в готовом виде и абстрагироваться от способа получения этой информации.

Алгоритмы данной группы могут использовать глобальные либо локальные критерии оптимальности, что означает наличие, либо отсутствие, критериев качества результата развёртывания в целом; использовать или не использовать информацию об интенсивности в точке в качестве локального критерия или для выявления точек сингулярности (см., например, [4]) и т. д.

Алгоритмы второй группы используют информацию за пределами основной плоскости восстановления для уточнения значений развёрнутой фазы. Такие алгоритмы представляются предпочтительными для цифровой голографии, так как позволяют более полно использовать имеющуюся в распоряжении информацию о восстановленном

полном оптическом поле. Именно к этой категории относятся алгоритмы развёртывания фазы на основании уравнения переноса интенсивности.

Исходными данными для подобных алгоритмов является информация об интенсивности электромагнитного поля  $I(x, y, z)$ , заданная вместе со своей первой производной  $\frac{\partial}{\partial z} I(x, y, z)$  в плоскости, в которой осуществляется развёртывание фазы. В данном случае такой плоскостью является плоскость изображения,  $z = z_{\text{img}}$ . Первая производная интенсивности может быть получена с помощью разностной аппроксимации [11]:

$$\frac{\partial}{\partial z} I(x, y, z_{\text{img}}) \approx \frac{1}{\Delta z} [I(x, y, z_{\text{img}} + \Delta z) - I(x, y, z_{\text{img}})], \quad (8)$$

где  $\Delta z$  мало. Для этого требуются значения интенсивности оптического поля уже в двух близкорасположенных плоскостях, одна из которых совпадает с плоскостью изображения, а другая отстоит на малое расстояние  $\Delta z$  в какую-либо сторону.

Может быть использована также аппроксимация первой производной более высокого порядка на основе вычисления центральной разности в форме

$$\frac{\partial}{\partial z} I(x, y, z_{\text{img}}) \approx \frac{1}{\Delta z} [I(x, y, z_{\text{img}} + \Delta z / 2) - I(x, y, z_{\text{img}} - \Delta z / 2)]. \quad (9)$$

Применение формулы (9) предполагает работу с тремя плоскостями, одна из которых является плоскостью развёртывания фазы, а две другие, расположенные на расстоянии  $\Delta z / 2$  по разные стороны от неё, предоставляют значения интенсивности оптического поля. При дальнейшем рассмотрении будем опускать индекс  $z$ , считая, что  $I(x, y) = I(x, y, z)|_{z=z_{\text{img}}}$ .

В идеальном случае исходных данных в виде значений интенсивности в двух плоскостях достаточно для восстановления фазы (с точностью до граничных значений), и данные могут быть получены без использования интерферометрических установок прямой записью оптического поля для двух близких фокусных расстояний. Наличие в системе фокусирующих линз (или их аналога) при этом является обязательным, в отличие от голографической записи, при которой они нужны лишь для изменения углового размера объекта для обеспечения соответствия условиям приближений, принимаемых при обработке голограмм. Поэтому в данном случае влияние аберраций оптической системы на значения восстановленной фазы неизбежно. Требование когерентности излучения источника остаётся в силе, однако интерференция с опорной волной при записи не требуется. Это свойство автоматически устраняет неинформативные составляющие поля в уравнении (3), которые возникают при традиционном восстановлении изображения из голограммы.

В случае обработки данных методами цифровой голографии значения интенсивности во второй плоскости могут быть получены численным расчётом распространения оптического поля на малое расстояние  $\Delta z$  в соответствии со скалярной теорией дифракции по аналогии с процедурой получения сфокусированного изображения.

К трудностям применения данного подхода относится высокий уровень шума при формировании картины интенсивности и цифровой фокусировке. Отчасти появление шума связано с влиянием неинформативных слагаемых поля, например, сильно расфокусированного действительного изображения, наложенного поверх мнимого изображения. Запись нескольких голограмм с шаговым изменением разности хода между опорной и объектной волной позволяет подавить эти слагаемые, но значительно усложняет процесс записи и ужесточает требования к стабильности установки [4].

Значения интенсивности, используемые в методе уравнения переноса, могут быть выведены из параксиального дифференциального уравнения (см. [12] – [14])

$$\left( i \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\nabla^2}{2k} + k \right) O(x, y) = 0, \quad (10)$$

которое разделяет производные по пространственным осям, и оператор в левой части подразумевается двумерным,  $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ .

Уравнение переноса интенсивности может быть записано в виде

$$\nabla(I\nabla\varphi) = -k \frac{\partial I}{\partial z}, \quad (11)$$

а уравнение переноса фазы – в форме

$$\frac{1}{2} \nabla^2 I - \frac{1}{4} (\nabla I)^2 - I^2 (\nabla\varphi)^2 + 2k^2 I^2 = k^2 I^2 \frac{\partial\varphi}{\partial z}. \quad (12)$$

Уравнение (11) содержит достаточную информацию для восстановления фазы при наличии всех необходимых краевых условий.

Рассмотрим вначале одномерный случай. При этом уравнение переноса интенсивности (11) принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( I \frac{\partial\varphi}{\partial x} \right) = -k \frac{\partial I}{\partial z}. \quad (13)$$

Аналитическое решение уравнения (13) получается двойным интегрированием по  $x$  в виде

$$\varphi(x) = \varphi(x_0) + \int_{x_0}^x \frac{1}{I(v)} \left( \left[ I(x) \frac{\partial\varphi(x)}{\partial x} \right]_{x=x_0} - k \int_{x_0}^v \frac{\partial I(w)}{\partial z} dw \right) dv. \quad (14)$$

Из этого соотношения видно, что для численного восстановления развёрнутой фазы достаточно задать значения фазы в двух первых точках линии и далее рекуррентно находить значения в каждой следующей точке.

Другим возможным подходом является задание в некоторой точке  $x_0$  значения фазы  $\varphi(x_0)$  и её производной  $\left[ \frac{\partial\varphi(x)}{\partial x} \right]_{x=x_0}$ . В принципе, требуется задать только производную, так как значение развёрнутой фазы в любом случае находится лишь с точностью до константы. Для правильного задания производной начальная точка выбирается так, чтобы первое слагаемое под внешним интегралом уравнения (14), содержащее производную в качестве множителя, было мало по сравнению со вторым слагаемым.

Для получения численного аналога уравнения (14) раскроем скобки в уравнении (13), при этом получим

$$\frac{\partial I}{\partial x} \frac{\partial\varphi}{\partial x} + I \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} = -k \frac{\partial I}{\partial z}. \quad (15)$$

Далее подставим разностное выражение для каждой из частных производных первого или второго порядка. Выражение для  $\frac{\partial I}{\partial z}$  выбирается из (8) или (9) в зависимости от используемой конфигурации плоскостей, а значения для первых производных  $\frac{\partial I}{\partial x}$  и  $\frac{\partial\varphi}{\partial x}$  строятся по аналогии с (8). Вторая производная  $\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}$  использует разностную аппроксимацию

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \varphi(x, y) \approx \frac{1}{\Delta x^2} [\varphi(x + \Delta x, y) + \varphi(x - \Delta x, y) - 2\varphi(x, y)]. \quad (16)$$

Результат подстановки разностных аппроксимаций в уравнение (15) является довольно громоздким в аналитическом описании. По существу, реализуется разностная схема в виде четырёхточечного шаблона, показанного на рис. 5.

Значение развёрнутой фазы в очередной точке на оси  $x$  строится на основании уже вычисленного значения развёрнутой фазы в двух соседних точках и значений интенсивности в трёх точках для различных значений координат  $x$  и  $z$ . Начальными условиями являются значения в первых двух точках, либо в первой и в последней точке.

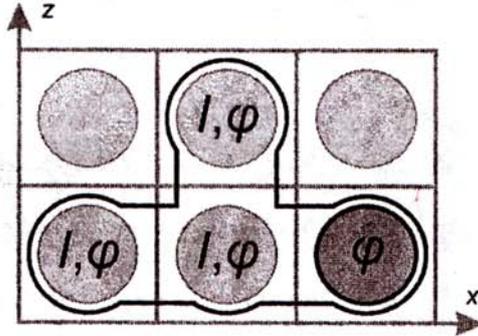


Рис. 5. Четырёхточечный шаблон разностной схемы, соответствующей уравнению (15)

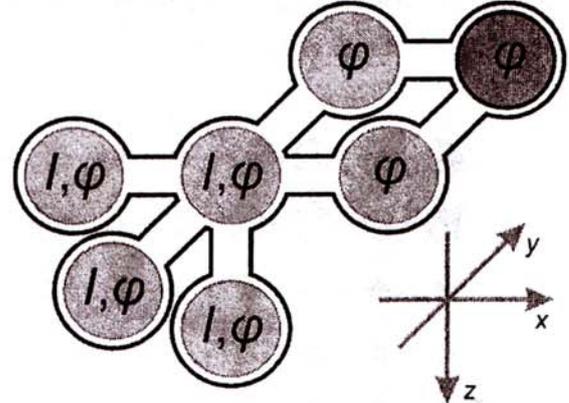


Рис. 6. 7-точечный шаблон разностной схемы, соответствующей уравнению (18)

Практический интерес представляет двумерный случай, при котором возможно построить трёхмерную поверхность объекта, используя матрицу значений развёрнутой фазы.

Раскроем оператор в левой части уравнения переноса интенсивности (11) в форме

$$\begin{aligned} \nabla(I\nabla\varphi) &= \left(\frac{\partial I}{\partial x}\right)\nabla\varphi + I\left(\frac{\partial}{\partial x}\nabla\varphi\right) + \left(\frac{\partial I}{\partial y}\right)\nabla\varphi + I\left(\frac{\partial}{\partial y}\nabla\varphi\right) = \\ &= \frac{\partial I}{\partial x}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \frac{\partial\varphi}{\partial y}\right) + I\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial x\partial y}\right) + \frac{\partial I}{\partial y}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \frac{\partial\varphi}{\partial y}\right) + I\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x\partial y} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}\right) = \\ &= (I'_x + I'_y)\varphi'_x + (I'_x + I'_y)\varphi'_y + I\varphi''_{xx} + I\varphi''_{yy} + 2I\varphi''_{xy}. \end{aligned} \quad (17)$$

Приравняв результат правой части уравнения (11), получим следующее дифференциальное уравнение в частных производных второго порядка относительно  $\varphi$ :

$$(I'_x + I'_y)\varphi'_x + (I'_x + I'_y)\varphi'_y + I\varphi''_{xx} + I\varphi''_{yy} + 2I\varphi''_{xy} = -kI'_z. \quad (18)$$

Разностные аппроксимации для производных  $I'_x, I'_y, I'_z, \varphi'_x, \varphi'_y, \varphi''_{xx}$  и  $\varphi''_{yy}$  основываются на формулах (8), (9) и (16). Для смешанной производной  $\varphi''_{xy}$  запишем:

$$\frac{\partial^2}{\partial x\partial y}\varphi(x, y) = \frac{1}{\Delta x\Delta y} [\varphi(x + \Delta x, y) + \varphi(x, y + \Delta y) - \varphi(x, y) - \varphi(x + \Delta x, y + \Delta y)]. \quad (19)$$

Аналитический результат подстановки разностных аппроксимаций в уравнение (18) описывает трёхмерную разностную схему с 7-точечным шаблоном, изображённым на рис. 6, которая позволяет получить значение развёрнутой фазы следующей точки  $\varphi(x + \Delta x, y + \Delta y)$  с использованием значений в пяти точках с меньшими координатами в той же плоскости, значение развёрнутой фазы в которых уже известно. При этом возможно получить значения  $\varphi(x, y)$  во всей плоскости изображения при условии, что начальные (граничные) условия заданы в достаточном объёме.

Самым удобным для вычисления является вариант граничных условий, при котором значения развёрнутой фазы заданы в два ряда вдоль края плоскости с минимальным значением координаты  $x$  и в два столбца вдоль смежной стороны с минимальными значениями  $y$  (см. рис. 7, а). При этом значения всех точек могут быть вычислены последовательно и в явном виде, начиная от угла с минимальными координатами. Аналогичный результат получится при задании значений одного ряда и одного столбца вместе с первыми производными в тех же точках. При отсутствии точек сингулярности внутри области и достаточном разрешении полученное решение является однозначным [15].

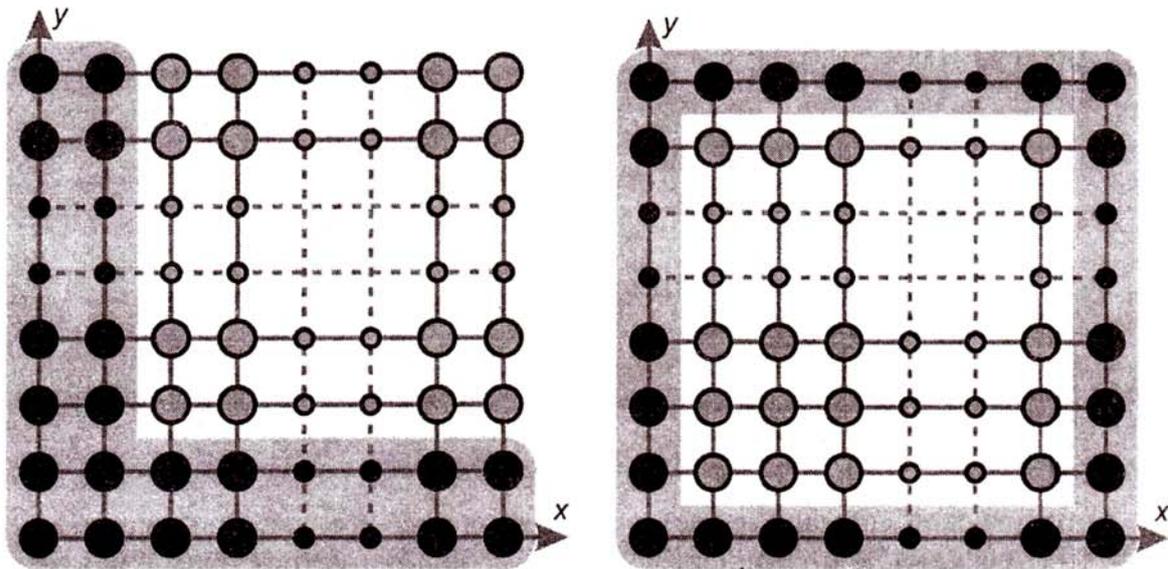


Рис. 7. Начальные условия для решения уравнения (18) в виде двойного ряда точек вдоль двух смежных сторон (а) и в виде одного ряда точек вдоль границы области (б)

Более точный для расчёта вариант задания начальных условий заключается в определении значений развёрнутой фазы на всём периметре рассматриваемого участка плоскости (рис. 7, б). Значения на внутреннем участке плоскости могут быть рассчитаны, например, с помощью релаксационного алгоритма для уравнений второго порядка. Такой способ предпочтительнее в случае, если внутри области присутствуют большие скачки фазы или сильный шум, который может проявляться на особенно высоких точках рельефа объекта, «выпадающих» из фокусировки.

Точность разностной аппроксимации может оказаться недостаточной, тогда наблюдается «срыв» значений на всём ещё не обработанном прямоугольнике плоскости. В любом случае, если области «плохих» значений фазы образуют замкнутый контур, фаза внутри такого контура может быть восстановлена корректно в пределах этого контура, но независимо от фазы вне его, и «состыковать» такие участки поверхности возможно в интерактивном режиме при участии оператора, использующего априорные данные об объекте.

Оба варианта соответствуют задаче, при которой развёрнутая фаза уже известна на прямоугольном контуре, ограничивающем сложный объект, например, если объёмная фигура расположена на относительно плоской подложке, для которой восстановление практически неизменной фазы не представляет труда. Развёртывание фазы для произвольного объекта является значительно более сложной задачей.

Из-за требований к начальным условиям данный алгоритм не может применяться самостоятельно для восстановления развёрнутой фазы на некоторой матрице и поэтому не подходит для обработки пары записанных неголографическим способом изображений [12].

В случае записи и восстановления данных голографическим методом может использоваться дополнительная информация, в том числе на участках непрерывности неразвёрнутой фазы, а также результаты применения «обычных» алгоритмов развёртывания фазы в плоскости. Обеспечение совместной работы алгоритмов первого вида (на плоскости) и второго вида (на основании уравнения переноса) с целью более надёжного восстановления трёхмерной формы поверхности объекта из развёрнутой фазы представляет предмет дополнительных исследований.

Помимо рассмотренного выше алгоритма существуют другие методы восстановления развёрнутой фазы на основе уравнения переноса интенсивности. Следует отметить метод [14], в котором осуществляется независимое вычисление величины и направления градиента фазы в каждой точке рассматриваемой области, и затем выполняется восстановление развёрнутой фазы во всей плоскости на основе вычисленного градиента и произвольно выбранного начального значения. Метод избавляет от необходимости вычислять большой объём начальных условий, но в то же время накладывает существенные ограничения на характеристики обрабатываемого оптического поля.

### Заключение

Восстановление значений развёрнутой фазы объектной волны, количественно характеризующих исследуемый объект с интерферометрической точностью, является сложной проблемой, прежде всего, ввиду того, что многие объекты, исследуемые методами голографии, имеют негладкие поверхности с локальными отклонениями рельефа, превышающими значение длины волны оптического излучения. При ограниченной разрешающей способности регистрирующей камеры, когда разность фаз в соседних пикселах превышает  $2\pi$ , невозможно обеспечить однозначность развёртывания фазы при использовании излучения с одной длиной волны. Вместе с тем, значительный объём информации, содержащейся в оптических полях, позволяет найти подходы к решению рассматриваемой проблемы. Один из возможных подходов состоит в использовании метода уравнений переноса, рассмотренного в настоящей статье.

### Литература

1. Оптическая голография /Под ред. Г. Колфилда. В 2-х т. М.: Мир, 1982.
2. Балтийский С.А., Гуров И.П., Де Никола С., Коппола Д., Ферраро П. Современные методы цифровой голографии. В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики /Под ред. И.П. Гурова и С.А. Козлова. СПб: СПбГУ ИТМО, 2004. С. 91-117.
3. Kreis Th., Jüptner W. Suppression of the dc term in digital holography //Opt. Eng. 1997 V 36. P. 2357–2360.
4. Yamaguchi I., Inomoto O., Kato J. Surface shape measurement by phase-shifting digital holography // Proc. Fringe'2001, 4th Int. Workshop on Automatic Processing of Fringe Patterns. Bremen, 2001. P. 365–372.
5. Schnars U., Juptner W. Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction //Appl. Opt. 1994. V. 33. P. 179–181.
6. Goodman J.W. Introduction to Fourier Optics. McGraw-Hill: New York, 1996.
7. Kreis Th., Jüptner W. Principles of digital holography //Proc. Fringe'1997, Int. Workshop on Automatic Processing of Fringe Patterns. Akademie-Verlag. 1997. P. 353–363.
8. De Nicola S., Ferraro P., Finizio A., Pierattini G. Wave front reconstruction of Fresnel off-axis holograms with compensation of aberrations by means of phase-shifting digital holography //Opt. Las. Eng. 2002. V.37. P. 331-340.

9. Baltiysky S., Gurov I., De Nicola S., Ferraro P., Finizio A., Coppola G. Characterization of microelectromechanical systems by digital holography method // *Imag. Sci. Journ.* 2006. V. 54. N. 2. P.103-110.
10. Jüngling R. Phase unwrapping speckle wavefronts /German Aerospace Center DLR-IB. Report 554 - 00/14. 2000.
11. Самарский А.А. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971.
12. Teague M. Deterministic phase retrieval: a Green's function solution // *J. Opt. Soc. Am.* 1983. V. 73. N. 11. P. 1434–1441.
13. Teague M. Image formation in terms of the transport equation // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1985. V. 2. N. 11. P. 2019–2026.
14. Kolenovic E. Correlation between intensity and phase in monochromatic light // *J. Opt. Soc. Am. A.* 2005. V. 22. N. 5. P. 899–906.
15. Gureyev T., Roberts A., Nugent K. Partially coherent fields, the transport-of-intensity equation, and phase uniqueness // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1995. V. 12. N. 9. P. 1942–1946.

# КОМПЬЮТЕРНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ МЕТОДОМ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ С ИСТОЧНИКОМ ОСВЕЩЕНИЯ МАЛОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ

И.П. Гуров, А.С. Захаров, А.Д. Лопатухина

Представлены результаты исследований в области цифрового восстановления информации о форме объекта по серии голограмм, полученной при освещении объекта источником малой когерентности и последовательных сдвигах опорного отражателя. Предложенный метод позволяет восстанавливать форму поверхности объекта, а также исследовать внутреннюю микроструктуру неоднородных сред.

## Введение

Классическая голография [1] предоставляет возможность сохранять информацию о трехмерной форме объекта в виде голограммы. При записи голограммы излучение источника разделяется на опорную и объектную волну. Объектная волна отражается от исследуемого объекта и интерферирует с опорной волной, при этом сохраняется информация об амплитуде и фазе объектной волны, что позволяет восстановить трехмерную форму объекта.

Отличие цифровой голографии от классической заключается в том, что запись голограммы осуществляется с помощью видеокамеры, и восстановление формы объекта по голограмме является полностью цифровым [2 – 6]. В результате процесса восстановления получается не визуальное изображение объекта, а численное выражение его формы (например, в виде «карты высот», представляющей форму поверхности).

При записи и цифровой реконструкции голографических изображений необходимо учитывать ряд ограничений. В частности, если записывать голограмму с использованием монохроматического источника света, фазу объектной волны можно восстановить только с точностью до  $2\pi$ , поскольку интерференционные максимумы наблюдаются в тех точках, где разности хода опорной и объектной волны кратны величине длины волны  $\lambda$ . Поэтому монохроматическую голографию проще всего использовать для количественного определения весьма малых отклонений формы объекта.

Если монохроматическая волна отражается не только от поверхности объекта, но также испытывает объемное отражение от частично прозрачной среды, то волны от различных «слоев» объекта будут накладываться друг на друга, вследствие чего невозможно отделить вклад одного слоя от вклада другого.

Указанные проблемы позволяет решить малокогерентная голография, в которой используются источники освещения с широким спектром. Излучение источника малой когерентности можно приближенно представить как суммарное излучение монохроматических источников с различными длинами волн и разными интенсивностями. Для каждой длины волны интерференционная картина аналогична картине для монохроматического источника: максимумы наблюдаются там, где разность хода кратна  $\lambda$ . Интерференционные картины, полученные на разных длинах волн, накладываются друг на друга. В результате, четкая интерференционная картина наблюдается только там, где оптическая разность хода близка к нулю, в пределах длины когерентности излучения, как это иллюстрируется на рис. 1.

Тот факт, что в малокогерентной голографии интерференционная картина существует только в пределах длины когерентности излучения, позволяет добиться эффекта «выделения слоя», что невозможно в монохроматической голографии.

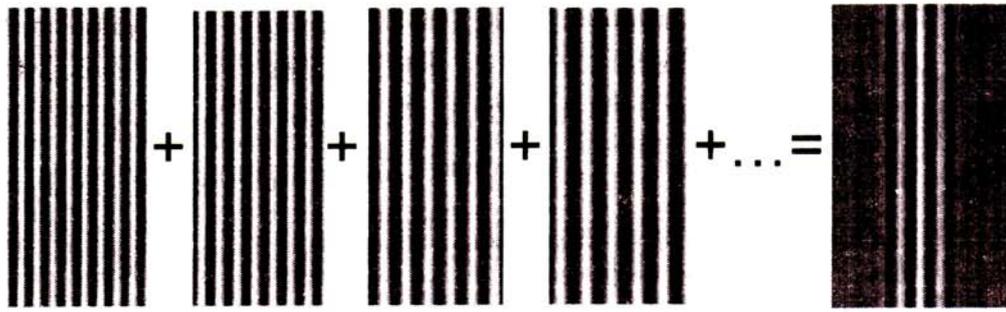


Рис 1. Формирование интерференционной картины малой когерентности

Если сформировать последовательную серию голограмм, записанных при освещении источником малой когерентности и заданных изменениях оптического пути опорной волны, можно получить полную информацию обо всех слоях объекта. Благодаря эффекту «выделения слоя», малокогерентная голография позволяет определять не только отклонения формы отражающей поверхности объекта, превышающие  $\lambda$ , но и его внутренние неоднородности.

В настоящей работе исследована задача восстановления информации о форме поверхности объекта при помощи цифровой малокогерентной голографии. Для этого по набору голограмм отдельных слоев восстанавливается полная информация об объекте.

Для того, чтобы убедиться в работоспособности метода и получить оценки точности, необходимо сравнить восстановленную форму объекта с исходной. Следовательно, необходимо иметь информацию об исходном объекте в цифровом виде и осуществить цифровой синтез «эталонной» голограммы.

Таким образом, кроме основной задачи восстановления формы объекта по серии голограмм, возникает также дополнительная задача цифрового синтеза серии голограмм в целях тестирования метода и вычислительных алгоритмов.

### Компьютерный синтез «эталонных» голограмм

Как отмечено выше, решение задачи подразделяется на два логических этапа: синтез серии голограмм и восстановление формы объекта по серии голограмм. Для того, чтобы синтезировать серию голограмм объекта, прежде всего, требуется получить его цифровое представление в виде трехмерной функции. Затем необходимо решить задачу цифрового синтеза голограмм для модели объекта. Для восстановления формы объекта по серии голограмм вначале решается задача восстановления объектного поля по одной голограмме. Затем по последовательности таких восстановленных полей можно получить полную информацию о форме объекта.

В данной работе в качестве модели исследуемого объекта рассматривается многослойный объект. При этом отражение объектной волны происходит от поверхности объекта, а также от каждой границы слоев. При такой модели объектное поле в плоскости голограммы представляет собой суперпозицию полей, соответствующих каждому слою объекта:

$$E_0(x, y, \lambda) = \sum_i E_i(x, y, \lambda),$$

где  $E_0$  – комплексная амплитуда результирующего объектного поля в плоскости голограммы,  $E_i$  – комплексная амплитуда поля в плоскости голограммы для  $i$ -го слоя. Поле  $i$ -го слоя в плоскости голограммы можно определить как распространение до плоскости голограммы поля, сформированного при отражении от  $i$ -го слоя:

$$E_i(x, y, \lambda) = \iint \frac{2}{j\lambda} \alpha_i(\xi, \eta, \lambda) p_{LiH}^{-1}(x, y, \xi, \eta) \exp[jk p_{LiH}(x, y, \xi, \eta)] d\xi d\eta,$$

где  $\alpha_i$  – поле  $i$ -го слоя в плоскости слоя,  $p_{LiH}(x, y, \xi, \eta)$  – функция расстояния между точками  $i$ -го слоя и голограммы, которая вычисляется по формуле

$$p_{LiH}(x, y, \xi, \eta) = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (r_{OH} + h_i(\xi, \eta))^2},$$

где  $r_{OH}$  – расстояние между объектом и голограммой,  $h_i(\xi, \eta)$  – отклонение формы  $i$ -го слоя,  $k$  – волновое число.

Поле в плоскости слоя, в свою очередь, можно вычислить как результат распространения исходной волны до плоскости слоя:

$$\alpha_i(x, y, \lambda) = \iint \frac{2}{j\lambda} E_S(\xi, \eta, \lambda) p_{Li}^{-1}(x, y, \xi, \eta) \exp[jk p_{Li}(x, y, \xi, \eta)] d\xi d\eta,$$

где  $E_S$  – поле исходной волны,  $p_{Li}(x, y, \xi, \eta)$  – функция расстояния до точек  $i$ -го слоя,

$$p_{Li}(x, y, \xi, \eta) = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (r_O + h_i(\xi, \eta))^2}, \quad r_O – \text{расстояние до объекта.}$$

Результирующее поле в плоскости голограммы равно суперпозиции объектного поля и поля опорной волны:

$$E_I(x, y, \lambda) = E_O(x, y, \lambda) + E_R(x, y, \lambda).$$

Поле опорной волны можно вычислить как распространение исходной волны до плоскости голограммы в форме

$$E_R(x, y, \lambda) = \iint \frac{2}{j\lambda} E_S(\xi, \eta, \lambda) p^{-1}(x, y, \xi, \eta) \exp[jk p(x, y, \xi, \eta)] d\xi d\eta,$$

где  $p(x, y, \xi, \eta)$  – расстояние до точек голограммы, пройденное опорной волной,

$$p(x, y, \xi, \eta) = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (r_O + r_{OH} + d)^2}, \quad d – \text{сдвиг опорного отражателя.}$$

Представленные выше выражения определяют решение задачи вычисления поля объектной и опорной волн в плоскости голограммы для монохроматического источника освещения. Отличие вычислений для случая малокогерентного источника заключается в том, что необходимо выполнить дополнительное интегрирование по длине волны, а именно

$$E_I(x, y) = \int C(\lambda) E_I(x, y, \lambda) d\lambda,$$

где  $C(\lambda)$  – функция распределения излучения по длинам волн. В случае спектра гауссовой формы

$$C(\lambda) = A \exp[-(\lambda - \lambda_0)^2 / 2\sigma^2],$$

где  $A$  – максимальное значение,  $\lambda_0$  – центральная длина волны,  $\sigma$  – параметр, определяющий ширину спектра. Интенсивность излучения в плоскости голограммы в точке  $(x, y)$  пропорциональна интенсивности результирующего интерференционного поля,

$$H(x, y) = |E_I(x, y)|^2.$$

Представленные выше выражения определяют алгоритм синтеза голограммы малой когерентности для заданной модели объекта.

### Восстановление формы объекта по цифровой голограмме

В классической голографии для восстановления изображения объекта необходимо осветить голограмму опорной волной с теми же характеристиками, что и при записи голограммы. После дифракции на голограмме формируется волна, аналогичная записанной объектной волне.

В цифровой голографии этот процесс осуществляется при цифровой обработке голограммы. Вначале вычисляется волна с такими же характеристиками, как и опорная волна при записи голограммы. Затем рассчитывается поле в плоскости голограммы сразу после «пропускания» через голограмму опорной волны:

$$E_H(x, y, \lambda) = E_S(x, y, \lambda)H(x, y).$$

После этого необходимо рассчитать поле в объектной плоскости как распространение поля от плоскости голограммы, а именно

$$E_O(x, y, \lambda) = \iint \frac{2}{j\lambda} E_H(\xi, \eta, \lambda) p_O^{-1}(x, y, \xi, \eta) \exp[jk p_O(x, y, \xi, \eta)] d\xi d\eta;$$

$$p_O(x, y, \xi, \eta) = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (r_O + r_H)^2};$$

$$E_O(x, y) = \int C(\lambda) E_O(x, y, \lambda) d\lambda.$$

Рассмотрим сигнал в точке  $(x, y)$ , то есть функцию, которая представляет зависимость интенсивности восстановленного по одной голограмме поля в определенной точке от сдвига опорного отражателя, при котором получена голограмма. Этот сигнал имеет вид синусоиды умноженной на некоторую огибающую. Пример сигнала в точке представлен на рис. 2.

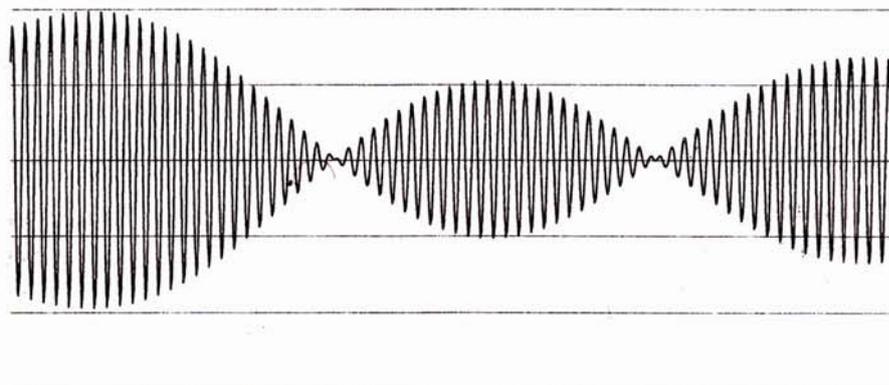


Рис 2. Пример сигнала как функции изменения оптической разности хода

Определив максимумы огибающей, можно найти сдвиги опорного отражателя, при которых оптическая разность хода опорной и объектной волны совпали. Таким образом, возможно выделить те слои, которые внесли вклад в сигнал для отдельного слоя, что позволяет в результате восстановить форму объекта как сумму слоев.

### Экспериментальные результаты

Выполнен синтез серии голограмм с последующим восстановлением по ней формы объекта для модельного объекта, представляющего собой сложную поверхность. В качестве образца исследуемого рельефа выбран участок поверхности плитки Иогансона (первые буквы надписи «С.Е. Johansson»).

На рис. 3 показаны голограммы для трех слоев объекта: вблизи основания («подложки»), слоя в середине диапазона высот рельефа и слоя в области наибольших отклонений рельефа.

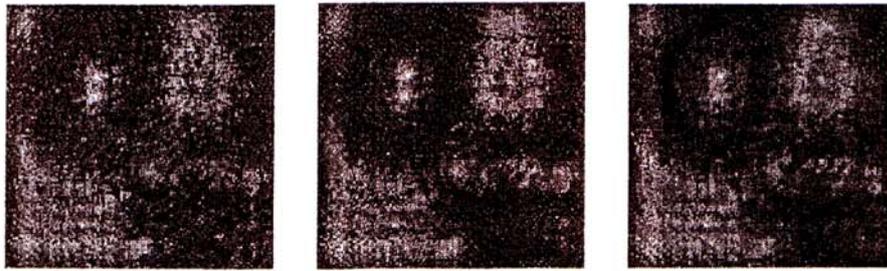


Рис 3. Голограммы объекта

На рис. 4 в виде карт полутонов представлены исходный объект и результат восстановления формы поверхности по набору голограмм слоев. На рис. 5 показаны трехмерные представления поверхности. Из рисунков видно, что исходный и восстановленный объекты практически неотличимы визуально.

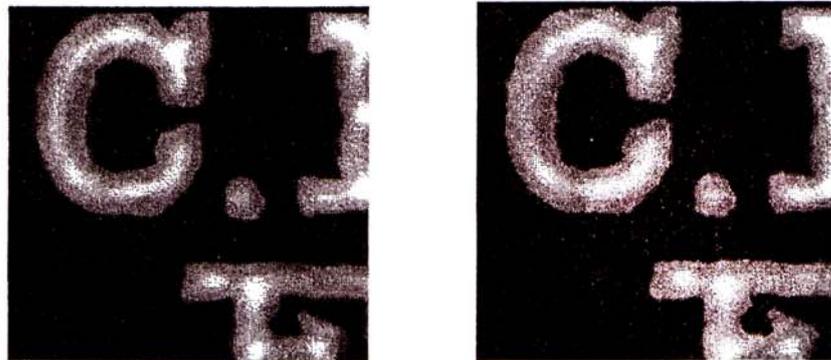


Рис 4. Исходный и восстановленный объекты (полутоновые карты высот)

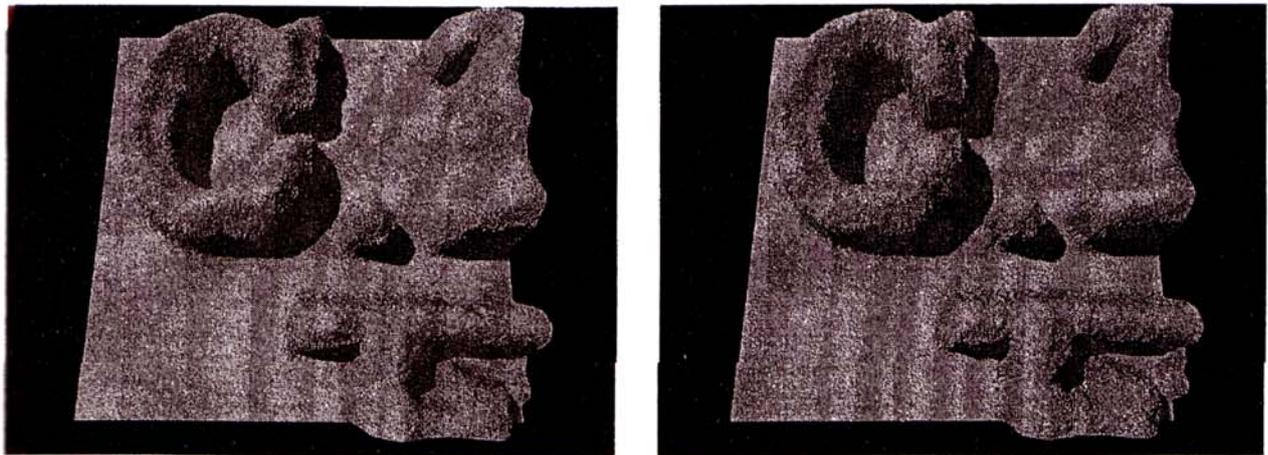


Рис 5. Исходный и восстановленный объекты (трехмерное изображение)

На рис. 6 представлено пространственное распределение погрешности рассмотренного метода восстановления рельефа. Погрешности вычислялись для каждой точки как квадрат разности между значениями высот исходного и восстановленного рельефа. На рисунке большим значениям погрешности соответствуют более светлые точки, а меньшим – более темные. Можно видеть, что погрешность тем больше, чем сильнее локальное изменение рельефа.



Рис 6. Пространственное распределение погрешностей метода

Оценка среднего квадратичного отклонения восстановленного рельефа с диапазоном высот порядка 100 микрон составила 2,3%.

### Заключение

Проведенные исследования метода цифровой голографии с источником освещения малой когерентности применительно к задаче реконструкции трехмерной формы объекта показали высокую точность реконструкции поверхности в расширенном диапазоне отклонений рельефа. Метод восстановления трехмерной формы объекта по серии голограмм может быть использован для восстановления формы непрозрачных объектов, а также объемного распределения степени отражения частично прозрачных материалов и неоднородных сред. Важным преимуществом метода голографии по сравнению с интерферометрией малой когерентности является возможность реализации компьютерной фокусировки на слоях объекта без использования дорогостоящих оптико-механических фокусирующих узлов.

Метод оптимизации синтеза серии голограмм позволяет существенно снизить время вычислений. Полученные количественные оценки погрешностей предлагаемого метода демонстрируют, что достигаемая точность достаточна для большинства практических приложений. Метод может быть применен для сохранения информации о форме объекта в цифровом виде, эффективного сравнения тестируемого объекта с образцом, а также для поиска неоднородностей поверхности или внутренней структуры объектов.

### Литература

1. Оптическая голография /Под ред. Г. Колфилда. В 2-х т. М.: Мир, 1982.
2. Kronrod R.W., Merzlyakov N.S., Yaroslavskii L.P. Reconstruction of a hologram with a computer //Sov. J. Tech. Phys. 1972. V.17. P. 333–334.
3. Ярославский Л.П. Цифровая обработка сигналов в оптике и голографии: Введение в цифровую оптику. М.: Радио и связь, 1987. С. 243–286.
4. Schanrs U, Jüptner W. Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction //Appl. Opt. 1994. V.33. P. 179–181.
5. Schnars U., Jüptner W. Digital recording and numerical reconstruction of holograms //Meas. Sci. Technol. 2002. V.13. P. R85–R101.
6. Балтийский С.А., Гуров И.П., Де Никола С., Коппола Д., Ферраро П. Современные методы цифровой голографии. В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики /Под ред. И.П. Гурова и С.А. Козлова. СПб: СПбГУ ИТМО, 2004. С. 91–117.

# ПОВЫШЕНИЕ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ С УЗКОПОЛОСНЫМ СПЕКТРОМ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДА СУБДИСКРЕТИЗАЦИИ

В.Н. Васильев, И.П. Гуров, А.С. Захаров, М.А. Таратин

Рассмотрены возможности повышения производительности дискретной обработки сигналов с узкополосным спектром при использовании метода субдискретизации с пониженной частотой взятия отсчетов сигнала. Приведены формулы для расчета частоты субдискретизации и выигрыша в производительности обработки в зависимости от параметров сигнала, определены границы применимости метода субдискретизации и требования к характеристикам систем формирования и обработки сигналов.

## Введение

Повышение быстродействия и снижение объема обрабатываемых и передаваемых данных являются важными задачами при обработке сигналов в реальном времени. В случае фильтрации параметров узкополосных сигналов для решения этих задач возможно применение метода субдискретизации, который позволяет снизить частоту взятия отсчетов ниже граничной частоты, определяемой известным критерием Найквиста.

В работе [1] рассматривается возможность применения метода субдискретизации [2] в сочетании с линейным фильтром Калмана [3, 4] второго порядка, однако предложенный метод требует заполнения всех прореженных отсчетов нулями, что позволяет снизить объем передаваемых данных, но не повышает производительности вычислений.

Задачами настоящей работы является исследование метода субдискретизации для узкополосных сигналов с пропуском всех прореженных отсчетов. В работе рассматривается задача выбора частоты взятия отсчетов в зависимости от параметров сигнала, а также возможность корректного восстановления параметров сигнала после субдискретизации.

## Выбор частоты дискретизации

Выбор частоты дискретизации имеет большое значение для задач высокопроизводительной цифровой обработки сигналов. При понижении частоты дискретизации снижается объем хранимой, передаваемой и обрабатываемой информации, а также требования к пропускной способности и вычислительной мощности аппаратуры. Однако излишне большой шаг дискретизации может стать причиной некорректного восстановления параметров исходного сигнала.

Классическим подходом к выбору частоты дискретизации является использование известной теоремы отсчетов: частота дискретизации  $f_s$  должна быть не меньше, чем удвоенная наибольшая частота  $f_M$  в спектре сигнала, т.е.  $f_s \geq 2f_M$  (критерий Найквиста). При этом исходный сигнал может быть восстановлен без искажений по дискретной выборке отсчетов. Однако, как показано далее, для сигналов с узкополосным спектром возможно применение метода субдискретизации, который позволяет значительно уменьшить частоту дискретизации по отношению к значению, определяемому критерием Найквиста.

Рассмотрим спектр узкополосного сигнала, который сосредоточен в узком интервале в области положительных частот  $S^+(f) = (f_0 - B, f_0 + B)$ , где  $f_0$  – центральная частота,  $2B$  – ширина полосы,  $2B / f_0 \ll 1$ , и в симметрично расположенном интервале в области отрицательных частот. При использовании метода субдискретизации частота взятия отсчетов выбирается таким образом, чтобы спектр сигнала после дискретизации соот-

ветствовал исходному спектру, смещенному по направлению к нулевой частоте (см. рис. 1).

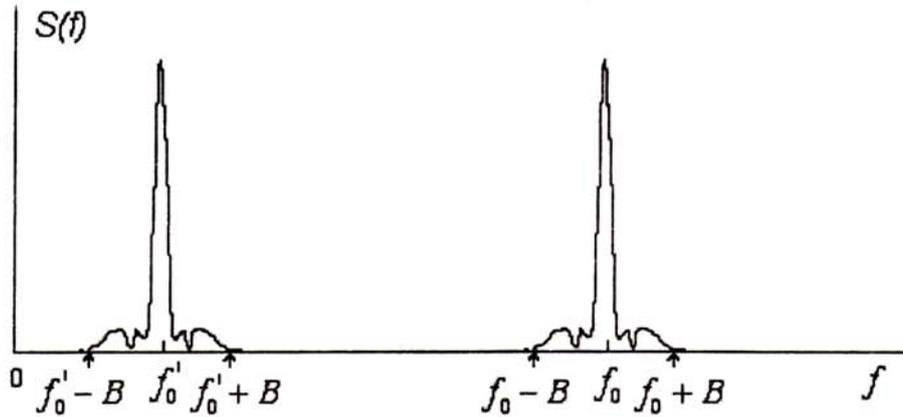


Рис. 1. Спектр узкополосного сигнала до (справа) и после субдискретизации

Для корректного восстановления сигнала после субдискретизации необходимо исключить перекрытие составляющих спектра на положительных и отрицательных частотах в окрестности нулевой частоты. Поэтому требуется, чтобы значение несущей частоты сигнала после субдискретизации  $f'_0$  было больше, чем половина ширины спектра,

$$f'_0 \geq B. \quad (1)$$

Рассмотрим, как влияет выбор частоты дискретизации  $f_s$  на получаемое значение несущей частоты сигнала после субдискретизации  $f'_0$  на примере последовательности отсчетов гармонического сигнала с амплитудной модуляцией

$$s(k) = A(k) \cos(2\pi f_0 k \Delta x), \quad (2)$$

где  $A(k)$  - последовательность отсчетов огибающей, оценку которой требуется получить при обработке значений сигнала  $s(k)$ ,  $k = 1, \dots, K$ ,  $\Delta x$  - шаг дискретизации.

Для несущих частот сигнала до и после субдискретизации во всех точках дискретизации должно выполняться следующее соотношение:

$$A(k) \cos(2\pi f_0 k \Delta x + \varphi_0) = A(k) \cos(2\pi f'_0 k' \Delta x' + \varphi'_0), \quad (3)$$

где  $f'_0$ ,  $\varphi'_0$  и  $\Delta x'$  - новые значения несущей частоты, начальной фазы и шага дискретизации, соответственно. Решив уравнение (3), получим две последовательности значений (корней)

$$\Delta x_1 = \frac{1}{2(f_0 + f'_0)}; \quad \Delta x_2 = \frac{1}{2(f_0 - f'_0)}, \quad (4)$$

которые определяют возможные значения шага субдискретизации  $\Delta x' = m\Delta x_1$  или  $\Delta x' = m\Delta x_2$ , где  $m$  - целое положительное число. Очевидно, что  $\Delta x_2 > \Delta x_1$ , поэтому предпочтительные значения частоты субдискретизации выражаются как

$$f_s = \frac{2(f_0 - f'_0)}{m}. \quad (5)$$

Увеличению значения  $m$  в (5) соответствует снижение частоты дискретизации, значение которой должно соответствовать критерию Найквиста

$$f_s > 2(f'_0 + B). \quad (6)$$

## Ограничения значений несущей частоты после субдискретизации

Условия (5) и (6) определяют допустимые значения частоты субдискретизации. Поскольку значения  $m$  в (5) являются дискретными, каждому выбранному значению соответствует некоторый диапазон новых значений несущей частоты  $f'_0$ , получаемой при субдискретизации.

Из (5) и (6) с учетом (1) можно получить условия для возможных значений  $f'_0$  в виде

$$B < f'_0 < \frac{\mu - m}{m + 1} B, \quad (7)$$

где  $\mu = f_0 / B$ .

Соотношение (7) определяет ограничения на возможные значения несущей частоты после субдискретизации при известных значениях  $\mu$  и  $B$  и выборе  $m$ . Из (7) следует, что допустимые значения  $m$  ограничиваются условием

$$m < (\mu - 1) / 2. \quad (8)$$

Отметим, что существенное снижение частоты дискретизации возможно, согласно (8), для узкополосных сигналов при  $\mu \gg 1$ .

## Требования к стабильности частоты субдискретизации

Из (5) получим выражение для частоты сигнала после субдискретизации

$$f'_0 = f_0 - \frac{mf_s}{2}, \quad (9)$$

значения которой зависят от частоты дискретизации и исходной несущей частоты. Покажем, что требования к допустимым отклонениям частоты субдискретизации определяются значениями абсолютной и относительной ширины полосы сигнала и не зависят от исходной несущей частоты. Для этого подставим (9) в (7) и получим следующий диапазон допустимых значений частоты субдискретизации:

$$2B \frac{\mu + 1}{m + 1} < f_s < 2B \frac{\mu - 1}{m}. \quad (10)$$

Выбор частоты дискретизации из диапазона (10) обеспечивает возможность корректного восстановления огибающей сигнала после субдискретизации.

Из (10) найдем относительную ширину этих интервалов (как отношение ширины интервала к среднему значению частоты внутри него) в форме

$$\rho = \frac{2(\mu - 2m - 1)}{\mu(2m + 1) - 1}. \quad (11)$$

На рис. 2 представлен график зависимости  $\rho$  от  $\mu$  для различных значений  $m$  от 1 до 9 (верхняя кривая соответствует  $m = 1$ , нижняя  $m = 9$ ).

Из рисунка видно, что при повышении выигрыша в быстродействии за счет снижения частоты дискретизации (увеличения значения  $m$ ) возрастают требования к точности выбора значения частоты дискретизации. Очевидно, что уменьшение относительной ширины частотного интервала  $\rho$  повышает требования к стабильности значений параметров системы.

Ограничим относительную ширину доступных частотных интервалов снизу значением  $\rho_{\min}$ , тогда получим следующие условия для  $m$

$$m = \text{int} \left[ \frac{(2 - \rho_{\min})(\mu - 1)}{2(\rho_{\min}\mu + 2)} \right], \quad (12)$$

где  $\text{int} [.]$  обозначает взятие целой части числа.

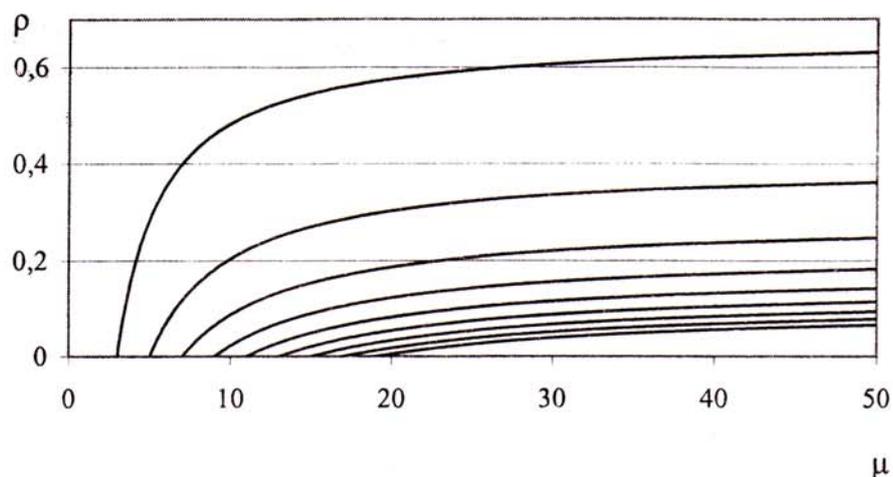


Рис. 2. Зависимости допустимых значений относительной нестабильности частоты дискретизации от обратной относительной ширины спектра сигнала

На рис. 3 приведены зависимости (12) для различных значений относительной ширины полосы спектра сигнала, которые показывают возможность получения выигрыша в быстродействии примерно до 10 раз при относительной нестабильности частоты дискретизации не более нескольких процентов.

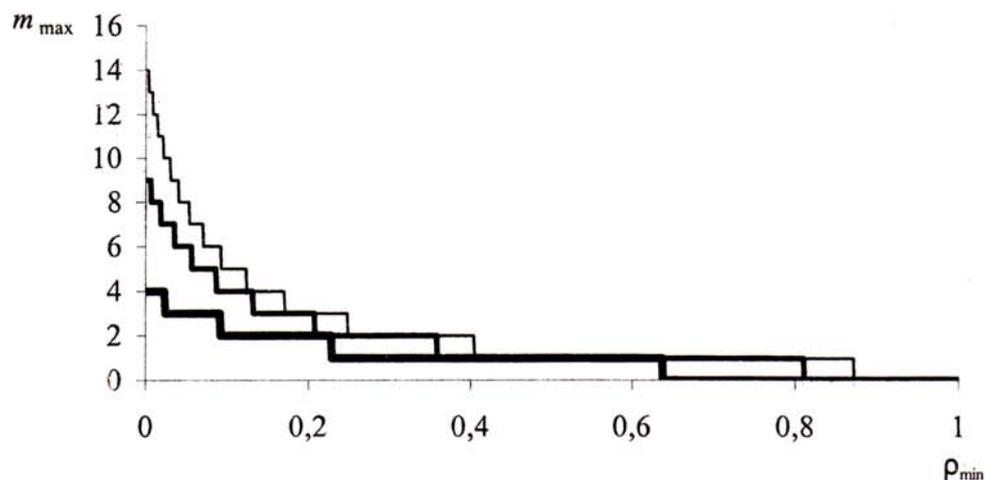


Рис. 3. Зависимость максимального значения  $m$  от  $\rho_{\min}$  (толстая линия соответствует значению  $\mu = 10$ , средняя –  $\mu = 20$ , тонкая –  $\mu = 30$ )

При заданных значениях параметров  $\mu$ ,  $B$ ,  $\rho_{\min}$  можно выбрать частоту дискретизации в соответствии с конкретными требованиями к быстродействию системы. Увеличение  $m$  позволяет снизить частоту дискретизации, однако может заметно сузить диапазон допускаемых значений частоты дискретизации. Уменьшение  $\rho_{\min}$  повышает требования к стабильности и точности значений всех параметров системы. Таким образом, повышение производительности обработки сигналов достигается с учетом рассмотренных выше требований к характеристикам системы формирования и обработки сигналов.

## Экспериментальные результаты

Проведенный теоретический анализ метода субдискретизации был использован при обработке сигналов в оптической когерентной томографии (ОКТ) [5] на основе метода фильтрации Калмана [6] применительно к получению динамических оценок огибающей узкополосных сигналов вида (2). Результаты расширенного анализа метода субдискретизации с использованием метода фильтрации Калмана и оценки погрешностей метода представлены в работе [7].

На рис. 4 приведен пример обработки сигнала ОКТ [7]. Исследования показали, что существенный выигрыш в быстродействии при обработке типичных сигналов ОКТ обеспечивается при допустимых малых искажениях восстановленных огибающих узкополосных сигналов при среднем квадратичном отклонении (СКО) получаемых оценок не более нескольких процентов.

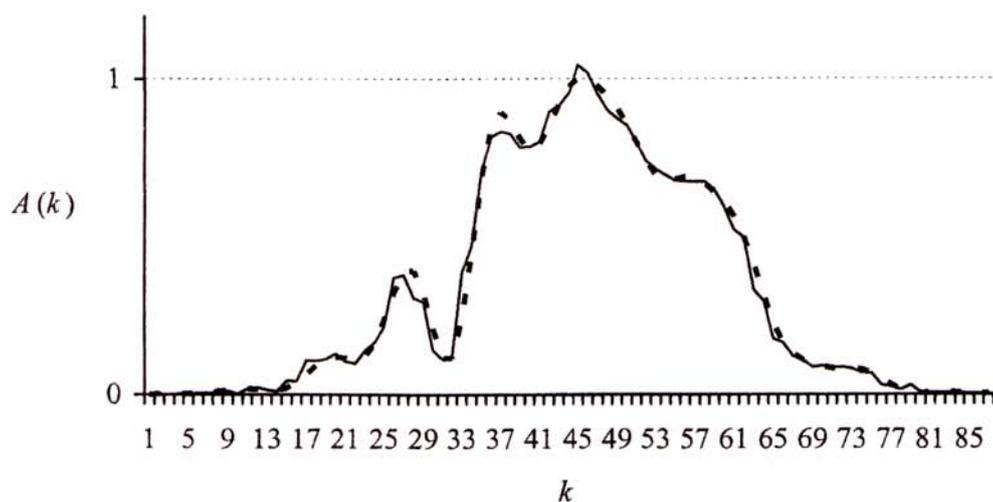
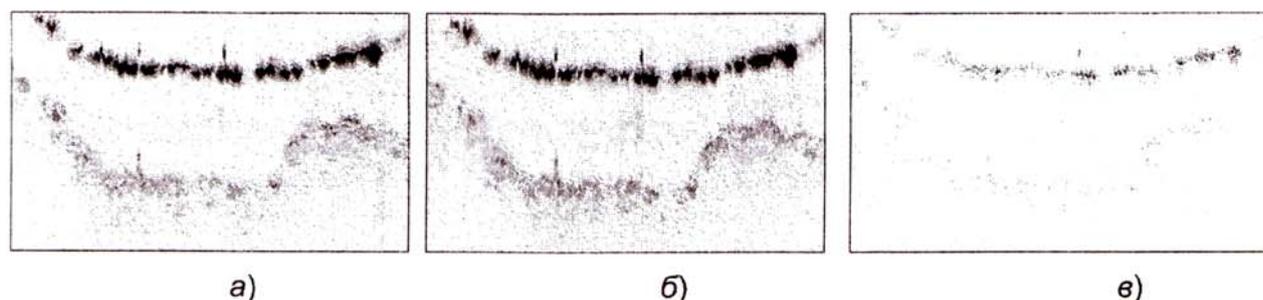


Рис.4. Исходная огибающая сигнала (пунктирная линия) и восстановленная огибающая после субдискретизации (выигрыш в быстродействии в 4 раза, СКО = 2,6%) [7]

Разработанное программное обеспечение использовано при обработке оптических когерентных томограмм, полученных в форме параллельных сканов по глубине частично пропускающих оптическое излучение неоднородных сред.



Рисю 5. Томограмма слоистой среды, полученная традиционным методом обработки (а), методом субдискретизации и фильтрации Калмана (б) и распределение погрешностей (в) (значения погрешностей увеличены для наглядности отображения)

На рис. 5, а представлен пример сечения томограммы в виде инверсной картины полутонов, содержащей 200 параллельных сканов по глубине среды (в вертикальном направлении, расстояние между соседними сканами 10 мкм), восстановленной обычным методом амплитудной демодуляции (рис. 5, а) и методом субдискретизации

(рис. 5, б). Исходная томограмма получена при проведении совместных работ с Институтом прикладной оптики (Флоренция, Италия) [8].

Из сравнения рис. 5, а-б видно, что томограммы не содержат визуально различных существенных отличий. Отметим, что при обработке сигналов ОКТ методом субдискретизации (рис. 5, б) получен четырехкратный выигрыш в быстродействии.

### **Заключение**

В статье представлены результаты исследования возможностей применения метода субдискретизации для снижения частоты взятия отсчетов при восстановлении огибающей квазигармонических сигналов с узкополосным спектром. Получены формулы для расчета оптимальной частоты взятия отсчетов и определения значения несущей частоты сигнала после субдискретизации. Определены границы применимости метода субдискретизации и требования к характеристикам систем формирования и обработки сигналов. Полученные результаты использованы при высокопроизводительной обработке сигналов в оптической когерентной томографии.

### **Благодарности**

Исследования одного из авторов (М.А. Таратина) выполнены при поддержке совместного гранта научного фонда DAAD, Германия (проект A/05/39012) и Министерства образования и науки Российской Федерации (проект №250031) по программе «Михаил Ломоносов».

### **Литература**

1. Гуров И.П., Озерский А.М. Исследование метода субдискретизации и восстановления узкополосных сигналов на основе фильтрации Калмана //Известия ВУЗов. Приборостроение. 2005. №3. С. 48-53.
2. Макс Ж. Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях. М.: Мир, 1983. С 86-89.
3. Kalman R.E. A new approach to linear filtering and prediction problems //Trans. ASME, J. Basic Eng. 1960. V.82. P. 35-45.
4. Васильев В.Н., Гуров И.П. Компьютерная обработка сигналов в приложении к интерферометрическим системам. СПб: БХВ Санкт-Петербург, 1998.
5. Гуров И.П. Оптическая когерентная томография: принципы, проблемы и перспективы. В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики /Под ред. И.П. Гурова и С.А. Козлова. СПб: СПбГУ ИТМО, 2004. С. 6-30.
6. Гуров И.П., Захаров А.С., Таратин М.А. Анализ и оптимизация вычислительного процесса нелинейной дискретной фильтрации Калмана //Известия ВУЗов. Приборостроение. 2004. №8. С. 42-48.
7. Васильев В.Н., Гуров И.П., Захаров А.С., Таратин М.А. Обработка сигналов с узкополосным спектром на основе метода субдискретизации и нелинейной фильтрации Калмана //Известия ВУЗов. Приборостроение. 2006 (в печати).
8. Bellini M., Fontana R., Gurov I., Karpets A., Materazzi M., Taratin M., Zakharov A. Dynamic signal processing and analysis in the OCT system for evaluating multilayer tissues //Proc. SPIE. 2005. V.5857. P. 270-277.

# РЕКУРРЕНТНЫЙ АЛГОРИТМ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ В ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ УПРАВЛЯЕМОГО ДИСКРЕТНОГО ФАЗОВОГО СДВИГА

Е.А. Воронина, И.П. Гуров, А.С. Захаров

Рассмотрен рекуррентный алгоритм восстановления формы волнового фронта в интерферометрии управляемого фазового сдвига, основанный на предсказании значений параметров интерференционных полос и коррекции предсказания по данным наблюдения, обеспечивающий возможность динамической обработки интерферометрических данных и восстановление отклонений волнового фронта с высокой точностью и помехоустойчивостью.

## Введение

Контроль геометрических характеристик изделий приборостроения, электронной промышленности и оптического производства имеет важное значение для развития современных высоких технологий. Наиболее точными являются бесконтактные методы контроля на основе использования оптической интерферометрии. При отражении измерительной волны от исследуемой поверхности происходит изменение формы волнового фронта, которое характеризует отклонения формы поверхности с высокой чувствительностью и точностью.

Для восстановления распределения фаз волнового фронта широко используется метод интерферометрии управляемого дискретного фазового сдвига [1-4]. Метод заключается в формировании набора интерференционных картин, зарегистрированных при заданных фазовых сдвигах между ними, и последующем расчете значений фаз, которые характеризуют отклонения волнового фронта.

Известные алгоритмы просты в реализации, однако не позволяют устранить ряд погрешностей, присущих всем алгоритмам с использованием детерминированных тригонометрических формул, что приводит к снижению точности [2, 6]. К общим недостаткам традиционных методов относится сложность обеспечения гарантированных результатов при случайном изменении параметров интерферометрической установки и объекта в процессе измерений. Кроме этого, в известных методах необходимо получить полный набор данных перед обработкой, следствием чего является невозможность оценивания свойств динамических объектов, низкая помехоустойчивость в случае наличия погрешностей в исходных данных и недостаточная устойчивость результатов обработки в условиях воздействия внешних возмущений.

В работе представлены результаты исследования рекуррентного алгоритма управляемого дискретного фазового сдвига, впервые предложенного в [4] и реализованного методом нелинейной фильтрации Калмана [4, 7], который позволяет получать динамические оценки отклонений волнового фронта и обладает высокой помехоустойчивостью по отношению к влиянию внешних влияющих факторов.

## Метод интерферометрии управляемого дискретного фазового сдвига

Распределение интенсивности света  $I(x, y)$  в интерференционной картине может быть представлено в виде

$$I(x, y) = I_0[1 + V \cos \Phi(x, y)], \quad (1)$$

где  $I_0$  – постоянная составляющая интенсивности,  $\Phi(x, y)$  – разность фаз интерферирующих волн,  $V$  – видность (контраст) интерференционных полос,

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (2)$$

$I_{\max}$  и  $I_{\min}$  – соответственно максимальное и минимальное значения интенсивности в интерференционной картине.

В результате обработки сигналов вида (1) требуется вычислить значения  $\Phi(x, y)$  при использовании данных, содержащихся в наборе интерференционных картин с заданными фазовыми сдвигами.

Изменим фазу опорной волны на величину

$$\Phi_r = \frac{2\pi(r-1)}{R}, \quad (3)$$

где  $r = 1, 2, \dots, R$ . Для каждой точки наблюдения получим соответствующий ряд значений интенсивности  $I_r$ . Тогда интенсивность в каждой точке  $(x, y)$  может быть выражена в виде

$$I_r = I_0[1 + V \cos(\Phi + \Phi_r)]. \quad (4)$$

В результате преобразований (4) можно получить следующие соотношения:

$$\sum_{r=1}^R I_r = RI_0, \quad (5)$$

$$\sum_{r=1}^R I_r \cos \Phi_r = \frac{1}{2} RI_0 V \cos \Phi, \quad (6)$$

$$\sum_{r=1}^R I_r \sin \Phi_r = \frac{1}{2} RI_0 V \sin \Phi, \quad (7)$$

Из (6)-(7) следует выражение для расчета значений фазы в общем виде [1]

$$\operatorname{tg} \Phi = \frac{\sum_{r=1}^R I_r \sin \Phi_r}{\sum_{r=1}^R I_r \cos \Phi_r}. \quad (9)$$

Необходимость получения полного набора данных перед обработкой, чувствительность к шумам в оптическом и электронном тракте снижают точность измерений (см., например, [2, 6]). Для устранения этих недостатков разработаны различные многошаговые алгоритмы, наиболее распространенными из которых являются трех-, четырех- и пятишаговый [2, 3] алгоритмы, основанные на общем выражении (9) для метода фазового сдвига.

### Рекуррентный алгоритм управляемого дискретного фазового сдвига

Основная идея использования рекуррентного алгоритма обработки данных в интерферометрии управляемого дискретного фазового сдвига основывается на методе предсказания значений данных для каждого шага управляемого фазового сдвига на основе модели (1) при использовании всей информации, полученной на предыдущих шагах, с последующей коррекцией предсказания по данным наблюдения на каждом шаге.

Среди возможных методов реализации рекуррентного алгоритма выбран метод дискретной фильтрации Калмана [7], существенной особенностью которого является то, что при его использовании нет необходимости запоминать всю предшествующую информацию. Будущее состояние системы определяется только ее текущим состоянием и вновь поступившей информацией на каждом шаге, и, следовательно, становится возможным сократить объем обрабатываемой информации. Подробное математическое описание используемого нелинейного фильтра Калмана представлено в [4, 7].

## Экспериментальные результаты

Для исследования характеристик точности методов обработки и сходимости результатов к истинным значениям выполнено сравнение дисперсий погрешности восстановления фазы при использовании рекуррентного алгоритма на основе нелинейной фильтрации Калмана и традиционного метода фазового сдвига [1], реализованного в динамическом режиме, при котором значения фазы вычислялось по формуле (9) на каждом  $r$ -ом шаге фазового сдвига.

Интерференционные картины имели формат  $100 \times 100$  пикселей при 8-битном представлении данных (256 градаций полутонов). Соответственно этому, дисперсия погрешности фазы вычислялась на каждом шаге фазового сдвига для  $10^4$  точек.

Точность алгоритмов управляемого дискретного фазового сдвига зависит от общего числа шагов  $R$ . При уменьшении числа шагов повышается вычислительная эффективность, однако увеличивается погрешность из-за чувствительности к внешним влияющим факторам [2, 3, 6]. В качестве компромиссного решения, позволяющего получить результаты с высокой точностью и приемлемым временем обработки, исследованы погрешности алгоритма при 50-ти шагах фазового сдвига в пределах  $2\pi$  рад.

На рис. 1 представлены кривые изменения дисперсии погрешностей традиционного метода фазового сдвига (пунктирная линия) и метода нелинейной дискретной фильтрации Калмана (сплошная линия) в зависимости от номера шага фазового сдвига, характеризующие характер сходимости оценок к истинному значению после 15-го шага фазового сдвига.

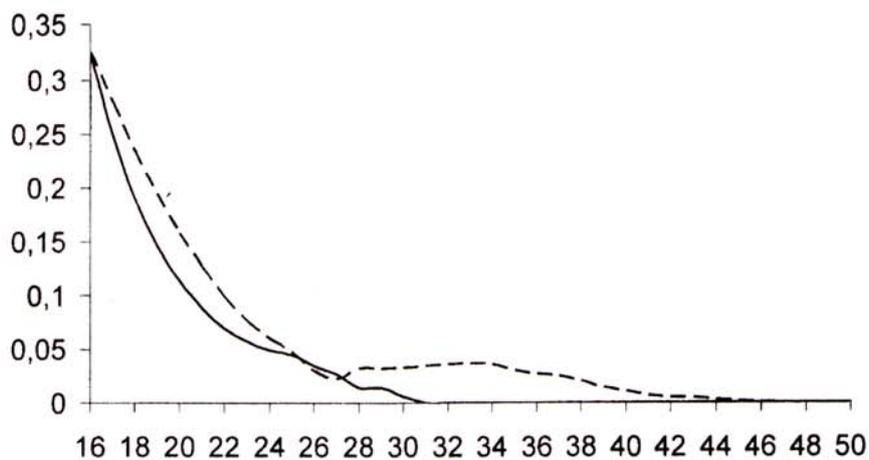


Рис. 1. Дисперсии погрешностей динамических оценок фазы (рад<sup>2</sup>)

Из полученных результатов видно, что метод нелинейной дискретной фильтрации Калмана обеспечил сходимость к истинному значению на 31-м шаге, тогда как традиционный алгоритм — на 46-м шаге.

Исследования чувствительности рассматриваемых алгоритмов к ошибкам сдвига опорного отражателя позволили выявить дополнительные преимущества метода нелинейной фильтрации.

На рис. 2 показаны результаты, полученные в условиях влияния случайных погрешностей фазового сдвига в диапазоне отклонений фазы  $2\pi/20$ . Анализ полученных результатов показал, что в случае использования метода нелинейной фильтрации Калмана погрешности фазовых сдвигов оказывают влияние на получаемые результаты, однако обеспечивается более стабильный характер сходимости к истинному значению фазы по сравнению с традиционным методом управляемого фазового сдвига.

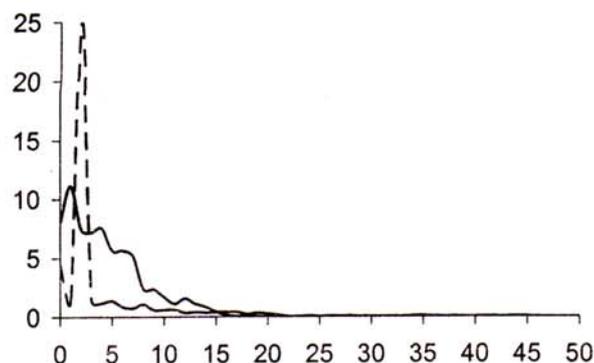


Рис. 2. Дисперсии погрешностей оценок фазы при случайных ошибках фазовых сдвигов

Исследования погрешностей рекуррентного алгоритма нелинейной дискретной фильтрации Калмана применительно к интерферометрии управляемого фазового сдвига при различных начальных условиях и влияющих дестабилизирующих факторах показали, что алгоритм обеспечивает стабильную сходимость результатов к истинным значениям в пределах изменения фазового сдвига  $\pi$  рад, т.е. в пределах половины ширины интерференционной полосы. Количество шагов фазового сдвига, требуемое для обеспечения высокой точности, зависит от алгоритма предсказания значений сигнала на следующем шаге и от настроек фильтра, которые определяются на стадии предварительных исследований с учетом статистических характеристик помех и внешних влияющих факторов.

### Заключение

Рекуррентный алгоритм обработки данных в интерферометрии управляемого дискретного фазового сдвига на основе нелинейной дискретной фильтрации Калмана обеспечивает получение стабильных динамических оценок фазы интерферометрического сигнала при сходимости к истинным значениям фазы в пределах примерно половины фазового цикла. Алгоритм не требует точного задания значения фазового сдвига и числа шагов, что позволяет существенно снизить требования к точности узла управления опорным отражателем интерферометра.

Использование рекуррентного алгоритма, обеспечивающего получение динамических оценок фазы, позволяет исследовать объекты с изменяющимися свойствами в процессе измерений с достаточно высокой интерферометрической точностью. Высокая помехоустойчивость алгоритма позволяет осуществлять обработку интерферометрических сигналов при исследовании объектов методами спекл-интерферометрии.

Метод может быть реализован в динамическом режиме развертывания полной фазы, характеризующей трехмерные объекты, что представляет предмет дальнейших исследований.

### Литература

1. Bruning J.H., Herriott D.R., Gallagher J.E., Rosenfeld D.P., White A.D., Brangaccio D.J. Digital wavefront measuring interferometer for testing optical surfaces and lenses // Appl. Opt. 1974. V. 13. P. 2693-2703.
2. Schwider J., Burow R., Elssner K.E., Grzanna R., Spolaczyk R., Merkel K. Digital wavefront measuring interferometry: some systematic error sources // Appl. Opt. 1983. V. 22. P. 3421-3432.

3. Creath K. Phase measurement interferometry techniques // Prog. Opt. 1988. V. 26. Ch. 5. P. 349-393.
4. Васильев В.Н., Гуров И.П. Компьютерная обработка сигналов в приложении к интерферометрическим системам. СПб: БХВ - Санкт-Петербург, 1998.
5. Santoyo F.M., Kerr D., Tyrer J.R. Interferometric fringe analysis using a single phase step technique // Appl. Opt. 1988. V. 27. P. 4362-4364.
6. Hariharan P., Oreb B.F., Eiju T. Digital phase-shifting interferometry: a simple error compensating phase calculation algorithm // Appl. Opt. 1987. V. 26. N 13. P. 2504-2505.
7. Gurov I., Ermolaeva E., Zakharov A. Analysis of low-coherence interference fringes by the Kalman filtering method // JOSA A. 2004. V. 21. P. 242-251.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОГРЕШНОСТЕЙ СБОРКИ И ЮСТИРОВКИ ОПТИЧЕСКИХ ПРИЦЕЛОВ НА РЕЗУЛЬТАТ СТРЕЛЬБЫ

Ал.С. Киселев, Ан.С. Киселев, В.Н. Назаров

Предложена модель учета влияния погрешностей сборки и юстировки оптических прицелов на результат стрельбы. Приведен пример ее использования для учета параллакса. Получена аналитическая формула вероятности попадания по круглой удаленной мишени при наличии погрешности продольной установки сетки. Проведен анализ ухудшения вероятности попадания по мишени, вызванного параллаксом.

### Введение

В данной работе параллакс рассматривается как «вредное» явление, вызванное ошибкой продольной установки сетки оптического прицела и влияющее на точность попадания по мишени. Он проявляется в том, что при перемещении глаза в пределах выходного зрачка оптического прицела наблюдается относительное смещение перекрестия сетки и изображения мишени. Поэтому «стрелок» вынужденно будет поворачивать оружие до их совмещения, что вызовет ошибку наведения, которая впоследствии приводит к смещению центра рассеивания точек попадания по мишени. Для определения влияния этого явления на результат стрельбы используем параболические приближения для траектории полета пули до мишени.

Как известно, допуск на продольную установку сетки из условия одновременной резкости через расстояние в диоптрийной мере до ее изображения за окуляром для всех типов оптических прицелов с выходным зрачком больше 2 мм принимают равным  $D_{\Delta} = 0.2$  дптр [1]. Параллакс за окуляром в угловой мере описывается зависимостью [2]

$$\omega_{ок} = \frac{D_{\Delta}}{2 \cdot 1000} D_{вых.зр.} \quad (1)$$

Так, например, для выходного зрачка диаметром  $D_{вых.зр.} = 8$  мм и при выполнении условия одновременной резкости угловой параллакс  $\omega_{ок} = 0.0008$  в радианной мере или  $\omega_{ок} = 2'40''$  в угловой мере, что превышает среднюю разрешающую способность глаза, равную  $1'$ .

### Общие сведения и соотношения

Рассмотрим плотности вероятностей координат точек попадания в мишень по осям  $OX$  и  $OY$  (рис.1). Эти величины распределены по нормальному закону с математическим ожиданием  $m_x = m_y = 0$  и средними квадратическими отклонениями  $\sigma_x, \sigma_y$  (рис. 2). В этом случае центр мишени совпадает с центром рассеивания, что соответствует «идеально» точному прицелу.

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}}, \quad p(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}}. \quad (2)$$

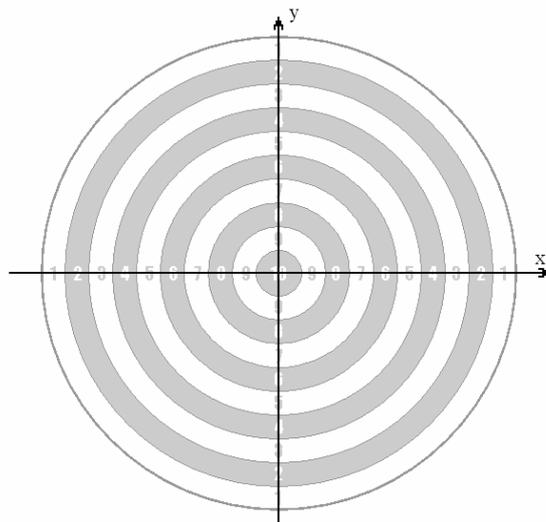


Рис. 1. Вид мишени

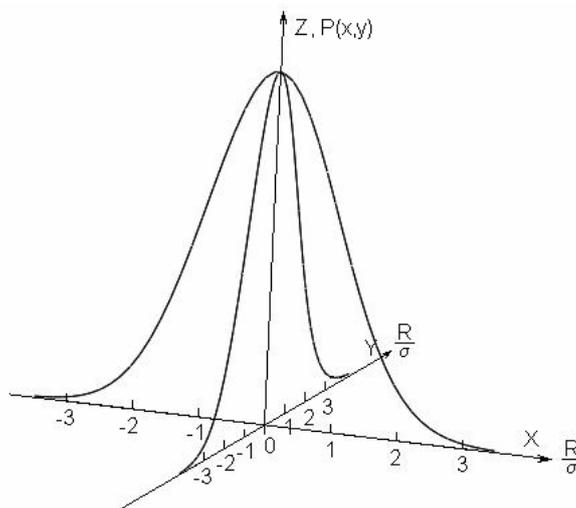


Рис. 2. Распределение вероятности координат точек попадания в мишень

Погрешность продольной установки сетки при наблюдении в окуляр приводит к погрешностям установки углов прицеливания и, следовательно, к отклонениям центров рассеивания в соответствующих плоскостях. Нетрудно показать, что отклонения центра рассеивания точек попадания по мишени, вызванные наличием параллакса,  $\Delta x$  в горизонтальной плоскости и  $\Delta y$  в вертикальной плоскости, характеризующие погрешность попадания в точку с координатами  $(x, y)$ , линейно зависят от соответствующих погрешностей углов наведения на цель  $\Delta\theta$  в горизонтальной плоскости и  $\Delta\alpha$  в вертикальной плоскости:

$$\Delta x = \left(1 + A_{0x}^2\right) \left(L - \frac{q \cdot L^2}{V^2} A_{0x}\right) \cdot \Delta\theta = C_x \cdot \Delta\theta$$

$$\Delta y = \left(1 + A_{0y}^2\right) \left(L - \frac{g \cdot L^2}{V^2} A_{0y}\right) \cdot \Delta\alpha = C_y \cdot \Delta\alpha$$
(3)

где

$$A_{0x} = \operatorname{tg}(\theta_0) = \begin{cases} \frac{1}{q \cdot L} \left( V^2 - \sqrt{V^4 - q^2 L^2} \right) & \text{при } q \neq 0 \\ 0 & \text{при } q = 0 \end{cases}$$

$$A_{0y} = \operatorname{tg}(\alpha_0) = \frac{1}{g \cdot L} \left( V^2 - \sqrt{V^4 + 2 \cdot g \cdot H_0 \cdot V^2 - g^2 L^2} \right).$$

Здесь  $L$  – расстояние от стрелка до мишени;  $q$  – ускорение, действующее на пулю в горизонтальной плоскости;  $g$  – ускорение свободного падения, действующее на пулю в вертикальной плоскости;  $V_0$  – начальная скорость полета пули;  $H_0$  – разница высот между каналом ствола оружия и центром мишени;  $\Delta\alpha$  и  $\Delta\theta$  – погрешности углов наведения соответственно в вертикальной и горизонтальной плоскостях, вызванные параллаксом.

В нашей модели, для случая круглой мишени, удобней перейти от прямоугольных координат  $(x, y)$  к полярным  $(R, \varphi)$ , т.е. от распределения Гаусса по двум осям к одномерному распределению Релея с круговым средним квадратическим отклонением  $\sigma$  [3]

$$P(R) = \frac{R}{\sigma^2} e^{-\frac{R^2}{2 \cdot \sigma^2}}, \quad (4)$$

где

$$\sigma = \left( \frac{\sqrt{\sigma_x} + \sqrt{\sigma_y}}{2} \right)^2. \quad (4a)$$

Указанное радиальное смещение центра рассеивания снарядов зададим в относительных единицах [4]:

$$h = \frac{d}{\sigma} = \sqrt{\frac{\Delta x^2}{\sigma_x^2} + \frac{\Delta y^2}{\sigma_y^2}}. \quad (5)$$

Учитывая (3) и исходя из свойств функций случайных аргументов, можно получить значение погрешности угла наведения  $\Delta\alpha_r$  в полярных координатах. Этот угол в оптической системе с увеличением  $\Gamma_m$  связан с величиной углового параллакса  $\omega_{ок}$  за окуляром соотношением

$$\Delta\alpha_r = \frac{\omega_{ок}}{\Gamma_m}. \quad (6)$$

Запишем аналитическую зависимость смещения  $d$  центра рассеивания в абсолютных единицах от погрешности угла прицеливания  $\Delta\alpha_r$

$$d = C_r \cdot \Delta\alpha_r$$

$$\frac{C_r}{\sigma} = \frac{4}{\left( \sqrt{\frac{\sigma_x}{C_x}} + \sqrt{\frac{\sigma_y}{C_y}} \right)^2}, \quad (7)$$

где  $C_x$  и  $C_y$  определяются из формулы (3):

$$C_x = \frac{\Delta x}{\Delta\theta}, \quad C_y = \frac{\Delta y}{\Delta\alpha}. \quad (8)$$

Так как центр рассеивания смещен на величину  $d$  от центра мишени, то вероятность попадания в круговую мишень радиуса  $R$  будет описываться выражением [4].

$$W\left(\frac{R}{\sigma}, h\right) = e^{-\frac{h^2}{2}} \cdot \int_0^{\frac{R}{\sigma}} e^{-\frac{t^2}{2}} \cdot I_0(h \cdot t) \cdot t dt, \quad (9)$$

где  $h = \frac{d}{\sigma}$ ,  $\sigma$  – круговое СКО;  $I_0$  – функция Бесселя первого рода нулевого порядка мнимого аргумента.

### Оценка влияния погрешности продольной установки сетки в оптическом прицеле

Приведем некоторые результаты расчета допуска на продольную установку сетки в оптическом прицеле для конкретных параметров эксперимента. Пусть стрельба ведется по круглой мишени на расстоянии  $L = 100$  м от места выстрела. Начальная скорость пули при вылете из канала ствола  $V = 600$  [м/с]. В используемой модели на пулю действует две силы – сила всемирного тяготения с ускорением  $g$  [м/с<sup>2</sup>] в вертикальной плоскости и сила с ускорением  $q$  [м/с<sup>2</sup>], определяемая из баллистических характеристик оружия, в горизонтальной плоскости. Здесь эти величины принимают значения  $q = 0$  м/с<sup>2</sup> и  $g = 9.8$  м/с<sup>2</sup>. Возвышение оружия над центром мишени составляет  $H_0 = 0.5$  м. Параметры рассеивания задаем самостоятельно: в вертикальной и горизонтальной плоскостях  $\sigma_x = \sigma_y = 1.2$  см. Как отмечалось ранее, диаметр выходного зрачка  $D_{\text{вых.зр.}} = 8$  мм. Погрешность продольной установки сетки в диоптрийной мере имеет значение  $D_{\Delta} = 0.2$  дптр. Увеличение оптической системы прицела  $\Gamma_m = 3.5^{\times}$  [2].

При указанных значениях увеличения, размера выходного зрачка и погрешности продольной установки сетки угловой параллакс за окуляром составляет  $\omega_{\text{ок}} = 0.0008$  рад, тогда ошибка наведения составляет  $\Delta\alpha_r = 0.00023$  рад. Отсюда, используя (7)–(9), легко определить вероятность попадания по мишени.

На рис. 3–4 показаны зависимости вероятности попадания в круглую мишень от радиуса этой мишени при наличии углового параллакса  $\omega_{\text{ок}} = 0.0008$  рад (рис. 3) и при наличии углового параллакса  $\omega_{\text{ок}} = 0.0003$  рад (рис. 4). Пунктирной линией показана зависимость вероятности попадания по мишени в «идеальной системе» (без параллакса), сплошной линией – та же зависимость в системе, имеющей погрешность продольной установки сетки, а штриховой линией показано снижение  $S$  вероятности попадания в круглую мишень радиуса  $R$  [4]:

$$S(R) = \frac{\int_0^R p(r) dr - W\left(\frac{R}{\sigma}, h\right)}{\int_0^R p(r) dr}. \quad (10)$$

По результатам расчета вероятности попадания по круглой мишени для двух вариантов продольной установки сетки получены следующие значения. По существующим нормам продольной установки сетки вероятность попадания в круг радиуса  $R = \sigma = 1.2$  см при максимальном удалении глаза от центра зрачка составляет  $W = 9.8\%$ , при этом отклонение вероятности от теоретического значения равно  $S = 75.2\%$ . Для случая, предлагаемого нами, эти же величины имеют значения: вероятность попадания  $W = 32.4\%$ , а отклонение от теоретического значения составляет  $S = 17.6\%$ . Из расчетов видно, что при указанных режимах стрельбы ухудшение веро-

ятности попадания по мишени для случая продольной установки, при котором выполняется условие одновременной резкости, недопустимо велико. Поэтому возникает необходимость коррекции допусков на установку сетки в оптическом прицеле. Допуск, определяемый разрешающей способностью глаза, приводит к значительно меньшему ухудшению вероятности попадания по мишени.

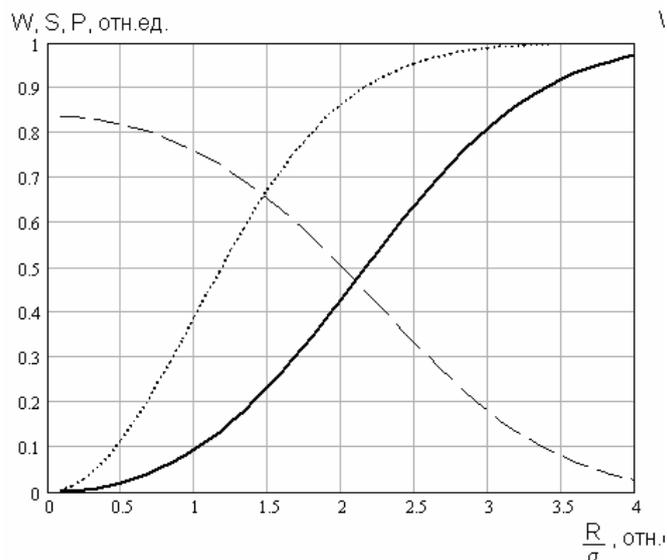


Рис. 3. Угловой параллакс  $\Delta\omega_{ok} = 0.0008 \text{ рад}$

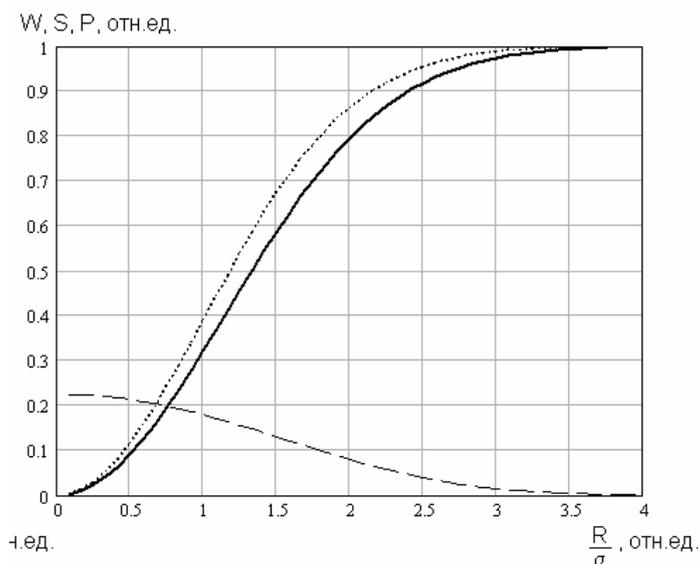


Рис. 4. Угловой параллакс  $\Delta\omega_{ok} = 0.0003 \text{ рад}$

Как видно из рисунков и как отмечалось ранее, вероятность попадания по мишени при современных допусках на продольную установку сетки много меньше ее расчетного значения. Вероятность же попадания по мишени при предлагаемых допусках имеет терпимое отклонение от расчетного значения вероятности для данных режимов стрельбы. Она зависит от баллистических характеристик снарядов, условий стрельбы и, в основном, от дальности до цели.

### Заключение

Исследования вероятности попадания по круглой мишени, проведенные в работе, показали, что ухудшение этой вероятности при наличии параллакса, определяемого

существующими допусками, в ряде случаев не удовлетворяет принятым нормам для оптических прицелов. Рассматриваемая методика позволяет оценивать вероятности попадания по мишени при наличии ошибки продольной установки сетки, что впоследствии может приводить к установлению порядка коррекции допусков на погрешности сборки и юстировки оптических приборов.

### **Литература**

1. Погарев Г.В. Юстировка оптических приборов. Л.: Машиностроение, 1982.
2. Ефремов А.А. и др. Сборка оптических приборов. М.: Высшая школа, 1978.
3. Вентцель Е.С. Теория вероятностей. М.: Наука, 1969.
4. Абергауз Г.Г., Тронь А.П., Копенкин Ю.Н., Коровина И.А. Справочник по вероятностным расчетам. М.: Воениздат. 1970.

# ВОЗНИКНОВЕНИЕ МУАРОВОЙ КАРТИНЫ ПРИ ДИФРАКЦИИ НА «ЗЕРКАЛЬНОЙ» АПЕРТУРЕ И ВОЗМОЖНОСТИ ЕЕ ПРИМЕНЕНИЯ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОБЪЕКТОВ

А.Н. Иванов, В.Н. Назаров

Описана дифракционная картина от «зеркальной» апертуры, образованной краем объекта и отражающей излучение поверхностью. Дается объяснение возникновения поперечных полос нулевого контраста в дифракционной картине, приводится расчет их параметров. Предложены возможные области практического применения данной схемы.

## Введение

Целью работы является исследование возможностей повышения точности, расширения области применения дифракционных методов контроля (ДМК), упрощения схемы их реализации. Преимуществом ДМК является увеличение точности измерений при уменьшении размера объекта. Кроме того, метод не связан с формированием изображения объекта и поэтому в значительной мере свободен от аберраций оптической системы [1, 2].

В настоящей работе исследовано распределение поля в дальней области от «зеркальной» щелевой апертуры, образованной полуплоскостью и отражающей поверхностью (рис. 1). Дифракция на такой апертуре была экспериментально исследована в работе [3], где было установлено, что дифракционная картина имеет следующую особенность: при наклоне края полуплоскости относительно поверхности зеркала обычная система полос, ориентированная вдоль оси симметрии щели, дополняется системой полос, перпендикулярной к ней. Было показано, что она обладает высокой чувствительностью к изменению геометрических параметров апертуры.

## Расчет дифракционной картины

Особенностью схемы, изображенной на рис.1, является деление волнового фронта на зеркале до попадания его в апертуру. Поэтому в плоскости апертуры поле можно представить как сумму падающего и отраженного полей:  $U(x) = U_1(x) + U_2(x)$ . Отраженная компонента  $W_2$  в этом случае будет промодулирована в соответствии выражением  $\Gamma(x) = \exp(i k 2 \varphi x)$  [4] и получит задержку  $\Delta = a \varphi$  относительно неотраженной компоненты  $W_1$ . Поле за апертурой тогда представляется в виде

$$U(x') = F\{U(x) \Gamma(x)\} + F\{U(x)\} \exp(i k a \varphi). \quad (1)$$

С учетом отражения дифрагировавшей компоненты  $W_1$  после апертуры выражение (1) примет вид

$$U(x') = F\{U(x) \Gamma(x)\} + F\{U(x - a) \exp(i k x 2 \varphi)\} \exp(i k a \varphi). \quad (2)$$

Его решением в аналитической форме будет выражение (3):

$$U(x') = A a \operatorname{sinc}(k a (\omega(x') + \varphi) / 2) \cos(k a ((\omega(x') + \varphi) + \varphi) / 2), \quad (3)$$

где  $A = 1 / \sqrt{i \lambda f}$ ,  $\omega(x') = x' / f$  – пространственная частота,  $f$  – фокусное расстояние цилиндрической линзы.

Так как постоянная добавка к пространственной частоте  $\varphi$  приводит только к линейному смещению спектра, то (4) можно упростить:

$$U(x') = A a \operatorname{sinc}(k a \omega(x') / 2) \cos(k a (\omega(x') + \varphi) / 2). \quad (4)$$

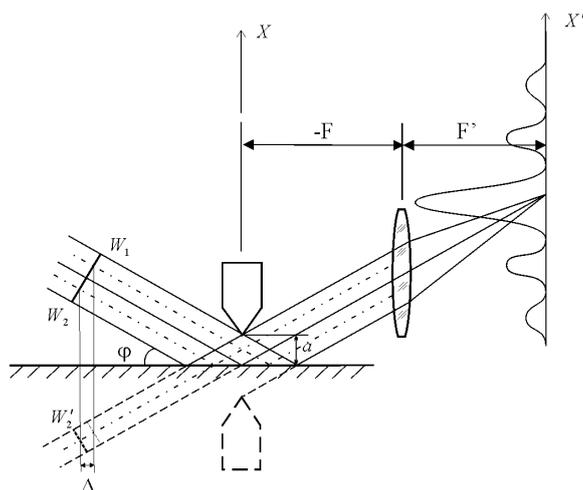


Рис. 1. Схема прохождения лучей через апертуру, образованную краем объекта и отражающей поверхностью

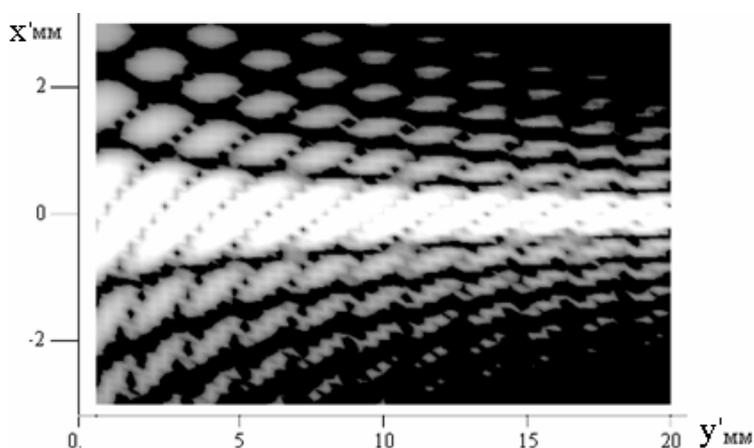


Рис. 2. Дифракционная картина от апертуры с начальной шириной 50 мкм, углом падения света на апертуру 3 градуса и углом между отражающей поверхностью и краем объекта 20 угловых минут

Из работы [5] известно, что выражение (4) описывает дифракционную картину от щелевой апертуры шириной  $2a$  и фазовой ступенькой на ее входе. Высота этой ступеньки определяется выражением  $\delta = k a \varphi$ . Поэтому величина фазовой задержки зависит от ширины апертуры. Тогда при изменении ширины апертуры на  $\Delta a = \lambda / 2 \varphi$  высота ступеньки меняется на  $\pi$ . Это приводит к появлению полосы, пересекающей дифракционную картину. Если ширина апертуры меняется плавно, выражение (4) принимает вид:

$$U(x', y') = A a(y) \operatorname{sinc}(\omega(x) a(y) / 2) \cos(k a(y) (\omega(x') + \varphi) / 2), \quad (5)$$

где  $a(y)$  – функция, описывающая изменение ширины апертуры. На рис. 2 представлена модель дифракционной картины от апертуры, ширина которой меняется по линейному закону  $a(y) = a_0 + \theta y$ .

### Основные результаты

Поперечные полосы можно интерпретировать как муаровые, которые возникли при наложении систем полос, описываемых множителями выражения (5). Для получения уравнения семейства муаровых полос необходимо сначала вывести уравнения се-

мейств полос для каждого из этих множителей. Для этого приравняем их к 0 и, решив их, получим параметрические уравнения:

$$\operatorname{sinc}(k \omega(x') a(y) / 2) = 0, \\ m = \frac{k a(y) \omega(x')}{2 \pi}, \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (6)$$

$$\cos(k a(y) (\omega(x') + \varphi) / 2) = 0, \\ n = \frac{k a(y) \omega(x') - k a(y) \varphi - \pi}{2 \pi}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots. \quad (7)$$

Тогда параметрическое уравнение линий поперечных полос может быть найдено как разность полученных параметрических уравнений (6) и (7)  $p = m - n$ :

$$p = \frac{k a(y) \varphi + \pi}{2 \pi}, \quad p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots. \quad (8)$$

Пусть ширина апертуры меняется по линейному закону  $a(y) = a_0 + \theta y$ . Подставляя его в параметрическое уравнение (8), получим уравнение семейства муаровых полос

$$y = \left( \frac{2 \pi m}{k \omega(x')} - a_0 \right) / \theta.$$

Схема возникновения полос показана на рис. 3. Ширина полос определяется разностью  $S = y(p_2) - y(p_1)$  и в данном случае равна  $S = \lambda / \theta \varphi$ .

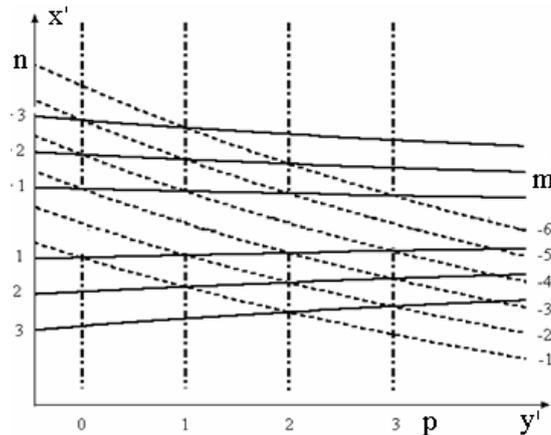


Рис. 3. Схематичное представление образования системы комбинационных (муаровых) полос при наложении систем интерференционных и дифракционных полос

### Заключение

В работе рассчитана дифракционная картина от апертуры, образованной полуплоскостью и отражающей поверхностью. Дано объяснение возникновению в дифракционной картине поперечных полос, получено их параметрическое уравнение, связывающее форму полос с геометрическими параметрами апертуры. Это позволяет говорить о схеме дифракционного контроля с использованием поперечных полос. Учет фазовой информации, содержащейся в спектре от такой апертуры, позволяет сделать схему крайне чувствительной к изменению формы апертуры: чувствительность предложенного метода может достигать 0.01 мкм. Линейная зависимость между фазовой задержкой и шириной апертуры обеспечивает высокую локальность измерений. Подобная схема может быть использована для контроля прямолинейности профиля объектов, анализа вибраций, биений и деформаций.

## Литература

1. Быстров Ю.А., Колгин Е.А., Котлецов Б.Н. Технологический контроль размеров в микроэлектронном производстве. М.: Радио и связь, 1988.
2. Крылов К.И., Прокопенко В.Т., Митрофанов А.С. Применение лазеров в машиностроении и приборостроении. Л.: Машиностроение, 1978.
3. Pryor T.R., Hageniers O.L., North W.P.T. Diffractographic dimensional measurement. Part 1: Displacement measurement. // *Appl. Opt.* Vol. 11. № 2. P. 308–313.
4. Литвиненко О.Н. // Основы радиооптики. Киев: Техника, 1974.
5. Diaz – Uribe R., Jimenez – Hernandez A. Phase measurement for segmented optics with 1D diffraction patterns. // *Optics Express.* Vol. 12, № 7. P. 1192–1204.

# ОЦЕНКА РЕЗУЛЬТАТОВ КОСВЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ФОКУСНЫХ РАССТОЯНИЙ ЛИНЗ

Е.В. Смирнова, Г.В. Егоров

В работе описан алгоритм косвенных измерений фокусных расстояний отдельных линз косвенным методом. В основе алгоритма лежит формула расчета фокусного расстояния отдельной линзы, образованной двумя сферическими поверхностями. Косвенные измерения фокусных расстояний отдельных линз позволяют измерять их величины без применения специального оборудования и установок и отличаются высокой точностью и экономичностью. Для оценки погрешностей измерений фокусных расстояний отдельных линз косвенным методом предлагается метод частных производных, метод приращений и метод статистического суммирования моделей частичных погрешностей этих измерений.

## Введение

Величина фокусного расстояния является одной из основных оптических характеристик систем. Фокусное расстояние любой оптической системы – это расстояние от главной задней точки до заднего фокуса оптической системы [3]. Так как положение главной задней точки установить с достаточной точностью сложно, методы измерения фокусного расстояния являются косвенными. В основном для этого используют оптические скамьи и специальные приборы – фокометры. Среди основных методов определения фокусного расстояния различают: метод увеличения, метод Аббе, метод угловых измерений с использованием гониометра, автоколлимационный метод М.М. Русинова, метод Фабри – Юдина и др. [1, 3].

Косвенным измерением называют такое измерение, «при котором искомое значение величины находят на основании известной зависимости между этой величиной и величинами, подвергаемыми прямым измерениям» [6]. Будем называть такую зависимость формулой косвенных измерений. В данной работе в качестве формулы косвенных измерений используется известная в оптике зависимость для расчета заднего фокусного расстояния отдельной линзы, ограниченной двумя сферическими поверхностями в воздухе,

$$f' = \frac{n \cdot r_1 \cdot r_2}{(n-1) \cdot [n \cdot (r_2 - r_1) + d \cdot (n-1)]}, \quad (1)$$

где  $n$  – показатель преломления стекла линзы;  $r_1$  – радиус кривизны первой поверхности линзы;  $r_2$  – радиус кривизны второй поверхности линзы;  $d$  – толщина линзы по оптической оси. Если в формулу (1) подставить измеренные значения параметров конкретной линзы и провести необходимые вычисления, то получим значение заднего фокусного расстояния конкретной линзы измеренное косвенным методом.

Измерение радиусов кривизны сферических поверхностей линзы проводят методом пробных стекол [1–4], преимуществом которого являются высокая точность, надежность и возможность использования на рабочем месте (в цеховых условиях). Данный метод позволяет получать значения фокусных расстояний линз с достаточно высокой точностью без специальных установок.

Вычисление результатов косвенных измерений и оценка их точности могут быть автоматизированы при помощи современных ПК, оснащенных математическими редакторами (например, MathCAD).

Если в формулу (1) подставить заданные на рабочем чертеже номинальные значения параметров  $n_0$ ,  $r_{10}$ ,  $r_{20}$  и  $d_0$ , и провести необходимые вычисления, получим номинальное значение фокусного расстояния линзы  $f'_0$  измеряемой линзы.

Например, для одиночной линзы со следующими конструктивными параметрами:  $n_0 = 1.5183$ ,  $r_{10} = -50$  мм,  $r_{20} = 400$  мм,  $d_0 = 10$  мм,  $D = 25$  мм,  $\lambda = 0,0005$  мм получим номинальное значение фокусного расстояния  $f'_0 = -85.1048$  мм.

## Результаты «прямых» измерений параметров конкретной линзы и оценка их погрешностей

При проведении косвенных измерений по формуле (1) необходимо измерить действительные значения параметров конкретной линзы  $n$ ,  $r_1$ ,  $r_2$  и  $d$  и провести по формуле (1) необходимые вычисления. Здесь:

- $n$  – действительное значение показателя преломления стекла конкретной линзы, которое указано в паспорте на стекло линзы. Например, действительное значение показателя преломления стекла  $n = 1.5384$ , а практически предельное значение погрешности его измерения  $\delta n_i = 0.00002$ ;
- $d$  – толщина линзы по оптической оси. Пусть действительная толщина линзы по оптической оси  $d$  в результате измерений оказалась равной 10.05, а практически предельная погрешность измерения равна  $\delta d = 0.01$ .

Пусть при контроле конкретной линзы методом пробного стекла найдено число интерференционных колец, определяющее предельное отклонение стрелки кривизны поверхности детали от стрелки кривизны поверхности пробного стекла,  $N_1 = -0.3$ ,  $N_2 = 0.4$ , а практически предельные погрешности измерения этих стрелок равны, соответственно,  $\delta N_1 = 0.1$  и  $\delta N_2 = 0.1$ . Погрешности самих пробных стёкол указаны в их паспортах и равны, соответственно,  $\delta N_{p1} = 0.02$ ,  $\delta N_{p2} = 0.02$ . По величинам погрешностей радиусов сферических поверхностей конкретной линзы  $N_1 = -0.3$  и  $N_2 = 0.4$ , измеренным интерференционным методом и выраженным числом интерференционных колец, рассчитываем погрешности радиусов кривизны линзы  $\Delta r_1$  и  $\Delta r_2$  [5]:

$$\Delta r_1 = \frac{4\lambda N_1 r_{10}^2}{D^2}, \quad \Delta r_2 = \frac{4\lambda N_2 r_{20}^2}{D^2}, \quad \Delta r_1 = -0.002 \text{ мм}, \quad \Delta r_2 = 0.205 \text{ мм}.$$

Величины действительных измеренных радиусов сферических поверхностей конкретной линзы  $r_1$  и  $r_2$  будут равны, соответственно:

$$r_1 = r_{10} + \Delta r_1 = -50 - 0.002 = -50.002 \text{ мм},$$

$$r_2 = r_{20} + \Delta r_2 = 400 + 0.205 = 400.205 \text{ мм}.$$

Фактически измерение радиусов сферических поверхностей линзы  $r_1$  и  $r_2$  было тоже косвенным.

При проведении «прямых» измерений параметров конкретной линзы для косвенного измерения фокусного её расстояния были экспериментально определены следующие параметры измеряемой линзы:  $n = 1.5384$ ,  $d = 10.05$ ,  $r_1 = -50.002$  и  $r_2 = 400.205$ .

Расчет косвенно измеренного значения заднего фокусного расстояния линзы по результатам измерения ее параметрам дал следующий результат:  $f' = -85.0939 \text{ мм}$ .

Абсолютная погрешность косвенного измерения фокусного расстояния линзы

$$\Delta f' = f' - f'_0 = -85.0939 + 85.1048 = 0.0109 \text{ мм},$$

а относительная погрешность косвенного измерения фокусного расстояния линзы

$$\Delta f' = \frac{\Delta f'}{f'_0} \cdot 100\% = \frac{0.0109}{-85.1048} \cdot 100\% = -0.013\%.$$

### Оценка практически предельной погрешности косвенных измерений фокусного расстояния конкретного экземпляра линзы методом частных производных и методом приращений

Проведение расчета погрешностей двумя разными методами позволяет избежать ошибок, которые могут возникнуть при их выполнении.

Будем считать, что практически предельные погрешности «прямых» измерений параметров линзы  $\delta n$ ,  $\delta N_1$ ,  $\delta N_2$ ,  $\delta d$ ,  $\delta N_{p1}$  и  $\delta N_{p2}$  подчиняются нормальному закону рассеивания и равны допуску на погрешности измерения этих параметров линзы. Погрешности измерения  $N_1$  и  $N_2$  состоит из погрешности оценки на глаз долей интерференционных колец, а погрешности пробных стекол указаны в их паспортах.

Для примера рассмотрим случай, когда практически предельные погрешности измерения параметров линзы равны  $\delta n = 0.00002$ ,  $\delta N_1 = 0.1$ ,  $\delta N_2 = 0.1$ ,  $\delta d = 0.01$ ,  $\delta N_{p1} = 0.02$ ,  $\delta N_{p2} = 0.02$ .

Расчет практически предельной частичной погрешности фокусного расстояния линзы от погрешности измерения показателя преломления стекла проведем двумя методами:

- Методом дифференцирования по  $n$  формулы расчета  $f'$  линзы в воздухе

$$\delta f \delta n = \frac{d}{dn_0} \left[ \frac{n_0 \cdot r_{01} \cdot r_{02}}{(n_0 - 1) \cdot [n_0 \cdot (r_{02} - r_{01}) + d_0 \cdot (n_0 - 1)]} \right] \cdot \delta n, \delta f \delta n = 0.0033 \text{ мм.}$$

- Методом приращения:

$$\delta f \delta n_p = \frac{(n_0 + \delta n) \cdot r_{01} \cdot r_{02}}{((n_0 + \delta n) - 1) \cdot [(n_0 + \delta n) \cdot (r_{02} - r_{01}) + d_0 \cdot ((n_0 + \delta n) - 1)]} - f'_0, \delta f \delta n_p = 0.0034 \text{ мм.}$$

Практически предельная частичная погрешности фокусного расстояния линзы от погрешности измерения радиуса кривизны первой поверхности равна

$$\delta r_1 \delta N_1 = \frac{4 \cdot \lambda \cdot r_{01}^2}{D^2} \cdot \delta N_1,$$

тогда для нашего примера получим  $\delta r_1 \delta N_1 = 0.0008$  мм, а частичная погрешность равна

$$\delta f \delta r_1 \delta N_{1p} = \left[ \frac{n_0 \cdot (r_{01} + \delta r_1 \delta N_1) \cdot r_{02}}{(n_0 - 1) \cdot [n_0 \cdot (r_{02} - (r_{01} + \delta r_1 \delta N_1)) + d_0 \cdot (n_0 - 1)]} \right] - f'_0,$$

$$\delta f \delta r_1 \delta N_{1p} = 0.0012 \text{ мм}$$

Аналогично, практически предельная частичная погрешность косвенного измерения фокусного расстояния линзы от погрешности измерения радиуса кривизны второй поверхности равна

$$\delta r_2 \delta N_2 = \frac{4 \cdot \lambda \cdot r_{02}^2}{D^2} \cdot \delta N_2, \delta r_2 \delta N_2 = 0.0512 \text{ мм,}$$

а частичная погрешность косвенного измерения фокусного расстояния равна

$$\delta f \delta r_2 \delta N_{2p} = \left[ \frac{n_0 \cdot (r_{02} + \delta r_2 \delta N_2) \cdot r_{01}}{(n_0 - 1) \cdot [n_0 \cdot ((r_{02} + \delta r_2 \delta N_2) - r_{01}) + d_0 \cdot (n_0 - 1)]} \right] - f'_0,$$

$$\delta f \delta r_2 \delta N_{2p} = -0.0013 \text{ мм.}$$

Практически предельная частичная погрешность фокусного расстояния линзы от погрешности измерения ее толщины вдоль оптической оси равна

$$\delta f \delta d_p = \frac{n_0 \cdot r_{01} \cdot r_{02}}{(n_0 - 1) \cdot [n_0 \cdot (r_{02} - r_{01}) + (d_0 + \delta d) \cdot (n_0 - 1)]} - f'_0, \delta f \delta d_p = 0.0006 \text{ мм.}$$

Рассчитаем погрешность измерения радиуса контролируемой поверхности линзы, обусловленной погрешностью пробного стекла:

Для первой поверхности  $\delta r_1 \delta N_{1p} = \frac{4 \cdot \lambda \cdot r_{01}^2}{D^2} \cdot \delta N_{1p}$ ,  $\delta r_1 \delta N_{1p} = 0.00016$  мм, а частичная погрешность равна

$$\delta f \delta r_1 \delta N_{1p} = \frac{d}{dr_{01}} \left[ \frac{n_0 \cdot r_{01} \cdot r_{02}}{(n_0 - 1) \cdot [n_0 \cdot (r_{02} - r_{01}) + d_0 \cdot (n_0 - 1)]} \right] \cdot \delta r_1 \delta N_{1p}, \delta f \delta r_1 \delta N_{1p} = 0.00024 \text{ мм.}$$

Для второй поверхности  $\delta r_2 \delta N_{2p} = \frac{4 \cdot \lambda \cdot r_{02}^2}{D^2} \cdot \delta N_{2p}$ ,  $\delta r_2 \delta N_{2p} = 0.0102 \text{ мм}$ , а частичная погрешность равна

$$\delta f \delta r_2 \delta N_{2p} = \frac{d}{dr_{02}} \left[ \frac{n_0 \cdot r_{01} \cdot r_{02}}{(n_0 - 1) \cdot [n_0 \cdot (r_{02} - r_{01}) + d_0 \cdot (n_0 - 1)]} \right] \cdot \delta r_2 \delta N_{2p}, \delta f \delta r_2 \delta N_{2p} = -0.00026 \text{ мм.}$$

Расчет суммарной погрешности косвенного измерения фокусного расстояния линзы проводим геометрическим методом:

$$\delta f'_{sg} = \sqrt{\delta f \delta n^2 + \delta f \delta r_1 \delta N_1^2 + \delta f \delta r_2 \delta N_2^2 + \delta f \delta d^2 + \delta f \delta r_1 \delta N_{1p}^2 + \delta f \delta r_2 \delta N_{2p}^2},$$

$$\delta f'_{sg} = 0.00381 \text{ мм.}$$

Практически предельное значение фокусного расстояния линзы.

$$f'_p = \frac{(n_0 + \delta n) \cdot (r_{01} + \delta r_1 \delta N_1) \cdot (r_{02} + \delta r_2 \delta N_2)}{((n_0 + \delta n) - 1) \cdot [(n_0 + \delta n) \cdot ((r_{02} + \delta r_2 \delta N_2) - (r_{01} + \delta r_1 \delta N_1)) + (d_0 + \delta d) \cdot ((n_0 + \delta n) - 1)]},$$

$$f'_p = -85.101 \text{ мм.}$$

Погрешности косвенного измерения фокусного расстояния линзы.

$$f'_0 = -85.1048 \text{ мм}, f' = -85.0939 \text{ мм}, \delta f' = 0.0109 \text{ мм}, \delta f' = -0.0129 \text{ мм.}$$

### Оценка погрешности косвенного измерения фокусного расстояния линзы при помощи метода статистического суммирования моделей частичных погрешностей «прямых» измерений параметров линзы

Сначала при помощи функций MathCAD моделируются массивы (выборки) погрешностей измерений параметров линзы с заданными в технической документации параметрами из  $N$  данных. Затем для каждого блока из четырех значений погрешностей, смоделированных параметров при помощи формулы

$$\Delta f'_p = \frac{(n_0 + \Delta n) \cdot (r_{01} + \Delta r_1 \Delta N_1) \cdot (r_{02} + \Delta r_2 \Delta N_2)}{((n_0 + \Delta n) - 1) \cdot [(n_0 + \Delta n) \cdot ((r_{02} + \Delta r_2 \Delta N_2) - (r_{01} + \Delta r_1 \Delta N_1)) + (d_0 + \Delta d) \cdot ((n_0 + \Delta n) - 1)]}$$

вычисляется фокусное расстояние с возможной погрешностью измерения. После моделирования массива погрешностей фокусных расстояний линз, измеренных косвенным методом, проводится его статистическая обработка, и строятся гистограммы погрешностей.

Проведем статистическую обработку полученных значений погрешностей для разных случаев распределения погрешностей измерения.

- Погрешности измерения параметров линзы подчиняются **закону Гаусса** (рис. 1). Число обрабатываемых данных  $N=1000$ .

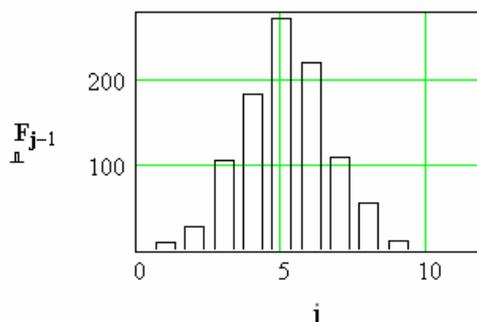


Рис. 1. Результаты статистической обработки для закона Гаусса

Среднее значение  $Mx = -88.434$  мм.

Оценка СКО  $\sigma_x = 0.00127$

$$\delta f' = 3 \cdot \sigma_x = 0.0038$$

$$\Delta f' = \frac{\delta f'}{Mx} \cdot 100\% = -0.0043\%$$

$$\Delta f' = Mx - f'_0 = -3.329 \text{ мм}$$

$$\Delta f' = \frac{\delta f'}{f'_0} \cdot 100\% = 3.912\%$$

- Погрешности измерения параметров линзы подчиняются **закону равной вероятности**.  
Число обрабатываемых данных  $N=1000$ .

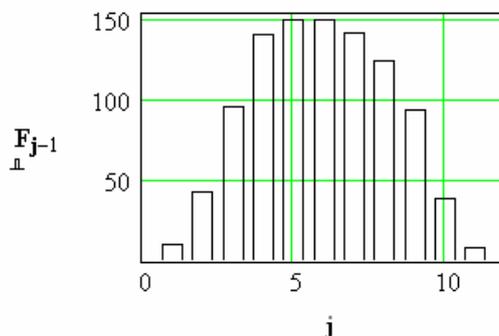


Рис. 2. Результаты статистической обработки для закона равной вероятности

Среднее значение  $Mx = -88.434$  мм.

$$\Delta f' = \frac{\delta f'}{Mx} \cdot 100\% = -0.00729$$

Оценка СКО  $\sigma_x = 0.00215$

$$\delta f' = 3 \cdot \sigma_x = 0.00644\%$$

### Косвенные измерения линз с плоскими поверхностями и оценка погрешностей их результатов

Расчет проводится для линзы с параметрами:  $n_0 = 1.5183$ ,  $r_{01} = -50$  мм,  $r_{02} = \infty$  мм,  $d_0 = 10$  мм,  $D = 25$  мм,  $\lambda = 0,0005$  мм,  $N_2 = 0.4$ . Эскизы линз приведены на рис. 3.

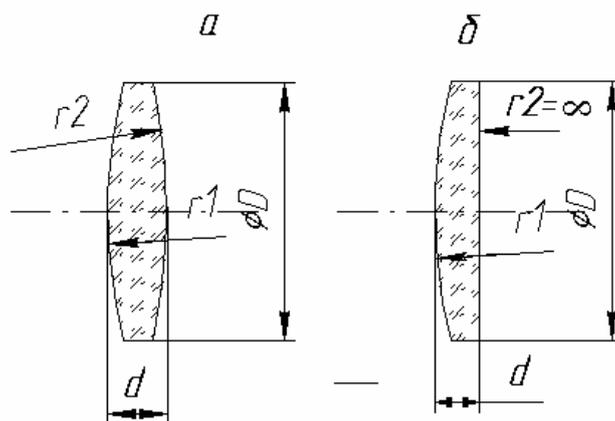


Рис. 3. Эскизы линз: а – двояко-сферическая; б – сферически- плоская

Расчет заднего фокусного расстояния сферически-плоских и плоско-сферических линз в геометрической оптике проводится по следующим формулам:

$$f' = \frac{-r_1}{(n-1)}; f' = \frac{r_2}{(n-1)}.$$

Номинальное фокусное расстояние линзы равно

$$f'_0 = \frac{r_{01}}{(n_0 - 1)} = -96.469 \text{ мм}.$$

Радиус кривизны плоской поверхности линзы равен

$$r_2 = \frac{D^2}{4 \cdot \lambda \cdot N_2} = 781250 \text{ мм}.$$

Фокусное расстояние линзы с учетом радиуса кривизны плоской поверхности равно

$$f'_{N_2} = \frac{n_0 \cdot r_{01} \cdot r_2}{(n_0 - 1) \cdot [n_0 \cdot (r_2 - r_{01}) + d_0 \cdot (n_0 - 1)]} = -96.4626 \text{ мм}.$$

Отклонение от номинального значения составляет  $\Delta f'_{N_2} = f'_{N_2} - f'_0 = 0.0066 \text{ мм}$ .

### Выводы

1. Предложена и опробована методика и программы косвенных измерений фокусных расстояний линз с использованием результатов, полученных по методу пробного стекла:
  - Предложен алгоритм косвенного измерения фокусного расстояния линз как со сферическими, так и плоскими поверхностями.
  - Предложен алгоритм косвенного измерения фокусного расстояния для положительных и отрицательных линз.
2. Выполнена оценка погрешности таких измерений фокусного расстояния линзы.
3. Разработан алгоритм оценки фокусных расстояний для партии линз, изготовленных по одному чертежу.
4. Показана важность указания на чертеже длины волны интерференционного контроля линз.
5. Предлагаемый метод отличается точностью и не требует использования специальных оптических приборов.

### Литература

1. Афанасьев В.А. Оптические измерения. М.: Высшая школа, 1981. 229с.
2. ГОСТ 2786-76. Пробные стекла для проверки радиусов сферических поверхностей оптических деталей интерференционным методом.
3. ГСИ. ГОСТ 16263-70. Метрология. Термины и определения. 54 с.
4. ЕСКД. ГОСТ 2.412-81. Правила выполнения чертежей и схем оптических изделий. 15 с.
5. Креопалова Г.В., Лазарева Н.Л., Пуряев Д.Т. М.: Машиностроение, 1987. 264 с. С. 155–162.
6. Кулагин В.В. Основы конструирования оптических приборов. Л.: Машиностроение, 1982. 312 с. С. 153–189.
7. Латыев С. М. Компенсация погрешностей в оптических приборах. Л.: Машиностроение, 1985. 248 с. С. 113–115.
8. Сакин И.Л. Инженерная оптика. Л.: Машиностроение, 1976. 288с. С. 38–41.
9. Справочник конструктора оптико-механических приборов. М.: Машиностроение, 1980. 742 с.
10. Новицкий П.В., Зограф И.А. Оценка погрешностей результатов измерений. Л.: Энергоатомиздат, 1991. 304 с. С. 117–139.

# ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЦИФРОВЫХ МИКРОСКОПОВ

А.Г. Егоров, С.М. Латыев

В работе рассмотрены основные вопросы проектирования цифровых камер микроскопов. Предложена методика расчета осевого размера цифровой камеры, основанная на методе статистических испытаний. Определены требования к сборке цифровой камеры и показан процесс ее осуществления на конкретном примере. Изложен алгоритм измерения цены пикселя изображения, получаемого при помощи камеры.

## Введение

В состав устройств для идентификации эпидурального пространства пациентов цифровых микроскопов и устройств наведения зондовых сканирующих микроскопов входят цифровые камеры (ЦК). С их помощью исследуемое пространство предметов преобразуется в цифровой сигнал, удобный для передачи, обработки, хранения и визуализации на экране дисплея устройства. При проектировании такого рода устройств необходимо решать целый ряд вопросов, а именно:

- определение требуемого пространства для размещения ЦК;
- выбор необходимого числа и вида юстировочных устройств в составе ЦК;
- разработка схем и методик выполнения юстировочных операций и расчет требований к их выполнению;
- экспериментальное определение цены пикселя изображения на экране дисплея.

Ключевым элементом информативной цепи цифрового микроскопа является цифровая камера, состоящая из замкнутого объема пространства, по одну сторону которого, расположен объектив камеры, а по другую - ПЗС-матрица.

## Оценка требуемого расстояния между предметом и плоскостью светочувствительной площадки ПЗС-матрицы проектируемой ЦК

При проектировании ЦК очень часто возникают задачи их размещения в заранее заданном ограниченном пространстве. Для успешного решения этих задач необходимо уметь учитывать влияние погрешностей ЦК на их осевые размеры.

Так, для оценки требуемого расстояния между предметом и плоскостью светочувствительной площадки ПЗС-матрицы необходимо знать конструкторские параметры используемого в ЦК объектива, допустимую погрешность его фокусного расстояния, требуемое линейное увеличение и допустимую погрешность установки этого увеличения при сборке камеры.

На рис. 1 показаны конструкторские параметры объектива камеры, необходимые для оценки расстояния между предметом и плоскостью светочувствительной площадки ПЗС-матрицы. Здесь  $F$  – передний фокус объектива;  $F'$  – задний фокус объектива;  $FF'$  – осевое расстояние между  $F$  и  $F'$ ;  $L$  – осевой габаритный размер объектива;  $Lf$  – расстояние от переднего фокуса до передней поверхности объектива;  $Lf'$  – расстояние от заднего фокуса до задней поверхности объектива.

Расстояния между предметом и изображением  $L$  объектива в зависимости от линейного увеличения объектива цифрового микроскопа  $V$  рассчитаем при помощи следующей формулы:

$$L(V) = \frac{f'}{V} + FF' + f' \cdot V,$$

где  $f'$  – фокусное расстояние объектива цифрового микроскопа,  $V$  – линейное увеличение этого объектива,  $FF'$  – расстояние между передним и задним фокусами объектива;  $L$  – расстояние между предметом и изображением объектива. На рис. 2 изображена эта зависимость при  $f' = 4,6$  мм и  $FF' = 11,3$  мм.

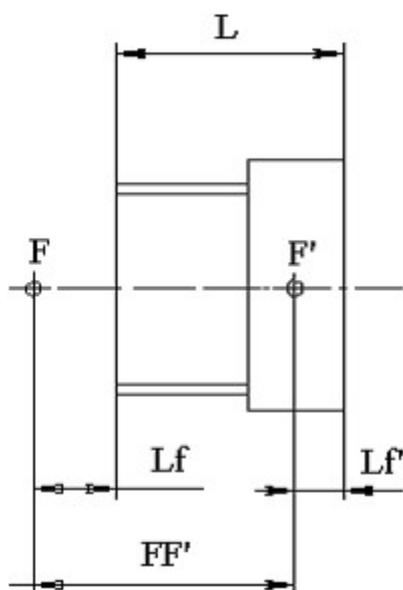


Рис. 1. Эскиз конструкции объектива от WEB-камеры и его конструкторские параметры

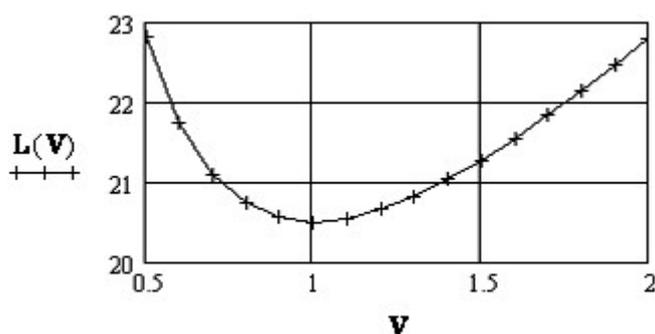


Рис. 2. График зависимости расстояния между предметом и изображением, создаваемым объективом цифровой камеры

Из графика видно, что при изменениях линейного увеличения около единицы габаритный размер устройства практически не меняется, а при изменениях линейного увеличения от 0,5 до 2 он изменяется на 2,3 мм или на 11,2 % относительно габаритного размера при  $V = 1$ .

Для решения вопроса о расстоянии между предметом и его изображением при наличии погрешностей изготовления параметров объектива и регулировки его линейного увеличения применим метод статистических испытаний. Сначала смоделируем статистическую выборку погрешностей расстояния  $\Delta Lk$  между предметом и изображением, создаваемого объективом цифровой камеры, и найдем ее оценки. Для этого воспользуемся математической моделью этой погрешности:

$$\Delta Lk_i = \frac{f'_0 + \Delta f'_i}{V_0 + \Delta V_i} + (FF'_0 + \Delta FF'_i) + (f'_0 + \Delta f'_i) \cdot (V_0 + \Delta V_i) - L_0,$$

где  $\Delta f'$  – погрешность фокусного расстояния объектива;  $\Delta V$  – погрешность линейного увеличения объектива;  $\Delta FF'$  – погрешность расстояния между передним и задним фокусами объектива;  $L_0$  – номинальное расстояние между предметом и изображением, создаваемое объективом цифровой камеры.

Для примера рассчитаем статистические характеристики для расстояния  $\Delta Lk$ , исходя из следующих данных:

- рассеивание погрешностей подчиняется нормальному закону;
- математическое ожидание погрешностей равно 0;

- практически предельные отклонения погрешностей равны:  $\delta f' = 5\%$ ,  $\delta V = 5\%$ ,  $\delta FF' = 5\%$ ;
- размер выборки  $N = 500$ .

Расчет дал следующие результаты:

- среднее квадратическое отклонение  $\sigma \Delta Lk = 0,274$  мм;
- практически предельное отклонение  $\delta \Delta Lk = 0,821$  мм.

Если, при прочих равных условиях считать, что погрешности подчиняются закону равной вероятности, то получим следующие результаты:

- среднее квадратическое отклонение  $\sigma \Delta Lk = 0,507$  мм;
- практически предельное отклонение  $\delta \Delta Lk = 1,521$  мм.

### Вариант конструкции цифровой камеры и требования к ее юстировке

На рис. 3 представлен эскиз варианта конструкции цифровой камеры. Объектив камеры 2 соединяется с корпусом камеры 1 при помощи резьбового соединения со стопорящим кольцом 3. ПЗСМ-матрица 4 смонтирована на печатной плате 5, соединенной при помощи винтов 6 и монтажных втулок 7 с пластиной 8. Пластина 8 при помощи винтов 10 соединена с поперечным угольником 9, который в свою очередь при помощи винтов 11 соединен с продольным угольником 12. Продольный угольник 12 при помощи винтов 13 соединен с корпусом камеры 1, закрытым светозащитным кожухом 14.

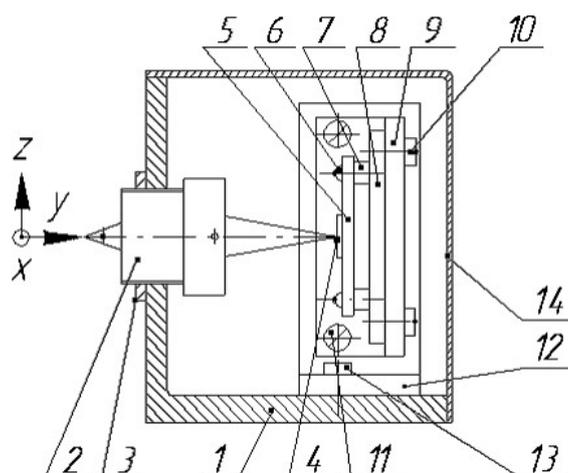


Рис. 3. Эскиз конструкции цифровой камеры: 1 – корпус цифровой камеры; 2 – объектив цифровой камеры; 3 – стопорное кольцо; 4 – ПЗС-матрица; 5 – печатная плата; 6 и 7 – винты и монтажные втулки; 8 – пластина; 9 – поперечный угольник; 10 и 11 – винты; 12 – продольный угольник; 13 – винты; 14 – светозащитный кожух

В идеальном устройстве цифровой камеры расположение светочувствительной площадки ПЗС-матрицы 6 и объектива 2 цифровой камеры определяется следующими параметрами.

1. Светочувствительная площадка ПЗС-матрицы 6 располагается перпендикулярно оптической оси объектива цифровой камеры 2 и определяется параметрами  $f_x$  и  $f_z$ .
2. Центр светочувствительной площадки ПЗС-матрицы располагается на оптической оси объектива цифровой камеры и определяется параметрами  $S_x$  и  $S_z$ .
3. Центр светочувствительной площадки ПЗС-матрицы совмещен с плоскостью изображения объектива цифровой камеры и определяется параметром  $S_y$ .
4. Границы светочувствительной площадки ПЗС-матрицы параллельны прямоугольным границам наблюдаемого предмета и определяются параметром  $f_u$ .

Разработчику конструкции цифровой камеры, как правило, неизвестны параметры конструкции печатной платы 6 с ПЗС-матрицей 4. Поэтому ему необходимо предусмотреть в конструкции цифровой камеры все необходимые юстировочные подвижки.

Видно, что положение светочувствительной площадки ПЗС-матрицы относительно объектива цифровой камеры определяется шестью параметрами. При их отсутствии требуется технологическими методами ввести в конструкцию микроскопа шесть юстировочных устройств. Для упрощения конструкции юстировочные устройства желательно распределить между несущими устройствами объектива цифровой камеры и ПЗС-матрицы.

Для угловой центрировки ПЗС-матрицы цифровой камеры, эскиз варианта конструкции которой изображен на рис. 3, используются угловые повороты  $\varphi_x$  и  $\varphi_z$  двух взаимно перпендикулярных плоскостных в соединениях несущих угольников – поперечного 9 и продольного 12. Величина юстировочных подвижек определяется величиной зазоров между угольниками 9 и 12 и крепежными винтами 10 и 11. Подвижки осуществляются либо от руки, либо за счет микроударов.

Для линейной центрировки ПЗС-матрицы цифровой камеры используются линейные смещения  $S_x$  и  $S_z$  в плоскостном соединении пластины 8 с поперечным угольником 9. Кроме того, в этом соединении осуществляется угловой поворот  $\varphi_y$  ПЗС-матрицы. Эти три юстировочные подвижки являются взаимозависимыми, так как приводят к упрощению конструкции камеры и вполне допустимы из-за не очень высоких требований к юстировке по этим параметрам.

Фокусировочная подвижка  $S_y$  объектива цифровой камеры 2 осуществляется за счет его резьбового соединения с корпусом камеры 1.

Для расчета точности выполнения юстировочных операций сначала необходимо определить дифракционную глубины резкости изображения  $Td'$ , даваемого объективом цифровой камеры [1–3],

$$Td' = \frac{\lambda}{2 \cdot \sigma' a^2},$$

где  $\lambda$  – длина волны света;  $\sigma' a$  – задний апертурный угол объектива камеры.

Для примера будем считать, что объектив камеры имеет следующие параметры:

- фокусное расстояние  $f' = 4,6$  мм;
- линейный шаг между пикселями  $h = 0,005$  мм;
- выходной световой диаметр объектива камеры  $D_0 = 2$  мм;
- линейное увеличение объектива камеры  $V = 2\times$ ;
- ширина и высота матрицы  $H \times V = 640 \times 480$  пиксель;
- длина волны света  $\lambda = 0,0005$  мм.

Задний апертурный угол объектива камеры рассчитаем по формуле

$$\alpha d = \frac{Td'}{D} \cdot 3440.$$

В нашем случае  $\sigma' a = 0,11$ ,  $Td' = 0,025$  мм.

Диагональ ПЗС-матрицы  $Dm$  рассчитаем по формуле

$$Dm = h \cdot \sqrt{H^2 + V^2}$$

и получим  $Dm = 4$  мм.

Величину перекося матрицы в пределах дифракционной глубины резкости изображения определим по формуле

$$\Delta\phi = \frac{2Td'}{Dm} \cdot 3440,$$

где  $\Delta\phi = 43$  угл. мин.

При линейных измерениях с помощью цифровой камеры повороты  $\phi_y$  ПЗС-матрицы относительно выбранной измерительной системы координат, связанной с областью предметов, приводят к косинусным погрешностям [4]. Погрешность линейных измерений вычисляется по формуле

$$\Delta y \Delta \phi_y = \frac{y}{2} \cdot \left( \frac{\Delta \phi_y}{3440} \right)^2.$$

Таким образом, к юстировке цифровой камеры предъявляются требования:

- допуск на перпендикулярность матрицы оптической оси объектива (параметры  $\phi_x$  и  $\phi_z$ )  $\pm 43$  угл. мин.;
- допуск на центрировку светочувствительной площадки ПЗС-матрицы (параметры  $S_x$  и  $S_z$ )  $\pm 0,02$  мм;
- допуск на фокусировку объектива цифровой камеры (параметр  $S_y$ )  $\pm 0,02$  мм;
- допуск на перекося ПЗС-матрицы оптической оси объектива (параметр  $\phi_y$ )  $\pm 60$  угл.мин.

### Юстировка цифровой камеры и измерение цены пикселя цифрового изображения микроскопа

Выполнение юстировки цифровой камеры предложенной конструкции целесообразно проводить в следующем порядке:

- провести угловую центрировку ПЗС-матрицы по параметрам  $\phi_x$  и  $\phi_z$ ;
- провести линейную центрировку  $S_x$  и  $S_z$  и угловую центрировки  $\phi_y$  ПЗС-матрицы;
- осуществить фокусировку  $S_y$  объектива цифровой камеры.

На рис. 4. приведена автоколлимационная схема угловой центрировки по параметрам  $\phi_x$  и  $\phi_z$  ПЗС-матрицы цифровой камеры. Сначала, используя торец объектива камеры 4 и плоскопараллельное зеркало 5, устанавливают автоколлиматор 2 в «нулевое положение». Затем, сняв зеркало и объектив, получают автоколлимационное изображение от защитного стекла ПЗС-матрицы 6. Потом, отпустив винты крепления поперечного угольника 7 и винты крепления продольного угольника 9, поворачивают продольный и поперечный угольники, добиваясь допустимой перпендикулярности светочувствительной площадки матрицы оси объектива.

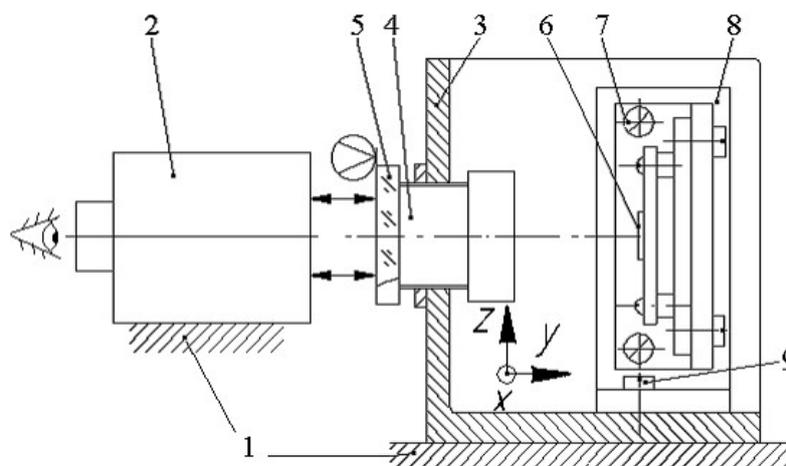


Рис. 4. Схема угловой центрировки  $\phi_x$  и  $\phi_z$  ПЗС-матрицы цифровой камеры: 1 – юстировочная плита; 2 – автоколлиматор; 3 – корпус цифровой камеры; 4 – объектив камеры; 5 – плоскопараллельное плоское зеркало; 6 – ПЗС-матрица; 7 – винты крепления поперечного угольника, несущего ПЗС-матрицу; 8 – продольный угольник несущего устройства ПЗС-матрицы; 9 – винты крепления продольного угольника

При этом считается, что погрешность перпендикулярности торца объектива мала, а зазор в винтовом соединении объектива с корпусом выбран при помощи контргайки.

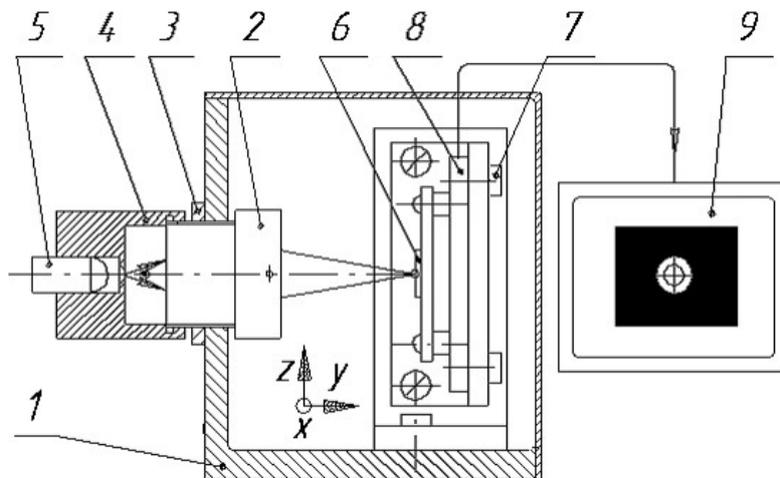


Рис. 5. Схема линейной центровки  $S_x$  и  $S_z$  и угловой центровки  $\phi_u$  ПЗС-матрицы: 1 – корпус камеры; 2 – объектив; 3 – резьбовое кольцо; 4 – центрировочная оправка с отверстием; 5 – светодиод; 6 – ПЗС-матрица; 7 – винты для крепления пластины 8; 8 – пластина, несущая электронику с ПЗС-матрицей; 9 – дисплей, отображающий изображение с ПЗС-матрицы 6.

На рис. 5 изображена схема линейной центровки по параметрам  $S_x$  и  $S_z$  и угловой центровки по параметру  $\phi_u$  ПЗС-матрицы при помощи центрировочной оправки с отверстием 4. Отверстие оправки подсвечивается при помощи светодиода 5 и проектируется объективом 2 на светочувствительную площадку ПЗС-матрицы 6. Отпустив винты 7, крепящие пластину 8, несущую электронику с ПЗС-матрицей, и наблюдая за изображением отверстия оправки на экране монитора 9, сборщик, перемещая от руки пластину 8, выводит центр изображения отверстия оправки на центр кадра изображения с точностью до  $\pm 1$  мм ( $\pm 4$  пикселя).

Отверстие в оправке центрировано относительно оси, образованной торцом и резьбой оправки, а зазор в резьбе в соединения объектива 2 с корпусом камеры 1 выбран при помощи резьбового кольца 3.

Для линейной центровки  $S_x$  и  $S_z$  и угловой центровки  $\phi_u$  ПЗС-матрицы сфокусируем объектив камеры на отверстии центрировочной оправки. Наблюдая за изображением этого отверстия на экране монитора, установим его в центре изображения поля ПЗС-матрицы. Для этого слегка отпустим винты 7 для крепления пластины 8, несущей электронику с ПЗС-матрицей. Перемещения пластины 8 осуществляем либо рукой, либо постукиванием с точностью до  $\pm 1$  мм на экране дисплея.

Для проведения измерений линейных размеров наблюдаемых предметов при помощи цифрового микроскопа необходимо, прежде всего, определить шаг между пикселями цифрового изображения, даваемого микроскопом. Этот шаг определим при помощи раstra с заранее известными параметрами.

Черно-белое полутоновое представление растрового изображения, приведенное на рис. 6, может быть записано в памяти ЭВМ в виде числовой матрицы, состоящей из 640 строк и 480 столбцов. Каждый элемент в этой матрице соответствует одному пикселю растрового изображения. Числовое значение элемента матрицы определяет оттенок соответствующего пикселя серого изображения и является целым числом между 0 (черный) и 255 (белый) [5].

$$H_p = 1000 \cdot \frac{H_r}{(b-a)}, \text{ мкм/пиксель.}$$

При  $H_r = 1/9$  мм/шаг  $H_p = 3,9$  мкм/пиксель.

На рис. 7 представлена матрица с записью фрагмента черно-белого полутонового растрового изображения раstra размером  $10 \times 10$  пикселей.

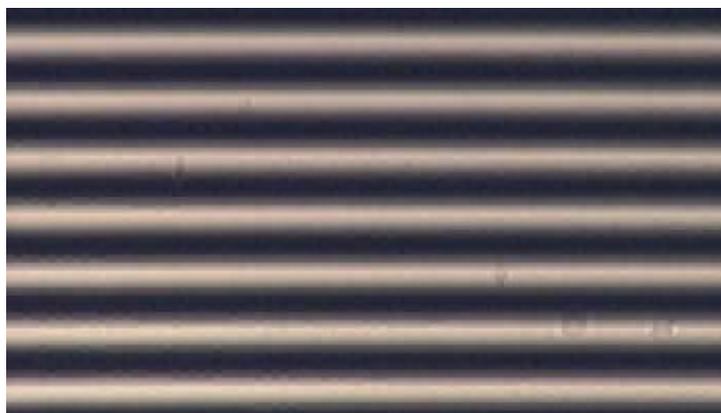


Рис. 6. Изображение раstra 9 штрих/мм, полученное на цифровом микроскопе с ПЗСМ 640 x 480 пикселей

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	116	116	116	116	119	119	119	119	114	114
1	96	96	96	96	89	89	89	89	94	94
2	82	82	82	82	68	68	68	68	80	80
3	50	50	50	50	50	50	50	50	54	52
4	46	46	46	46	46	46	46	46	43	41
5	41	41	41	41	41	41	41	41	40	39
6	37	37	37	37	37	37	37	37	48	46
7	36	38	40	41	41	41	41	41	44	44
8	36	38	40	41	41	41	41	41	43	43
9	36	38	40	41	41	41	41	41	40	40

Рис. 7. Пример матрицы с записью фрагмента черно-белого полутонового растрового изображения размером  $10 \times 10$  пикселей

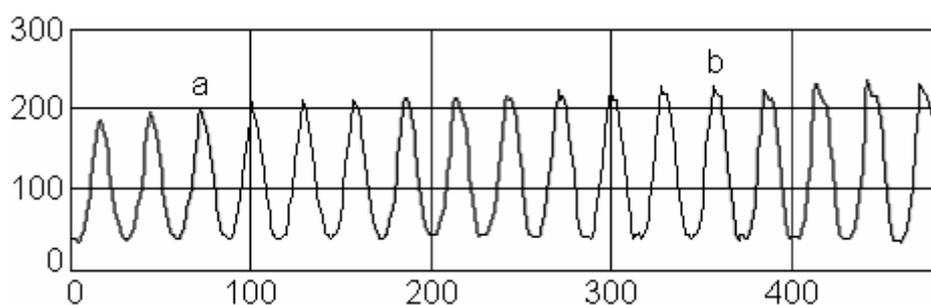


Рис. 8. График интенсивности черно-белого полутонового представления растрового изображения столбца цифрового изображения раstra в зависимости от номера пикселя ( $a = 72$  и  $b = 356$  номер пикселей)

## Заключение

Рассмотрены основные вопросы проектирования цифровых камер микроскопов. Предложена методика расчета осевого размера цифровой камеры. Определены требования к сборке цифровой камеры, показан процесс ее осуществления на конкретном примере. Изложен алгоритм измерения цены пикселя изображения, получаемого при помощи камеры.

## Литература

1. Погарев Г.В. О чувствительности поперечных и продольных установок, выполняемых с помощью отсчетных труб и микроскопов. / Под ред. проф. А.Н. Захарьевского. Л.: ЛИТМО, 1963. 32 с.
2. Погарев Г.В. Юстировка оптических приборов. Л.: Машиностроение, 1982. 237 с. С. 56–62.
3. Латыев С.М. Компенсация погрешностей в оптических приборах. Л.: Машиностроение, 1985. 248 с. С. 115–118.
4. Кулагин В.В. Основы конструирования оптических приборов. Л.: Машиностроение, 1981. 312 с. С. 218–219.
5. MATHCAD 6.0 PLUS. Финансовые, инженерные и научные расчеты в среде Windows 95. М.: Информационно-издательский дом «Филинь», 1997. 712 с.

# ОЦЕНКА КЛИНОВИДНОСТИ РАЗВЕРТКИ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ ПРИЗМЫ

А.М. Бурбаев, Г.В. Егоров, А.П. Смирнов

Предложен новый подход к анализу клиновидности развертки отражательной призмы, в основе которого лежит компьютерное моделирование процесса прохождения пучка лучей через призму, имеющую технологические погрешности изготовления. Приводится текст программы, реализующей указанную процедуру в среде MathCAD.

## Введение

В процессе проектирования оптических приборов, содержащих отражательные призмы, приходится решать самые разнообразные задачи, связанные как с общим функционированием оптической системы, так и с обеспечением надлежащей точности функционирования, а также качества изображения.

Известно, что погрешности углов призм вызывают клиновидность плоскопараллельной пластины, в которую призма разворачивается. Это приводит к отклонению вышедшего из призмы луча от расчетного его направления (отклонение линии визирования), а также к появлению таких дефектов, как кома, астигматизм, поперечный хроматизм и дисторсия [1–5].

На этапе конструирования, при выполнении чертежа той или иной призмы, разработке элементов ее базирования (крепления) и юстировки приходится, в частности, рассчитывать ее габариты, устанавливать допуски на углы призмы в плоскости главного сечения, а также пирамидальность. При этом используют такие методы анализа и расчета, как графоаналитический метод развертки, метод приведения сложных зеркально-призменных систем к простейшим зеркальным эквивалентам, метод сферической тригонометрии, векторно-матричный и другие [6–12]. Разные по сложности и достаточно трудоемкие, эти методы к тому же не являются универсальными с точки зрения получения проектировщиком всего объема необходимой информации. В этой связи метод компьютерного моделирования открывает перед разработчиком дополнительные возможности.

## Основные результаты

Для оценки клиновидности и пирамидальности отражательной призмы воспользуемся методом моделирования. Процесс прохождения пучка лучей через призму включает циклическую последовательность двух физических процедур: встречу луча с плоскостью грани призмы и акт преломления или отражения.

Пусть  $L = (p, q, m)$  – оптический вектор луча из пучка лучей, проходящего через призму,  $X_0 = (x_0, y_0, z_0)$  – декартовы координаты точки старта луча (реальной или мнимой),  $N = (N_x, N_y, N_z)$  – орт нормали к плоскости грани, на которую этот луч падает,  $n$  – показатель преломления призмы. Декартовы координаты точки встречи луча с плоскостью грани найдутся из очевидного векторного равенства

$$X_1 = X_0 + \frac{(N, (X_1 - X_0))}{(N, L)} \cdot L. \quad (1)$$

Оптический вектор преломленного в точке  $X_1$  луча определяется из векторного соотношения

$$L' = L - \left[ \gamma - \text{sign}(n'\gamma) \sqrt{\gamma^2 + n'^2 - n^2} \right] N, \quad \gamma = (N, L), \quad (2)$$

где  $n$  и  $n'$  – показатели преломления, соответственно, в пространствах предмета и изображения (в случае отражения  $n'=-n$ ), функция  $\text{sign}(x)$  возвращает знак ее аргумента, она равна 1, если  $x>0$ , и равна -1, если  $x<0$ .

Нахождение координат орта нормали к граням призмы с учетом погрешностей удобно проводить с использованием элементарных поворотов координатной системы относительно координатных осей. В правой декартовой системе координат OXYZ поворот относительно координатной оси, напомним, считается положительным, если при наблюдении с вершины оси он совершается против часовой стрелки. Например, поворот относительно оси OX от оси OY к оси OZ – положителен. Матрица поворота

$$M_x(\alpha) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ 0 & -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Заметим, что ось поворота отмечена единицей на главной диагонали и нулями по первой строке и первому столбцу, остальные элементы главной диагонали равны  $\cos(\alpha)$ , а остальные элементы – это  $\sin(\alpha)$ . В строке, соответствующей координатной оси, по направлению к которой совершается поворот, у функции  $\sin$  появляется знак минус. Это мнемоническое правило действует и при составлении двух других матриц элементарных поворотов относительно координатных осей OY и OZ:

$$M_y(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & 0 & -\sin(\alpha) \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin(\alpha) & 0 & \cos(\alpha) \end{pmatrix}, \quad M_z(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) & 0 \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3a)$$

Для примера рассмотрим определение ортов направлений нормалей к граням пентапризмы, имеющей погрешности клиновидности, вращающейся относительно оси, нормальной к входной грани призмы (рис. 1)

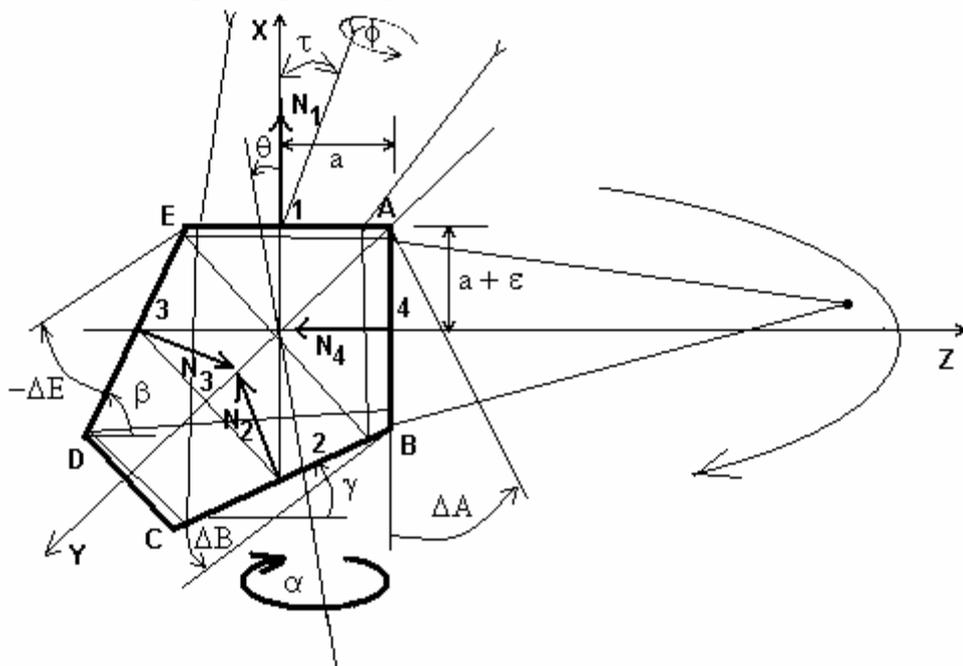


Рис.1. К определению координат ортов нормалей к граням пентапризмы

Декартову систему координат выберем таким образом, что ось OX перпендикулярна входной грани AE (рис. 1). В этом случае главный луч пучка лучей, падающего на призму, составляет угол  $\tau$  с осью OX. В начальном положении призмы главный луч лежит в главном сечении призмы (плоскости рисунка). Ось вращения призмы наклонена относительно координатной оси OX на угол  $\theta$  и проходит через начало координат.

Погрешности углов призмы моделируются поворотами граней относительно осей, параллельных оси OY, на углы  $\Delta A$ ,  $\Delta B$  и  $\Delta E$ . Пирамидальности моделируются поворотом граней относительно осей, лежащих на пересечении соответствующих граней с главной плоскостью. Положительное направление углов на рисунке указано стрелками.

С помощью матриц элементарных поворотов (3) матрица поворота призмы на угол  $\alpha$  вокруг оси, имеющей наклон на угол  $\theta$  в главной плоскости OXZ, запишется как

$$M(\alpha) = M_Y(-\theta)M_X(\alpha)M_Y(\theta). \quad (4)$$

Для составления матрицы (4) система приводится путем элементарных вспомогательных поворотов в положение, в котором ось вращения совпадает с одной из координатных осей. После этого совершается необходимый поворот, рабочий или вследствие погрешностей положения, и далее происходит компенсация вспомогательного поворота. Этот же принцип сохраняется и при выводе выражений для проекций ортов нормалей граней реальной призмы, имеющей погрешности клиновидности и пирамидальности.

На рис.1 приведена глобальная система координат, связанная с идеальной призмой. Для вывода выражения для координат нормали  $N_4$  свяжем ось OZ локальной системы координат (на рисунке не показана) с этой нормалью так, что нормаль и ось аппликат имеют противоположные направления. В этом случае путем элементарных поворотов приводим локальную систему к глобальной и получаем необходимое выражение для координат нормали в глобальной системе координат:

$$N_4 = M_Y(-\Delta A)M_X(-\pi_{AB}) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin(\Delta A) \cos(\pi_{AB}) \\ \sin(\pi_{AB}) \\ -\cos(\Delta A) \cos(\pi_{AB}) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Здесь  $\pi_{AB}$  – пирамидальность грани АВ,  $\Delta A$  – ошибка прямого угла А.

При нахождении выражений для остальных нормалей к граням реальной призмы учитываются конструктивные параметры призмы:  $\gamma = \frac{\pi}{8}$ ,  $\beta = \frac{3\pi}{8}$ . Для определения нормали  $N_2$  представим локальную систему координат, в которой искомая нормаль направлена по оси абсцисс. В этом случае переход от глобальной системы координат к локальной системе и обратный переход запишем в виде

$$M_Z(\pi_{CB})M_Y(\gamma + \Delta B + \Delta A)N_2 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \Rightarrow \Rightarrow N_2 = M_Y(-\gamma - \Delta B - \Delta A)M_Z(-\pi_{CB}) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\gamma + \Delta B + \Delta A) \cos(\pi_{CB}) \\ \sin(\pi_{CB}) \\ -\sin(\gamma + \Delta B + \Delta A) \cos(\pi_{CB}) \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Аналогично находим выражение для нормали  $N_3$ :

$$N_3 = M_Y(\Delta E - \beta)M_Z(-\pi_{DE}) \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\cos(\beta - \Delta E) \cos(\pi_{DE}) \\ -\sin(\pi_{DE}) \\ \sin(\beta - \Delta E) \cos(\pi_{DE}) \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Моделирование клиновидности развертки призмы проведем в среде MathCAD [13]. В качестве исходных параметров зададим координаты входного луча: координаты точки на луче  $X$ , орты оптического вектора направления  $L$  и матрицу параметров призмы Syst:

$$X = \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix}, \quad L = \begin{pmatrix} -\cos(\tau) \\ 0 \\ \sin(\tau) \end{pmatrix}, \quad Syst = \begin{pmatrix} x_1 & N_{1X} & x_2 & N_{2X} & \dots & x_k & N_{kX} \\ y_1 & N_{1Y} & y_2 & N_{2Y} & \dots & y_k & N_{kY} \\ z_1 & N_{1Z} & z_2 & N_{2Z} & \dots & z_k & N_{kZ} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где  $k$  – число граней призмы. Число столбцов матрицы параметров призмы равно удвоенному числу ее рабочих граней. В нечетных столбцах помещены координаты произвольной точки соответствующей грани, в качестве которой удобно указывать координаты соответствующей вершины главного сечения призмы, если не учитывать погрешностей формы призмы. В четных столбцах помещены найденные по методике, указанной выше, координаты ортов нормалей к граням.

Текст программы приведен на рис.2. Поскольку описание операторов программы в MathCAD максимально приближено к математической транскрипции, то построение программы, ее схема, легко воспринимаемы непосредственно из текста. Заметим, что после имени программы Prizm в скобках перечисляются имена вводимых параметров.

$$\text{Prizm}(X_0, L_0, S, n_0) := \left( \begin{array}{l} k \leftarrow \frac{\text{cols}(S)}{2} \\ X_0 \leftarrow X_0 \\ L \leftarrow L_0 \\ \text{for } i \in 1..k \\ \quad n \leftarrow \text{if}(i = 1, 1, n_0) \\ \quad n' \leftarrow \text{if}(i = 1, n_0, \text{if}(i = k, 1, -n_0)) \\ \quad X_1 \leftarrow S^{(2 \cdot i - 2)} \\ \quad N \leftarrow S^{(2 \cdot i - 1)} \\ \quad X_i \leftarrow X_{i-1} + \frac{N \cdot (X_1 - X_{i-1})}{N \cdot L} \cdot L \\ \quad \gamma \leftarrow N \cdot L \\ \quad L \leftarrow L - N \cdot \left( \gamma - \text{sgn}(n' \cdot \gamma) \cdot \sqrt{\gamma^2 + n'^2 - n^2} \right) \end{array} \right) \begin{pmatrix} X \\ L \end{pmatrix}$$

Рис. 2. Программа моделирования пентапризмы.

В первой строке определяется число граней по числу столбцов матрицы параметров призмы. С четвертой строки осуществляется циклическое вычисление координат луча и его направление с помощью формул (1) и (2). В первых двух строках цикла используется функция MathCAD, имеющая структуру: if(условие, операнд при удовлетворении условия, операнд при невыполнении условия).

Погрешность	$\Delta A$	$\Delta B$	$\Delta E$	$\pi_{AB}$	$\pi_{BC}$	$\pi_{DE}$	$\theta$	$\tau_{\max}$
Передаточный коэффициент	-0,51	-3,02	-3,02	0,51	2,79	-2,79	1	1

Таблица 1. Передаточные коэффициенты первичных погрешностей пентапризмы

В качестве примера в табл. 1 приведены результаты моделирования первичных погрешностей пентапризмы (рис. 1) с представлением передаточных коэффициентов, связывающих эти погрешности с углами отклонения осевого луча, вышедшего из призмы, от номинального направления.

### Заключение

С использованием компьютерного моделирования предложен новый подход к анализу влияния технологических погрешностей изготовления отражательной призмы на отклонение прошедших через нее лучей и положение изображения. Разработанная программа может быть использована как для моделирования передаточных коэффициентов первичных погрешностей, так и для моделирования реальной призмы в режиме Монте-Карло при учете всех погрешностей, не исключая погрешностей юстировки и позиционирования, задаваемых статистически.

### Литература

1. Мальцев М.Д. Расчет допусков на оптические детали. М.: Машиностроение, 1974. 168 с.
2. Погарев Г.В. Юстировка оптических приборов. Л.: Машиностроение, 1982. 238 с.
3. Сокольский М.Н. Допуски и качество оптического изображения. Л.: Машиностроение, 1989. 222 с.
4. Чуриловский В.Н. Теория оптических приборов. М.-Л.: Машиностроение, 1966. 564 с.
5. Чуриловский В.Н., Халилулин К.А. Теория и расчет призмных систем. Л.: Машиностроение, 1979. 269 с.
6. Грейм И.А., Зальц А.Е. Зеркально-призмные системы, их расчет и элементы юстировки. Л.: СЗПИ, 1978. 79 с.
7. Кулагин В.В., Михайлов Н.А. Учебное пособие по конструированию деталей и узлов оптических приборов. Часть 1. Типовые оптические детали. Л.: ЛИТМО, 1975. 82 с.
8. Латыев С.М., Егоров Г.В., Тимошук И.Н. Конструирование деталей и сборочных единиц оптико-электронных приборов: Часть 1. СПб: СПбГИТМО (ТУ), 2001. 144 с.
9. Погарев Г.В., Киселев Н.Г. Оптические юстировочные задачи. Справочное пособие. Л.: Машиностроение, 1989. 260 с.
10. Русинов М.М. Габаритные расчеты оптических систем. М.: Геодиздат, 1959. 258 с.
11. Тудоровский А.И. Теория оптических приборов. Т. I. Общая часть. М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1948. 661 с.
12. Турыгин И.А. Прикладная оптика. Геометрическая оптика и методы расчета оптических схем. М.: Машиностроение, 1965. 363 с.
13. Дьяконов В. Mathcad 2001: специальный справочник. СПб: Питер, 2002. 832 с.: ил.

# АЛГОРИТМИЧЕСКАЯ КОМПЕНСАЦИЯ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ЦЕПЕЙ

Г.В. Егоров

На конкретном примере поворотного устройства зеркала предложена математическая модель систематической погрешности измерительной цепи устройства и показаны результаты применения степенного и гармонического анализов для определения параметров математической модели систематической погрешности этого устройства по результатам измерения его погрешностей устройства. Рассмотрен вариант алгоритмической компенсации систематических погрешностей конкретного поворотного устройства.

## Структурная схема измерительной цепи поворотного устройства зеркала

С широким внедрением вычислительной техники в приборостроении появилась новая возможность повышения точности измерительных цепей приборов при помощи алгоритмической компенсации систематических погрешностей измерительных цепей.

Для иллюстрации вопросов алгоритмической компенсации систематических погрешностей измерительных цепей устройств возьмем в качестве примера поворотное устройство зеркала, структурная схема измерительной цепи которого изображена на рис. 1.

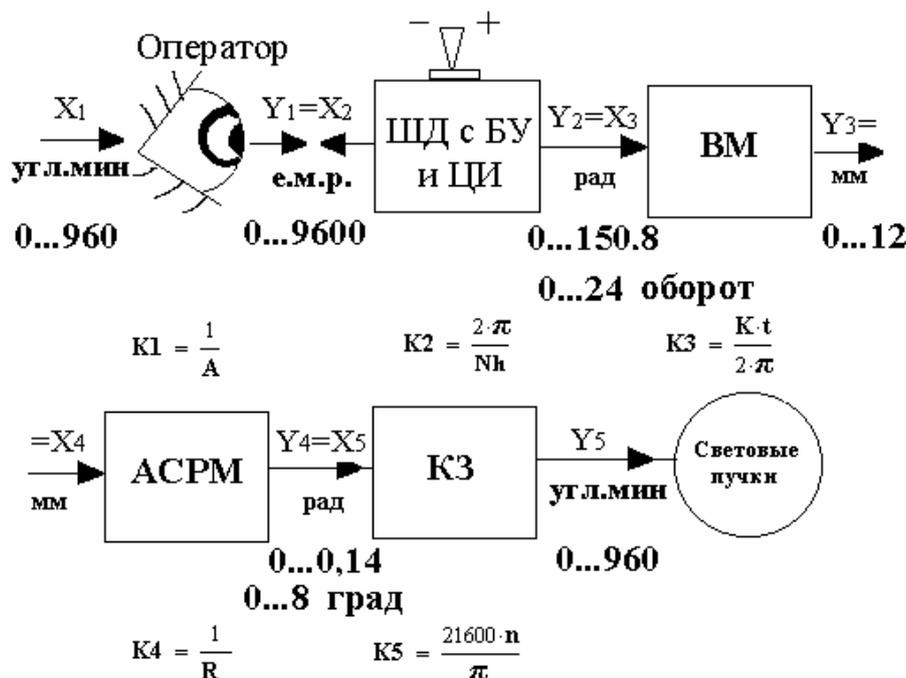


Рис. 1. Структурная схема измерительной цепи и цепи привода поворотного устройства зеркала: ШД с БУ и ЦИ – шаговый двигатель с блоком его управления и цифровым индикатором; ВМ – винтовой механизм; АСРМ – арксинусный рычажный механизм; КЗ – качающееся зеркало; X1 – устанавливаемая величина поворота световых пучков; Y1 – число единиц младшего разряда, которое надо установить на ЦИ; X2 – число единиц младшего разряда, которое фактически устанавливается на ЦИ; Y2 – угловое перемещение вала ШД; X3 – угловое перемещение винта ВМ; Y3 – линейное перемещение винта; X4 – линейное перемещение винта, выступающего в роли толкателя АСРМ; Y4 – угловое перемещение рычага АСРМ; X5 – угловое перемещение зеркала; Y5 – угловое перемещение светового пучка; K1, K2, K3, K4 и K5 – коэффициенты преобразования преобразовательных элементов измерительной цепи ПУЗ; A – цена е.м.р./угл.мин (0.1); Nh – число шагов, совершаемых ШД за один оборот его вала, шаг/оборот (400); K – число заходов резьбы винта, заход (1); t – шаг резьбы винта, мм (0.5); R – длина рычага, мм; n – число отражений лучей от плоского зеркала (1)

Так как устанавливаемая величина поворота световых пучков  $X1$  и получающееся при этом угловое перемещение светового пучка  $Y5$  должны быть равны, т.е.  $Y5=X1$ , то параметры устройства выбраны так, что  $K1 \cdot K2 \cdot K3 \cdot K4 \cdot K5=1$ .

### Экспериментальное определение погрешности устройства

Если при проектировании измерительного устройства для повышения его точности было принято решение применить алгоритмическую компенсацию систематической погрешности его измерительной цепи, то после изготовления, сборки, регулировки и юстировки конкретного экземпляра такого устройства необходимо экспериментально определить его фактическую точность функционирования. Для решения этой задачи создается измерительная установка и разрабатывается алгоритм проведения необходимых измерений и обработки полученных экспериментальных результатов.

Рассмотрим измерение погрешности функционирования поворотного устройства зеркала. На рис. 2 представлена схема установки для измерения погрешности поворотного устройства зеркала.

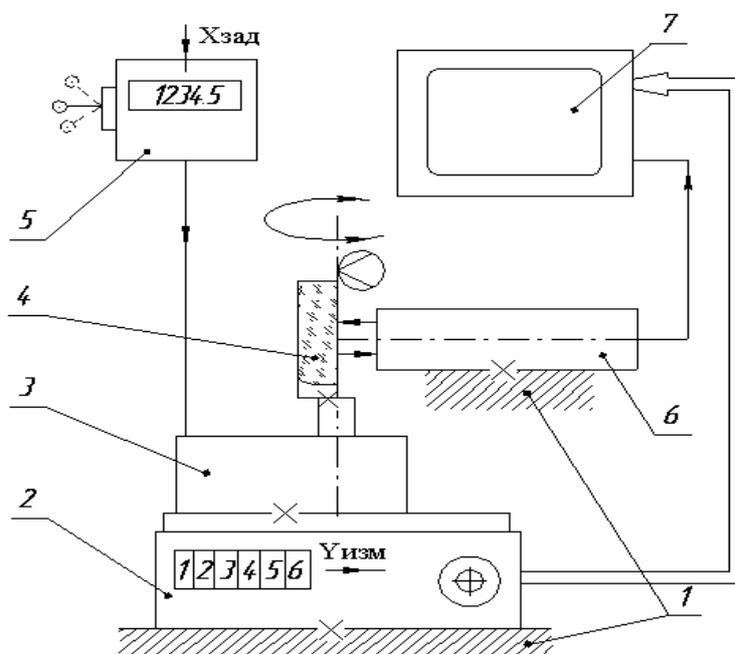


Рис.2. Схема установки для измерения погрешности поворотного устройства зеркала: 1 – монтажное основание установки; 2 – цифровой угловой стол; 3 – поворотное устройство зеркала (ПУЗ); 4 – плоское зеркало; 5 – блок управления ПУЗ с цифровым индикатором; 6 – фотоэлектрический автоколлиматор; 7 – ПЭВМ;  $X_{зад}$  – задаваемый поворот плоского зеркала при помощи ПУЗ;  $Y_{изм}$  – измеряемый поворот светового пучка при помощи цифрового стола 2 и фотоэлектрического автоколлиматора 6

На монтажном основании 1 установлен цифровой угловой стол 2. На столе 2 закреплено поворотное устройство зеркала 3 с плоским зеркалом 4. К поворотному устройству зеркала 3 подключен блок его управления с цифровым индикатором 5. На плоское зеркало 4 наведен фотоэлектрический автоколлиматор 6. Цифровой выход стола 2 и импульсный выход фотоэлектрического автоколлиматора 6 подключены к персональному ЭВМ 7.

Измерение погрешности поворотного устройства зеркала 3 осуществляется следующим образом. При помощи блока управления 5 зеркало 4 поворотного устройства зеркала 3 устанавливается в одно из крайних положений, при этом все показания обну-

ляются, а зеркало 4 устанавливается в положение выдачи стробирующего импульса фотоэлектрическим автоколлиматором 6. Затем при помощи блока управления с цифровым индикатором 5 в пределах рабочего диапазона поворотного устройства зеркала 3 задаются с постоянным шагом повороты  $X_{зад}$  зеркала 4 и измеряются соответствующие повороты  $Y_{изм}$  светового пучка при помощи цифрового стола 2 и фотоэлектрического автоколлиматора 6. В результате в память ЭВМ 7 записывается последовательность значений  $Y_{изм}$ , соответствующих углам поворота зеркала, равным  $X_{зад_i}$ , где  $i$  – порядковый номер измерения.

Текущее значение погрешности устройства вычисляется по формуле

$$\Delta Y_{изм_i} = Y_{изм_i} - X_{зад_i}.$$

### Модель систематической погрешности измерительной цепи устройства

Теоретический и экспериментальный анализ частичных погрешностей устройства показывает, что по виду функциональной зависимости от входного параметра устройства их можно разделить на следующие семь типов: постоянные, линейные, квадратичные, кубические, гармонические, нерегулярные и случайные частичные погрешности устройств.

Функциональная составляющая погрешности устройства – это часть погрешности устройства, изменяющаяся по одной из типовых зависимостей от входного параметра.  $\Delta yf\Sigma(X)$  – сумма функциональных составляющих погрешности устройства. Тогда общая формула погрешности устройства в символическом виде будет иметь вид

$$\Delta yf\Sigma(X) = \Delta y_p(X) + \Delta y_L(X) + \Delta y_{kv}(X) + \Delta y_{ku}(X) + \Delta y_g(X) + \Delta y_n(X) + \Delta y_s(X),$$

где  $\Delta y_p(X)$  – постоянная функциональная составляющая погрешности устройства;  $\Delta y_L(X)$  – линейная функциональная составляющая погрешности устройства;  $\Delta y_{kv}(X)$  – квадратичная функциональная составляющая погрешности устройства;  $\Delta y_{ku}(X)$  – кубическая функциональная составляющая погрешности устройства;  $\Delta y_{gi}(X)$  –  $i$ -ая гармоническая функциональная составляющая погрешности устройства;  $\Delta y_n(X)$  – нерегулярная функциональная составляющая погрешности устройства;  $\Delta y_s(X)$  – случайная функциональная составляющая погрешности устройства.

Если каждую из функциональных составляющих погрешности устройства записать в явном виде, то математическая модель общей погрешности устройства будет иметь вид

$$\Delta yf\Sigma(X) = a_0 \cdot X^0 + a_1 \cdot X^1 + a_2 \cdot X^2 + a_3 \cdot X^3 + \Sigma A_i \cdot \sin(kri \cdot X + \Theta_i) + \Delta y_n(X) + \Delta y_s(X),$$

где  $X$  – входной параметр устройства;  $a_0, a_1, a_2, a_3$  – коэффициенты степенного многочлена;  $A_i, \Theta_i$  – амплитуда и фаза  $i$ -ой гармонической составляющей погрешности устройства;  $kri$  – коэффициент перевода размерности входного параметра устройства в радианы;  $\Delta y_n(X)$  – нерегулярная составляющая погрешности устройства, заданная в табличном виде;  $\Delta y_s(X)$  – случайная составляющая погрешности устройства, заданная видом закона рассеивания и его статистиками.

Сумма первых пяти слагаемых образует математическую модель систематической составляющей погрешности устройства, изменяющейся по известному закону в зависимости от входного параметра  $X$ . При помощи этой модели можно рассчитать значение суммы систематических погрешностей устройства для любого значения входного параметра  $X$ .

$\Delta y_n(X)$  – нерегулярная составляющая погрешности устройства, которая не может быть представлена простыми формулами и поэтому может быть задана только ограниченно в табличном виде:

$$Y_{ак} = X - (a_0 \cdot X^0 + a_1 \cdot X^1 + a_2 \cdot X^2 + a_3 \cdot X^3 + \Sigma A_i \cdot \sin(kri \cdot X + \Theta_i))$$

### Степенной анализ погрешности устройства

При помощи степенного анализа, опирающегося на метод наименьших квадратов, из результатов измерения погрешности устройства находятся параметры постоянной, линейной, квадратической и кубической составляющих погрешности устройства. Таковыми искомыми параметрами являются  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$  и  $a_3$  – коэффициенты степенных составляющих погрешности устройства до третьей степени. На рис. 3 формируется матрица  $A$  коэффициентов при неизвестных и вектор  $B$  свободных членов системы четырех алгебраических уравнений относительно неизвестных параметров, к которой сводится задача об аппроксимирующем кубическом полиноме. Эта система решается матричными операторами  $a = A^{-1} \cdot B$  [4, 5].

Анализ частичных погрешностей устройств показывает, что они адекватно описываются степенными многочленами третьей степени.

$$A := \begin{bmatrix} \sum_i (Xz_i)^0 & \sum_i (Xz_i)^1 & \sum_i (Xz_i)^2 & \sum_i (Xz_i)^3 \\ \sum_i (Xz_i)^1 & \sum_i (Xz_i)^2 & \sum_i (Xz_i)^3 & \sum_i (Xz_i)^4 \\ \sum_i (Xz_i)^2 & \sum_i (Xz_i)^3 & \sum_i (Xz_i)^4 & \sum_i (Xz_i)^5 \\ \sum_i (Xz_i)^3 & \sum_i (Xz_i)^4 & \sum_i (Xz_i)^5 & \sum_i (Xz_i)^6 \end{bmatrix} \quad B := \begin{bmatrix} \sum_i (Xz_i)^0 \cdot \Delta Y_i \\ \sum_i (Xz_i)^1 \cdot \Delta Y_i \\ \sum_i (Xz_i)^2 \cdot \Delta Y_i \\ \sum_i (Xz_i)^3 \cdot \Delta Y_i \end{bmatrix}$$

$$a := A^{-1} \cdot B \quad \Delta Y_s \Sigma_i := a_0 + a_1 \cdot Xz_i + a_2 \cdot (Xz_i)^2 + a_3 \cdot (Xz_i)^3$$

Рис. 3. Формулы степенного анализа результатов измерений из документа MathCAD:

$Xz$  – заданные при помощи блока управления ПУЗ повороты светового пучка;  
 $\Delta Y_i$  – измеренные на установке погрешности ПУЗ;  $\Delta Y_s \Sigma$  – значения суммы степенных составляющих погрешности устройства;  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$  и  $a_3$  – коэффициенты степенного многочлена третьей степени, аппроксимирующего погрешность ПУЗ

На графиках рис. 4 видно, как найденная сумма степенных составляющих погрешности устройства хорошо отслеживает характер изменения измеренной на измерительной установке погрешности устройства.

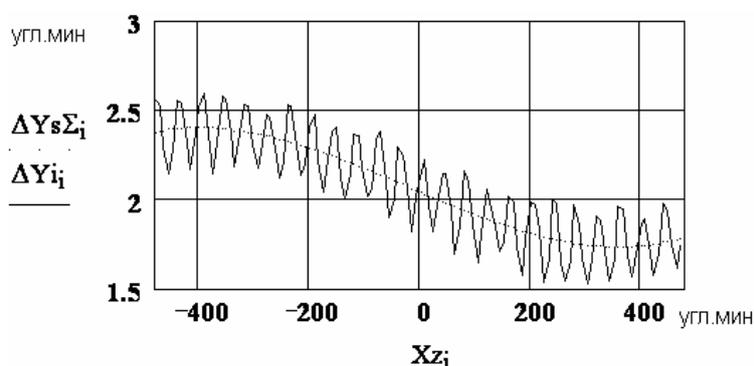


Рис. 4. Сравнение измеренной и аппроксимирующей погрешностей ПУЗ:  
 $\Delta Y_i$  – измеренные на установке погрешности ПУЗ;  $\Delta Y_s \Sigma$  – значения суммы степенных составляющих погрешности устройства или степенной многочлен третьей степени, аппроксимирующий погрешность ПУЗ

Разность между измеренной на установке погрешности ПУЗ  $\Delta Y_i$  и рассчитанными значениями степенного многочлена третьей степени  $\Delta Y_s \Sigma$  аппроксимирующими погрешность ПУЗ, характеризует остающуюся после исключения остаточную погрешность устройства:

$$\Delta Y_{os_i} = \Delta Y_s \Sigma_i - \Delta Y_i.$$

Отношение ширины поля, занимаемого измеренной погрешностью устройства  $\Delta Y_i$ , к ширине поля, занимаемого степенным многочленом третьей степени  $\Delta Y_s \Sigma$ , характеризует эффективность степенной компенсации. Назовем это отношение коэффициентом эффективности степенной компенсации  $K_{es}$ , в данном случае  $K_{es}=1.7$ .

Изображенные на рис. 5 графики степенных составляющих погрешности устройства показывают вклад постоянной, линейной, квадратической и кубической составляющей. Вклад составляющих надо оценивать по ширине поля, занимаемого погрешностью в пределах рабочего диапазона устройства. С увеличением степени составляющей, как правило, вклад составляющей уменьшается.

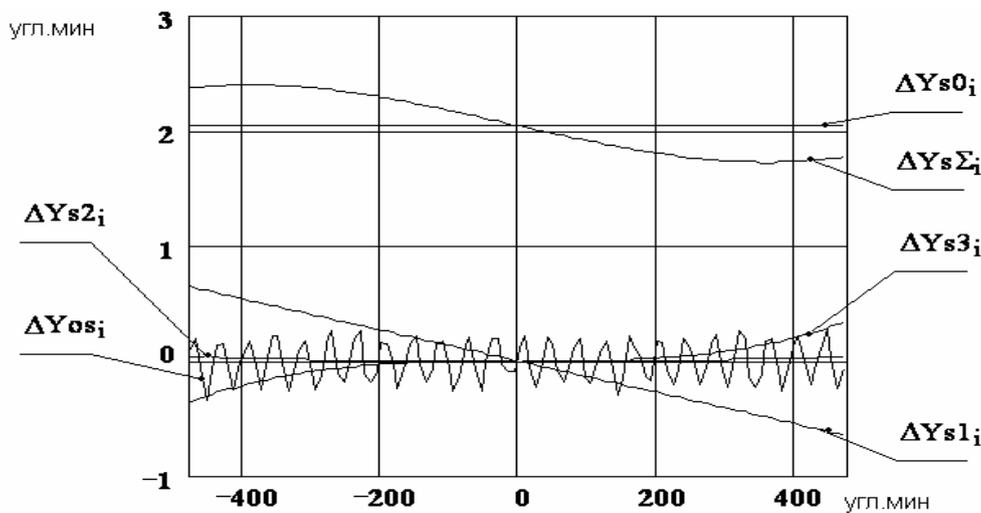


Рис. 5. Графики выявленных составляющих погрешности устройства:  $\Delta Y_s 0_i$  – постоянная степенная составляющая погрешности устройства (СПУ);  $\Delta Y_s 1_i$  – линейная степенная СПУ;  $\Delta Y_s 2_i$  – квадратическая степенная СПУ;  $\Delta Y_s 3_i$  – кубическая степенная СПУ;  $\Delta Y_s \Sigma_i$  – сумма степенных СПУ;  $\Delta Y_{os_i}$  – остаточная часть погрешности устройства после исключения из нее суммы степенных составляющих

### Гармонический анализ погрешности устройства

После выполнения степенного анализа необходимо установить целесообразность проведения гармонического анализа остаточной части погрешности устройства  $\Delta Y_{os}$ , т.е. оставшейся части измеренной погрешности  $\Delta Y_i$  после исключения из нее суммы степенных составляющих  $\Delta Y_s \Sigma$ .

Если в процессе точностного анализа было показано, что в погрешности устройства, например, присутствует только  $k$ -ая гармоническая составляющая, то проводится гармонический анализ остаточной части погрешности устройства  $\Delta Y_{os}$  на предмет выявления  $k$ -ой гармонической составляющей [5].

На рис. 7 сравнивается остаточная часть погрешности устройства  $\Delta Y_{osg}$ , после исключения из измеренной погрешности степенных и гармонических составляющих.

На рис. 8 представлен график одной из реализаций случайной остаточной погрешности устройства, после исключения из нее степенных и гармонической составляющих. Отношение поля занимаемого измеренной погрешностью  $W \Delta Y_i$  к полю занимаемому остаточной погрешностью  $W \Delta Y_{osg}$  показывает эффективность проведения

степенной и гармонической компенсации и выражается коэффициентом эффективности  $K_{esg} = W\Delta Y_i / W\Delta Y_{osg}$ .

$$A_0 := \frac{1}{N} \cdot \sum_i \Delta Y_{os_i}$$

$$a_g := \frac{2}{N} \cdot \sum_i \Delta Y_{os_i} \cdot \cos(k \cdot K_1 \cdot K_2 \cdot X_i)$$

$$b_g := \frac{2}{N} \cdot \sum_i \Delta Y_{os_i} \cdot \sin(k \cdot K_1 \cdot K_2 \cdot X_i)$$

$$\Delta Y_{g_i} := A_0 + a_g \cdot \cos(k \cdot K_1 \cdot K_2 \cdot X_i) + b_g \cdot \sin(k \cdot K_1 \cdot K_2 \cdot X_i)$$

Рис. 6. Формулы гармонического анализа результатов измерений погрешности устройства из документа MathCAD:  $A_0$  – постоянный член гармонического ряда;  $a_g$  – косинусный коэффициент ряд;  $b_g$  – синусный коэффициент ряд;  $k$  – номер выявляемой гармонической составляющей;  $N$  – число равноотстоящих ординат, приходящихся на период выявляемой гармонической составляющей;  $K_1$  и  $K_2$  – коэффициенты преобразования первого и второго преобразовательных элементов измерительной цепи устройства;  $\Delta Y_g$  – сумма членов гармонического ряда, описывающего  $k$ -ю гармонику погрешности

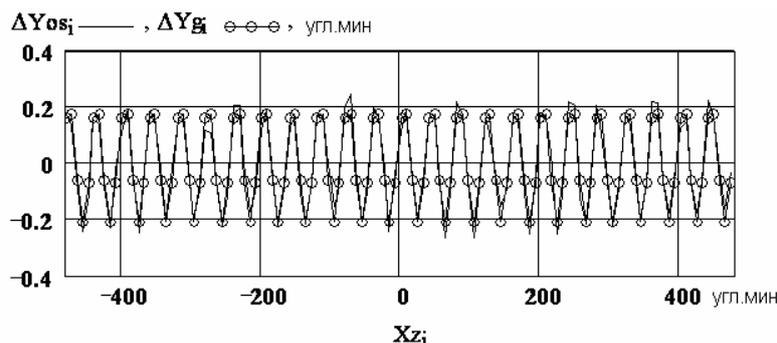


Рис. 7. Сравнение остаточной части погрешности устройства  $\Delta Y_{os}$  после исключения из нее степенных составляющих с выявленной гармонической составляющей устройства  $\Delta Y_g$

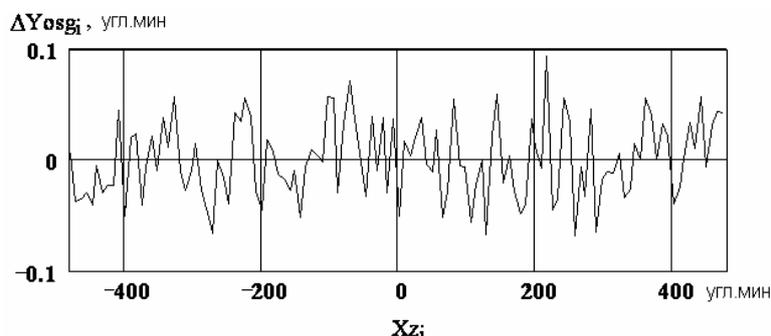


Рис. 8. График остаточной погрешности ПУЗ после исключения из измеренной погрешности устройства степенных и гармонических составляющих

В данном примере коэффициент эффективности равен  $K_{esg} = 2.5$ .

## Заключение

В статье предложена математическая модель погрешности измерительной цепи и показаны на конкретном примере пути экспериментального определения ее параметров для алгоритмической компенсации степенных и гармонических составляющих систематической погрешности измерительной цепи. Показана эффективность компенсации систематических погрешностей устройств.

## Литература

1. Латыев С.М. Конструирование точных (оптических) приборов. Часть 3. Методы повышения качества приборов при конструировании. СПб: СПГИТМО (ТУ), 2002. 100 с. С.74–95.
2. Браславский Д.А., Петров В.В. Точность измерительных устройств. М.: Машиностроение, 1976. 321 с. С. 25–31.
3. Очков В.Ф. Mathcad PLUS 6.0 для студентов и инженеров. М.: ТОО «Компьютер Пресс», 1996. 238 с. С. 88–90.
4. Крылов В.И., Бобков В.В., Моностырный П.И. Вычислительные методы. Т. 2. М.: Наука, 1976.
5. Менли Р. Анализ и обработка записей колебаний. М.: Машиностроение, 1972. 367 с.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ КОМПЕНСАЦИИ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПАРАЛЛЕЛОГРАММНОГО МЕХАНИЗМА

А.П. Смирнов, И.Е. Зацепина

Представлена модель параллелограммного механизма в среде MathCAD. Получены передаточные функции погрешностей параметров механизма. Рассмотрен пример компенсации погрешностей параллелограммного механизма

## Введение

Параллелограммный механизм принадлежит классу шарнирных механизмов с наименьшим числом звеньев, равным четырем. Наибольшее распространение имеют плоские шарнирные механизмы. Все звенья такого механизма совершают плоскопараллельное движение.

Параллелограммные механизмы широко применяются в приборостроении, медицине, промышленности, военной технике. В устройствах прицелов используется свойство параллелограммного механизма синхронно передавать движение, в навигационном оборудовании параллелограммная линейка используется для параллельного переноса заданного направления. Использование параллелограммного механизма облегчает манипуляции с медицинским диагностическим микроскопом МДМ-100, повышая его потребительские качества за счет напольного штатива с параллелограммным пружинно уравновешенным кронштейном. Удобство в использовании является также причиной применения параллелограммного механизма в строительном, мебельном, автомобильном дизайне (оконные стеклопакеты, дверные панели и т.п.).

Использование механизма в точных приборах часто ограничено небольшим диапазоном углов [1] вследствие сильной зависимости погрешности функционирования от величины входного угла. В работе на основе метода моделирования продемонстрирована возможность построения механизмов компенсации погрешности функционирования в широком диапазоне углов.

## Передаточные функции погрешностей длины звеньев параллелограммного механизма

Независимо от того, используется ли механизм в измерительном приборе или несет силовую нагрузку, при его конструировании необходим расчет на точность. Рассмотрим четырехзвенный механизм (рис. 1), состоящий из кривошипа – ведущего звена, коромысла – ведомого звена, шатуна – пассивного элемента, соединенных с помощью плоских шарниров А, В, С и D. Входным информативным параметром является угол  $\alpha$ , выходным –  $\beta$ . Начало декартовой системы координат помещено в центр шарнира А. В случае равенства противоположных сторон четырехзвенник становится параллелограммным механизмом с функцией преобразования  $\beta = \alpha$ . Как видим, особенностью параллелограммного механизма является отсутствие конструктивных параметров в функции преобразования сигнала.

Погрешности функционирования параллелограммного механизма находят методом преобразования исходной схемы устройства, преобразовав его в четырехзвенный механизм (рис. 1). Передаточная функция связывает частичную погрешность с первичной погрешностью. Передаточные функции погрешностей длины кривошипа  $L_1$  и длины коромысла  $L_3$ , длины шатуна  $L_2$  и длины стойки  $L_4$  имеют нелинейный характер [1]:

$$\Delta\beta_{L_1} = \frac{\operatorname{tg}(\alpha)}{L_3} \Delta L_1, \quad \Delta\beta_{L_3} = -\frac{\operatorname{tg}(\alpha)}{L_3} \Delta L_3, \quad \Delta\beta_{L_2} = \frac{1}{L_3 \cos(\alpha)} \Delta L_2, \quad \Delta\beta_{L_4} = \frac{-1}{L_3 \cos(\alpha)} \Delta L_4.$$

Погрешность функционирования существенно меньше, когда кривошип и коромысло перпендикулярны стойке (рис. 2).

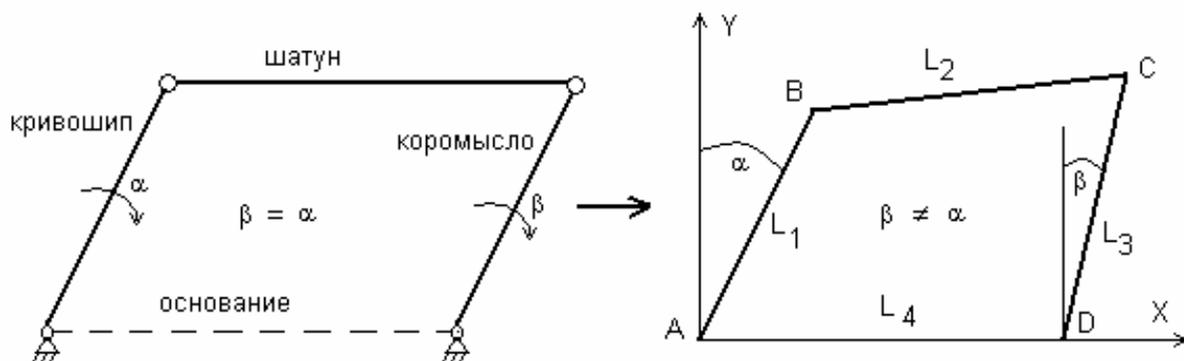


Рис.1. Четырехзвенный механизм. Замена параллелограммного механизма четырехзвенным механизмом

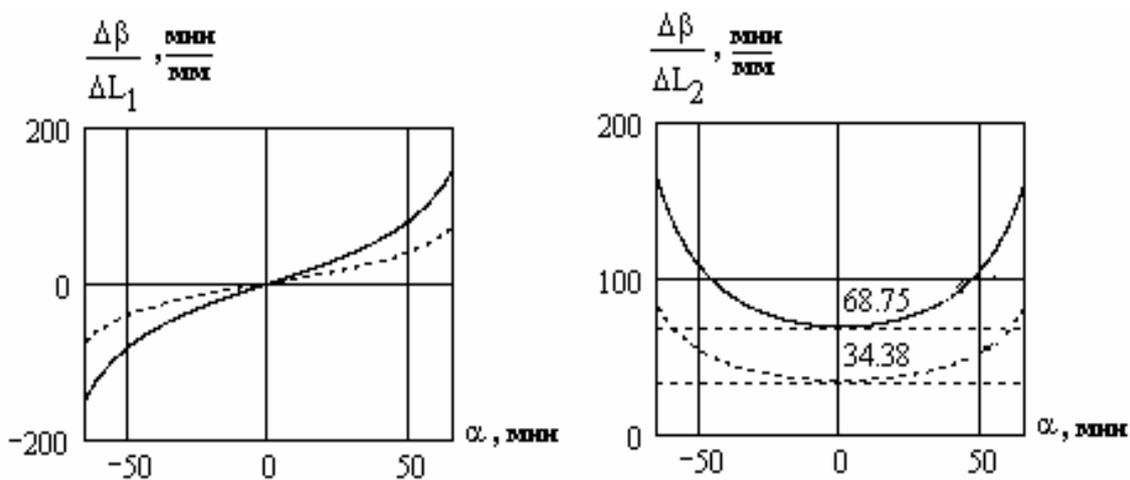


Рис. 2. Передаточные функции погрешностей длины кривошипа (слева) и длины шатуна (справа). Пунктирные кривые соответствуют длине коромысла 100 мм, сплошные – 50 мм

### Моделирование параллелограммного механизма в среде MathCAD

Передаточные функции погрешностей в зазорах шарниров в силу неопределенности положения точки контакта цапфы в подшипнике из-за непостоянства коэффициента трения, направления вращения и неопределенности направления результирующей силы, если и имеют формульное выражение, то носят приближенный характер. В этом случае целесообразно воспользоваться методом моделирования погрешностей и функционирования механизма.

Метод моделирования является более удобным и наглядным способом анализа. Кроме того, сложности аналитических преобразований, если такие возникают, не является для метода моделирования препятствием. Метод моделирования позволяет получить всевозможные передаточные функции.

Пусть заданы следующие параметры четырехзвенного механизма: координаты точек  $A(0,0)$  и  $D(x,y_1)$ , длина кривошипа  $L_1$ , длина шатуна  $L_2$ , длина коромысла  $L_3$ , угол поворота кривошипа  $\alpha$ .

Координаты точки B:

$$x_B = -L_1 \sin(\alpha), \quad y_B = L_1 \cos(\alpha).$$

Координаты точки С найдем на пересечении дуг с центрами в точках В и D и радиусами, соответственно,  $L_2$  и  $L_3$ :

$$\begin{cases} (x_C - x_B)^2 + (y_C - y_B)^2 = L_2^2 \\ (x_C - x_1)^2 + (y_C - y_1)^2 = L_3^2 \end{cases}$$

Вычитая одно уравнение из другого, находим связь между координатами:

$$y_C = a - bx_C, \quad a = \frac{L_2^2 - L_1^2 - L_3^2 + x_1^2 + y_1^2}{2(y_1 - y_B)}, \quad b = \frac{x_1 - x_B}{y_1 - y_B}.$$

$$\beta(\alpha, L_1, L_2, L_3, L_4, \rho_0, \rho_e, \theta_0) := \begin{cases} \alpha \leftarrow \alpha \cdot \text{deg} \\ x_B \leftarrow -L_1 \cdot \sin(\alpha) \\ y_B \leftarrow L_1 \cdot \cos(\alpha) \\ x_1 \leftarrow \rho_0 \cdot \cos(\theta_0) + L_4 + \rho_e \cdot \sin(\alpha) \\ y_1 \leftarrow \rho_0 \cdot \sin(\theta_0) + \rho_e \cdot \cos(\alpha) \\ a \leftarrow \frac{L_2^2 - L_3^2 - L_1^2 + x_1^2 + y_1^2}{2 \cdot (y_1 - y_B)} \\ b \leftarrow \frac{x_1 - x_B}{y_1 - y_B} \\ A \leftarrow 1 + b^2 \\ B \leftarrow x_B + b \cdot (a - y_B) \\ C \leftarrow x_B^2 + (a - y_B)^2 - L_2^2 \\ D \leftarrow B^2 - A \cdot C \\ x_C \leftarrow \left( \frac{B + \sqrt{D}}{A} \right) \\ y_C \leftarrow a - b \cdot x_C \\ t \leftarrow 0 \text{ if } |x_1 - x_C| < 10^{-9} \\ t \leftarrow \text{atan} \left( \frac{y_1 - y_C}{x_1 - x_C} \right) \cdot \frac{1}{\text{deg}} + 90 \text{ otherwise} \\ t \leftarrow t - 180 \text{ if } t > 90 \\ t \end{cases}$$

Рис. 3. Программа моделирования параллелограммного механизма

Подставляя данное уравнение в систему уравнений, получаем квадратное уравнение

$$px_C^2 - 2qx_C + m = 0, \quad p = 1 + b^2, \quad q = x_B + b(a - y_B), \quad m = x_B^2 + (a - y_B)^2 - L_2^2.$$

Анализ показывает, что из двух решений задачи удовлетворяет одно:

$$x_C = \frac{q + \sqrt{q^2 - pm}}{p}.$$

Координаты шарнира С известны, определяем искомый угол поворота коромысла:

$$\beta = \begin{cases} 0, & |x_1 - x_C| < \varepsilon, \\ \arctg\left(\frac{y_1 - y_C}{x_1 - x_C}\right) + \frac{\pi}{2}. \end{cases}$$

На основе приведенных формул и с учетом компенсационных параметров, в качестве которых выбрано пространственное положение шарнира D и величина эксцентриситета шарнира D относительно оси поворота коромысла, составлена модель параллелограммного механизма в среде MathCAD (рис.3).

Передаточные функции погрешностей длины кривошипа и шатуна, определенные с помощью модели, совпадают с рассчитанными по формулам

### Компенсация погрешностей длины параллелограммного механизма

В качестве примера рассмотрим случай, когда противоположные стороны параллелограммного механизма имеют равные и противоположные погрешности длины (рис. 4). Обозначим эту погрешность через  $\varepsilon$ .

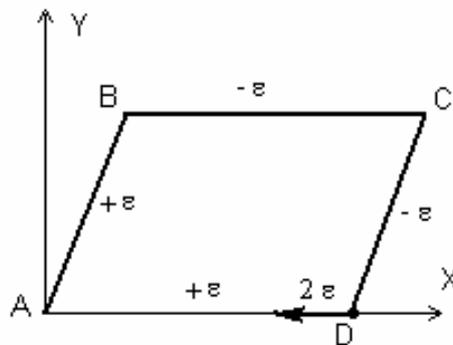


Рис.4. Иллюстрация погрешностей длин сторон параллелограммного механизма и направления сдвига шарнира D

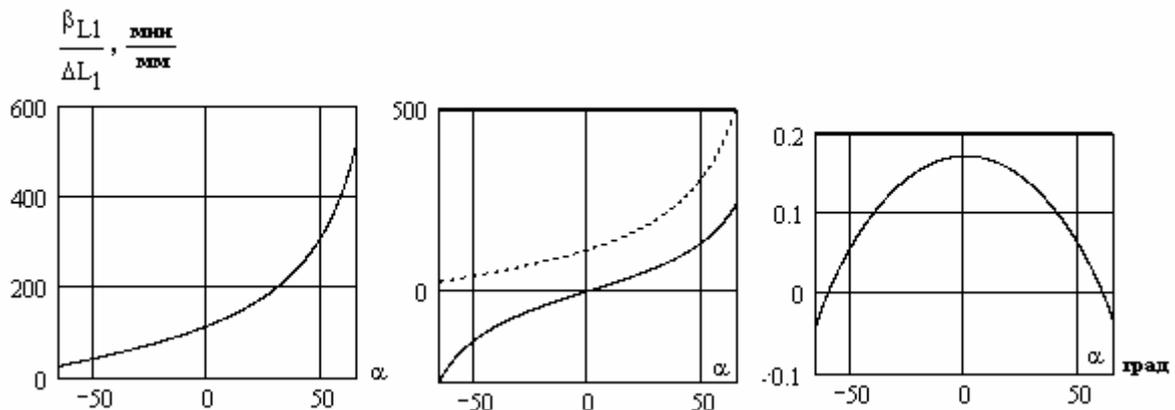


Рис. 5. Передаточные функции погрешностей длин звеньев параллелограммного механизма: график слева – без компенсации, графики по центру – без компенсации (пунктир), компенсация сдвигом нижнего шарнира коромысла (сплошная кривая), график справа – компенсация сдвигом шарнира коромысла и введением эксцентриситета относительно оси вращения

Передаточная функция такой суммарной погрешности представлена на рис. 5, кривая слева. Величина коэффициента изменяется монотонно от значения 9,052 до значения 522,476 в диапазоне входных углов механизма от  $-75^\circ$  до  $75^\circ$ . Подбором смещения шарнира D, которое оказалось равным  $2\varepsilon$  и направлено горизонтально в сторону шарнира A (рис. 5), передачная функция оказалась расположенной симметрично от-

носителем вертикального положения кривошипа и коромысла с максимальным значением, равным по модулю 256,5 – сплошная кривая на центральном графике.

Эксцентриситет положения шарнира D, равный смещению шарнира и имеющий противоположный знак, оказался достаточным, чтобы значительно погасить влияние погрешностей длин звеньев. Соответствующая передаточная функция приведена на графике справа (рис. 5).

### **Заключение**

На примере параллелограммного механизма продемонстрирована возможность использования метода моделирования для нахождения передаточных функций погрешностей параметров, аналитическое выражение которых неточно или требует сложных и громоздких выкладок. Рассмотрен пример компенсации погрешностей параллелограммного механизма. Наиболее полезным применением моделирования функционирования устройств является возможность проверки эффективности различных компенсаторов.

Предлагаемый в работе компенсатор представляет собой эксцентрик, на котором крепится шарнир коромысла. Поворот эксцентрика осуществляется с помощью дополнительного параллелограммного механизма. Использование компенсатора позволяет значительно расширить диапазон функционирования механизма без ощутимой потери точности.

### **Литература**

1. Латыев С.М. Конструирование точных (оптических) приборов. Часть 2. Основы теории точности и понятие надежности приборов и элементов. СПб: СПб ИТМО (ТУ), 1999.

# РЕАЛИЗАЦИЯ БАЗИСНОГО МЕТОДА КОНТРОЛЯ ФОКУСИРОВКИ ДЛИННОФОКУСНЫХ ОБЪЕКТИВОВ

Н.И. Кручинина, А.С. Уваров

В статье рассматриваются проблемы контроля фокусировки длиннофокусных коллиматорных объективов при замене визуального способа контроля фотоэлектрическим. С использованием математического моделирования проведен технологический анализ устройства контроля фокусировки, построенного по базисной схеме. Дано резюме о технических требованиях, предъявляемых к устройству. Получено их экспериментальное подтверждение.

## Введение

Фотоэлектрические методы контроля оптических систем давно и успешно используются в лабораторной и производственной практике. Повышению эффективности этих методов способствует внедрение в технологические процессы ПК и компьютерных технологий. Однако на пути внедрения усовершенствованных методов контроля часто возникают трудности прикладного характера.

Так, одним из широко используемых средств контроля и сертификации биноклей является коллиматорная установка А.Н. Захарьевского [1]. Оптическая система установки содержит длиннофокусный объектив с  $f'_{об.кол.} = 4200$  мм и относительным отверстием  $D: F = 1: 20$ .

## Расчет и обоснование допуска на расфокусировку объектива

В процессе модернизации установки А.Н. Захарьевского визуальный метод работы на ней был заменен фотоэлектрическим с использованием видеокамеры и ПК. В результате модернизации оказалась невозможной установка коллиматора на бесконечность с необходимой точностью. Наблюдаемое на экране монитора изображение марки коллиматора имело удовлетворительное мало изменяющееся качество в диапазоне перефокусировки 200–250 мм. Такой эффект можно объяснить низким разрешением системы и слабым контрастом изображения, обусловленным незащищенностью крупногабаритной установки от посторонней засветки. В то же время расчет показывает, что изменение ширины пограничной кривой для края изображения всего на 0,02 мм приводит к неопределенности положения марки коллиматора, выходящей за пределы допуска.

$$z_k = \frac{b}{\sigma'_k} = \frac{0,02}{0,07} \approx 0,3 \text{ мм};$$

$$z'_k = \frac{-f'^2_{об.к.}}{z_k} \approx 1,3 \cdot 10^5 \text{ мм};$$

$$z'_{кол.} = z'_k - f'_{об.кол.} = 1,3 \cdot 10^5 - 4200 \approx 126 \cdot 10^3 \text{ мм};$$

$$z_{кол.} = \frac{-f'^2_{об.кол.}}{z'_{кол.}} = \frac{17,6 \cdot 10^6}{126 \cdot 10^3} \approx 140 \text{ мм}.$$

Здесь  $\sigma'_k$  – задний апертурный угол объектива камеры;  $f'_{об.к.}$  – фокусное расстояние объектива камеры;  $f'_{об.кол.}$  – фокусное расстояние объектива коллиматора;  $z_{кол.}$ ,  $z_k$  – расстояние от фокуса до предмета для объектива коллиматора и камеры, соответственно;  $z'_{кол.}$ ,  $z'_k$  – расстояние от заднего фокуса до изображения для объектива коллиматора и камеры.

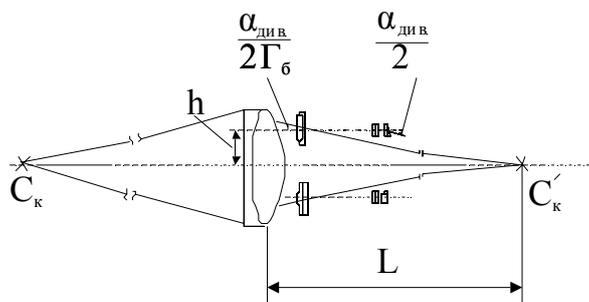


Рис. 1. Схема к расчету допуска на установку марки в фокусе объектива коллиматора

В соответствии с ГОСТ 7048-81 допуск на сходимость пучков лучей (дивергенция) за окулярами бинокля составляет  $\alpha_{\text{див.}} = 40'$ , а в пространстве предметов  $\alpha_{\text{див.}} = 40'/\Gamma_6 = 4'$  для биноклей с видимым увеличением  $\Gamma_6 = 10^X$  (рис. 1). Зададим допуск на сходимость пучков коллиматора равным  $1/5 \alpha_{\text{див.}} = 0,8'$ . Допустимое смещение марки относительно фокуса объектива коллиматора

$$z_{\text{доп.кол.}} = -\frac{f'^2_{\text{об.кол.}}}{z'_{\text{доп.кол.}}} \approx 30 \text{ мм.}$$

$$z'_{\text{доп.кол.}} = L - f'_{\text{об.кол.}} = \frac{h_{\text{min}} \cdot 2 \cdot \Gamma_6 \cdot 5}{\alpha_{\text{див.}}} - f'_{\text{об.кол.}} = \frac{70 \cdot 2 \cdot 10 \cdot 5}{40 \cdot 3 \cdot 10^{-4}} - 4200 \approx 583 \text{ м,}$$

где  $h_{\text{max}}$  – максимальная рабочая координата на зрачке объектива коллиматора.

Невозможным оказывается и контроль фокусировки по признаку минимального размера изображения марки на экране монитора. Оценим величину приращения изображения марки при ее фокусирующем смещении  $\delta z_{\text{кол.}} = 100 \text{ мм}$ . Эквивалентное фокусное расстояние системы из объектива коллиматора и камеры

$$f'_{\text{эkv.}} = 202 \text{ мм, } z_{\text{эkv.}} = -4000 \text{ мм,}$$

$$\delta \beta_{\text{эkv.}} = \frac{-f'_{\text{эkv.}} \cdot \delta z_{\text{кол.}}}{z_{\text{эkv.}}}, \quad \delta y'_M = y \cdot \delta \beta_{\text{эkv.}} \cdot M_M \approx 0,04 \text{ мм,}$$

где  $\delta \beta_{\text{эkv.}}$  – изменение линейного увеличения эквивалентной системы при смещении марки;  $y$  – радиус марки коллиматора;  $M_M$  – масштаб изображения на экране монитора,  $M_M = 200$ . Изменение размера изображения на экране  $\delta y'_M \approx 0,04 \text{ мм}$  не обнаруживается глазом, что согласуется с результатами эксперимента.

Коллиматорная установка, предназначенная для юстировки, поверки и сертификации биноклей, подлежит периодической поверке. Ее метрологическое обеспечение должно содержать метод и средство контроля установки коллиматора на бесконечность. Обзор таких методов и средств показал, что наиболее приемлемым для решения поставленной задачи является базисный метод [2, 3] как наиболее простой и достаточно точный.

Метод заключается в параллельном перемещении визирной оси камеры в направлении, перпендикулярном визирной оси коллиматора (рис. 2). При этом зрачок камеры вырезает в зрачке объектива коллиматора пучки, главные лучи которых составляют разные углы с визирной осью камеры. На экране монитора наблюдается смещение изображения марки, пропорциональное расфокусировке.

Принимая погрешность оценки остаточного смещения  $\Delta_{\text{ост.}} = 2 \text{ мм}$ , определим погрешность ( $\delta_{\infty}$ ) установки коллиматора на бесконечность этим методом:

$$\delta_{\infty} = \frac{-f'_{об.к.} \cdot \alpha_{ост.}}{h_{max}} = \frac{-17,6 \cdot 10^6 \cdot 10^{-4}}{70} \approx 25 \text{ мм}; \quad \alpha_{ост.} = \frac{\Delta_{ост.}}{M_M \cdot f'_{об.к.}} \approx 1 \cdot 10^{-4},$$

где  $\alpha_{ост.}$  – остаточная сходимост пучка лучей, создаваемого коллиматором.

### Формирование и исследование математической модели базисного метода

Испытания установки на работоспособность показали, что смещение изображения марки коллиматора на экране монитора имеет две взаимно перпендикулярные составляющие. С достаточной степенью уверенности можно утверждать, что увод траектории не влияет на величину информативного параметра расфокусировки. Однако он вызывает неудобства при оценке допустимого остаточного смещения и не позволяет составить строгую методику выполнения контрольно-юстировочных операций.

Чтобы определить причину наблюдаемого увода, было проведено математическое моделирование базисного метода при наличии некоторых погрешностей сборки устройства.

- **Направление перемещения визирной оси камеры не совпадает с диаметром зрачка объектива коллиматора.**

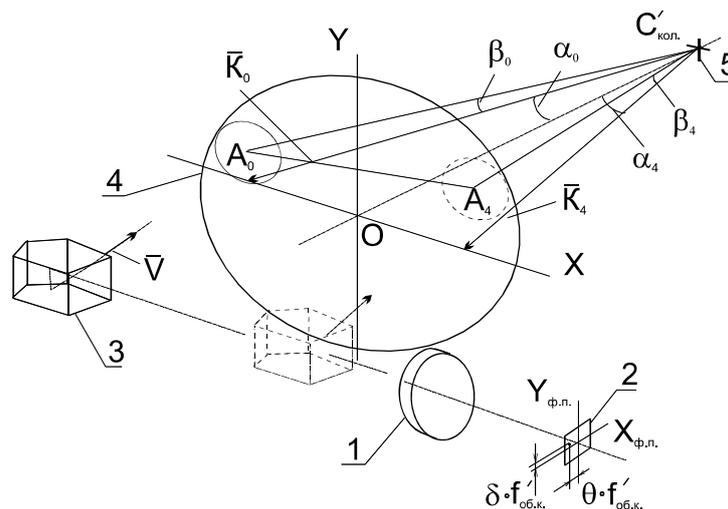


Рис. 2. Схема базисного метода контроля фокусировки коллиматорного объектива: 1 – объектив видеокамеры; 2 – фотоприемник; 3 – пентапризма; 4 – зрачок объектива коллиматора; 5 – изображение марки, построенное объективом коллиматора

В системе координат OXYZ (рис. 2) зададим массив векторов  $\vec{K}$ , описывающих главные лучи пучков, пересекающих плоскость зрачка объектива коллиматора в точках  $A_0 - A_4$ :

$$\vec{K}_i = \begin{pmatrix} \cos \beta_i \cdot \sin \alpha_i \\ \sin \beta_i \\ \cos \beta_i \cdot \cos \alpha_i \end{pmatrix}, \quad \alpha = \begin{pmatrix} -3,71 \cdot 10^{-4} \\ -3,66 \cdot 10^{-4} \\ 0 \\ 3,66 \cdot 10^{-4} \\ 3,69 \cdot 10^{-4} \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} 4,76 \cdot 10^{-3} \\ 4,88 \cdot 10^{-3} \\ 4,97 \cdot 10^{-3} \\ 5,06 \cdot 10^{-3} \\ 5,12 \cdot 10^{-3} \end{pmatrix}.$$

Здесь  $\beta_i$  – угол между главным лучом и плоскостью XOZ;  $\alpha_i$  – угол между проекцией главного луча на плоскость XOZ и осью Z.

Начальное положение визирной оси камеры  $\vec{V}$  зададим относительно главного луча  $\vec{K}_0$  через углы  $\delta$  и  $\theta$ :

$$\vec{V} = \begin{pmatrix} \cos \delta \cdot \sin \theta \\ \sin \theta \\ \cos \delta \cdot \cos \theta \end{pmatrix}, \quad \delta = 0,01, \quad \theta = 0,015,$$

где  $\delta$  – угол наклона визирной оси камеры относительно главного луча  $\vec{A}_0$  в плоскости YOZ;  $\theta$  – угол наклона визирной оси камеры относительно  $\vec{A}_0$  в плоскости XOZ,

Координаты изображения марки коллиматора на фотоприемнике определяются через приращения углов главных лучей и описываются конечным вектором  $\vec{T}$  в системе координат фотоприемника:

$$\vec{T} = \begin{pmatrix} \cos \delta \cdot \sin \beta + (\cos \alpha_{i+1} \cdot \sin \beta_i - \cos \alpha_i \cdot \sin \beta_i) \\ \sin \theta + (\sin \alpha_{i+1} - \sin \alpha_i) \\ 1 \end{pmatrix} \cdot f'_{об.к.}$$

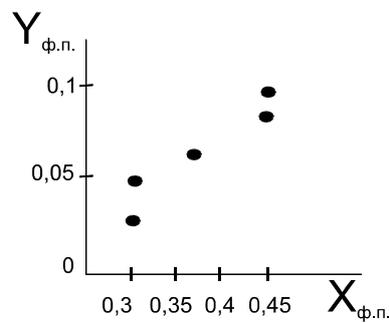


Рис.3. Траектория движения изображения марки коллиматора в системе координат, связанной с фотоприемником

- **Некомпланарность визирной оси коллиматора плоскости сканирования визирного луча  $\vec{V}$**

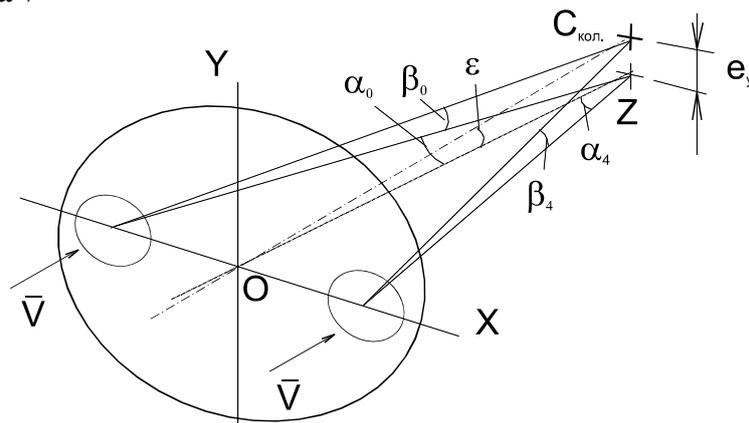


Рис.4. Иллюстрация наклона визирной оси коллиматора на угол  $\epsilon$  относительно плоскости XOZ, в которой происходит сканирование визирного луча

Увод траектории движения марки появляется и при наклоне визирной оси коллиматора относительно плоскости сканирования визирного луча  $\vec{V}$  на угол  $\epsilon = \frac{e_y}{f'_{об.кол.}}$

(рис. 4). Для выполнения этого требования в [2] предлагается горизонтировать главное

сечение пентапризмы. Выражения для координат изображения марки на фотоприемнике имеют вид:

$$X_{\Phi.п.} = \operatorname{tg}(\beta_i) \cdot f'_{об.к.}; \quad Y_{\Phi.п.} = \frac{e_y \cdot \cos(\beta_i)}{f'_{об.кол.}} \cdot f'_{об.к.}; \quad \beta_i = \begin{pmatrix} -0,01666 \\ -0,01190 \\ 0 \\ 0,01190 \\ 0,01666 \end{pmatrix}.$$

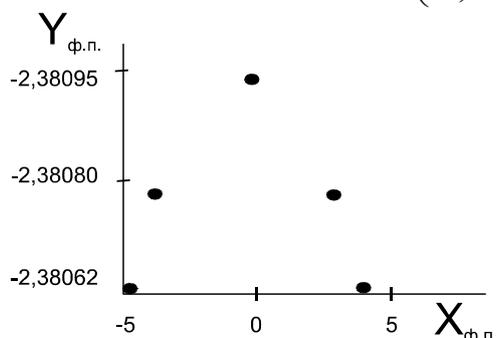


Рис. 5. Траектория движения изображения марки коллиматора при наклоне его визирной оси

Очевидно, что увод траектории движения марки появляется и при развороте фотоприемника вокруг оси камеры.

Анализ рассмотренных погрешностей сборки показывает их слабое влияние на увод траектории движения марки на экране монитора (рис. 3, 5). Следовательно, фокусирующее устройство не требует юстировки перед эксплуатацией. Опытным путем было установлено, что аномальная траектория движения марки на экране монитора обусловлена неточностью направляющих для перемещения пентапризмы.

Испытания фокусирующего устройства на коллиматорной установке дали устойчивые результаты. В серии из тридцати наблюдений разброс положения марки коллиматора при фокусировке не превышал 15 мм.

### Заключение

Расчетным путем и исследованиями, проведенными на коллиматорной установке, реализующей базисный метод контроля фокусировки длиннофокусных объективов, подтверждена возможность использования штатной видеокамеры установки совместно с призмным выверителем.

Исследования неизбежных погрешностей сборки выверителя, проведенные на математической модели и в эксперименте, показали, что требования к взаимной ориентации его элементов невысоки и позволяют получить требуемое значение доверительного интервала расфокусировки без тонкой юстировки.

### Литература

1. Погарев Г.В., Киселев Н.Г. Оптические юстировочные задачи. Л.: Машиностроение, 1989.
2. Ельников Н.Т, Дитев А.Ф., Юрусов И.К. Сборка и юстировка оптико-механических приборов. М.: «Машиностроение», 1974.
3. Пизюта Б.А., Михайлов И.О. Новые оптико-электронные приборы для оптических измерений. Измерение больших фокусных расстояний. <http://www.ssga.ru/AllMetodMaterial>

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ФОНОВОЙ ЗАСВЕТКИ НА ПОГРЕШНОСТЬ ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ В ОПТИКО- ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ УПРАВЛЕНИЯ С КРУГОВОЙ ОПТИЧЕСКОЙ РАВНОСИГНАЛЬНОЙ ЗОНОЙ

Е.М. Богатинский, В.С. Кулагин

Теоретически исследуется влияние яркости фона на погрешность позиционирования относительно базовой плоскости системы, реализуемой оптической равносигнальной зоной (ОРСЗ).

### Введение

Использование для позиционирования в качестве протяженной измерительной базы ОРСЗ особенно удобно при проведении строительных работ [1, 2]. Как было определено в [3], использование для этих целей панорамной оптики дает массу очевидных преимуществ и имеет минимум недостатков. Поэтому для формирования ОРСЗ целесообразно использовать панорамные концентрические объективы с торическими поверхностями [3].

В основу работы систем контроля и управления позиционированием относительно измерительной базы положено использование задатчика базовой плоскости, осуществляющего развертку оптического излучения и тем самым создающего горизонтально или под определенным наклоном круговую ОРСЗ, и приемников, которые устанавливаются на рабочих органах строительных машин (рис. 1).

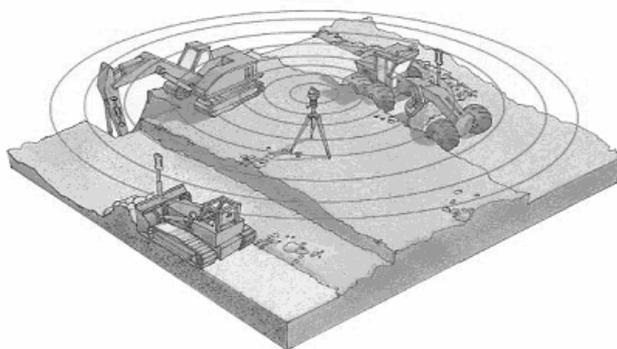


Рис. 1. Принцип работы систем контроля и управления позиционированием

При работе системы, особенно в полевых условиях на открытом воздухе, на погрешность позиционирования существенное влияние оказывает посторонний лучистый поток – фон. Поэтому целью статьи является исследование влияния яркости фона на погрешность позиционирования относительно базовой плоскости системы, реализуемой концентрической оптической равносигнальной зоной.

Наибольшая величина фона имеет место под открытым небом в солнечные дни, особенно при белых облаках и сильной дымке. В этих условиях освещенность в плоскости зрачка может достигать 10000 лк и более. При работе в темное время суток или в помещении (цехе, лаборатории, в шахтах и т. д.) облученность редко превосходит 500 лк [4].

Из [4] получено, что при увеличении яркости фона погрешность регистрации смещений возрастает пропорционально квадратному корню отношения яркостей фонов:

$$\delta y_{\phi} \approx \frac{\sqrt{2} \cdot k_1 \cdot \delta\phi \cdot l^3 \cdot d^2 \cdot \sin^2 \frac{\Theta}{2} \cdot m \cdot \sqrt{e \cdot S_{I\phi\nu} \cdot \tau_{\phi} \cdot E_{\phi} \cdot \rho \cdot (\Omega - \Omega_{\text{экр}}) \cdot \Delta f}}{D \cdot \pi \cdot \tau \cdot P_e \cdot K \cdot S_I \cdot D_0^2},$$

где  $k_1$  – коэффициент формы распределения aberrаций объектива прожекторного блока;  $\delta\phi$  – максимальное значение угловой сферической aberrации объектива прожекторного блока;  $l$  – максимальная дистанция контроля смещений;  $d$  – диаметр излучающей площадки светодиода;  $\Theta$  – угол освечивания светодиода;  $m$  – минимально допустимое отношение сигнал/шум;  $e$  – заряд электрона;  $S_{I\phi\nu}$  – токовая чувствительность приемника к потоку фона, выраженная в световых величинах;  $\tau_{\phi}$  – коэффициент пропускания излучения фона средой и оптикой приемной части;  $E_{\phi}$  – освещенность от фона;  $\rho$  – коэффициент отражения светового потока от диффузной среды;  $\Omega$  – телесный угол, соответствующий угловому полю объектива ПЧ;  $\Omega_{\text{экр}}$  – телесный угол, в пределах которого излучение фона экранируется прожекторами;  $\Delta f$  – полоса частот электронного тракта;  $D$  – диаметр входного зрачка объектива приемной части;  $\tau$  – коэффициент пропускания излучения светодиода оптикой и средой;  $P_e$  – мощность излучения светодиода;  $K$  – корреляционный множитель серийно выпускаемых светодиодов;  $S_I$  – токовая чувствительность приемника к потоку от светодиода;  $D_0$  – диаметр выходного зрачка объектива прожектора.

Исходя из представленного выше выражения, можно утверждать, что на погрешность позиционирования, помимо величины фона, могут влиять параметры источников излучения и оптики передающей части. Уже на этапе проектирования системы необходимо принять меры, чтобы эти параметры не оказывали негативное воздействие на точность регистрации смещений. Поэтому считаем необходимым провести исследования влияния фона на погрешность.

Для различных значений фона построены графики погрешностей, возникающих при работе системы (рис. 2):

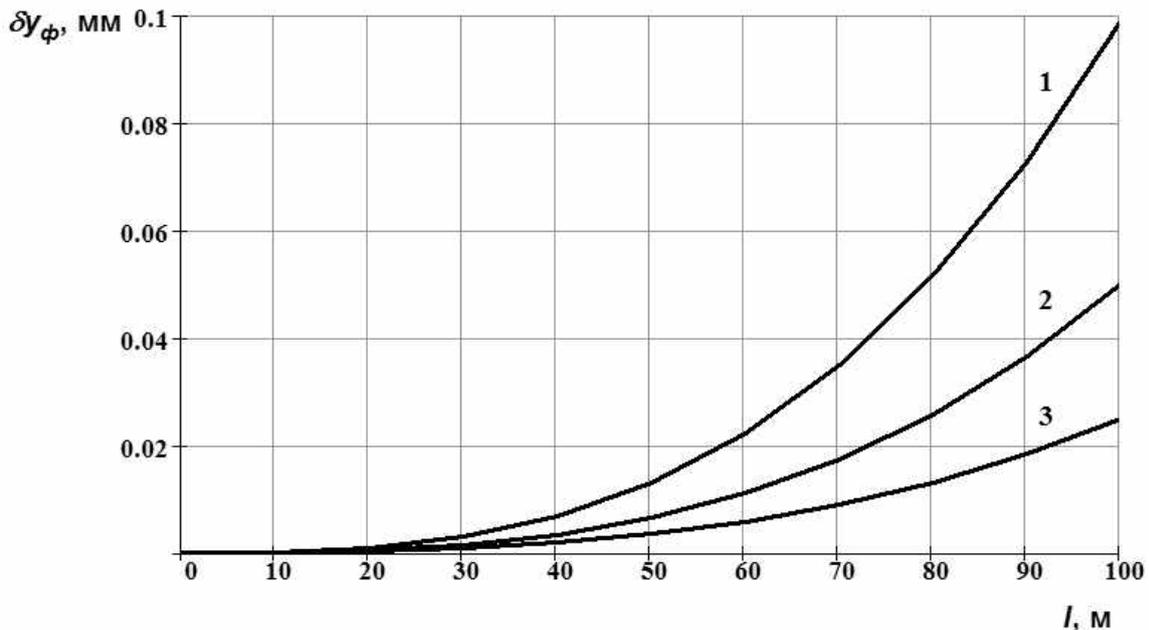


Рис. 2. Зависимость погрешности системы от дистанции при различном фоне: 1 – при освещенности фона 10000 лк (яркость фона 1600 Вт/[м<sup>2</sup>·ср]); 2 – при 2500 лк (400 Вт/[м<sup>2</sup>·ср]); 3 – при 500 лк (80 Вт/[м<sup>2</sup>·ср])

В пределах одинаковой яркости фона (кривая 1, 2, 3) зависимость погрешности регистрации от дистанции контроля носит степенной (кубический) характер.

При максимальном фоне в 10000 лк погрешность регистрации смещений может быть аппроксимирована выражением:  $100 \cdot (10^{-3} \cdot l)^3$ , где  $l$  – дистанция контроля в метрах.

Максимальное значение исследуемой погрешности на максимальной дистанции будет при фоне 10000 лк:  $\delta y_{\phi \max} = 0,1$  мм, минимальное значение – при фоне 500 лк:  $\delta y_{\phi \min} = 0,025$  мм.

### Заключение

Поведенное исследование показывает, что при работе системы в реальных условиях погрешность измерений от фона может достигать 0,1 мм, что порой допустимо для требований строительства.

При построении систем следует учитывать, что увеличение диаметра прожектора и яркости источника излучения ослабляет погрешность регистрации смещений системой.

Можно ожидать, что предлагаемая схема упростит решение современных проблем, стоящих перед приборостроением в области создания высокоточных систем контроля и управления.

### Литература

1. Джабиев А.Н., Мусяков В.Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. Оптико-электронные приборы и системы с оптической равносигнальной зоной. Монография / Под общей редакцией Э.Д.Панкова. СПб: ИТМО, 1998.
2. Барсуков О.А., Тимофеев А.Н. Особенности формирования оптической равносигнальной плоскости // Оптико-электронные приборы и системы: Сб. науч. статей. Вып. 99 / Под ред. Э.Д. Панкова. СПб: СПб ГИТМО (ТУ), 1999.
3. Богатинский Е.М. Выбор параметров построения оптической схемы прожектора, реализующего круговую оптическую равносигнальную зону. // Девятая Санкт-Петербургская ассамблея молодых ученых и специалистов / Аннотации работ по грантам Санкт-Петербургского конкурса 2004 г. для молодых ученых и специалистов. СПб: Изд-во СПбГУ, 2004.
4. Цуккерман С.Т., Гридин А.С. Управление машинами при помощи оптического луча. Л.: Машиностроение, 1969.

# ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕННОГО ФОРМИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА УСЛОВИЯ ОБНАРУЖЕНИЯ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ НАКЛОННОЙ ДАЛЬНОСТИ

Е.Г. Лебедько, Чжоу Сяоган, Нгуен Ву Тунг

Анализируется влияние длительности излучаемого сигнала заданной энергии на условия обнаружения сигналов при определении наклонной дальности при различных углах визирования.

## Постановка задачи

Определение наклонной дальности импульсным методом осуществляется в условиях нестационарного облучения, при котором дистанция распространения излучения за время его длительности сопоставима с радиальной протяженностью облучаемой поверхности. В этом случае временные функции отраженных сигналов будут зависеть как от характеристик зондирующего импульса, так и от отражательных свойств поверхности, которые в наиболее полном виде описываются системными импульсными характеристиками поверхностей вида [1]

$$g_s^*(t) = \iint_s \psi_1(\beta) \cdot \psi_2(\beta) \cdot r(\gamma) \cdot \cos^2(\gamma) \cdot \delta\left(t - \frac{2z}{c}\right) ds, \quad (1)$$

где  $\psi_1(\beta)$  и  $\psi_2(\beta)$  – диаграммы направленности полей излучения и приема,  $r(\gamma)$  – коэффициент яркости элемента поверхности  $ds$ ,  $\gamma$  – угол между направлением излучения и нормалью к элементу поверхности (угол визирования),  $s$  – облучаемая поверхность,  $c$  – скорость света,  $\delta(x)$  – дельта-функция.

Проведем анализ влияния длительности излучаемого сигнала заданной энергии на условия обнаружения отраженных сигналов при изменении угла визирования  $\gamma$ .

## Основная часть

Так как форма оптического сигнала заданной энергии при приеме на фоне белого гауссова шума незначительно влияет на величину отношения сигнал/шум [1], то для удобства вычислений в качестве зондирующего импульса будем рассматривать гауссов импульс

$$s_1(t) = \lambda \cdot \exp\left(-\pi \cdot \lambda^2 \cdot \frac{t^2}{\tau^2}\right), \quad (2)$$

где  $\lambda$  – коэффициент преобразования, учитывающий изменение длительности импульса при сохранении его энергии,  $\tau$  – исходная длительность излучения.

Диаграммы направленности полей излучения и приема будем описывать функциями:

$$\psi_1(\beta) = \exp\left(-\pi \cdot \frac{\beta_x^2 + \beta_y^2}{\theta_1^2}\right), \quad \psi_2(\beta) = \exp\left(-\pi \cdot \frac{\beta_x^2 + \beta_y^2}{\theta_2^2}\right), \quad (3)$$

где  $\theta_1$  и  $\theta_2$  – ширина полей излучения и приема на уровне 0,5 от максимального значения.

Оценку обнаружительной способности при условии, что всегда осуществляется оптимальная фильтрация, будем проводить по относительной величине отношения сигнала к шуму  $\eta$ , которую назовем энергетическим выигрышем:

$$\eta = \frac{\mu(\gamma, \lambda)}{\mu(\gamma = 0, \gamma = 1)}, \quad (4)$$

где  $\mu(\gamma, \lambda) = \left[ \frac{2}{\sqrt{\pi} \cdot G} \cdot \int_0^{\infty} |S_2(j\omega)|^2 d\omega \right]^{\frac{1}{2}}$  – отношения сигнала к шуму,  $S_2(j\omega)$  – спектральная функция отраженного сигнала,  $G$  – энергетический спектр входных шумов.

Системная импульсная характеристика (1) для наклонной ламбертовой плоскости при диаграммах направленности (3) принимает вид

$$g_3^*(t) = \rho \cdot \cos \gamma \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} dy \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[ -\pi \frac{x^2 + y^2}{L^2 \cdot \theta_1^2} \cdot \left( 1 + \frac{\theta_1^2}{\theta_2^2} \right) \right] \cdot \delta \left( t - \frac{2 \cdot x \cdot t g \gamma}{c} \right) dx = \frac{a(\gamma)}{\tau_3(\gamma)} \cdot \exp \left[ -\pi \cdot \frac{t^2}{\tau_3^*(\gamma)} \right], \quad (5)$$

В формуле (4) обозначено:  $a(\gamma) = \frac{L^2 \cdot \theta_1^2 \cdot \cos \gamma}{1 + \frac{\theta_1^2}{\theta_2^2}}$ ,  $\tau_3(\gamma) = \frac{2 \cdot L \cdot \theta_1 \cdot t g \gamma}{c \cdot \sqrt{1 + \frac{\theta_1^2}{\theta_2^2}}}$  – временная протяженность системной импульсной характеристики поверхности,  $L$  – наклонная дальность.

Спектральная функция отраженного сигнала равна

$$S_2(j\omega) = S_1(j\omega) Q_3(j\omega), \quad (6)$$

где  $S_1(j\omega)$  – спектральная функция излучаемого (зондирующего) импульса и системная передаточная функция поверхности, которые в соответствии с (2) и (5) равны

$$S_1(j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} s_1(t) \cdot e^{-j\omega \cdot t} dt = \tau \cdot \exp \left( -\frac{\omega^2 \cdot \tau^2}{4 \cdot \pi \cdot \lambda^2} \right), \quad (7)$$

$$Q_3(j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} g_3(t) \cdot e^{j\omega \cdot t} dt = a(\gamma) \cdot \exp \left[ -\frac{\omega^2 \cdot \tau_3^2(\gamma)}{4 \cdot \pi} \right], \quad (8)$$

С учетом зависимостей (6), (7) и (8) энергетический выигрыш (4) принимает вид

$$\eta = \left[ \frac{\cos^2(\gamma) \cdot \int_0^{\infty} \exp \left\{ -\frac{\omega^2}{2 \cdot \pi} \cdot \left[ \tau_3^2(\gamma) + \frac{\tau^2}{\lambda^2} \right] \right\} \cdot d\omega}{\tau^2 \cdot \int_0^{\infty} \exp \left( -\frac{\omega^2 \cdot \tau^2}{2 \cdot \pi} \right) \cdot d\omega} \right]^{\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{\lambda \cdot \cos^2(\gamma)}{\sqrt{\lambda^2 \cdot \frac{\tau_3^2(\gamma)}{\tau^2} + 1}}}, \quad (9)$$

На рис.1 приведены зависимости энергетического выигрыша  $\eta(\gamma)$  при трех значениях коэффициента преобразования  $\lambda$  (сплошные линии). На этом же рисунке пунктирными линиями представлены кривые  $\eta^*(\gamma)$ , характеризующие энергетический выигрыш (проигрыш), который зависит только от изменения временной протяженности системной импульсной характеристики, вычисленной без учета ламбертового отражения по формуле

$$\eta^*(\gamma) = \left[ \frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2 \cdot \frac{\tau_3^2}{\tau^2} + 1}} \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Эти кривые указывают на степень влияния на отношение сигнала к шуму величины временной протяженности импульсной характеристики поверхности.

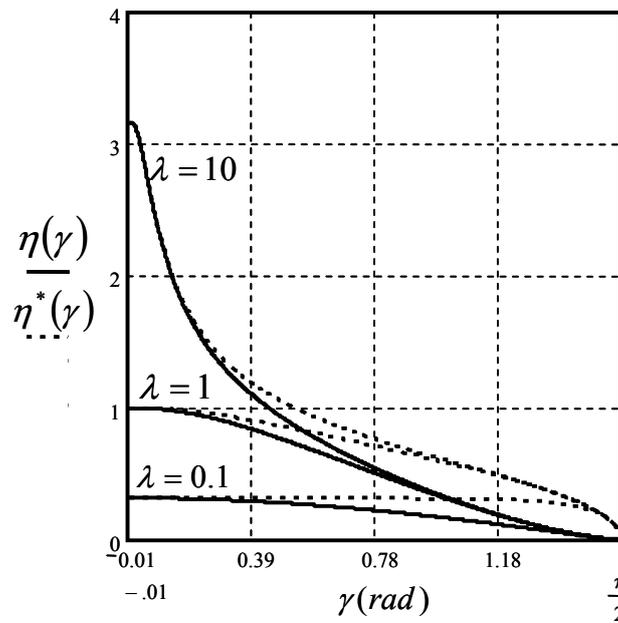


Рис. 1. Зависимости энергетического выигрыша от угла визирования

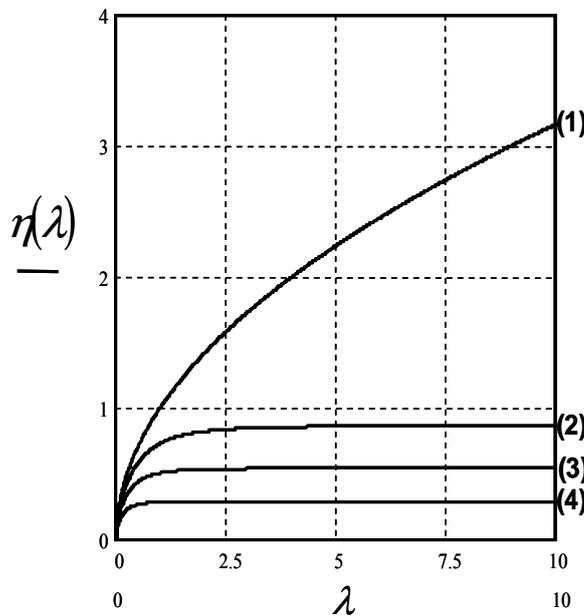


Рис. 2. Зависимости энергетического выигрыша от коэффициента преобразования  $\lambda$  при (1)-  $\gamma = 0$ , (2)-  $\gamma = \frac{\pi}{6}$ , (3) -  $\gamma = \frac{\pi}{4}$ , (4)  $\gamma = \frac{\pi}{3}$

Как видно из графиков рис. 1, чем короче зондирующие импульсы заданной энергии ( $\lambda > 1$ ), тем более резко возрастают энергетические потери по мере увеличения угла визирования.

На рис. 2 для наглядности представлены кривые, характеризующие энергетический выигрыш при изменении длительности зондирующих импульсов излучения равной энергии для четырех фиксированных значений угла визирования.

Приведенные на рис. 1 и рис.2 зависимости рассчитаны для случая, когда  $\theta_2 \gg \theta_1$ , а исходная длительность зондирующего импульса излучения  $\tau = \tau_0$  ( $\gamma = 30^\circ$ ).

## Заключение

Как видно из приведенных графиков, сокращение ( $\lambda > 1$ ) длительности зондирующих импульсов равной энергии особенно эффективно и дает наибольший энергетический выигрыш для  $\gamma = 0$ , т.е. при облучении нормально ориентированной поверхности. По мере возрастания угла визирования  $\gamma$  эффективность преобразования снижается. Однако, как видно из графиков, использование коротких оптических импульсов излучения остается предпочтительным при определении наклонной дальности.

Полученные результаты в силу того, что условия обнаружения фактически при белом гауссовом шуме не зависят от формы принимаемого сигнала заданной энергии, являются общими для любых временных функций зондирующих оптических сигналов и системных импульсных характеристик поверхностей, т.е. для любых поверхностей.

## Литература

1. Лебедько Е.Г., Порфирьев Л.Ф., Хайтун Ф.И. Теория и расчет импульсных и цифровых оптико-электронных систем. Л.: Машиностроение, 1984. 192 с.

# ВЫБОР УВЕЛИЧЕНИЯ ТЕЛЕВИЗИОННОГО КАНАЛА МИКРОСКОПА

М.А. Волкова, Г.Н. Грязин

Рассмотрены варианты выбора увеличения телевизионного канала микроскопа из соображений устранения ложных структур в изображении и из соображений уровня видения объекта. Показано, что в указанных случаях значения увеличения телевизионного канала разные

## Введение

При проектировании ТВ канала микроскопа встречается ряд задач, одна из которых связана с отсутствием ложных структур в изображении, а вторая, если ТВ канал используется для каких либо измерений, например, диаметра микрообъектов, связана с необходимостью обеспечения требуемой точности измерения. Наша практика показывает, что выполнение требований для второй задачи обеспечивает выполнение требований для первой.

## Основные результаты

Современные микроскопы обычно, кроме визуального канала, содержат канал для телевизионной камеры или канал для цифрового фотоаппарата, приемником в котором также является матричных ПЗС. Для согласования действия визуального канала с телевизионным и каналом цифрового фотоаппарата вводится дополнительная оптическая система, которую называют адаптером. Адаптер является аналогом фотоокуляров, применявшихся в фотоканалах микроскопов, в которых использовалась пленочная фотокамера или фоторегистрация производилась на фотопластинку. Формат фотокадра и фотопластинки больше окулярного поля зрения визуального канала, поэтому увеличение фотоокуляров всегда было больше единицы (до 15–20 крат). Формат матричных ПЗС обычно меньше окулярного поля визуального канала, что приводит к увеличению адаптера меньше единицы.

На рис. 1 приведена принципиальная оптическая схема телевизионного канала микроскопа, где  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  и  $\varphi_3$  – микрообъектив, тубусная линза и сам адаптер, соответственно,  $f_1, f_2$  – фокусные расстояния микрообъектива и тубусной линзы,  $d$  – расстояние между  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ ,  $S$  и  $S'$  – передний и задний отрезки адаптера  $\varphi_3$ , их отношение  $S'/S$  определяет линейное увеличение адаптера  $\beta_a$ .

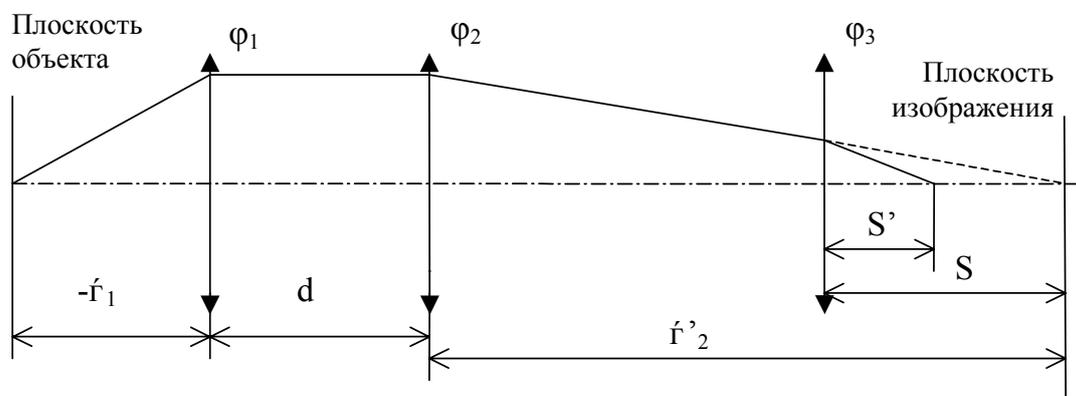


Рис. 1. Принципиальная оптическая схема телевизионного канала микроскопа

При выборе увеличения адаптера  $\beta_a$  обычно принимают во внимание необходимость обеспечения равенства линейного поля зрения в пространстве объектов для визуального и телевизионного каналов микроскопа. Отсюда получаем

$$\beta_a = D/D_n, \quad (1)$$

где  $D$  – диагональ матрицы ПЗС,  $D_n$  – диаметр полевой диафрагмы окуляра. Величины  $D$  и  $D_n$  принимают несколько значений, отчего, если следовать указанным требованиям, появляется необходимость иметь достаточно широкую номенклатуру адаптеров с разными значениями  $\beta_a$ . Например, для матричных ПЗС используются форматы 1/4", 1/3", 1/2", 2/3", 1", которым соответствуют значения величин  $D$  – 4 мм, 5,3 мм, 8 мм, 11мм, 16 мм. Аналогично для  $D_n$  значение величины изменяется от 8 мм до 23,3 мм [1]. Для пяти значений  $D$  и пяти значений  $D_n$  потребуется 25 вариантов адаптеров, что наталкивает на мысль о создании панкратических адаптеров, изменив его увеличение в сторону уменьшения. Последнее не снимает ряд вопросов о выборе значения  $\beta_a$  и его диапазона.

Исследования показывают, что выполнение требования равенства полей зрения в телевизионном и визуальном каналах часто приводит к проявлению ложных структур в изображении, муара. На рис. 2 приведены изображения объект-микрометра для случаев правильного выбора значения величины  $\beta_a$  (а) и неудачного выбора (б). Для демонстрации искажений использовали прием, связанный с изменением размера телевизионного раstra. Рис. 2 показывает влияние муара (искажение 1-го рода) на изображение, там же для более ясного понимания явления, помимо изображения самого тест-объекта, приведена осциллограмма светораспределения в его изображении. Сравнение осциллограмм (а)–(в) четко показывает влияние ложной структуры – муара, который проявляется на светораспределении в виде биений, под которыми принято понимать результат сложения двух гармонических колебаний, периоды которых и начальные фазы отличаются не на много друг от друга [2]. Изображение (а)–(в) отличаются друг от друга размером телевизионного раstra: для (а) – 768×576 элементов, для (б) – 752×240 элементов и для (в) – 320×240 элементов. На осциллограмме рис.2а биение и муар отсутствуют, а на рис.2б и 2в имеются биения и муар. Амплитуда биения для изображения по рис.2в выше, чем на рис.2б. Существует ряд приемов, позволяющих избежать ложных структур – муара.

Если требуется сохранить одинаковость полей в визуальном и телевизионном каналах, то для выполнения критерия Найквиста следует до дискретизации произвести предварительную фильтрацию изображения [3], например, затягивая апертурную диафрагму конденсора осветительной части микроскопа, так как в соответствии с формулой Д.С. Рождественского [4]

$$\rho = \frac{\lambda}{A + A_k}, \quad (2)$$

где  $A_k$  – апертура конденсора осветительной части микроскопа. Условие (2) показывает зависимость проявления муара от длины волны. Кроме того, могут быть использованы приемы адаптивной дискретизации изображения для различных участков поля зрения.

Во всяком случае, соблюдение критерия Найквиста требует, чтобы максимальная разрешающая способность оптической системы было в два раза выше шага матричных ПЗС. Тем не менее, на практике указанная частота ниже разрешающей способности оптической системы до 12 раз.

Вопросы обеспечения точности измерений рассмотрим на примере метода профессора М.М. Русинова оценки качества изображения по градиентной кривой. Суть способа заключается в сдвиге градиентной кривой на ширину шпалы «а» мира 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 ша-

гом указанных мир. 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, кроме того, «точка» и «линия» на тест-объекте должны иметь такой размер, чтобы дифрагирующие на них пучки полностью заполняли апертуру испытываемой системы. Такой проблемы нет при использовании полуплоскости.

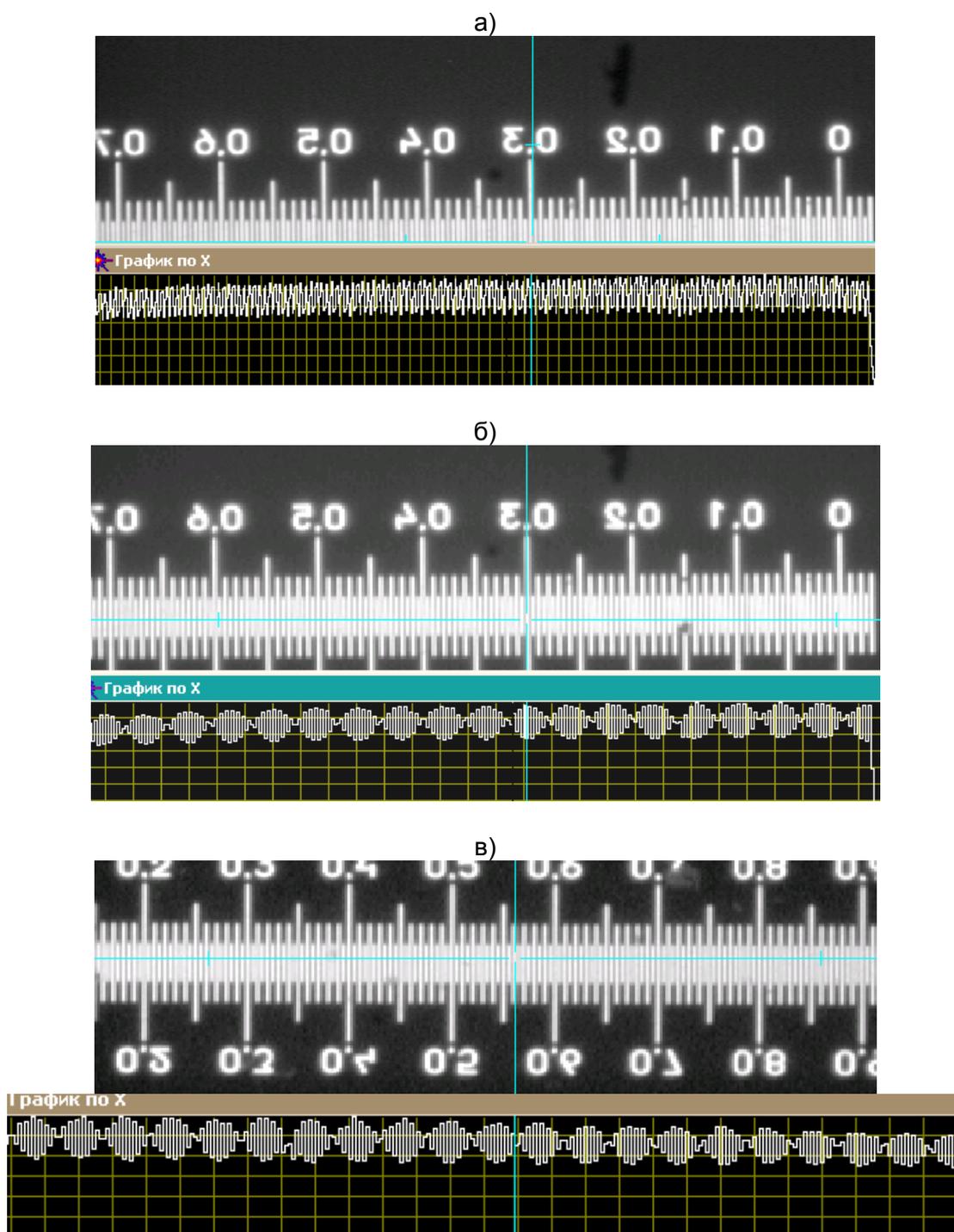


Рис 2. Изображения объект-микрометра при различных значениях телевизионного раstra: а – 768×576×24b(RGB24), б – 768×240×24b(RGB24), в – 320×240×24b(RGB), объектив 4,7×0,11

Известно использование метода оценки по пограничной кривой качества изображения в оптико-электронном приборе [5], а также по изображению щели конечной ширины [6]. В последней работе подробно рассмотрены вопросы учета влияния шумов фотоприемника (линейного ПЗС) и конечности разрядности представления сигнала в цифровой форме на точность измерения. В качестве тест-объекта в [6] использовалась щель конечной ширины, что потребовало также рассмотреть вопрос о выборе ее ширины с учетом увеличения вспомогательного микрообъектива. Эти обстоятельства позволяют в настоящей работе не касаться указанных вопросов.

Исследование системы проводилось на установке, представленной на рис. 3. 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.

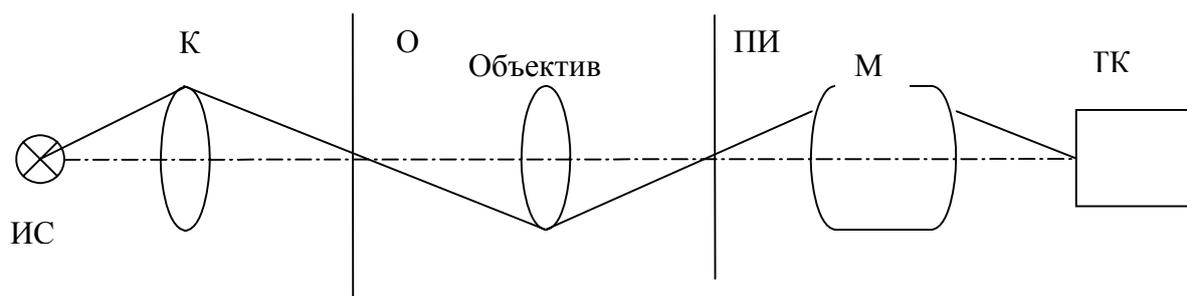


Рис. 3. Схема измерения. ИС – источник света, К – конденсор, О – объект, ПИ – плоскость изображения объекта, М – вспомогательный микроскоп, ТК – телекамера

При выборе характеристик дополнительного микроскопа – его увеличения  $\beta_1$  и передней апертуры  $A_v$  – следует руководствоваться тем, чтобы его участие в схеме не отразилось на результатах измерения. Для реализации этого условия воспользуемся таблицами Джонса [7], согласно которым для уверенного восприятия структуры изображения телевизионного канала на минимальный элемент указанной структуры должно приходиться 12–15 телевизионных линий или пикселей. В этом случае минимальным элементом структуры является расстояние между двумя дифракционными максимумами ФРЛ  $\Delta r$ , величина которого в нашем случае определяется как одна оптическая единица, равная  $\lambda/2A'$ . В итоге для вычисления значения задней апертуры измерительной установки  $A'$  имеем:

$$A'_n = \frac{\lambda}{30\delta}, \quad (3)$$

где  $\lambda$  – длина волны,  $\delta$  – ширина телевизионной линии или размер пиксела.

Общее увеличение  $\beta$  всей установки определяется по формуле  $\beta = \beta_n \beta_v$ , где  $\beta_n$  – увеличение испытуемой системы. Одновременно для  $\beta$  справедлива формула  $\beta = A/A'$ , где  $A$  – передняя апертура испытуемой системы, откуда при  $\lambda = 600 \text{ нм}$ ,  $\delta = 6 \text{ мкм}$  получим  $\beta = 300A$ . Это условие удовлетворяет аналогичному из [6], но оно более жестко. Например, если у испытуемой системы увеличение  $\beta_n = 5$  и передняя апертура  $A = 0,1$ , то увеличение вспомогательной системы  $\beta_v = 6$ . Из (3) при  $\delta = 0,006 \text{ мм}$  и  $\lambda = 0,0006 \text{ мм}$   $A'_n = 0,0033$ , откуда  $A_n = 0,02$ . На самом деле реальные апертуры испытуемой системы в несколько раз больше.

На рис. 4а представлено телевизионное изображение полуплоскости, а на рис. 4б – кривые светораспределения в этом изображении. Кривая 1 является результатом прямого фотометрирования, а кривая 2 – результатом сглаживания шумовой компоненты

кривой 1. На рис.4в приведены две сглаженные градиентные кривые 1 и 2, сдвинутые друг относительно друга на величину ширины шпалы  $a$ , а также приведена кривая 3, определяемая разностью кривых 1 и 2 и дающая изображение шпалы шириной  $a$ . На рис.4г приведена кривая светораспределения в изображениях шпальной миры для предельной пространственной частоты. Предельная пространственная частота  $N=1/b$  ( $b=2\Delta$  – шаг миры) определяется автоматически по суммарному светораспределению в изображении двух ФРЛ при задании значения величины провала в этом светораспределении. После определения предельной пространственной частоты весь частотный интервал делится на несколько интервалов, для которых можно 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). Имея серию таких кривых, можно вычислить контраст  $K$  и построить МПФ испытуемой системы. Для вычисления  $K$  справедлива формула

$$K = (E_{\max} - E_{\min}) / (E_{\max} + E_{\min}). \quad (4)$$

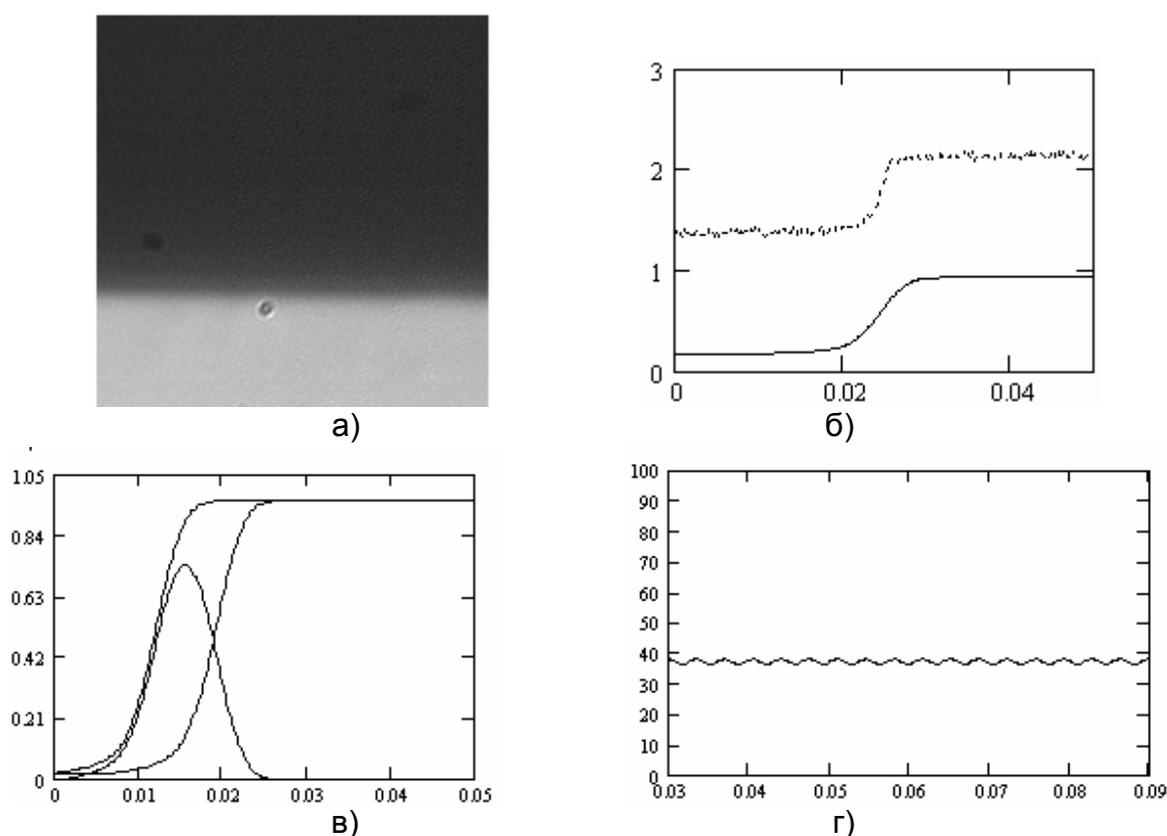


Рис. 4. а - телевизионное изображение полуплоскости; б – кривые светораспределения в этом изображении; в – сглаженные градиентные кривые 1 и 2, сдвинутые друг относительно друга на величину ширины шпалы  $a$ , и их разность 3; г – кривая светораспределения в изображениях шпальной миры для предельной пространственной частоты

### Заключение

Проведенный в работе анализ показывает, что, помимо предварительной фильтрации до дискретизации изображения, эффективен путь решения задачи, связанный с использованием возможности электронным способом менять число элементов разложения в матрице, т.е. влиять не на значение  $\rho'$ , определяющее разрешающую способность оптической системы, а на шаг матрицы  $\Delta x$ .

Резюмируя, отметим, что выбор линейного увеличения телеканала определяется решаемой задачей и при этом значение линейного увеличения может колебаться в широких пределах.

### Литература

1. Панов В.А., Андреев Л.И. Оптика микроскопов. Л.: Машиностроение, 1976. 430 с.
2. Горелик Г.С. Колебания и волны. М.-Л.: ГИТТЛ, 1950. 551 с.
3. Прэрт У. Цифровая обработка изображений. М.: Мир, 1982. 790 с.
4. Рождественский Д.С. Избранные труды. М.-Л.: Наука, 1964. 430 с.
5. Захарнев А.П., Иванов П.П., Муравьева Г.И. и др. Установка для измерения передаточных функций оптико-электронных приборов с цифровой обработкой данных. // ОМП. 1978. №5. С.25–27.
6. Великотный М.А., Петрас С.В. Принципиальные аспекты измерения оптической передаточной функции с помощью дискретного самосканирующего фотоприемника. // ОЖ. 1994. №9. С.50–53.
7. Ллойд Дж. Системы тепловидения. М.: Мир, 1978.

# ГАБАРИТНО–ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ В ОПТИКО– ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ С КРУГОВОЙ ОПТИЧЕСКОЙ РАВНОСИГНАЛЬНОЙ ЗОНОЙ

Е.М. Богатинский, А.Н. Тимофеев

Предлагается методика габаритно-энергетического расчета модели оптико-электронной системы управления (ОЭСУ) относительно базовой плоскости реализуемой концентрическими оптическими системами.

По мере роста научно-технического прогресса совершенствуются технологии и, соответственно, конструкции строительных машин для проведения земляных работ. В настоящее время для оптимизации и повышения точности подготовки земляного полотна во многих строительных фирмах всего мира используются системы автоматического управления (САУ) строительной техникой, или как их еще называют, системы автоматического задания высотного положения [1]. В основу работы данных систем положено использование лазерных построителей плоскостей, которые задают горизонтальную или расположенную под определенным наклоном плоскость, и лазерных приемников, устанавливаемых на рабочих органах строительных машин.

Главными достоинствами систем с механическим сканированием являются простота оптической системы, высокое качество изображения, возможность работы в различных спектральных диапазонах. Анализ существующих устройств и схем показал, что наличие подвижных элементов, осуществляющих развертку лазерного излучения, весьма существенно снижает точность, особенно в полевых условиях при большой запыленности и влажности атмосферы и при больших колебаниях температуры.

Для обеспечения высокой точности позиционирования на больших дистанциях в качестве базы и предлагается использовать оптическую равносигнальную зону (ОРСЗ), имеющую форму плоскости [2] и позволяющую обеспечить сканирование электронным способом.

В работе [3] показано, что наиболее оптимальной для обзора пространства в полной сфере, полусфере или в некоторой сравнительно широкой кольцевой зоне ( $360^\circ$  по азимуту, десятки градусов по углу места) является система с панорамной концентрической оптикой. В таких системах создается плоская проекция полусферы (или области, близкой к ней), которая затем анализируется приемником излучения и вычислительным устройством. Достоинства этих систем очевидны: отсутствие механического сканирования, единый оптический канал, возможность различных способов анализа изображения.

В настоящее время не существует методики габаритно-энергетического расчета панорамных оптико-электронных систем управления. Поэтому целью работы является разработка методики габаритно-энергетического расчета оптико-электронной системы управления с ОРСЗ, реализуемой концентрическими оптическими системами.

Модель прожектора ОЭСУ с ОРСЗ можно представить двумя концентрическими объективами 3 и 4 (рис. 1), строящими изображения излучающих поверхностей радиально установленных полупроводниковых излучающих диодов (ПВД) 1, 5. Кольцевая заслонка 2 перекрывает часть пучков излучения ПВД, чтобы изображения подсвеченных границ на максимальной дистанции работы системы соприкасались – образовывалась ОРСЗ. ПВД переключаются с требуемыми частотами  $f_1$  и  $f_2$  в верхнем и нижнем каналах, происходит частотная модуляция полей.

Важнейшим параметром объектива прожектора является диаметр его выходного зрачка, так как облученность изображения пропорциональна площади выходного зрачка. Максимальный размер диаметра выходного зрачка объектива прожектора  $D_0$  ограничивается габаритами и оптическими параметрами.

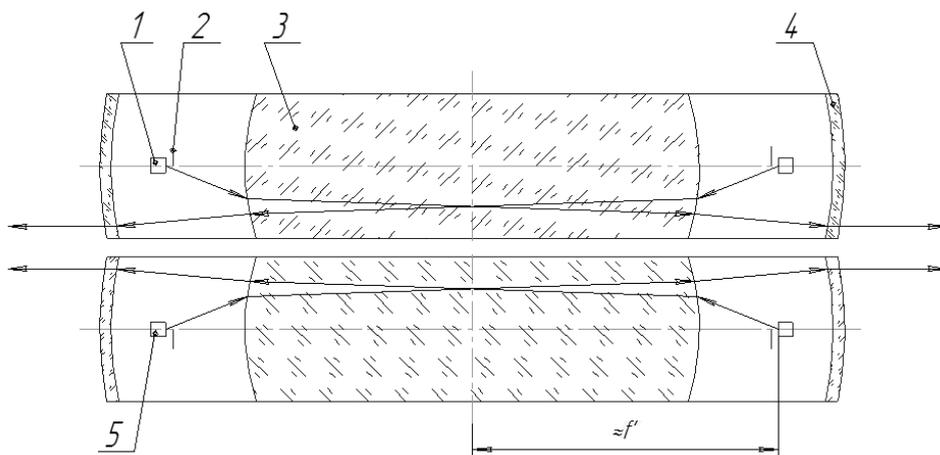


Рис. 1. Проекторный блок системы

С учетом закона синусов Аббе для источника и его изображения можно записать:

$$d \cdot \sin \sigma = D_0 \cdot \operatorname{tg} \alpha, \quad (1)$$

где  $d$  – диаметр излучающей площадки ПИД;  $\sigma$  – передний апертурный угол оптической системы прожектора, равный половине угла излучения светодиода;  $2\alpha$  – угол расходимости пучков объектива. Из выражения (1) получаем:

$$D_0 = \frac{d \cdot \sin \sigma}{\operatorname{tg} \alpha}. \quad (2)$$

Так как ПИД расположены практически в фокусе объектива, то запишем:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{d}{2 \cdot f'}, \quad (3)$$

где  $f'$  – фокусное расстояние объектива прожектора. При значениях  $d = 2,1$  мм и  $2\alpha = 1^\circ 30'$  на основании выражения (3) получим значение  $f'$ :

$$f' = \frac{d}{2 \cdot \operatorname{tg} \alpha} = 80,21 \text{ мм}. \quad (4)$$

Из условия непрерывности распределения облученности в круговой области пространства число ПИД  $n$  в каждом канале прожектора будет

$$n = \frac{2 \cdot \pi \cdot f'}{d} = 240. \quad (5)$$

В качестве объектива приемного блока предлагается использовать стандартный двухлинзовый объектив системы ПУЛ-Н, в фокальной плоскости которого установлен фотодиод (ФД).

Нетрудно показать [2], что диаметр входного зрачка объектива приемной части вычисляется согласно выражению

$$D = \sqrt{\frac{2 \cdot k_1 \cdot \delta\varphi \cdot l^3 \cdot d^2 \cdot \sin^2 \Theta / 2 \cdot m \cdot \sqrt{G \cdot \Delta f}}{\delta y \cdot \pi \cdot \tau \cdot P_e \cdot K \cdot S_l \cdot D_0^2}}, \quad (6)$$

где  $k_1$  – коэффициент формы распределения aberrаций объектива прожектора;  $\delta\varphi$  – поперечная сферическая aberrация объектива прожектора;  $l$  – максимальная дистанция работы системы;  $\Theta$  – угол излучения ПИД на уровне 0,5;  $m$  – минимально допустимое отношение сигнал/шум для ОЭСУ;  $G$  – спектральная плотность шума ФД;  $\Delta f$  – полоса частот пропускания электронного тракта;  $\delta y$  – минимально регистрируемое смещение приемной части в вертикальной плоскости;  $\tau$  – коэффициент пропускания излучения ПИД оптикой и средой;  $P_e$  – мощность излучения ПИД;  $K$  – корреляционный множитель серийно выпускаемых ПИД;  $S_l$  – токовая чувствительность ФД к потоку излучения от ПИД.

Как известно [4], спектральная плотность шума ФД определяется как

$$G = \frac{\bar{I}^2_{\text{тепл.шум}} + \bar{I}^2_{\text{дроб.шум}} + \bar{I}^2_{\text{ток.шум}}}{\Delta f} = \frac{4 \cdot k \cdot T}{R_n} + 2 \cdot e \cdot I + \frac{A_T \cdot I^2}{f}, \quad (7)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура среды;  $R_n$  – сопротивление нагрузки ФД;  $e$  – заряд электрона;  $I$  – среднее значение тока в приемнике;  $A_T$  – коэффициент, зависящий от материала ФЧЭ приемника излучения;  $f$  – меньшая частота модуляции потока излучения. Общий ток, протекающий через ФД, состоит из темнового, фонового и тока от ПИД.

Задачей энергетического расчета является решение трансцендентного уравнения (6) методом последовательных приближений – итераций, из-за того, что в выражении (7) значение  $I$  зависит от диаметра  $D$ . Проведем расчет диаметр входного зрачка объектива приемной части для конкретной схемы системы.

Для рассматриваемой схемы предложено использовать ПИД АЛ107Б на основе арсенида галлия (GaAs). В качестве фотоприемника предлагается использовать кремниевый фотодиод ФД-27К.

Так как система концентрическая и расстояние между главными плоскостями линз равно нулю, то, задавшись толщиной по оси  $d_3$  для мениска 4 (рис. 1) и воздушным промежутком  $d_2$  между объективами 3 и 4 и их марками стекол, можно рассчитать радиус  $r$  линзы-шара 3 из уравнения

$$\Phi_{\text{экс}} = \frac{1}{f'} = \frac{2 \cdot (n_1 - 1)}{n_1 \cdot r} - \frac{(n_2 - 1) \cdot d_3}{n_2 \cdot (r + d_2) \cdot (r + d_2 + d_3)}, \quad (8)$$

где  $n_1$  – показатель преломления стекла линзы-шара 3;  $n_2$  – показатель преломления стекла мениска 4. Решив уравнение (8), получим  $r = 56,69$  мм.

Параметры концентрического объектива прожектора приведены в таблице.

Радиус, мм	Толщина по оси, мм	Материал	$n$ ( $\lambda=0.95$ мкм)	Световой диаметр, мм	Стрелка, мм
		воздух	1		
59,69				10,98	0,25
	119,38	Ф2	1,600836		
-59,69				35,46	-2,70
	35	воздух	1		
-94,69				34,26	-1,56
	3	К8	1,507792		
-97,69				34,56	-1,54
		воздух	1		

Таблица. Конструктивные параметры концентрического объектива прожектора

Исходя из опыта, полученного, например, для системы ПУЛ-Н [2], максимальное значение поперечной сферической аберрации объектива прожектора  $\delta\phi$  не должно превышать  $17'$ . Поэтому для нахождения оптимального значения  $D_0$  был построен график зависимости максимальной поперечной сферической аберрации от радиуса выходного зрачка объектива прожектора (рис. 2).

Исходя из графика и предельно допустимого значения поперечной сферической аберрации объектива прожектора, находим  $D_0 = 35,5$  мм.

С учетом того, что фокусное расстояние равно 80,21 мм, относительное отверстие объектива прожектора будет равно  $1/2,26$ , что технически реализовать нетрудно.

Для двухчастотного метода создания ОРСЗ наиболее удачное расположение частот модуляции соответствует равенству  $f_2 = 2,5 \cdot f_1$ , когда частота  $f_2$  лежит между 2-й и

3-й гармоническими составляющими частоты  $f_1$  [5]. Поэтому в работе используются частоты  $f_1 = 3276$  Гц,  $f_2 = 2,5 \cdot f_1 = 8192$  Гц.

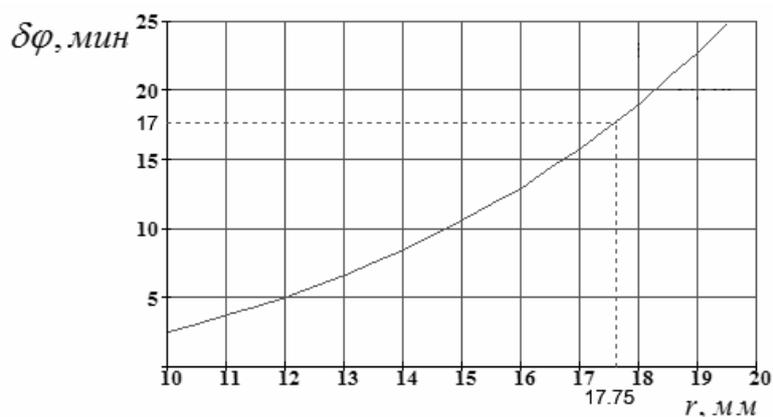


Рис. 2. График поперечной сферической аберрации объектива прожектора

На основании выражения (7) при значениях параметров  $T = 293$  К,  $R_n = 0,3$  МОм,  $I = 71$  мкА,  $A_T = 10^{-12}$ ,  $f = 3276$  Гц получим значение спектральной плотности шумов  $G = 2,43 \cdot 10^{-23}$  А<sup>2</sup>/Гц [6]. С учетом указанных выше значений, а также величин  $k_1 = 1,5$ ,  $\delta\varphi = 17'$ ,  $l = 100$  м,  $\Theta = 40^\circ$ ,  $m = 10$ ,  $\Delta f = 10$  Гц,  $\delta y = 0,1$  мм,  $\tau = 0,53$ ,  $P_e = 10$  мВт,  $K = 0,7$ ,  $S_l = 0,18$  А/Вт, решив трансцендентное уравнение (6), получим диаметр входного зрачка объектива приемной части  $D = 40,71$  мм.

### Заключение

Предложена методика габаритно-энергетического расчета оптико-электронной системы управления с ОРСЗ, создаваемой концентрическими оптическими системами.

По результатам проделанной работы доказана реализуемость предложенной оптической системы концентрического типа. В качестве источников выбраны ПИД типа АЛ107Б, приемников – ФД-27К. Диаметр входного зрачка оптической системы приемной части не более 40,71 мм, выходной зрачок прожектора должен быть не менее 35,5 мм.

Предполагается продолжить экспериментальные исследования распределения энергии в ОРСЗ для концентрических оптических систем в области пересечения полей соседних источников.

### Литература

1. Знобищев С.В. Системы автоматического управления строительной техникой для выполнения земляных работ. // Геопрофи. 2004. №1.
2. Джабиев А.Н., Мусьяков В.Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. Оптико-электронные приборы и системы с оптической равносигнальной зоной // Монография. СПб: ИТМО, 1998.
3. Елизаров А.В., Куртов А.В., Соломатин В.А., Якушенков Ю.Г. Обзорно-панорамные оптико-электронные системы. // Приборостроение, 2002. Т. 45. №2. С. 37–45.
4. Павлов А.В., Черников А.И. Приемники излучения автоматических оптико-электронных приборов // М.: Энергия, 1972.
5. Ефремов А.Н., Камальдинов А.К., Мармалев А.И., Самородов В.Г. Лазерная техника в мелиоративном строительстве. // М.: Агропромиздат, 1989.
6. Богатинский Е.М., Тимофеев А.Н. Особенности энергетического расчета оптико-электронной системы управления строительными машинами. // Труды четвертой международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2005». СПб: СПбГУ ИТМО, 2005.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГРЕШНОСТИ КОНТРОЛЯ ДИСТАНЦИИ В СИММЕТРИЧНОМ ВНУТРИБАЗОВОМ КАНАЛЕ ДВУХКООРДИНАТНОЙ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ СМЕЩЕНИЙ

А.Г. Анисимов, К.Г. Араканцев, А.А. Горбачев

В статье приведены результаты теоретического исследования методических погрешностей двухкоординатного оптико-электронного датчика контроля положения объектов при измерениях их дальности и вертикального смещения. Даны рекомендации по выбору параметров датчика, обеспечивающих заданные требования по точности и диапазонам измерений.

## Введение

Для высокоточных измерений смещений удаленных объектов в военной и космической технике (системы наведения и слежения), строительстве (контроль деформаций сооружений) [1], астрономии, навигации и многих других областях активно используются оптико-электронные системы [2].

Развитие элементной базы электроники (высокий уровень интеграции в микросхемотехнике, появление многоэлементных фотоприемников на основе ПЗС и КМОП-структур), совершенствование алгоритмов обработки цифровой видеoinформации обусловили появление новых широкодиапазонных и высокоточных измерительных оптико-электронных систем для контроля пространственного положения объектов [3]. При реализации по схемам визуальных дальномеров геометрического типа эти системы наиболее эффективны для дистанций 1000–10000 мм [4] и позволяют измерять не только расстояние до объекта, но и его поперечные смещения, что дает возможность использовать данные системы для полного контроля положения объекта в трехмерном пространстве.

На кафедре ОЭПиС СПбГУ ИТМО разрабатывается двухкоординатный оптико-электронный датчик (ДОЭД) для считывания координат контрольных меток, абсолютные координаты которых относительно земли известны. При движении системы вдоль меток происходит определение их положения в системе координат, связанной с базовым блоком датчика. Результаты измерений несут информацию о положении пути, по которому движется система, относительно контрольных меток. Разрабатываемая система должна иметь диапазон измерений дальности от 2000 мм до 7000 мм и вертикальных смещений – от +200 до -80 мм для дистанции 2000 мм и от +300 до -80 мм для дистанции 7000 мм. Измерения могут проводиться на скоростях до 10 км/ч. Погрешность измерений в продольном и вертикальном направлении не должна превышать 1 мм.

На этапе проектирования был предложен алгоритм, позволяющий вычислять положение контрольного элемента в связанной с прибором (приборной) системе координат по координатам его изображений на многоэлементном фотоприемнике каждого измерительного канала. Указанный алгоритм позволил оценить потенциальную точность измерений ДОЭД и выбрать параметры датчика, максимально снижающие влияние методических погрешностей на результат.

## Основная часть

ДОЭД представляет собой полуактивную оптико-электронную систему, реализованную по схеме визуального внутрибазового дальномера [4]. Базовый блок ДОЭД содержит две видеокамеры на фоточувствительных матрицах ПЗС 1 и 2 (МФ1, МФ2), которые разнесены на величину базы В; два инфракрасных прожектора (ПИ) подсветки контрольной метки 3, 4; инициатор захвата кадра 5 (ИЗК); буферные запоминающие

устройства (БЗУ1, БЗУ2) (на рис. 1 не показаны). Контрольный элемент (КЭ) 6 состоит из метки, по которой ИЗК вырабатывает сигнал захвата кадра, и контрольной метки (КМ), смещения которой измеряются системой.

Для реализации измерений по указанному алгоритму была предложена принципиальная схема, представленная на рис. 1.

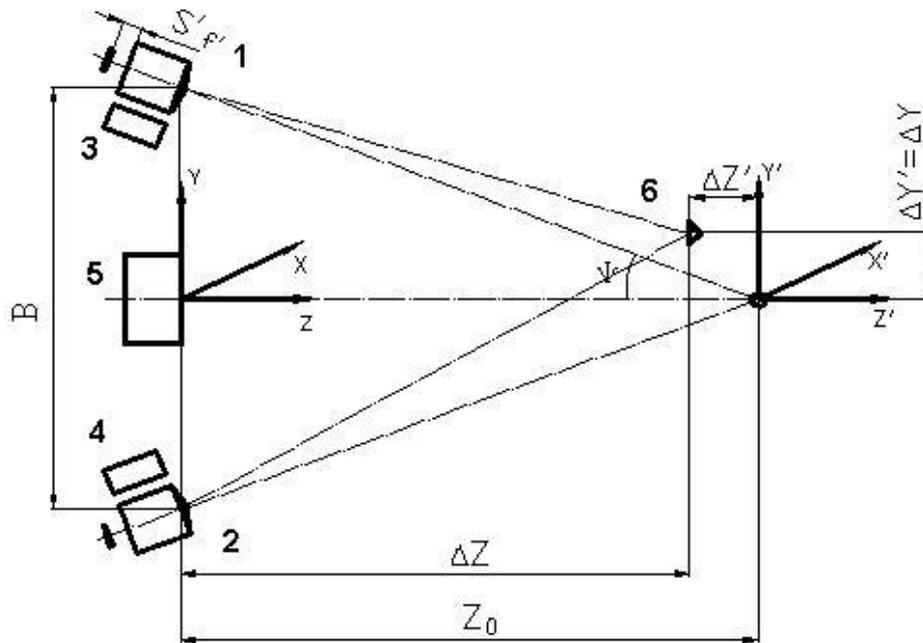


Рис. 1. Принципиальная схема измерений:  $\Psi$  – половина параллактического угла;  $S'_f$  – задний фокальный отрезок объективов фотоприемных модулей, мм;  $B$  – база, мм;  $Z_0$  – расстояние до аналитической точки в приборной системе координат, мм;  $XYZ$  – приборная система координат;  $X'Y'Z'$  – промежуточная система координат;  $\Delta Z, \Delta Z'$  – координаты КМ вдоль осей  $Z$  и  $Z'$ , мм;  $\Delta Y, \Delta Y'$  – координаты КМ вдоль осей  $Y$  и  $Y'$ , мм

Измерение смещений КМ происходит следующим образом. В момент прохождения системой КЭ ИЗК вырабатывает сигнал захвата кадра. Этот сигнал поступает в БЗУ обоих измерительных каналов, и в каждом БЗУ сохраняются кадры, в данный момент поступившие с видеокамер и содержащие изображение КМ. Определение смещений КМ относительно аналитической точки ДООД в вертикальном и продольном направлениях выполняется в два этапа. Вначале в блоках БЗУ каждого из каналов вычисляются вертикальные координаты в пикселях «центров тяжести» изображений контрольной метки  $y'_1, y'_2$  (рис. 2).

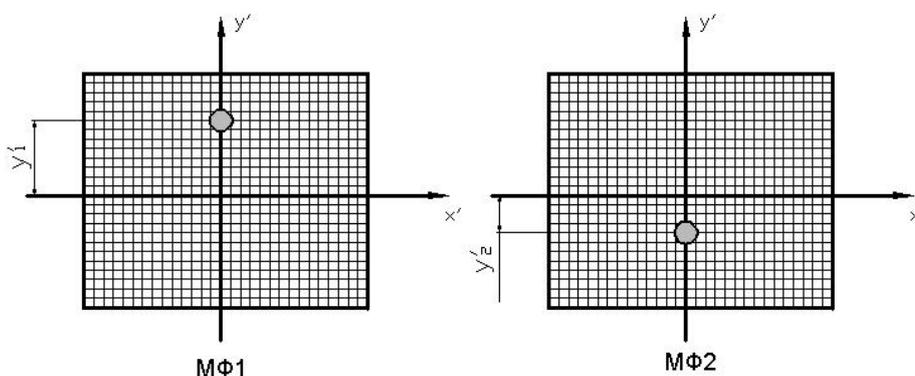


Рис. 2. Поля изображений МФ1 и МФ2 при измерениях

Алгоритм определения энергетического центра является наиболее простым и обеспечивает погрешность 0,1–0,01 размера элемента фоточувствительной матрицы (пиксель) [5, 6]. Затем эта информация в цифровом виде поступает в центральный блок обработки (используется персональный компьютер – ПК), где координаты  $y'_1, y'_2$  из пикселей переводятся в мм (линейные размеры пикселей известны) и рассчитываются смещения относительно аналитической точки ДООД (в промежуточной системе координат  $X'Y'Z'$ ).

При захвате кадра во время движения неизбежно смазывание изображения, что приводит к большой погрешности измерений координат  $x'_1, x'_2$ . Поэтому эти координаты нельзя использовать для расчета смещений контрольной метки. Отсутствие информации об  $x'_1, x'_2$  накладывает более жесткие ограничения на положение видеокамер МФ1 и МФ2. Обе камеры должны находиться строго в вертикальной плоскости. Наклон плоскости, в которой находятся камеры, приводит к возникновению систематических ошибок в измерении  $\Delta Z', \Delta Y'$ . Поэтому необходим контроль положения камер с помощью уровня либо учет наклона плоскости камер при расчетах. Окончательные формулы для расчета  $\Delta Z', \Delta Y'$ :

$$\Delta Y'(y'_1, y'_2) = a_0 \cdot \frac{\left( \frac{y'_2 \cdot p}{y'_2 \cdot p \cdot \cos(\psi) - b \cdot \sin(\psi)} - \frac{y'_1 \cdot p}{y'_1 \cdot p \cdot \cos(\psi) + b \cdot \sin(\psi)} \right)}{\left[ \frac{y'_1 \cdot p \cdot \sin(\psi) - b \cdot \cos(\psi)}{y'_1 \cdot p \cdot \cos(\psi) + b \cdot \sin(\psi)} + \frac{y'_2 \cdot p \cdot \sin(\psi) + b \cdot \cos(\psi)}{y'_2 \cdot p \cdot \cos(\psi) - b \cdot \sin(\psi)} \right]}, \quad (1)$$

$$\Delta Z'(y'_1, y'_2) = \frac{a_0 \cdot y'_1 \cdot p}{b \cdot \sin(\psi) + y'_1 \cdot p \cdot \cos(\psi)} + \Delta Y'(y'_1, y'_2) \cdot \frac{y'_1 \cdot p \cdot \sin(\psi) - b \cdot \cos(\psi)}{y'_1 \cdot p \cdot \cos(\psi) + b \cdot \sin(\psi)}. \quad (2)$$

Здесь  $y'_1, y'_2$  – координаты изображений КМ в вертикальной плоскости, измеренные в 1-ом и 2-ом каналах в пикселях,  $p$  – размер элемента МФ в миллиметрах. Дополнительные обозначения:

$$a_0 = -\sqrt{\left(\frac{B}{2}\right)^2 + (Z_0)^2}, \quad b = \frac{-f'^2}{f' - \sqrt{\left(\frac{B}{2}\right)^2 + (Z_0)^2}} + f', \quad \psi = \arctg\left(\frac{B}{Z_0}\right). \quad (3)$$

Формулы справедливы для случая, когда объективы видеокамер МФ1 и МФ2 сфокусированы на расстояние  $a_0$ , т.е. на аналитическую точку системы. При этом учтена расфокусировка, возникающая при смещении КМ относительно аналитической точки и сопровождающаяся смещением «центров тяжести» изображений в вертикальном направлении.

Окончательный переход к координатам КМ в приборной системе координат  $XYZ$  производится по формулам:

$$\Delta Z = Z_0 + \Delta Z', \quad (4)$$

$$\Delta Y = \Delta Y'. \quad (5)$$

Диапазоны измерений ДООД по дальности и вертикальному смещению определяются фокусным расстоянием  $f'$  объективов видеокамер МФ1 и МФ2, величиной базы  $B$  (по техническому заданию  $B=300$  мм), расстоянием до аналитической точки  $Z_0$  и форматом фоточувствительной матрицы (использовалась КМОП–матрица размером  $5 \times 7$  мм с разрешением 5 мегапикселей и интерфейсом USB 2.0 для подключения к ПК). Расчеты показали, что для  $Z_0=7000$  мм указанные выше диапазоны измерений удастся обеспечить при  $f'=17$  мм. Начало отсчета координат изображений на матрице должно быть смещено относительно ее центра. Это необходимо для эффективного использования всей фоточувствительной поверхности матрицы, поскольку диапазон измерений КМ по вертикали несимметричен относительно начала отсчета приборной системы координат.

Погрешность измерения  $\Delta Z'$  и  $\Delta Y'$  при  $Z_0=7000$  определяется значением  $f'$ ,  $B$  и размером элемента КМОП-матрицы. Точность, которой удалось достичь при определении координаты энергетического «центра тяжести» изображения, составляет 0,05 пикселя. Это говорит о том, что при размере элемента МФ  $p=0,002$  мм координату изображения в линейной мере не измерить точнее, чем 0,1 мкм. Чувствительность датчика минимальна на максимальной дистанции  $\Delta Z = 7000$  мм в окрестности аналитической точки, поэтому заданную погрешность измерений дальности и вертикального смещения, равную 1 мм, необходимо обеспечить именно в этом положении КМ. На ближних дистанциях погрешность будет меньше, поскольку с уменьшением расстояния до КМ чувствительность измерений возрастает. Кроме того, чувствительность измерений вертикальных смещений на два порядка больше, чем продольных (рис. 2, рис. 3), поэтому параметры датчика, обеспечивающие требуемую погрешность измерений дальности, всегда будут удовлетворять требуемой точности измерений вертикальных смещений.

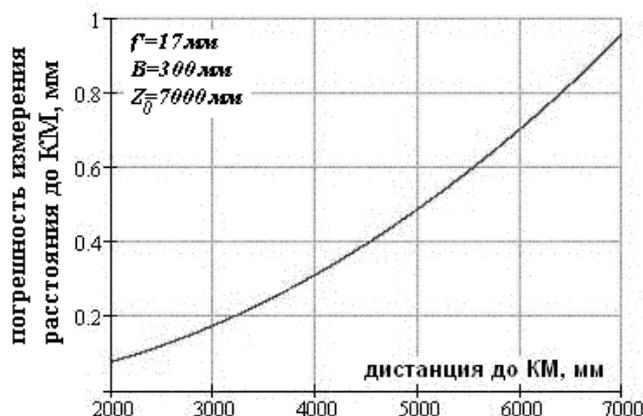


Рис. 3. Зависимость погрешности измерения продольной координаты КМ от расстояния до КМ

Как видно из графика на рис. 3, погрешность измерений продольных смещений КМ увеличивается с ростом дистанции до КМ. Если при  $\Delta Z=7000$  мм возможно зарегистрировать продольное смещение 1 мм, то на минимальной дистанции  $\Delta Z=2000$  мм эта величина составляет 0,1 мм. Данная зависимость имеет место, если погрешности измерения  $y'_1$ ,  $y'_2$  одинаковы и разного знака. В этом случае погрешность измерения  $\Delta Y$  равна нулю.

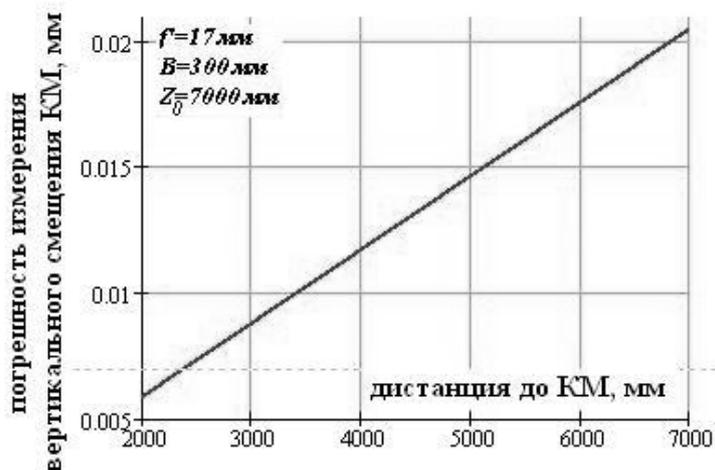


Рис. 4. Зависимость погрешности измерения вертикальной координаты КМ от расстояния до КМ

График на рис. 4 показывает, что погрешность измерения вертикальных смещений КМ линейно возрастает с увеличением расстояния измерений, оставаясь для всех дистанций меньше погрешности измерения продольных смещений КМ. Для фиксированной дистанции данная погрешность остается постоянной по всему диапазону вертикальных смещений КМ. Эта зависимость имеет место, если погрешности измерения  $y'_1$ ,  $y'_2$  одинаковы по величине и по знаку. При этом, помимо погрешности измерения  $\Delta Y$ , возникает также погрешность измерения  $\Delta Z$ ; она незначительна и снижается с уменьшением дистанции измерений (рис. 5).

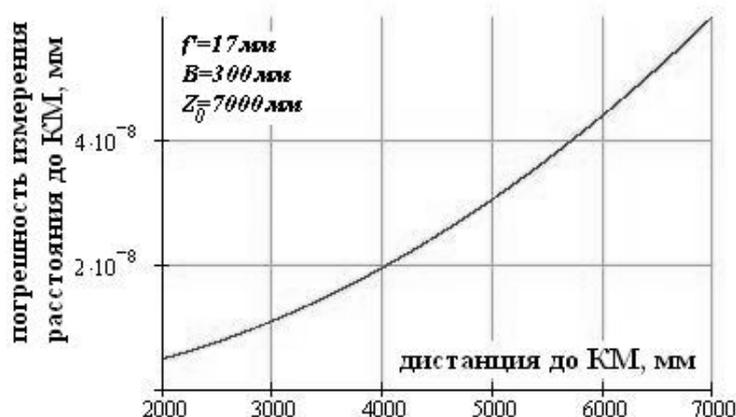


Рис. 5. Зависимость погрешности измерения расстояния до КМ от дистанции до КМ (погрешность величин  $y'_1$ ,  $y'_2$  одного знака)

Следует отметить, что  $Z_0$ ,  $f'$  и  $B$  являются параметрами, варьируя которые, можно при заданном формате фоточувствительной матрицы обеспечить заданные диапазоны и точность измерений. В данном случае величина  $Z_0=7000$  мм, равная максимальной дистанции измерений, является оптимальной для заданной точности измерений при  $f'=17$  мм и  $B=300$  мм. Диапазоны измерений при заданном формате матрицы от величины  $Z_0$  не зависят.

При анализе алгоритма вычисления смещений КМ выяснилось, что при прочих равных условиях произведение  $f'$  и  $B$  для заданной точности измерений является величиной постоянной:

$$f' \cdot B = const. \quad (6)$$

Зная эту величину и задавшись  $f'$  или  $B$ , по формуле (6) можно определить второй параметр.

Объективы МФ1, МФ2 следует фокусировать не на аналитическую точку ДООД, а на среднюю дистанцию. Это несколько уменьшит погрешность определения координат изображений КМ, обусловленную расфокусировкой изображений при перемещении КМ.

Все численные расчеты велись в программе MathCad 2001i Professional.

### Результаты исследования

1. Теоретические погрешности измерения дальности и вертикальных смещений при помощи двухкоординатного оптико-электронного датчика, реализованного по схеме внутрибазового дальномера геометрического типа, определяются базой датчика  $B$ , фокусными расстояниями объективов видеокамер  $f'$ , размерами используемых в видеокамерах матриц, размером пикселей матриц, а также точностью определения координат изображений контрольной метки на матрицах видеокамер.

2. Погрешность измерения дистанции КМ при помощи ДОЭД на порядок больше погрешности измерения вертикального смещения.
3. Для матрицы с наибольшим размером 7.33 мм и размером пикселя 3 мкм погрешность измерения дистанции и вертикального смещения контрольной метки 1 мм можно обеспечить при базе 300 мм и фокусном расстоянии объективов камер 17 мм.
4. Для данной точности измерения дистанции произведение величин базы датчика и фокусного расстояния камер – величина постоянная.

### Заключение

В работе были исследованы методические погрешности двухкоординатного оптико-электронного датчика контроля положения объектов. Проанализирован алгоритм вычисления смещений контрольной метки относительно приборной системы координат по координатам изображений метки на фоточувствительных матрицах измерительных каналов датчика. Показана возможность обеспечения заданных диапазонов и точности измерений смещений контрольной метки в вертикальном и продольном направлениях подбором основных параметров датчика: базы  $B$ , фокусного расстояния объективов  $f'$  фотоприемных модулей, расстояния  $Z_0$  до аналитической точки. Приведено соотношение  $f' \cdot B = const$ , позволяющее облегчить выбор параметров датчика.

В дальнейшем планируется детально проанализировать алгоритм вычисления координат контрольных меток для единого измерительного поля, добавить возможность контроля горизонтальных смещений и провести экспериментальные исследования.

### Литература

1. Джабиев А.Н., Мусяков В.Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. Оптико-электронные приборы и системы с оптической равносигнальной зоной / Под общей редакцией Э.Д. Панкова. СПб: ИТМО, 1998. 238 с.
2. Сытник В.С. Лазерные геодезические приборы в строительстве. М.: Стройиздат, Будапешт, Мюсекл, 1988. 200 с.
3. Коротаяев В.В., Краснящих А.В. Исследование измерительного канала распределенной оптико-электронной системы контроля деформации крупногабаритных инженерных сооружений. // Сборник трудов конференции «Оптика 2003» 20–23 октября 2003 г., Санкт-Петербург. СПб: ГОИ, 2003. 300 с.
4. Грейм И. А. Оптические дальномеры и высотомеры геометрического типа. М.: Недра», 1971. 176 с.
5. Якушенков Ю.Г. Теория и расчет оптико-электронных приборов. М.: Машиностроение, 1989. 245 с.
6. Соломатин В.А., Якушенков Ю.Г. Сравнение некоторых способов определения координат изображений, осуществляемых с помощью многоэлементных приемников излучения. // Известия вузов. Приборостроение. 1986. № 9. С. 62–69.

# МЕТОДЫ ПОСТРОЕНИЯ АДАПТИВНОЙ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ ДЕФОРМАЦИИ КРУПНОГАБАРИТНЫХ СООРУЖЕНИЙ

А.Г. Анисимов, В.В. Коротаев, А.В. Краснящих

Рассматриваются принципы и схемы построения адаптивных распределенных оптико-электронных систем (РОЭС). Сформулированы основные требования, предъявляемые к блокам, входящим в состав РОЭС, выделены основные функции, выполняемые блоками системы. Приведен принцип действия и устройство одного из измерительных каналов системы.

## Введение

Обеспечение безаварийной эксплуатации зданий, безотказной работы крупногабаритных конструкций и инженерных сооружений, а также экологически опасных объектов является одной из важнейших проблем нашего времени. Непрерывный мониторинг их состояния с помощью распределенных оптико-электронных систем позволит обеспечить не только постоянное наблюдение за деформационной картиной указанных объектов, но и выработку необходимых решений при различных состояниях технической и физической среды. Данная задача может быть реализована с помощью оптико-электронных систем контроля деформаций (ОЭСКД), в том числе и с применением телевизионных датчиков на основе фоточувствительных приборов с зарядовой связью (ФПЗС)[1].

Для обеспечения непрерывного наблюдения за объектом необходимо, чтобы контролирующая система имела возможность адаптироваться к изменяющимся внешним воздействиям. Для решения задач адаптации и выбора режимов работы системы предлагается использовать нейроподобные структуры, которые обладают возможностью обучения, выработки решения в нетипичных ситуациях. Такие свойства нейронных сетей, на данном этапе позволяют сделать вывод о возможности их применения к созданию адаптивных ОЭСКД.

Решение задачи автоматизированного контроля положения отдельных элементов контролируемых объектов представляется возможным на основе системы контрольных элементов, жестко связанных с исследуемым объектом. Деформация объекта вызывает их смещение. Картина, создаваемая точечными объектами, регистрируется оптико-электронными датчиками с матричным ФПЗС и анализируется с привлечением числовой обработки на ЭВМ. При этом предварительная обработка измерительной информации осуществляется в непосредственной близости от приемника оптического излучения, что позволяет увеличить помехозащищенность системы в целом и исключить избыточность информации.

Для обеспечения автоматизированного пространственного контроля деформации крупногабаритных инженерных сооружений предлагается реализовать распределенную оптико-электронную систему (РОЭС). РОЭС обеспечит многоточечный непрерывный контроль, что позволит получать более полную информацию о состоянии объекта.

## Принцип построения РОЭС

Под РОЭС предложено понимать совокупность функционально объединенных оптико-электронных преобразователей (ОЭП), определенным образом распределенных в пространстве, во времени, по спектральному диапазону используемого излучения, воспринимающих часть информации, содержащейся в оптическом сигнале об измеряемом объекте, преобразующих ее в электрический сигнал, передаваемый по каналу пе-

редачи данных (КПД) на центральный управляющий прибор (ЦУП). Информация о распределении ОЭП и о взаимосвязи между ними известна до начала измерения. ЦУП, используя информацию о распределении ОЭП, восстанавливает общую информационную картину из частей, полученных от ОЭП, а также осуществляет управление процессом сбора, хранения и отображения измерительной информации.

РОЭС необходимо строить по блочно-модульному принципу, что позволит создать универсальную систему, способную решать различные измерительные задачи путем изменения набора блоков, а также обеспечит экономию времени при ее разработке и обслуживании.

В дальнейшем ОЭП, входящий в РОЭС, в связи с источником оптического излучения будем называть измерительным каналом (ИК). Помимо этого, в состав ИК должны входить блоки интерфейса (БИ), обеспечивающие двухстороннюю связь ИК с КПД.

ЦУП, помимо блоков, обеспечивающих сбор, отображение и хранение измерительной информации, должен обладать и БИ для подключения к КПД. Дополнительные источники информации (ДИИ) могут подключаться напрямую к ЦУП или (и) через БИ к КПД. Количество и принцип действия ДИИ определяется из задач, поставленных перед РОЭС. Данная схема реализации РОЭС представлена на рис. 1.

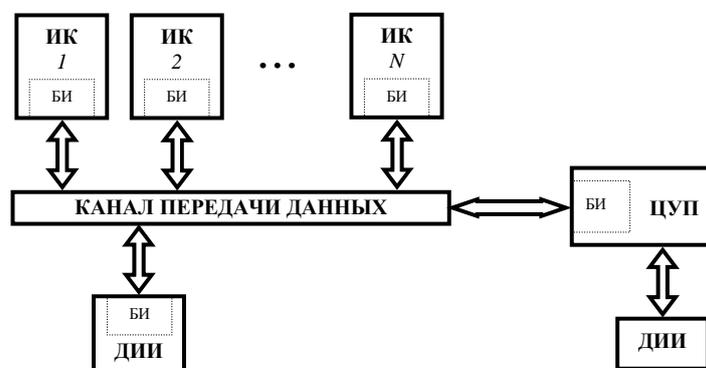


Рис. 1. Схема РОЭС

В качестве ЦУП удобно использовать персональные электронно-вычислительные машины (ПЭВМ), что обеспечит гибкость настройки параметров системы и позволит конфигурировать систему для решения различных измерительных задач. На ПЭВМ в общем случае возлагается выбор режима работы ИК, сбор измерительной информации, восстановление общей измерительной картины, хранение полученных данных и др.

Накопление и обработка измерительной информации производятся по управляющим командам, поступающим с ЦУП. В связи с этим каждый ИК должен получить команду на накопление, обработку измерительной информации, а также пересылку результатов измерений.

В связи с тем, что задачи, решаемые РОЭС, чрезвычайно разнообразны, трудно составить универсальную схему ИК. Однако должны быть предусмотрены узлы, обеспечивающие необходимый набор операций обработки информационного сигнала, а также узлы, позволяющие при переходе от одного режима работы к другому изменять структуру РОЭС, т.е. изменять набор операций и их последовательность.

В качестве приемников оптического излучения в ИК можно использовать различные приборы, однако применение телевизионных датчиков (ТВД) на базе ФПЗС предпочтительнее, так как для ФПЗС характерна жесткая геометрическая привязка фоточувствительных элементов раstra к приборной системе координат, что облегчает задачу построения измерительной аппаратуры с высокой стабильностью метрологических характеристик. Несмотря на дискретный характер ФПЗС, в плоскости анализа изобра-

жения возможна регистрация координат объекта с точностью до сотых долей элемента ФПЗС [2, 3].

Во всех современных ТИС, независимо от их типа и назначения, на начальном этапе предполагается преобразование аналоговых входных информационных оптических сигналов в совокупность дискретных электрических сигналов, пригодных для осуществления дальнейшей цифровой обработки изображений с применением средств вычислительной техники [4].

Таким образом, в структурной схеме ТИС должны быть предусмотрены узлы, обеспечивающие необходимый набор операций обработки видеосигнала при каждом режиме работы системы.

Для объединения ИК в измерительную сеть необходим набор протоколов, обеспечивающих связь различных сегментов РОЭС с ЦУП посредством канала передачи данных. Под протоколом будем понимать алгоритм взаимодействия устройств и подсистем обработки информации. При этом протокол определяет форму сообщений или пакетов сообщений, виды сигналов об ошибках и отказах, способы обмена. Под интерфейсом в данном случае следует понимать физическую совокупность аппаратных и программных средств, обеспечивающих совместимость взаимодействующих объектов. При этом интерфейс определяет протокол передачи данных, а также параметры канала связи.

Канал связи представляет собой совокупность устройств для передачи сигналов. При передаче сигналы всегда затухают вследствие поглощения и рассеяния энергии в среде, а также искажаются. Кроме того, к сигналам примешиваются помехи различной природы. Затухание может быть компенсировано усилением сигналов в приемо-передающей аппаратуре или в ретрансляторах. Значительно труднее ослабить помехи и искажения. Удастся добиться лишь частичной их компенсации, применяя сложные методы и технические средства.

Описать построение канала связи при данной реализации РОЭС довольно сложно, так как его формирование обуславливается условиями работы системы в целом. Стоит отметить, что канал передачи данных системы может представлять собой набор фрагментов с различными линиями передачи данных, а также включать в себя уже существующие системы передачи данных, например, локальные сети, сеть Internet, систему спутниковой связи.

Бурное развитие элементной базы и современных ПЭВМ в целом позволяет довольно легко реализовать РОЭС по программному принципу, исключив при этом проблемы, связанные с проектированием аппаратной части. ПЭВМ под управлением специального программного обеспечения производит обработку полученного сигнала со всех ИК, извлекая из него измерительную информацию. Далее ЦУП, используя заранее известные данные о распределении измерительных каналов системы, производит восстановление полной информационной картины состояния объекта измерений, обработку информации, запись в базу данных, выдачу управляющих команд, результатов.

К достоинствам РОЭС, построенной на базе ПЭВМ, следует отнести: промышленное производство аппаратных средств; возможность реализации различных алгоритмов обработки измерительной информации и гибкой их модернизации без изменения аппаратной части; возможность построения как автоматической, так и автоматизированной системы; возможность удаленного управления системой.

К недостаткам рассматриваемого принципа построения РОЭС следует отнести большое энергопотребление, большие габаритные характеристики и дороговизну системы в целом.

Скомпенсировать недостатки РОЭС, построенной на базе ПЭВМ, можно, заменив ПЭВМ однокристалльной электронно-вычислительной машиной (ОЭВМ), что позволит существенно снизить энергопотребление системы в целом, габариты устройств, входящих в состав системы, и уменьшить ее себестоимость. Однако стоит учесть, что аппа-

ратные возможности ОЭВМ гораздо уже, чем у ПЭВМ, что может привести к снижению быстродействия измерительных каналов системы и всей системы в целом. В качестве ЦУП может выступать особый блок, разработанный на базе ОЭВМ, однако использование для этих целей ПЭВМ, очевидно, предпочтительнее. Стоит особо отметить то, что систему, построенную на базе ОЭВМ, на аппаратном уровне сложнее модернизировать, так как весь комплекс аппаратных средств блока обработки измерительной информации при его реализации будет жестко связан с возможностями ОЭВМ.

### Исследование свойств ИК РОЭС

ОСКД предназначена для измерения величины линейных смещений контролируемого объекта в вертикальной и горизонтальной плоскостях. Авторефлексионная схема оптической части ИК приведена на рис. 2. На ФПЗС 1, находящийся в приемном блоке 2, через объектив 3 и съемный светофильтр излучающей головки 5 проектируются изображения двух полупроводниковых излучающих диодов 4, закрепленных в ИГ. В качестве КЭ используется трипельпризма 6 [4].

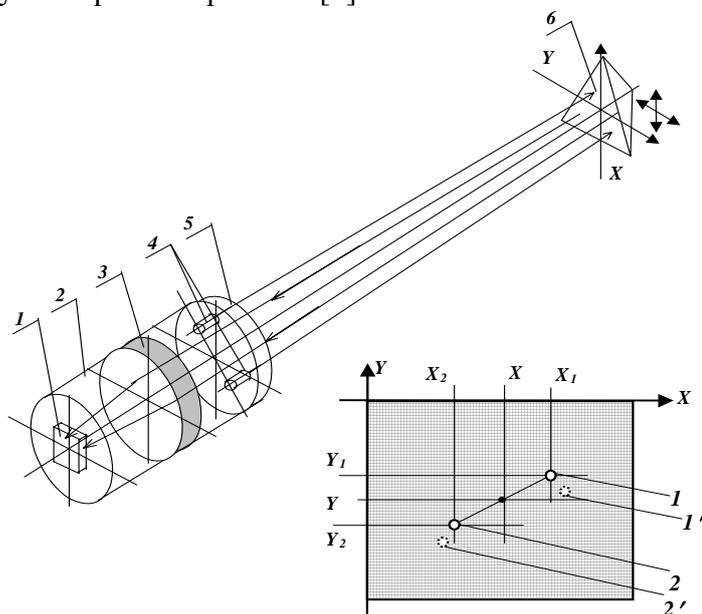


Рис. 2. Схема автоколлимационной экспериментальной установки

ОЭСКД включает в себя телевизионный датчик (ТВД) (рис. 3), контрольный элемент (КЭ), блок управления источниками излучения (БУИИ), блок предварительной обработки информации (БПИО), источник излучения (ИИ), персональный компьютер (ПЭВМ).

БУИИ используется для управления источником излучения (ИИ). В состав БУИИ входят микроконтроллер (МК2), модуль интерфейса (МИ2) и схема реализации широтно-импульсной модуляции (ШИМ).

БПОИ предназначен для формирования видеокadra и получения промежуточных измерительных данных. В состав БПОИ входят аналого-цифровой преобразователь (АЦП), преобразующий аналоговый сигнал с ТВД в цифровой для последующей обработки, оперативное запоминающее устройство (ОЗУ), предназначенное для хранения видеоданных, блок управления памятью (БУП) (введен в схему, так как используемый управляющий микроконтроллер (МК1) не имеет возможности обращения к внешней памяти), модуль интерфейса (МИ1).

В рассматриваемой системе ОЭИП осуществляет предварительную обработку изображения, сформированного оптическим излучением, отраженным от КЭ, и переда-

чу измерительной информации по последовательному каналу передачи в ПЭВМ. КЭ подсвечивается ИИ, управляемой через БУИИ ПЭВМ.

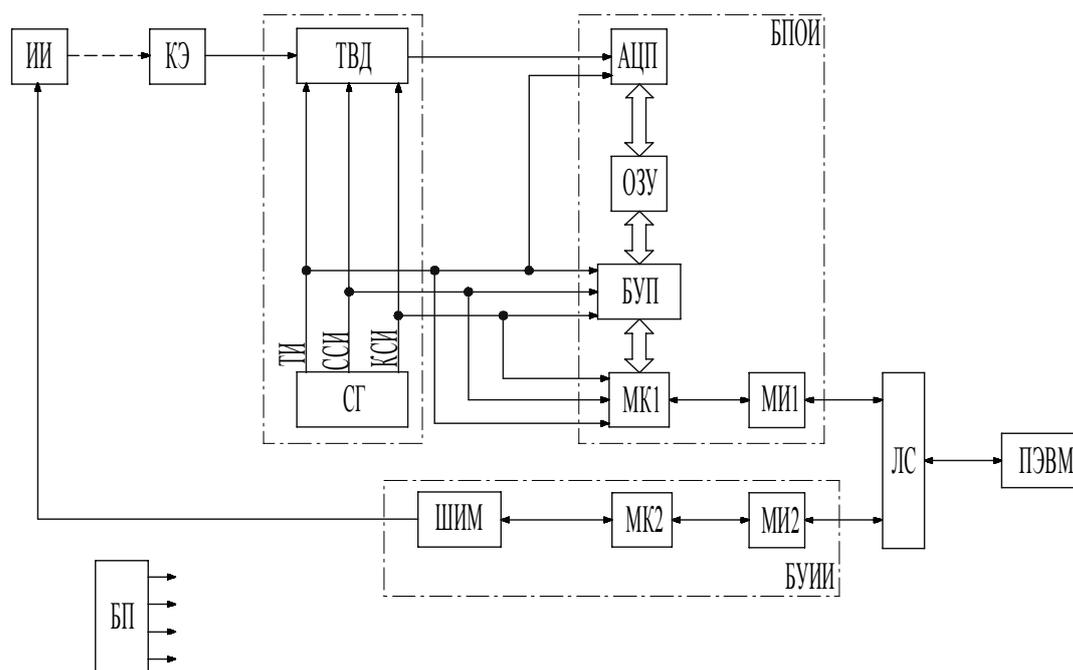


Рис. 3. Структурная схема ОЭСКД

Проведенные исследования показали, что экспериментальные значения погрешности хорошо согласуются с расчетными [5]. Систематическая составляющая погрешности составляет 0,221 мм на дистанции 2 м и 0,0153 мм на дистанции 5,8 м. Вариация показаний прибора на дистанции 2 м составляет 0,0027 мм и 0,004 мм на дистанции 5,8 м. СКО случайной составляющей основной погрешности составляет 0,0017 мм и 0,003 мм на дистанции 2 м и 5,8 м, соответственно [5].

Данная работа выполнена в рамках гранта молодых кандидатов наук вузов и академических институтов, расположенных на территории Санкт-Петербурга, 2005 г.

### Заключение

Изложены принципы построения распределенных оптико-электронных систем, обеспечивающих автоматизированный многоточечный непрерывный контроль параметров наблюдаемого объекта. Проведены экспериментальные исследования макетов измерительных каналов распределенных ОЭСКД.

### Литература

1. Андреев А.Л., Коняхин И.А., Коротаев В.В., Мусяков В.Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. Проблемы создания оптико-электронных систем для определения взаимного положения разнесенных в пространстве объектов или их элементов. // Оптический журнал. 1995. № 5. С.8–12.
2. Иванов А.Г., Коротаев В.В., Краснящих А.В. О построении оптико-электронных систем контроля прогиба. // Научно-технический вестник СПб ГИТМО (ТУ). Выпуск 5. Оптические приборы, системы и технологии / Главный редактор В.Н. Васильев. СПб: СПб ГИТМО(ТУ), 2002. С. 100–104.

3. Краснящих А.В. Исследование возможности создания адаптивной оптико-электронной системы измерения деформаций крупногабаритных инженерных сооружений. // Седьмая Санкт-Петербургская ассамблея молодых ученых и специалистов. Аннотации работ по грантам Санкт-Петербургского конкурса 2002 г. СПб: Изд-во С.-Петерб. ун-та, 2002. 120 с.
4. Крайлюк А.Д., Краснящих А.В., Мусяков В.Л., Тимофеев А.Н., Ярышев С.Н. Оптико-электронная система контроля положения центра корпусных деталей турбоагрегатов относительно оптической оси. // Изв. вузов. Приборостроение. 2003. Т. 46. №8. С. 61–63.
5. Коротяев В.В., Краснящих А.В. Исследование макета оптико-электронной системы контроля деформации крупногабаритных инженерных сооружений. // V Международная конференция «Прикладная оптика» 15-17 октября 2002 г. Санкт-Петербург. Россия. Сборник трудов. Т.1. Оптическое приборостроение. СПб: Труды оптического общества им. Д.С. Рождественского, 2002. С. 70–74.

## СИСТЕМА ТОЧНОГО ПОДДЕРЖАНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ В ЖИДКИХ СРЕДАХ

С.В. Андреев, Я.В. Рудин

В работе рассматривается задача контроля геометрических параметров мягких контактных линз (МКЛ) в гидратированном состоянии. Большое влияние на точность измерения радиуса кривизны, диаметра, толщины по центру и толщины краевой зоны оказывает температура физиологического раствора в кювете. Разработана система точного поддержания температуры при оптических измерениях в жидких средах, позволяющая проводить исследования в широком диапазоне задания температуры (от  $-30$  до  $70^{\circ}\text{C}$ ). Узкая зона плавного регулирования ( $\pm 5^{\circ}\text{C}$  от заданной температуры) позволяет быстро выходить в заданный режим и точно поддерживать температуру, исключая погрешности, вызванные инерционностью среды. Использование «обратимости» эффекта Пельтье позволяет поддерживать температуру как выше, так и ниже начальной.

### Введение

В настоящее время в различных отраслях промышленности все чаще используются оптические методы контроля не только оптических параметров, но также геометрических и физических величин. Зачастую измерения проводятся измерения в жидких средах, например, при контроле теплостойкости и морозоустойчивости оптических покрытий, коэффициентов теплового расширения оптических материалов, контроле параметров оптических деталей сложной формы в иммерсионных жидкостях, контроле геометрических параметров мягких контактных линз (МКЛ).

Контактная линза – это оптический элемент, который надевается непосредственно на роговицу глаза человека и удерживается за счет сил поверхностного натяжения и веками. В настоящее время коррекция контактными линзами широко используется как наряду с традиционной очковой коррекцией, так и с новейшими методами рефракционной хирургии. Контактные линзы с успехом применяются не только для коррекции недостатков зрения, но и в косметических и лечебных целях.

Рынок МКЛ в России постоянно расширяется, и одной из важнейших задач при росте рынка является обеспечение отрасли точной контрольно-измерительной аппаратурой. Контроль параметров необходим при производстве, аттестации, а также при подборе МКЛ непосредственно в кабинете врача-офтальмолога.

Рассмотрим особенности МКЛ, определяющие требования к приборам для контроля их параметров. Под термином МКЛ в настоящее время понимаются контактные линзы, изготовленные из полимера с особыми свойствами – гидрогеля. Гидрогель – состояние полимерного каркаса с включенной в него водой. До гидратации гидрогели похожи на жесткие полимеры. При погружении в воду гидроксильные группы сухого полимера притягивают молекулы воды, и полимер поглощает воду. Объем поглощенной воды зависит от количества гидроксильных компонентов в его структуре. После гидратации полимер становится мягким и гибким. По фазовому состоянию гидрогели аморфны. Структура гидрогелей пронизана порами, число и размеры зависят от конкретного материала. Размеры пор ( $0,5$ – $3,5$  мкм) слишком малы для проникновения микроорганизмов, если структура полимера не повреждена. В то же время они достаточны для диффузии ионов, консервирующих веществ и растворенных в воде препаратов как в гидрогель, так и обратно.

Независимо от метода изготовления задача контроля геометрических параметров МКЛ является весьма важной. Для измерения параметров МКЛ в гидратированном состоянии применяются проекционные микроскопы. МКЛ помещается в специальную кювету с физиологическим раствором, где и производятся измерения радиуса кривизны, диаметра, толщины по центру и толщины краевой зоны МКЛ. Большое влияние на точность измерения указанных параметров оказывает поддержание заданной температуры физиологического раствора в кювете, из-за относительно больших значений температурного коэффициента расширения гидрогелей. Очевидно, что изменение температуры может происходить как за счет влияния факторов окружающей среды (температура окружающего установку воздуха), так и из-за нагрева источником света проекционной системы. В соответствии с требованиями международных стандартов, измерение параметров МКЛ в гидратированном состоянии должно проходить при температуре  $20 \pm 2^\circ\text{C}$ . Типовая оптическая схема установки для контроля параметров МКЛ приведена на рис. 1.

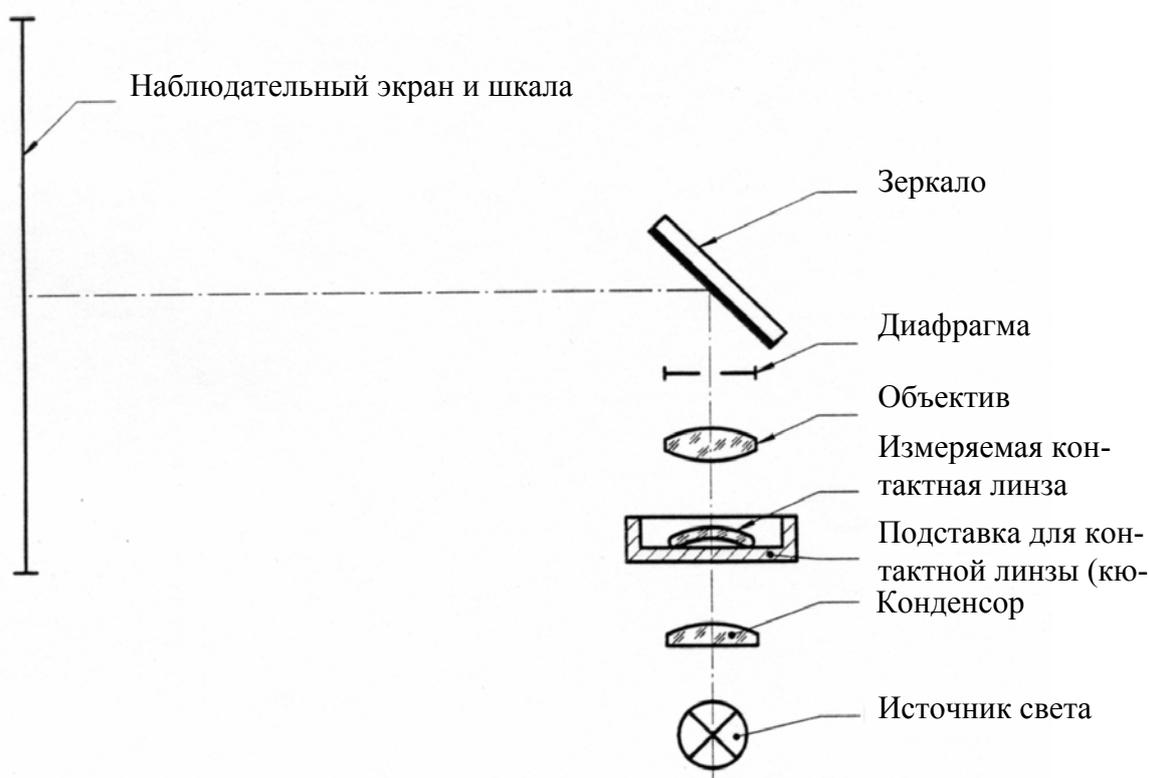


Рис 1. Типовая схема проекционной установки для контроля параметров МКЛ

### Описание применяемой кюветы и системы поддержания температуры

В литературе широко рассмотрены устройства поддержания заданной температуры, но они обычно реализуют поддержание температуры с условием, что начальная температура больше или меньше заданной, т.е. обеспечивается либо нагрев, либо охлаждение до заданного значения. Поскольку на самом деле начальная температура может быть как больше, так и меньше заданной, необходимо обеспечить как нагрев кюветы, так и охлаждение. Но энергетически невыгодно использование одновременно как постоянного нагрева и регулируемого охлаждения, так и наоборот.

Однако точность регулирования температуры определяется не только системой управления: на точность в большой степени влияют также масса нагревателя и среды (воды и пр.), т.е. инерционность системы. После выключения нагревателя температура окружающей среды некоторое время продолжает увеличиваться благодаря отдаче теп-

ла от нагревателя в окружающую среду. Точно так же и при включении нагревателя температура среды начинает повышаться не сразу, а с некоторой задержкой. Таким образом, возникает погрешность регулирования температуры, которая может достигать нескольких градусов. Избавиться от этого недостатка можно применением терморегулятора с плавным регулированием мощности нагревательного элемента.

Возможны два способа реализации системы поддержания заданной температуры физиологического раствора:

- 1) одновременной установкой на кювете нагревательных элементов и охладителей (пельтье-модулей);
- 2) с использованием «обратимости» эффекта Пельтье (изменение знака градиента температур между поверхностями при смене полярности напряжения питания) установить только одни пельтье-модули.

Нами был выбран второй способ реализации.

После нескольких переработок была разработана удачная, на наш взгляд, конструкция кюветы (рис. 2).

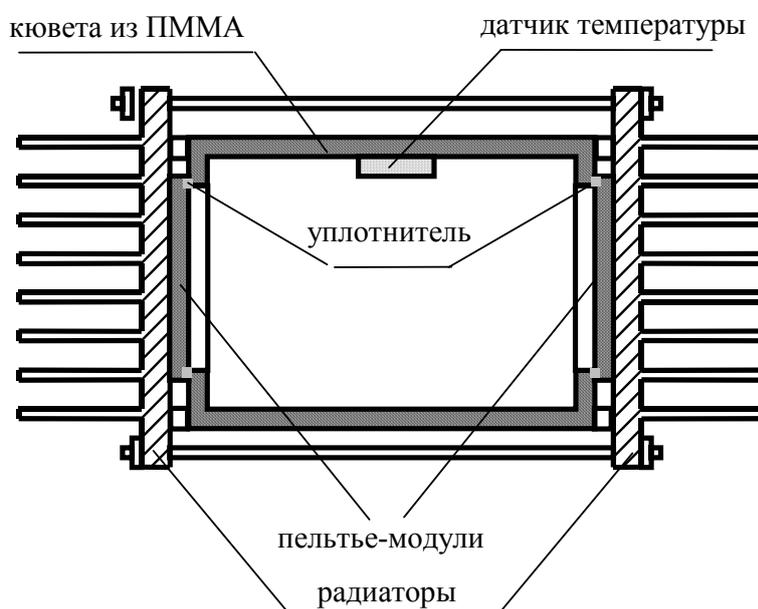


Рис. 2. Схема кюветы и системы охлаждения

Кювета, выполненная из полиметилметакрилата (ПММА), зажата с помощью 4-х стяжек между двумя алюминиевыми радиаторами с установленными на них термоэлектрическими пельтье-модулями ТЕС1. Пельтье-модули представляют собой элементы Пельтье, собранные между пластинами  $Al_2O_3$ , которые не вступают в химическую реакцию с физиологическим раствором и обеспечивают высокий коэффициент теплопередачи. В кювете были вырезаны окна для улучшения теплообмена элементов Пельтье с раствором. Для герметизации окон кюветы использовались уплотнительные прокладки из керамико-полимерного материала «Номакон2Gs». Фиксация взаимного расположения кюветы и радиаторов обеспечивается парой штифтов между радиатором и стенкой кюветы.

При поддержании температуры раствора, значительно отличающейся от начальной (или окружающей среды), площади радиаторов оказалось недостаточно для естественного воздушного охлаждения, что привело к длительному выходу на рабочий режим. Поскольку применение вентиляторов приведет к нежелательной вибрации, алюминиевые радиаторы были заменены на латунные с водяным охлаждением. За счет

высокой теплоемкости воды при объеме радиаторов вдвое больше емкости кюветы проток воды не требуется.

Ввиду больших токов потребления пельтье-модулей и нагревательных элементов (до 12А) использована реверсивная тиристорная схема регуляторов напряжения, которая обеспечивает поддержание заданной температуры физиологического раствора. Соответственно, в зависимости от температуры раствора пельтье-модули либо его охлаждают, либо нагревают. Для увеличения устойчивости схемы угол открывания тиристоров меняется пропорционально интегральной разности температур – заданной и контролируемой термодатчиком, установленным внутри кюветы. Структурная схема регулятора приведена на рис. 3.

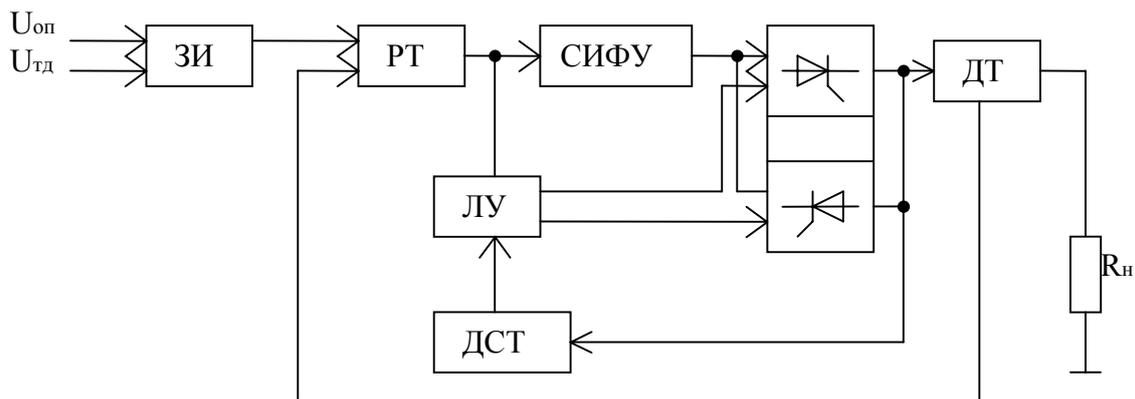


Рис. 3. Структурная схема регулятора

Задатчик интенсивности (ЗИ) представляет собой интегрирующий усилитель, формирующий разностный сигнал опорного напряжения и напряжения с датчика температуры, установленного внутри кюветы. Далее сформированный сигнал поступает на регулятор тока (РТ), обеспечивающий ограничение тока пельтье-модулей на заданном уровне в зависимости от уровня задающего напряжения. Значение тока модулей снимается с датчика тока (ДТ), на котором гальваническая развязка обеспечивается за счет передачи модулированного сигнала через импульсный трансформатор с последующей демодуляцией. Обработанный сигнал поступает на логическое устройство (ЛУ) и систему фазоимпульсного управления (СИФУ). Логическое устройство осуществляет управление силовыми вентиляльными комплектами преобразователя и выполняет следующие функции: выбор нужного направления тока через пельтье-модули в зависимости от знака входного сигнала путем включения соответствующих ключей; блокировка входа ЛУ сигналом датчика состояния тиристоров (ДСТ), исключая одновременное включение тиристоров разных комплектов; формирование выдержки времени между моментом снятия импульсов с работавшего ранее комплекта и подачей их на вступивший в работу комплект. Датчик состояния тиристоров выдает информацию о состоянии управляемых тиристоров силового моста за счет контроля падения напряжения на переходе катод–анод. ДСТ гальванически развязан от схемы управления через оптрона. СИФУ предназначена для преобразования модуля постоянного управляющего напряжения в последовательность управляющих импульсов соответствующей фазы, подаваемых на управляющие электроды тиристоров силовых вентиляльных комплектов. Поскольку пельтье-модули имеют низкое напряжение питания (15В), то синхронизация осуществляется от трансформатора силового питания.

Применение оптронных тиристоров позволило исключить импульсные трансформаторы со вспомогательными элементами, упростить схему регулирования и управлять широкими (до 180°) импульсами, что позволяет исключить проблему токоудержания тиристоров.

## Принципиальная схема системы поддержания температуры

Поскольку схема описанной системы регулирования получилась громоздкой и сложной для повторения, была разработана более простая схема управления (рис. 4) с расширенным диапазоном задания температуры (от  $-30$  до  $70^{\circ}\text{C}$ ) и узкой зоной плавного регулирования ( $\pm 5^{\circ}\text{C}$  от заданной температуры), что позволило быстро выходить в заданный режим и точно поддерживать температуру.

Рассмотрим работу регулятора на положительном плече. Датчиком температуры является терморезистор R11, имеющий отрицательный температурный коэффициент сопротивления (другими словами, его сопротивление уменьшается с повышением температуры). Терморезистор является одним из плеч делителя напряжения R11/R14, сигнал с выхода которого поступает через резистор R13 на неинвертирующий вход операционного усилителя (ОУ) (вывод 5 микросхемы DA3). На инвертирующий вход ОУ (вывод 4 микросхемы DA3) через резистор R12 подается задающее напряжение с движка переменного резистора R9. Микросхема DA3 усиливает поданные на ее входы сигналы, причем коэффициент усиления определяется сопротивлениями резисторов R12, R13, R15, R16; если соблюдается пропорция  $R13/R15 = R12/R16$ , то коэффициент усиления  $K$  определяется соотношением  $K = R16/R12$ .

С выхода микросхемы DA3 (вывод 10) усиленный сигнал поступает через резистор R6 на неинвертирующий вход компаратора (микросхема DA2). Выходные каскады усилителя выполнены таким образом, что напряжение на выходе компаратора может принимать одно из двух значений: высокого или низкого уровня, т. е. компаратор имеет цифровой выход.

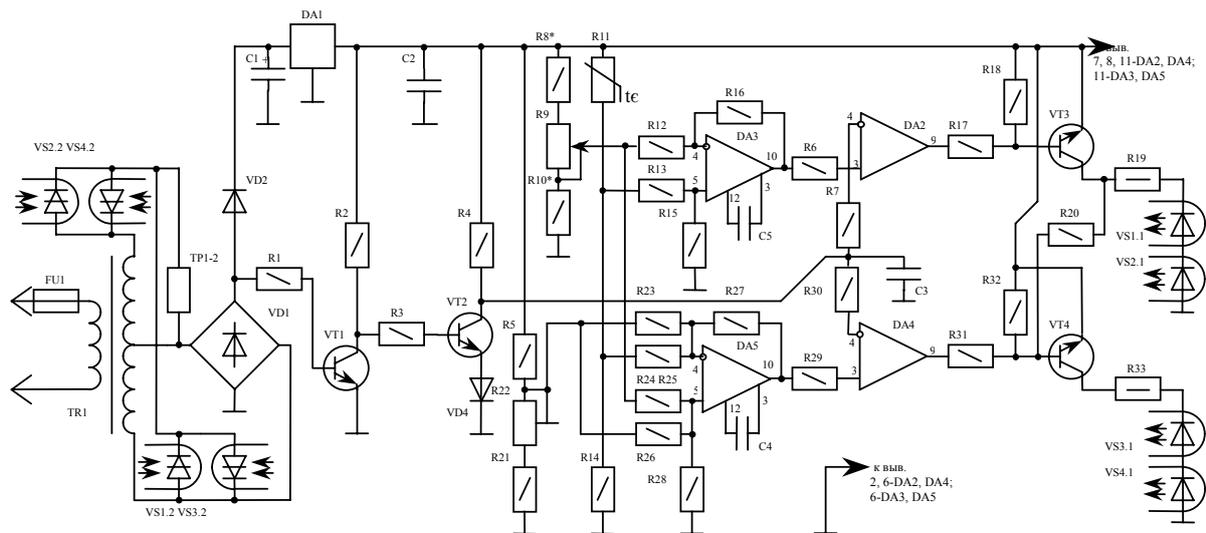
На инвертирующий вход компаратора (вывод 4) подается пилообразное напряжение, которое синхронизировано напряжением сети и имеет частоту 100 Гц. Генератор пилообразного напряжения выполнен на транзисторах VT1, VT2. Напряжение с выпрямительного моста DA1 (рис. 5, эпюра 1) поступает на базу транзистора VT1. Большую часть времени транзистор открыт, а в моменты, когда синусоидальное выпрямленное напряжение приближается к нулю, транзистор закрывается. На его коллекторе формируются короткие прямоугольные импульсы (рис. 5, эпюра 1), которые подаются на базу транзистора VT2. Пока напряжение на базе равно нулю, на коллекторе транзистора формируется нарастающее напряжение (конденсатор C3 заряжается через резистор R4). В момент появления положительного импульса на базе транзистора VT2 последний открывается, и напряжение на коллекторе уменьшается почти до нуля (точнее, до напряжения прямого падения на диоде VD4). На рис. 5 (эпюра 3) это напряжение показано штриховой линией.

На компараторе DA2 происходит сравнение пилообразного напряжения и положительного напряжения, снимаемого с выхода микросхемы DA3. На выходе компаратора формируются прямоугольные импульсы (рис. 5, эпюра 5).

Если температура среды, в которую помещен датчик, минимальна, то сопротивление датчика температуры R11 максимально. Следовательно, на неинвертирующий вход микросхемы DA3 подано меньшее напряжение, чем на инвертирующий вход. На выходе операционного усилителя напряжение близко к нулю (поскольку это напряжение не может быть равно нулю, в цепь генератора пилообразного напряжения включен компенсирующий диод VD4; это позволяет открывать тиристоры в самом начале полупериода).

Таким образом, в начале каждого полупериода тиристоры VS1-VS2 будут открываться, подавая энергию в нагрузку. Мощность ее при этом максимальна. По мере повышения температуры среды сопротивление терморезистора R11 уменьшается, а напряжение на неинвертирующем входе операционного усилителя DA3 увеличивается. Как только это напряжение превысит напряжение на выводе 4 микросхемы DA3, нач-

нет увеличиваться выходное напряжение ОУ. При этом изменяется скважность выходных импульсов компаратора DA2 (рис. 5, эюра 5) и уменьшается мощность нагрузки. В установившемся режиме средняя мощность будет достаточной для поддержания требуемой температуры, заданной положением движка переменного резистора R9. Поскольку здесь не происходит полное отключение нагрузки, точность поддержания температуры терморегулятором выше. Если температура среды, в которую помещен датчик, превышает заданную, то начинает работать отрицательное плечо схемы, обеспечивая тиристорами VS3–VS4 реверсивную работу пельтье-модулей. Регулирование осуществляется аналогично положительному плечу. Резистором R22 устанавливается точка сопряжения плеч и компенсируются напряжения смещения усилителей. Через резистор R20 осуществляется блокировка одновременного включения тириستоров обоих плеч.



- |                   |                    |   |                         |
|-------------------|--------------------|---|-------------------------|
| FU1— ВП1-1 2А     | VD1— DB102         | R1, R2, R12, R13, R17, R18, R23-R26, R31, R32— 5,1к | R11, R22— 10к           |
| DA1— LM7812       | VD2, VD4— КД522А   | R3— 20к   | R15, R16, R27, R28— 51к |
| DA2, DA4— К554СА3 | C1— 1000 $\mu$ 25V | R4— 36к   | R19, R33— 100           |
| DA3, DA5— К553УД2 | C2— 0,33           | R5, R8, R10, R14, R20, R21— 1к                      | VS1-VS4— Т0132-25-4     |
| VT1, VT2— КТ503Г  | C3— 0,47           | R6, R7, R29, R30— 10к                               | TP1-TP2— TEC3127120-50  |
| VT3, VT4— КТ814Г  | C4, C5— 30         | R9— 27к   | TR1— ТТТ500 (2Ч12V)     |

Рис. 4. Электрическая принципиальная схема регулятора

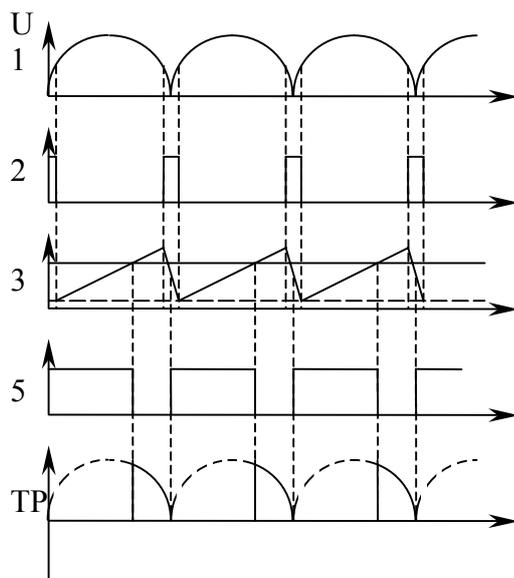


Рис. 5. Временные диаграммы работы регулятора

## Заключение

Разработанная система точного поддержания температуры при оптических измерениях в жидких средах позволяет проводить исследования в широком диапазоне задания температуры (от  $-30$  до  $70^{\circ}\text{C}$ ). Узкая зона плавного регулирования ( $\pm 5^{\circ}\text{C}$  от заданной температуры) позволяет быстро выходить в заданный режим и точно поддерживать температуру, исключая погрешности вызванные инерционностью среды. Использование «обратимости» эффекта Пельтье позволило поддерживать температуру как выше, так и ниже начальной.

## Литература

1. Интегральные схемы: Операционные усилители. Том 1. М.: Физматлит, 1993.
2. Микросхемы интегральные серии К554...КМ555–2-е изд. СПб: Издательство РНИИ «Электронстандарт», 1993.
3. Мощные полупроводниковые приборы. Тиристоры. М.: Радио и связь. 1987. 576 с.

# ФОРМИРОВАНИЕ СЛОЕВ С ПЕРЕМЕННОЙ ТОЛЩИНОЙ ПРИ ДВОЙНОМ ВРАЩЕНИИ

Л.А. Губанова, Э.С. Путилин

В работе рассмотрена математическая модель, описывающая формирование толщины слоев при осаждении из паровой фазы, получаемой методом электронно-лучевого испарения. Слои создаются при испарении из маленького поверхностного испарителя на подложку, совершающую планетарное вращение. Между испарителем и подложками на одной оси с ними размещены круглые диафрагмы, совершающие дополнительное вращение. Приведены результаты расчетов распределения толщины слоев по поверхности элемента, демонстрирующие зависимость характера распределения от параметров, характеризующих относительное расположение элемента и испарителя.

## Введение

Развитие оптического приборостроения требует создания оптических элементов, которые обладают как постоянными, так и меняющимися по поверхности свойствами. Для получения таких элементов необходимы многослойные диэлектрические системы, образованные слоями с постоянной или переменной по поверхности толщиной. В последнее время для получения слоев с постоянной по поверхности оптического элемента толщиной используют метод электронно-лучевого испарения диэлектриков в вакууме. Осаждение слоев пленкообразующих материалов производят на подложку, совершающую планетарное (двойное) вращение. Степень однородности слоев для подложек с разной формой поверхности определяется [1, 2] относительным расположением подложек, подложкодержателя и испарителя в камере. Для получения слоев с меняющейся по поверхности элемента толщиной нами [3, 4] было использовано осаждение слоя из тонкого кольцевого поверхностного испарителя на неподвижную подложку через диафрагму (подвижную или неподвижную), расположенную между испарителем и подложкой. В одной из работ [5] нами показано, что при осаждении слоя из тонкого кольцевого поверхностного испарителя на неподвижную подложку через диафрагму может быть получен результат, эквивалентный осаждению слоя из неподвижного маленького поверхностного испарителя на вращающуюся подложку через диафрагму, закрепленную на оси вращения подложки.

## Основные результаты

Для получения большего класса распределений толщин слоя по поверхности подложки целесообразно рассмотреть осаждение слоя на подложку, совершающую планетарное вращение через круглую диафрагму, которой придается дополнительное вращение. Испарение пленкообразующего материала происходит из маленького поверхностного испарителя электронно-лучевым методом в вакууме. На рис. 1 приведена схема расположения элементов при формировании слоя на подложке, совершающей планетарное вращение. Здесь же приведено расположение диафрагмы, перекрывающей поток пара, и испарителя. На этом рисунке  $I$  – положение испарителя. Плоскость испарителя совпадает с плоскостью  $xu$ , и он расположен на расстоянии  $R$  от оси вращения подложкодержателя  $OO'$ . Подложкодержатель вращается вокруг перпендикулярной оси  $OO'$  с угловой скоростью  $\omega_1$ . На расстоянии  $r$  от оси вращения подложкодержателя расположены центры подложек, вращающихся с угловой скоростью  $\omega_2$  вокруг оси  $AA'$ . Плоскость подложкодержателя параллельна плоскости испарителя и расположена от него на расстоянии  $H$ . На расстоянии  $h$  от плоскости испарителя расположена плоскость, в которой размещена диафрагма радиусом  $a$ . Диафрагма вращается вокруг оси  $AA'$  с угловой скоростью  $\omega_3$ . Центр диафрагмы расположен на расстоянии  $b$  от оси вращения  $AA'$ . При испарении слоя через диафрагму на подложкодержателе образуется изображение

диафрагмы с центром в точке В'. Положение изображения во время осаждения слоя будет все время меняться, поэтому осаждение слоя будет происходить на вращающуюся подложку только в том случае, если точка на подложке С, определяемая координатами  $(\rho, \psi)$ , будет находиться внутри изображения диафрагмы.

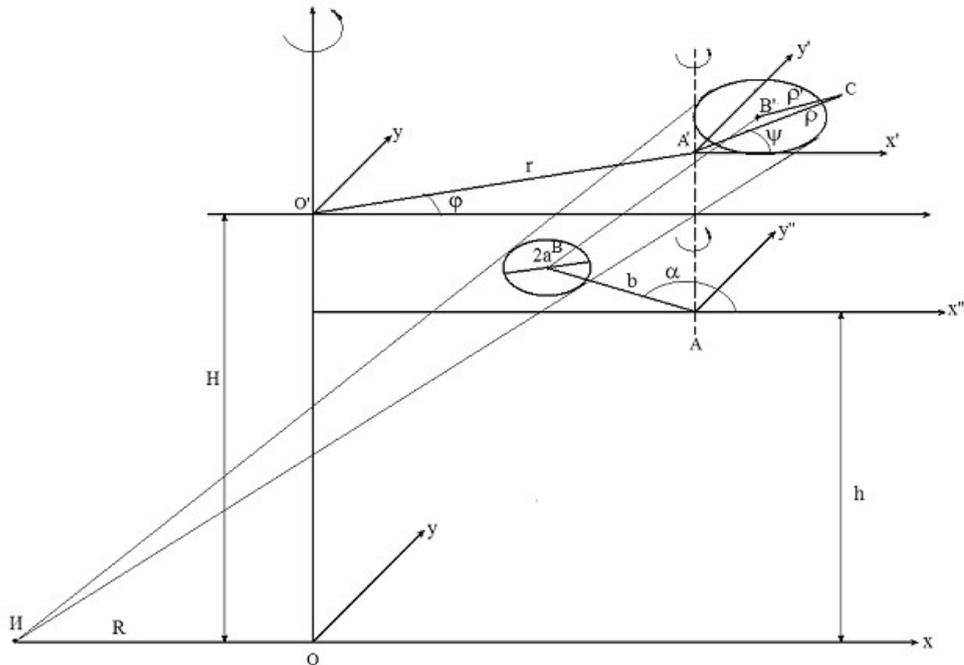


Рис. 1. Схема испарения при планетарном вращении

Расстояние от выбранной точки С на поверхности подложки до испарителя в момент времени  $t$  определяется следующим выражением:

$$\begin{cases} P^2 = P_x^2 + P_y^2 \\ P_x = (R + r \cos \varphi + \rho \cos(\psi + \psi_1)), \\ P_y = r \sin \varphi + \rho \sin(\psi + \psi_1) \end{cases} \quad (1)$$

где  $\varphi = \omega_1 \cdot t$ ,  $\psi = \omega_2 \cdot t$

Если в момент времени  $t$  положение центра круглой диафрагмы радиусом  $a$  определяется координатами в плоскости расположения диафрагмы  $b$  и  $\alpha$ , то положение изображения диафрагмы и ее уравнение в плоскости подложкодержателя можно определить исходя из следующих соображений. Очевидно, что центр изображения диафрагмы находится на пересечении линии, соединяющей испаритель с центром диафрагмы, и плоскости подложкодержателя. При этом очевидно, что радиус изображения диафрагмы равен  $\frac{H}{h}a$ . Положение центра изображения диафрагмы (точка В') на подложкодержателе в декартовых координатах, связанных с плоскостью  $xu$ , определяется следующими выражениями:

$$x_\partial = (r \sin \varphi + b \sin \alpha) \frac{H}{h}, y_\partial = R \frac{H-h}{h} + (r \cos \varphi + b \cos \alpha) \cdot \frac{H}{h}, z_\partial = h, \quad (2)$$

где  $\alpha = \omega_3 \cdot t$ .

Уравнение окружности, являющейся уравнением изображения диафрагмы в плоскости подложкодержателя, в соответствии с этим будет иметь вид

$$(x - (r \sin \varphi + b \sin \alpha) \frac{H}{h})^2 + (y - (R \frac{H-h}{h} + (r \cos \varphi + b \cos \alpha) \cdot \frac{H}{h}))^2 = (\frac{H}{h} a)^2. \quad (3)$$

Поскольку поток испаряемого вещества распространяется только внутри конуса, ограниченного испарителем, диафрагмой и ее изображением на плоскости подложкодержателя, то, очевидно, что осаждение слоя будет происходить только в тех зонах поверхности подложки, которые в момент времени  $t$  оказываются внутри окружности, ограничивающей изображение диафрагмы.

Для описания этого процесса удобно ввести функцию, которая равнялась бы единице, если исследуемая точка на поверхности подложки оказывается внутри изображения диафрагмы, и нулю, если она находится вне этой зоны. Для этого удобно ввести виртуальную систему координат, связанную с центром изображения диафрагмы, и в этой системе координат выразить положение исследуемой точки на поверхности подложки относительно ее центра. На рис. 2а это величина  $\rho'$ , равная

$$\rho'^2 = \left[ \frac{H-h}{h} (R + r \cos \varphi) + \frac{H}{h} b \cos \alpha - \rho \cos(\psi + \psi_1) \right]^2 + \left[ \frac{H-h}{h} r \sin \varphi + \frac{bH}{h} \sin \alpha - \rho \sin(\psi + \psi_1) \right]^2. \quad (4)$$

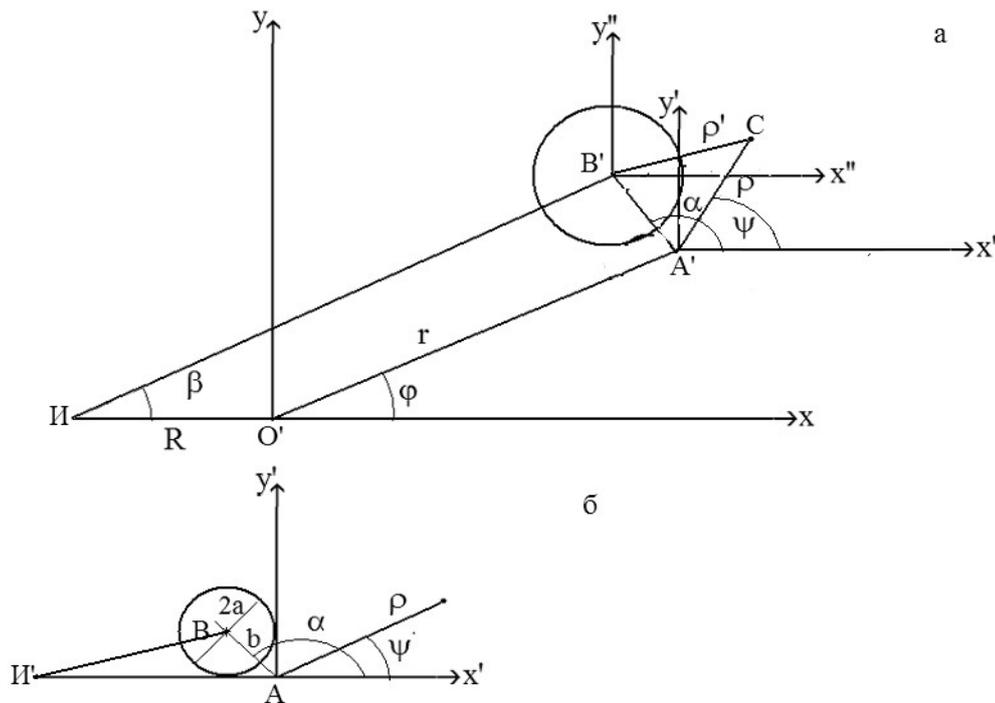


Рис. 2. а – вид сверху на плоскость подложкодержателя, б – вид сверху на плоскость, в которой размещена диафрагма

В связи со сказанным выше, если  $\rho' < \frac{H}{h} a$ , то в исследуемой зоне поверхности подложки происходит осаждение слоя. Если  $\rho' > \frac{H}{h} a$ , то осаждение слоя не происходит. Поэтому необходимо ввести функцию, определяющую процесс осаждения в исследуемой точке поверхности подложки, в следующем виде:

$$A = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{(H/h)a - \rho'}{|(H/h)a - \rho'|} \right). \quad (5)$$

Действительно, эта функция равна единице при  $\rho' < \frac{H}{h} a$  и нулю при  $\rho' > \frac{H}{h} a$ .

Как было нами показано ранее [5], толщина слоя, осаждаемая на подложку, совершающую планетарное вращение, при испарении из маленького поверхностного испарителя определяется выражением:

$$d_j(\rho) = \frac{\beta v}{\pi g} \int_0^T \frac{\cos \theta \cos \theta' d\varphi}{P^2}, \quad \cos \theta = \cos \theta' = \frac{h}{P}. \quad (6)$$

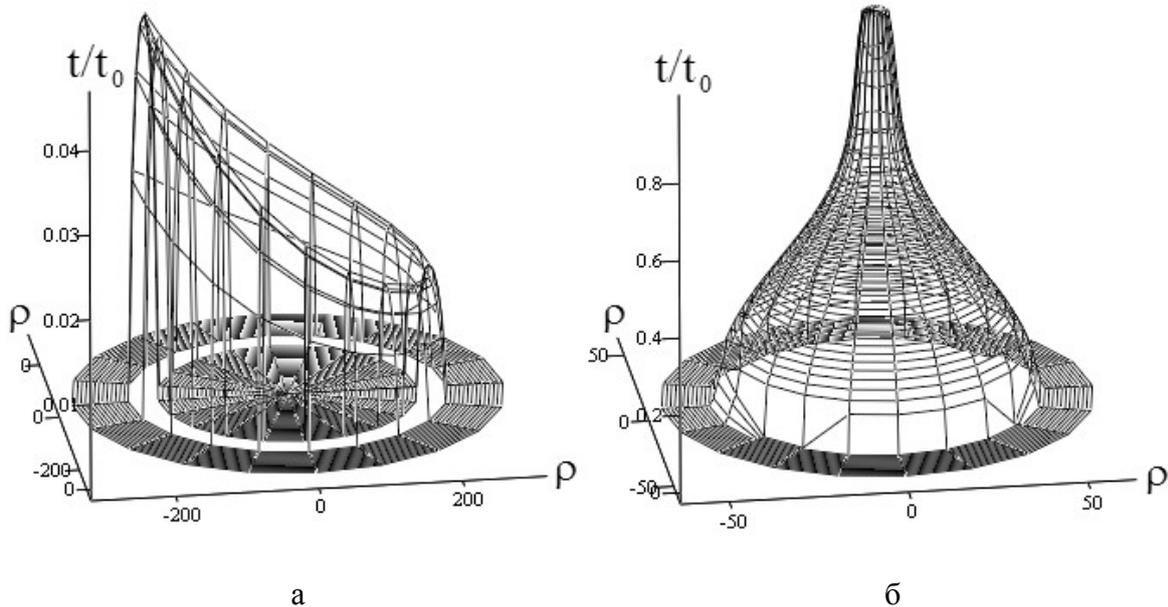


Рис. 3. Относительное распределение толщины слоя при  $H=450$ ,  $R=200$ ,  $r=0$ ,  $h=448$ :  
а –  $b=200$ ,  $a=20$ ,  $\gamma=0$ ,  $\alpha=1$ ; б –  $b=20$ ,  $a=25$ ,  $\gamma=5$ ,  $\alpha=2$

При осаждении слоя через диафрагму на подложку, совершающую планетарное вращение, толщина слоя с учетом (5) равна

$$d_j(\rho) = \frac{\beta v \omega_1}{\pi g} \int_0^{T_k} \frac{A H^2 dt}{P^4}, \quad (7)$$

где  $T_k$  – время осаждения слоя с оптической толщиной  $nd$ , которое может быть определено при постоянной скорости осаждения  $v$  выражением

$$T_k = nd/v.$$

Поскольку подынтегральная функция содержит угловые скорости вращения подложкодержателя  $\omega_1$ , подложек  $\omega_2$ , диафрагмы  $\omega_3$ , которые не обязательно кратны друг другу в общем случае, то подынтегральная может быть непериодической. Если же они кратны друг другу, то подынтегральная функция будет периодической, с периодом  $T$ , который определяется как наименьшее общее кратное чисел  $2\pi$ ,  $2\pi/\omega_1$ ,  $2\pi/\omega_2$ ,  $2\pi/\omega_3$ ,  $2\pi/|\omega_1 - \omega_2|$ ,  $2\pi/|\omega_1 - \omega_3|$ ,  $2\pi/|\omega_2 - \omega_3|$ . В случае кратных частот  $T_k = NT + \Delta T$ , где  $N$  – полное число периодов подынтегральной функции за время осаждения слоя. Если величина  $\Delta T$  много меньше  $NT$ , то толщина слоя может быть определена из приближенного выражения

$$d_j(\rho) = \frac{\beta v \omega_1}{\pi g} N \int_0^T \frac{A H^2 dt}{P^4}. \quad (8)$$

Ни рис. 3–5 представлены распределения толщины слоя, получаемые при различных соотношениях между величинами  $R$ ,  $r$ ,  $b$ ,  $a$ ,  $\alpha$ ,  $\gamma$ . Как видно из рисунков, характер распределения толщины слоев существенным образом зависит от соотношения этих величин. Может быть получено как непрерывное (рис. 3), так и кусочно-непрерывное

распределение толщины слоя по поверхности подложки (рис. 4, 5). Действительно, как утверждалось нами ранее, класс решений существенно расширился. Приведенные выше распределения толщины слоев по поверхности оптического элемента могут быть использованы при создании градиентных диэлектрических систем, асферизирующих покрытий, кольцевых, интерференционных светофильтров и т.д.

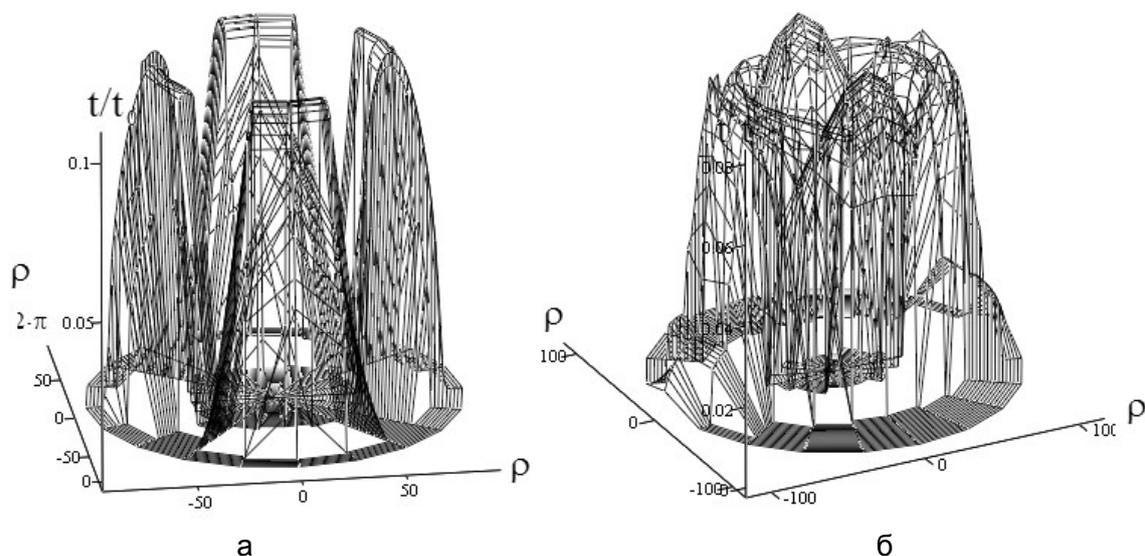


Рис. 4. Относительное распределение толщины слоя при  $H=450$ ,  $R=200$ ,  $r=0$ ,  $b=200$ ,  $a=20$ ,  $\gamma=5$ ,  $\alpha=2$ , для а -  $h=448$ , для б -  $h=405$

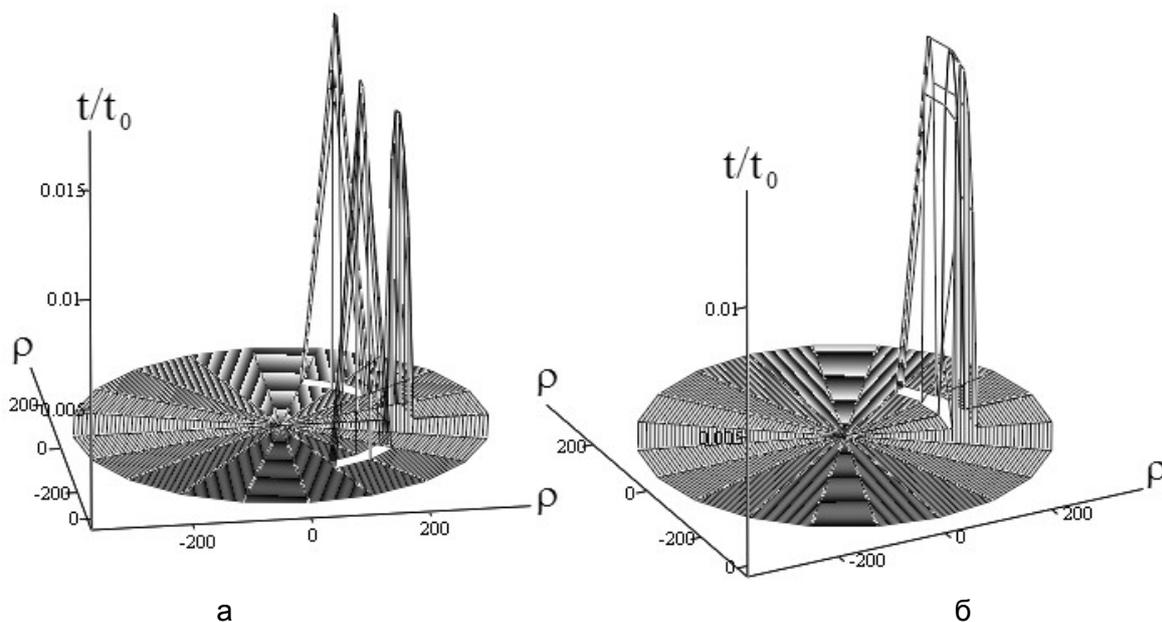


Рис. 5. Относительное распределение толщины слоя при  $H=450$ ,  $R=200$ ,  $r=0$ ,  $h=448$ ,  $b=200$ ,  $a=20$ , для а -  $\gamma=0$ ,  $\alpha=2$ , для б -  $\gamma=2$ ,  $\alpha=0$

### Заключение

Предложена математическая модель, описывающая формирование толщины слоев при осаждении из паровой фазы, получаемой методом электронно-лучевого испарения. Слои создаются при испарении из маленького поверхностного испарителя на подложку, совершающую планетарное вращение. Между испарителем и подложками размещены соосно с ними круглые диафрагмы, совершающие дополнительное вращение.

Приведены результаты расчетов распределения толщины слоев по поверхности элемента, демонстрирующие зависимость характера распределения от параметров, характеризующих относительное расположение элемента и испарителя.

### Литература

1. Холлэнд Л. Нанесение тонких пленок в вакууме / Пер. с англ. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963. 608 с.
2. Розенберг Г.В. Оптика тонкослойных покрытий. М.: ИФМЛ, 1985. 570 с.
3. Путилин Э.С., Дмитренко В.А, Губанова Л.А Многослойные диэлектрические зеркала с переменным профилем коэффициента отражения для лазерных систем. // Оптический журнал. 2000. Т.67. № 3. С. 91–97.
4. Губанова Л.А, Путилин Э.С., Карасев В.Б. Использование подвижных диафрагм при формировании слоев переменной толщины. // Оптический журнал. 2003. Т.70. №11. С. 45–48.
5. Путилин Э.С., Дмитренко В.А, Губанова Л.А Формирование градиентных слоев с помощью круглых диафрагм и экранов. // Оптический журнал. 2003. Т.70. №3. С.50–53.

# СИНТЕЗ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ПРОСВЕТЛЯЮЩИХ ПОКРЫТИЙ

К.В. Каряев, Э.С. Путилин

Исследуются особенности спектральных характеристик просветляющих покрытий, образованных слоями с непрерывно меняющимся по толщине показателем преломления. Рассмотрен случай, когда разрывы показателя преломления на границах покрытия с внешними средами отсутствуют. Определены оптимальные структуры таких покрытий и исследованы свойства огибающей кривой коэффициента отражения.

## Введение

Многослойные оптические системы находят широкое применение в науке и технике [1]. Одной из важнейших проблем прикладной оптики остается синтез просветляющих покрытий, используемых для уменьшения потерь светового потока при отражении от внешних и внутренних границ деталей, входящих в оптическую систему.

В последнее время, в силу прогресса в области оптических технологий, возрождается интерес к покрытиям, образованным пленками с неоднородным по толщине показателем преломления [2]. Задача синтеза неоднородных покрытий в настоящее время решается преимущественно Фурье-методами. Однако применение Фурье-методов, как правило, приводит к структурам с крайне сложным профилем показателя преломления, что предъявляет высокие требования к технологическому процессу, подчас не позволяя получить конструкцию системы, легко воспроизводимой на практике.

Для просветляющих покрытий представляет особый интерес использование однослойных покрытий, образованных слоем с монотонно меняющимся по толщине показателем преломления.

В данной работе проведено сравнительное исследование нескольких типов покрытий такого рода с показателем преломления, описываемым различными элементарными функциями. Этот подход является естественным развитием формализации систем, образованных однородными слоями, что позволяет использовать хорошо разработанные методы многомерной оптимизации в ограниченной области [3]. С другой стороны, полученные конструкции покрытий, будучи описаны элементарными функциями, снижают требования к технологическому процессу при практическом изготовлении покрытий.

## Математическая модель

**Описание распространения света в покрытии.** Для описания распространения света внутри покрытий использовался формализм характеристических матриц [1], причем характеристическая матрица каждого неоднородного слоя вычислялась как произведение характеристических матриц достаточно тонких (0.25–2 нм) подслоев, каждый из которых считался однородным. Дисперсия показателя преломления в данной работе не учитывалась.

Согласно [1], амплитудные коэффициенты отражения и пропускания могут быть выражены через элементы характеристической матрицы покрытия следующим образом:

$$\begin{aligned} r &= \frac{(m_{11} + m_{12} p_L) p_1 - (m_{21} + m_{22} p_L)}{(m_{11} + m_{12} p_L) p_1 + (m_{21} + m_{22} p_L)} \\ t &= \frac{2 p_1}{(m_{11} + m_{12} p_L) p_1 + (m_{21} + m_{22} p_L)} \end{aligned} \quad (1)$$

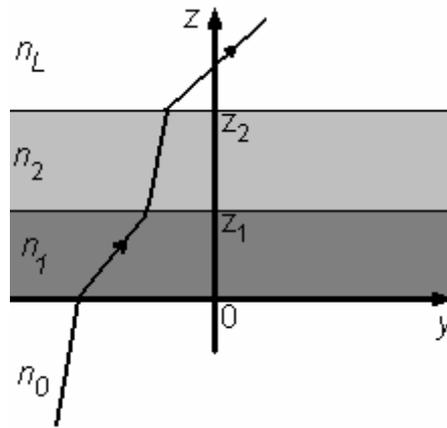


Рис. 1: Многослойная оптическая система

Энергетические коэффициенты отражения и пропускания (отражательная и пропускательная способности) вычисляются по следующим формулам:

$$R = |r|^2,$$

$$T = \frac{P_1}{P_L} |t|^2, \quad (2)$$

$$A = 1 - T - R.$$

Отметим, что везде далее слои нумеруются от внешней среды (а не от подложки, как в [4]), а коэффициенты отражения и пропускания выражаются в относительных долях, а не процентах.

**Представление неоднородного слоя.** В классической модели многослойного покрытия [1] покрытие обрамлено средами с показателями преломления  $n_0$  и  $n_L$ , а показатель преломления каждого слоя считается постоянным (см. рис. 1):

$$n_i(z) = n_i \quad (3)$$

Классическим примером просветляющего покрытия является четвертьволновая пленка с показателем преломления, лежащим в диапазоне от  $n_0$  и  $n_L$ . Эта тривиальная система была взята в качестве эталона (см. рис. 2), оптическая толщина была выбрана так, чтобы коэффициент отражения имел минимум на длине волны 550 нм, а показатель преломления  $n = \sqrt{n_0 n_L} = 1.7$ . Фактически это условие просветления для середины видимой части спектра.

В данной работе рассматривался случай, когда покрытие состоит из одного неоднородного слоя, а обе обрамляющие покрытие среды являются оптически плотными, так что функция показателя преломления системы на границах покрытия является непрерывной:

$$n(0) = n_0,$$

$$n(H) = n_L. \quad (4)$$

Мы изучали неоднородные покрытия со слоями, показатели преломления которых меняются по 5 различным законам, определяемым элементарными функциями (см. рис. 2–6). На данное семейство покрытий было наложено требование равной оптической толщины. Рассмотренные виды модуляции показателя преломления характеризуются различными особенностями.

Так, гармоническая модуляция показателя преломления дает не только непрерывное, но и гладкое изменение показателя преломления на границе покрытия (рис. 4):

$$n(z) = n_{avg} + \Delta n_{half} \cdot \sin\left(2\pi \frac{z - z_0}{\Delta z}\right). \quad (5)$$

Линейная модуляция показателя преломления обеспечивает равномерное изменение показателя преломления в покрытии, но дает разрывы производной на обеих границах покрытия (рис. 3):

$$n(z) = n_0 + \Delta n_0 \cdot \frac{z}{H}. \quad (6)$$

Экспоненциальная модуляция показателя преломления не обеспечивает гладкости показателя преломления на границах покрытия, но реализует широкое семейство покрытий, характеризующихся различным коэффициентом в экспоненте, и как следствие, разной средней оптической плотностью (при фиксированной геометрической толщине слоя). В данной работе этот коэффициент был принят равным 4 (рис. 5):

$$n(z) = n_0 + \Delta n_{half} \cdot 2^{\frac{z}{H/4}} / 2^4. \quad (7)$$

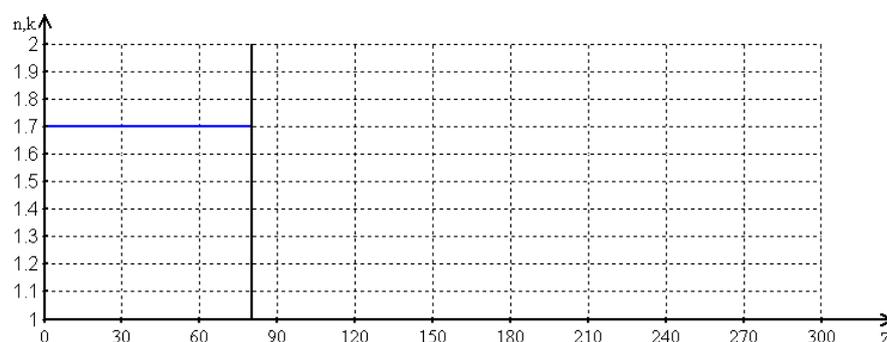


Рис. 2. Профиль показателя преломления эталонного четвертьволнового просветляющего покрытия.  $H=80$  нм

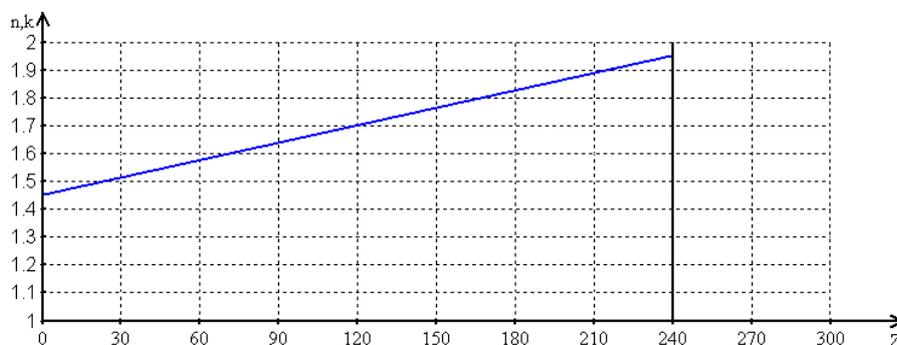


Рис. 3. Профиль показателя преломления просветляющего покрытия с линейной модуляцией показателя преломления.  $H=240$  нм

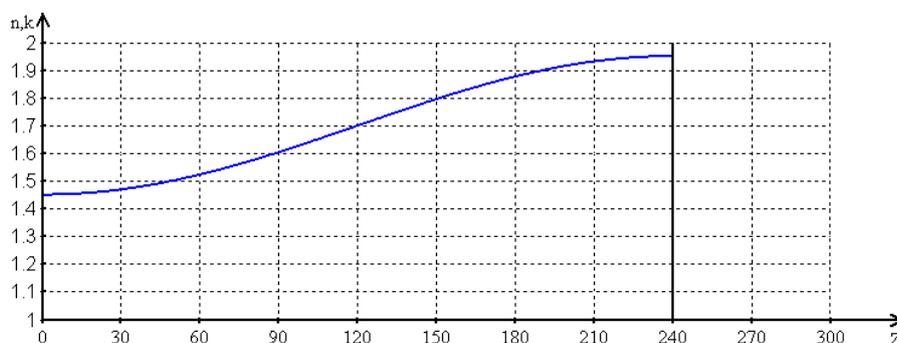


Рис. 4. Профиль показателя преломления просветляющего покрытия с гармонической модуляцией показателя преломления.  $H=240$  нм

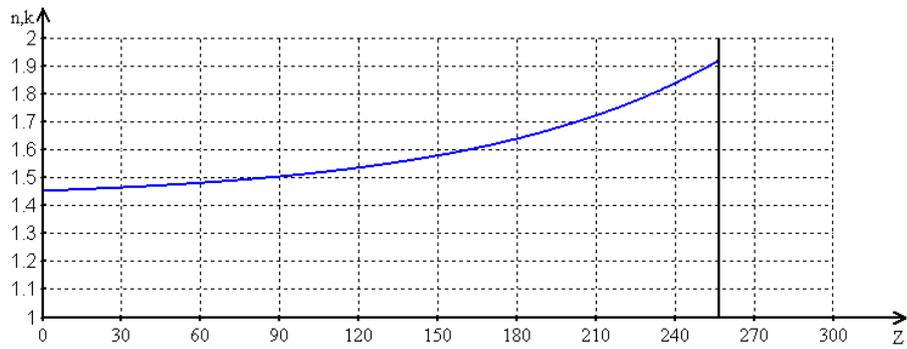


Рис. 5. Профиль показателя преломления просветляющего покрытия с экспоненциальной модуляцией показателя преломления.  $H=257$  нм.

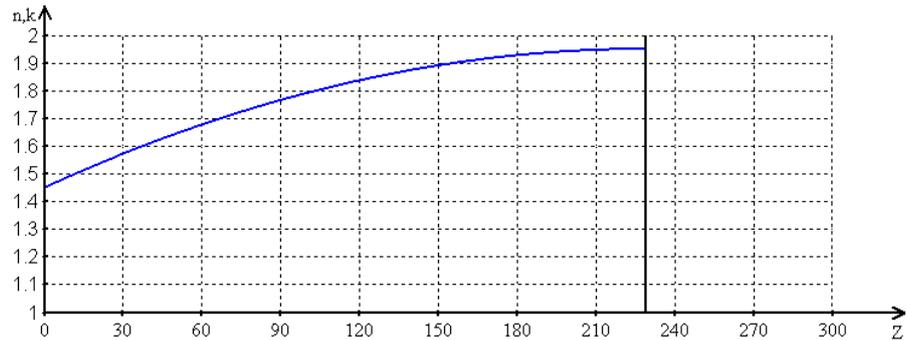


Рис. 6. Профиль показателя преломления просветляющего покрытия с параболической (1) модуляцией показателя преломления.  $H=229$  нм.

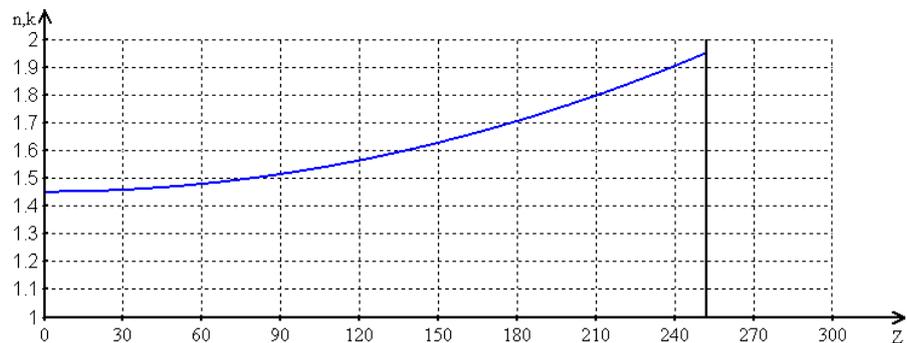


Рис. 7. Профиль показателя преломления просветляющего покрытия с параболической (2) модуляцией показателя преломления.  $H=252$  нм

Параболическая модуляция показателя преломления (1 вариант) обеспечивает гладкое изменение показателя преломления на второй границе покрытия (рис. 6):

$$n(z) = n_{\max} + \Delta n_{\text{half}} \cdot \frac{(H - z)^2}{H^2}. \quad (8)$$

Параболическая модуляция показателя преломления (2 вариант) обеспечивает гладкое изменение показателя преломления на первой границе покрытия (рис. 7):

$$n(z) = n_{\max} + \Delta n_{\text{half}} \cdot \frac{z^2}{H^2}. \quad (9)$$

Оптическая толщина данного семейства неоднородных покрытий выбиралась эмпирически так, чтобы покрытие с гармонической модуляцией показателя преломления давало первый длинноволновый минимум коэффициента отражения на длине волны  $\sim 530$  нм. Необходимая для этого оптическая толщина оказалась равна 408 нм, а геометрическая – 240 нм.

## Результаты и обсуждение

Все рассмотренные покрытия обеспечивают просветление коротковолновой части спектра. Значительное уменьшение достигается при длинах волн, для которых данное покрытие обладает большой оптической толщиной ( $g > \lambda/2$ ). Спектральные характеристики покрытий приведены на рис. 8–11. Отметим, что спектральная кривая параболического слоя первого рода имеет монотонный характер, т.е. не имеет локальных максимумов отражения. На графике имеются лишь точки перегиба. Все остальные спектральные кривые для неоднородных покрытий имеют псевдопериодический характер.

Было вычислено среднеквадратичное значение коэффициента отражения этих покрытий для видимого диапазона спектра по формуле

$$R_{avg} = \sqrt{\frac{1}{31} \sum_{\substack{\lambda=400 \\ \Delta\lambda=10}}^{700} R(\lambda)^2}. \quad (10)$$

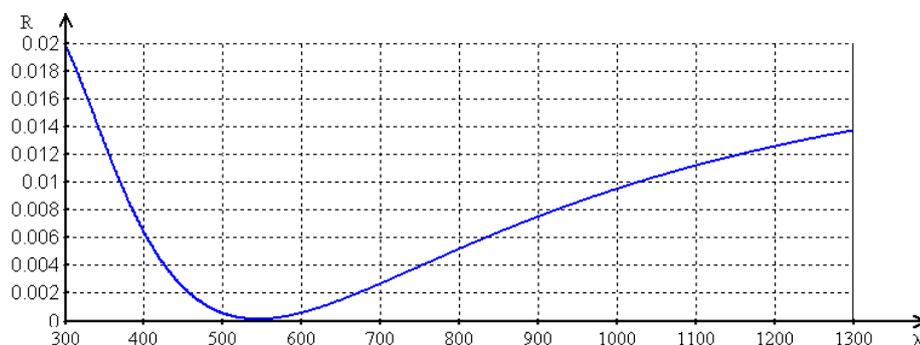


Рис. 8. Спектральная характеристика эталонного четвертьволнового просветляющего покрытия.  $R_{avg}=0.0031$

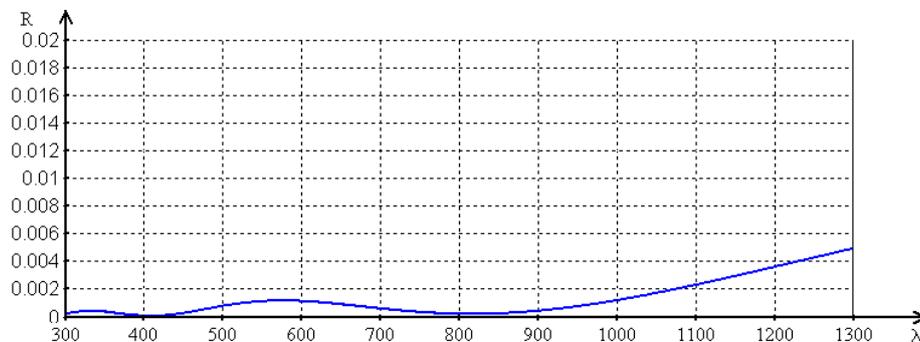


Рис. 9. Спектральная характеристика просветляющего покрытия с линейной модуляцией показателя преломления.  $R_{avg}=0.0008$

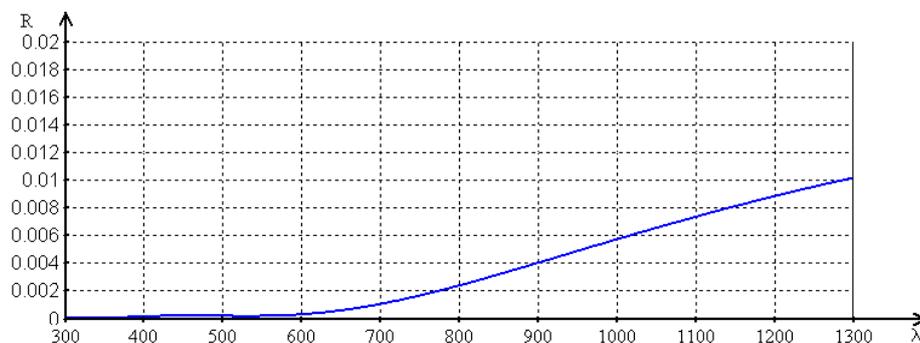


Рис. 10. Спектральная характеристика просветляющего покрытия с гармонической модуляцией показателя преломления.  $R_{avg}=0.0004$

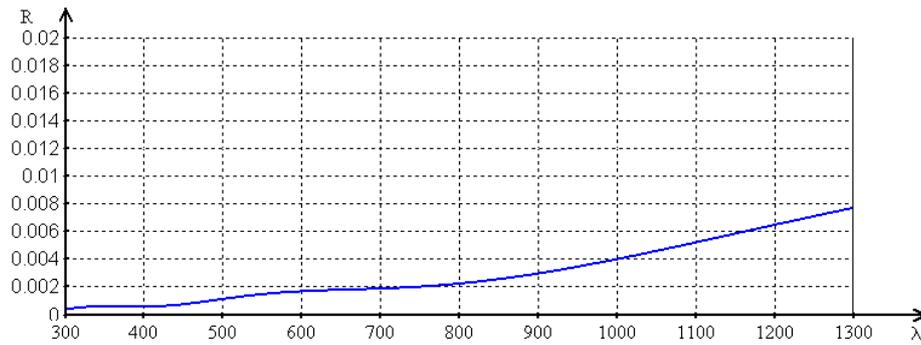


Рис. 11. Спектральная характеристика просветляющего покрытия с экспоненциальной модуляцией показателя преломления.  $R_{avg}=0.0014$

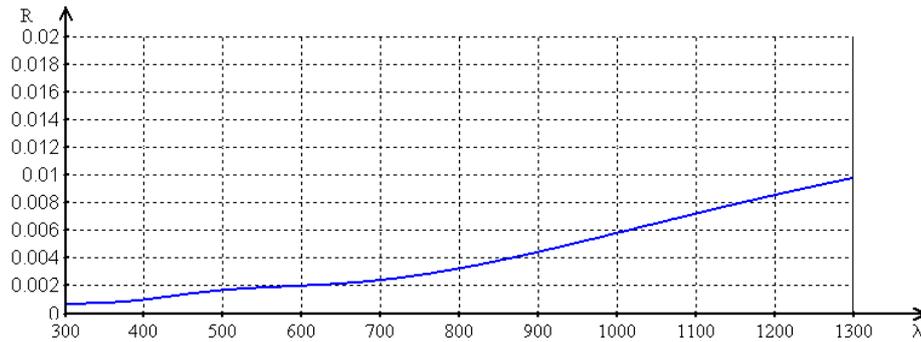


Рис. 12. Спектральная характеристика просветляющего покрытия с параболической (1) модуляцией показателя преломления.  $R_{avg}=0.0018$

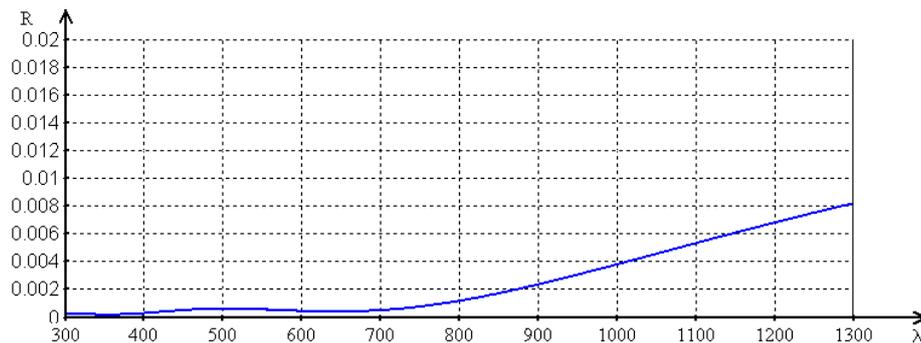


Рис. 13. Спектральная характеристика просветляющего покрытия с параболической (2) модуляцией показателя преломления.  $R_{avg}=0.0005$

Сравнение его значений для каждого типа покрытий показывает, что оптимальным просветляющим покрытием является покрытие с гармонической модуляцией показателя преломления ( $R_{avg}=0.0004$ ). Очень близкими спектральными характеристиками обладает покрытие с параболической модуляцией показателя преломления второго типа ( $R_{avg}=0.0005$ ). Интерес представляет положение первого минимума отражения:  $\lambda=641$  нм (в  $\pi/2$  раз больше оптической толщины покрытия)

.Худшими свойствами обладают покрытие с параболической модуляцией показателя преломления первого типа ( $R_{avg}=0.0018$ ) и покрытие с экспоненциальной модуляцией показателя преломления ( $R_{avg}=0.0014$ ).

Особый случай представляет покрытие с линейной модуляцией показателя преломления. Его длинноволновый максимум отражения существенно смещен в инфракрасную область относительно всех остальных типов покрытий ( $\lambda=816$  нм, соответствует удвоенной оптической толщине покрытия), но, несмотря на это, даже в видимом диапазоне это покрытие обладает неплохими просветляющими свойствами ( $R_{avg}=0.0008$ ), реализуя, фактически, «среднегеометрический» относительно лучшего и худшего случай.

Очевидно, если принять в рассмотрение ближнюю инфракрасную область (до 1000 нм), именно линейная модуляция показателя преломления даст наименьший среднеквадратичный коэффициент отражения. При этом любой из рассмотренных типов неоднородных просветляющих покрытий дает значительно меньшее (в 1.5–6 раз) отражение, чем эталонное четвертьволновое покрытие ( $R_{avg}=0.0031$ ).

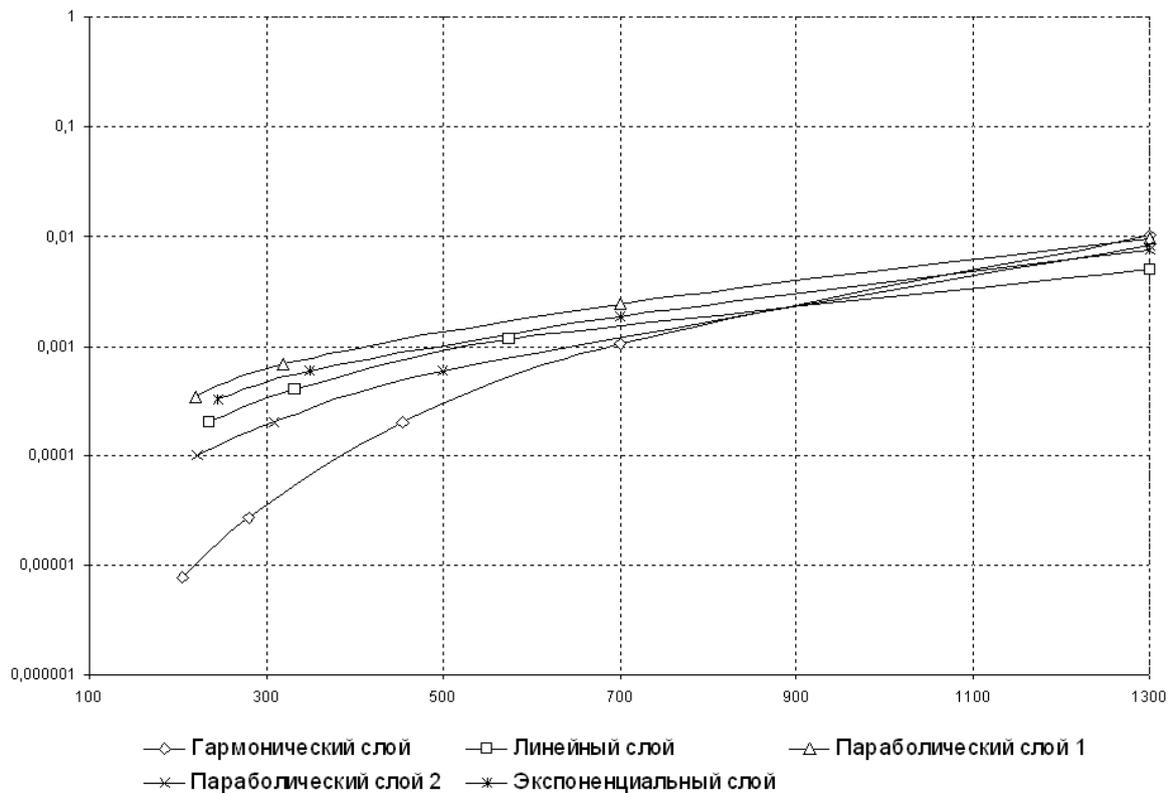


Рис. 14. Графики огибающих различных типов неоднородных просветляющих покрытий

Особый интерес представляет изучение огибающих спектральной кривой коэффициента отражения неоднородных покрытий. На рис. 14 приведены графики огибающих, построенные по максимумам кривой коэффициента отражения и точке  $\lambda=1300$  нм. На оси ординат применен логарифмический масштаб.

Виден общий затухающий характер огибающих (причем затухание происходит быстрее, чем экспоненциальное). Гармоническая модуляция показателя преломления обеспечивает существенно более быстрое затухание отражения с уменьшением длины волны по сравнению с остальными типами покрытий. С другой стороны, эта кривая имеет и наибольшее значение на инфракрасной границе рассматриваемой области спектра.

Графики огибающих подтверждают неэффективность использования экспоненциальной модуляции показателя преломления и параболической модуляции первого рода.

### Выводы

Между спектральными характеристиками рассмотренных параметризованных неоднородных покрытий существуют как количественные, так и качественные различия. При этом оптимальной с точки зрения коэффициента затухания огибающей является гармоническая модуляция показателя преломления, а с точки зрения инфракрасной границы области высокого пропускания – линейная модуляция.

Представляет интерес то, что спектральная кривая параболического слоя первого рода является строго монотонной.

Для синтеза однослойных неоднородных согласующих покрытий целесообразно выбирать оптическую толщину не менее  $\lambda/2$  (в некоторых случаях – более  $\lambda$ ). Заметим, что это правило не является оптимальным при наличии существенного разрыва показателя преломления на границах покрытия.

Согласующие покрытия с показателем преломления, меняющимся как возрастающая экспонента (или близко к ней), наименее эффективны.

Работа выполнена в рамках проекта 2500123 «Формирование лазерных пучков высокой яркости».

### Литература

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1970.
2. Майа Х. Неоднородные оптические покрытия (исследование возможностей метода совместного осаждения диэлектрических плёнок при вакуумном испарении). / Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук, 1999.
3. Бейко И.В., Бублик Б.Н., Зинько П.Н. Методы и алгоритмы решения задач оптимизации. Киев, 1983. 512 с.
4. Sh. Furman and A.V. Tikhonravov. Basics of optics of multilayer systems. Editions Frontiers, Gif-sur Yvette, 1992. 242 p.

# РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ С ВЫСОКИМ КОЭФФИЦИЕНТОМ ОТРАЖЕНИЯ АДАПТИВНОЙ ОПТИКИ

А.А. Немкова, Н.Н. Карасев

В статье рассмотрена возможность создания адаптивного интерференционного зеркала, сформированного на алюминиевой фольге. Приведены спектральные характеристики и физико-механические свойства диэлектрической интерференционной системы на деформируемой непрозрачной подложке.

## Введение

Адаптивные оптические системы находят широкое применение в тех областях науки и техники, где качество изображения или светового пучка играет важную роль. Их используют для коррекции волнового фронта за счет изменения кривизны отражающей поверхности: в астрономических приборах – для компенсации турбулентности атмосферной трассы, в лазерной технике – для управления размерами фокального пятна и расходимостью лазерного пучка.

Исполнительным устройством адаптивной оптической системы является адаптивное зеркало. Существует три основных типа адаптивных зеркал: секционированные, биморфные и мембранные. Подложкой для отражающих покрытий таких зеркал служат различные материалы, каждый из которых обладает своими достоинствами и недостатками.

В данной работе для изготовления адаптивного интерференционного зеркала была выбрана подложка из алюминиевой фольги. Этот материал представляет интерес благодаря простоте обработки поверхности и способности многократно упруго деформироваться.

Цель работы заключалась в исследовании свойств полученных образцов и определении параметров технологического процесса, влияющих на них.

При создании адаптивного зеркала с хорошими эксплуатационными свойствами необходимо учитывать внутренние напряжения, возникающие в процессе изготовления покрытия. В статье приведен метод расчета величины и вида внутренних напряжений в диэлектрических слоях интерференционных покрытий.

## 1. Основные факторы, влияющие на решение поставленной задачи

### 1.1. Адаптивные зеркала

Секционированные зеркала – принципиально наиболее простой тип адаптивных зеркал. Они явились первым шагом к созданию адаптивных зеркал. В секционированных зеркалах каждая отдельная секция допускает ее перемещение и наклон.

Деформируемые биморфные зеркала являются практически идеальным средством для малой адаптивной оптики [1]. Подобные системы отличаются следующими характерными особенностями:

- а) эффективной коррекцией наиболее вредных фазовых искажений, вносящих максимальный вклад в снижение качества оптической системы;
- б) сравнительно малым числом каналов управления волновым фронтом.

Биморфное зеркало состоит из двух пьезоэлектрических пластин, которые скреплены между собой и поляризованы в противоположных направлениях (параллельных осям). Массив электродов, имеющий радиально-кольцевую геометрию, расположен между двумя пластинами. Когда к электроду прикладывается напряжение, одна пластина сжимается, а противоположная растягивается, что приводит к местному искрив-

лению. Отражающее покрытие наносится либо непосредственно на пьезокерамическую пластину, либо на наклеенную поверх нее пластину из стекла, кварца, меди, молибдена.

К недостаткам существующих биморфных зеркал относятся ограниченный размер управляемой зеркальной поверхности и низкая чувствительность. При этом очевидно, что, с точки зрения применения данных зеркал, актуален вопрос их оптического качества, которое, по крайней мере, должно быть близко к стандартным требованиям лазерной и астрономической оптики.

Мембранное зеркало является оптимальным устройством для осуществления фазовых коррекций искаженного абберациями волнового фронта. К достоинствам этих зеркал относятся малая масса и малые затраты на изготовление. Принцип действия мембранных адаптивных зеркал основан на электростатическом взаимодействии натянутой отражающей пленки с электродами, расположенными на некотором расстоянии от поверхности.

Существует несколько способов изготовления мембранных зеркал. В первом случае зеркальное покрытие формируется на подложке (мембране) в вакууме [2]. Мембраны могут быть изготовлены из титана, титановых сплавов, никеля, бериллия и молибдена. Адаптивные зеркала, получаемые микрообработкой на кремнии, сочетают низкую стоимость и простоту контроля с возможностью массового производства [3]. В этом случае мембрана, образованная нитридом кремния толщиной 0,3–0,8 мкм, покрывается отражающим слоем алюминия.

### 1.2. Механические свойства фольги при циклическом нагружении

В работе диэлектрическое зеркало формировалось на подложке из алюминиевой фольги марки А5. В табл. 1 приведены значения предела усталости ( $\sigma_{-1}$ ) и предела прочности ( $\sigma_B$ ) для образцов фольги толщиной ~0.02 мм из алюминия марок А99 и А5 [4]. Образцы имели рабочую длину 15 мм и ширину 5 мм. Испытания проводились на электромагнитной установке, в которой консольно закрепленные плоские образцы подвергались симметричному изгибу в резонансном режиме с частотой колебаний 50 Гц.

Материал	$\sigma_B$ , кгс/мм <sup>2</sup>	$\sigma_{-1}$ , кгс/мм <sup>2</sup>
А99	12.6	2.0
А5	16.2	6.0

Таблица 1. Пределы прочности и усталости фольги

На пневматической установке проводились испытания образца-мембраны на долговечность. В основе работы пневматической установки лежит бистабильность подвижной выщелкивающей мембраны, имеющей два положения устойчивого равновесия, и способность ее скачкообразно переходить из одного положения в другое под действием критического перепада давления.

Долговечность оценивалась по числу циклов до разрушения. Толщина мембраны фольги составляла 20 мкм, диаметр мембраны – 2.5 мм. Частота нагружения равнялась 100 Гц.

Средние значения долговечности фольги из алюминия марки А99 составляют  $2.35 \cdot 10^6$  циклов, для фольги из алюминия марки А5 –  $6 \cdot 10^6$  циклов.

Приведенные данные свидетельствуют о возможности использования фольги марки А5 в качестве подложки адаптивных зеркал.

## 2. Результаты исследований

Изготовленное зеркало имеет конструкцию  $(ВН)^{13}В$ , где В – слой  $ZrO_2$ , Н – слой  $MgF_2$ , оптическая толщина слоев составляет  $\lambda_0/4$ ,  $\lambda_0 = 632,8$  нм. Структура покрытия из

двадцати семи слоев и большая разница показателей преломления пленкообразующих материалов обеспечивают высокий коэффициент отражения зеркала.

Диэлектрическое зеркало на подложке из фольги было получено электронно-лучевым испарением пленкообразующих материалов в вакууме.

Контроль толщины слоев формируемой интерференционной системы на поглощающей подложке может быть осуществлен с использованием спектрофотометрического метода. С помощью спектрофотометра производится контроль толщины слоев как по отражению, так и по пропусканию. Контроль по отражению затруднен из-за деформации подложки в процессе формирования покрытия. В данном случае применялся контроль по пропусканию с использованием сменных свидетелей. При этом скорости конденсации на поверхности подложки зеркала и свидетеля должны быть одинаковыми или максимально близкими по величине, иначе свидетель и подложка должны располагаться на разных расстояниях от испарителя.

### 2.1 Структура поверхности образцов

Было получено два типа образцов. На рис. 1 представлен образец с покрытием, сформированным на ненагретой подложке, а на рис. 2 – образец с покрытием, сформированным при температуре подложки  $\sim 200$  °С. Поверхность алюминиевой фольги имеет характерный рельеф, величина которого была измерена с помощью микроинтерферометра МИИ-4 для образцов с покрытиями. Высота структур составляет 0,108 – 0,236 мкм и 0,104 – 0,291 мкм для первого и второго образца, соответственно.

У образцов первого типа покрытие состоит из множества областей различного размера и формы. Минимальная имеет размер 0,67 мкм  $\times$  0,31 мкм, максимальная – 3,44 мкм  $\times$  0,83 мкм. У образцов второго типа покрытие сплошное.

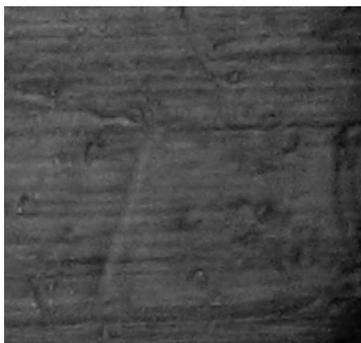


Рис. 1. Поверхность образца первого типа



Рис. 2. Поверхность образца второго типа

### 2.2 Спектральные характеристики образцов

На рис. 3 представлены спектральные характеристики двух образцов первого типа, измеренные на рефлексомере на базе МДР-23 относительно чистой фольги, и расчетная кривая.

Смещение спектральных характеристик двух образцов объясняется разницей в расстоянии от испарителя в процессе формирования покрытия и, следовательно, различной толщиной слоев.

Состояние поверхности измеряемого образца влияет на вид его спектральной характеристики. Небольшое изменение формы поверхности образца приводит к значительному изменению измеряемой величины (коэффициента отражения). Поэтому в процессе измерения важно, чтобы образец и чистая фольга имели одинаковую форму и близкое качество поверхностей.

Расчетная кривая не учитывает особенностей рельефа поверхности алюминиевой фольги и возникающего вследствие этого рассеяния. По этой причине существует разница между расчетными и экспериментальными данными.

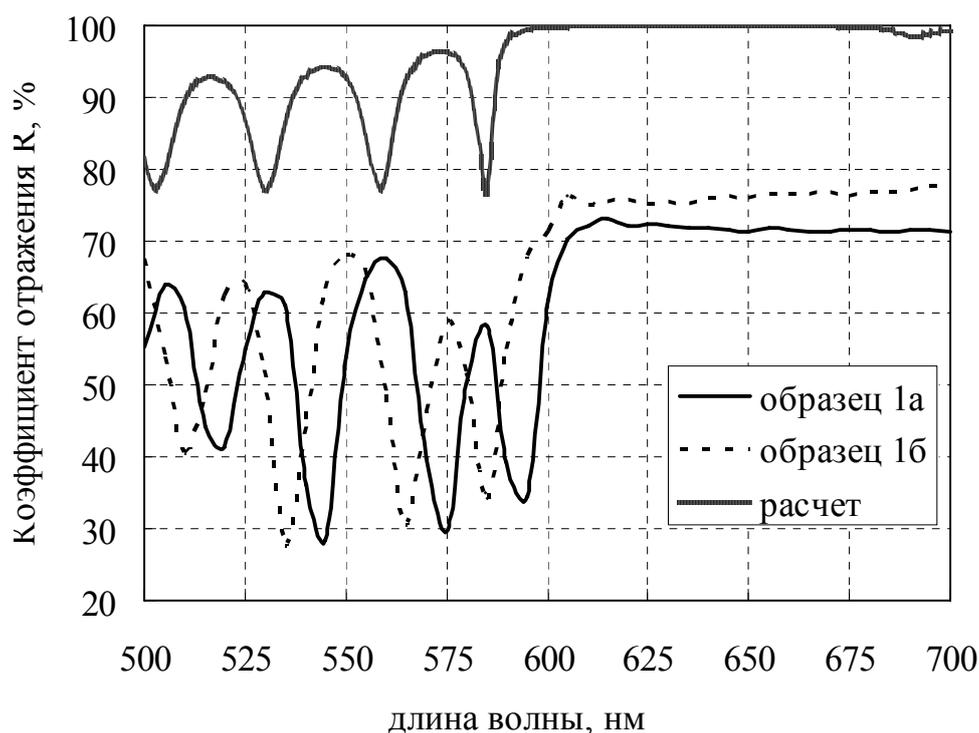


Рис. 3. Спектральные характеристики двух образцов первого типа и расчетная кривая

### 2.3. Физико-механические свойства сформированного диэлектрического зеркала

В [5] предложен способ определения величины суммарных напряжений  $\langle \sigma_{\Sigma} \rangle$  в многослойных покрытиях на основе расчета при известных напряжениях составляющих слоев. Зависимость напряжений от толщины пленок аппроксимирована с помощью многочлена вида

$$\langle \sigma(t) \rangle = a_0 + a_1 \cdot t + a_2 \cdot t^2.$$

Коэффициенты  $a_k$  были определены экспериментально для некоторых пленкообразующих материалов.

В случае многослойных двухкомпонентных периодических покрытий, состоящих из  $n$  пар чередующихся слоев на основе двух типов материалов, значение  $\langle \sigma_{\Sigma} \rangle$  определяется по формуле

$$\langle \sigma_{\Sigma} \rangle = \frac{n \cdot (\langle \sigma_1(t_1) \rangle \cdot t_1 + \langle \sigma_2(t_2) \rangle \cdot t_2) + \langle \sigma_1(t_1) \rangle}{n \cdot (t_1 + t_2) + t_1}.$$

Актуальной при разработке всех типов покрытий является проблема получения в них нулевых или минимальных внутренних напряжений, так как это, наряду с другими факторами, способствует улучшению эксплуатационных параметров, в частности лучевой прочности. Анализ результатов испытаний, проведенных с целью определения лучевой прочности и теплостойкости покрытий на недеформируемой подложке, позволяет сделать вывод, что при прочих одинаковых условиях покрытия с суммарными напряжениями сжатия имеют более высокие эксплуатационные параметры [5].

Для образцов были определены механическая прочность и стойкость к термоудару, характеризующие внутренние напряжения в сформированных покрытиях.

Контроль механической прочности покрытия осуществлялся путем многократного изгиба образцов. При последующей оценке поверхности образца с помощью микроскопа МИИ-4 не было обнаружено нарушения целостности покрытия.

Для контроля на термоудар образец сначала помещался в воду, нагретую до температуры 100 °С, а затем в морозильную камеру, где выдерживался несколько минут (перепад температуры за промежуток времени менее 10 минут составлял ~100 °С). Здесь, кроме перепада температуры, на образец воздействовала вода. Структура покрытия испытываемого образца не претерпела изменений, следовательно, пористость слоев системы незначительна.

### **Заключение**

Диэлектрическое зеркало было создано на алюминиевой фольге, возможной областью применения данного элемента является адаптивная оптика. Покрытие, сформированное на подложке без прогрева, состоит из отдельных участков, тогда как покрытие, полученное на прогретой подложке, имеет сплошную структуру.

Спектральные характеристики образцов отличаются от расчетной кривой, поскольку при расчете не учитывалось рассеяние от поверхности алюминиевой фольги.

Проведенные качественные эксперименты с целью определения физико-механических свойств образцов показали, что покрытие устойчиво к механической деформации и воздействию термоудара.

Работа выполнена в рамках проекта 250013 «Оптические покрытия, формирующие фазовые и спектральные характеристики излучения»

### **Литература**

1. Сафронов А.Г. Управляемая биморфная оптика и принципы ее развития. // Оптический журнал. 1996. Т.65. №1. С.6–17.
2. Адаптивная оптика: Пер. с англ./ Под ред. Э.А. Витриченко. М.: Мир, 1980. 456 с.
3. G.V. Vdovin and P.M. Sarro. Technology and applications of micromachined silicon adaptive mirrors // Opt. Eng. 1997. Vol. 36. №5. P.1382–1390.
4. Дриц М.Е., Каданер Э.С., Торопова Л.С. Структура и свойства легированной алюминиевой фольги. М.: Металлургия, 1975. 147 с.
5. Гайнутдинов И.С., Несмелов Е.А., Хайбуллин И.Б. Интерференционные покрытия для оптического приборостроения. Казань: ФЭН, 2002. 592 с.

**РАЗРАБОТКА ИНФОРМАЦИОННОЙ МОДЕЛИ  
МНОГОКОНФИГУРАЦИОННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ  
НА ЭТАПЕ ФУНКЦИОНАЛЬНОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ****В.М. Домненко, О.А. Гаврилина, А.А. Шехонин**

В статье рассматривается состав и структура информационной модели многоконfigurационной оптической системы. Модель реализуется в виде базы данных, в которой хранятся конструктивные параметры и другая информация, необходимая для моделирования. Структура базы данных является универсальной и пригодна для хранения информации об оптических системах различных типов.

**Введение**

Оптическая система как объект проектирования на различных этапах может быть представлена различными моделями. В частности, конструкционная модель оптической системы дает полное численное описание конструкции и состоит, как правило, из значений параметров оптических сред, параметров формы оптических поверхностей, параметров взаимного расположения поверхностей и параметров диафрагм. У большого класса оптических систем конструктивные параметры могут изменяться в процессе функционирования. Классическим примером подобного рода систем являются зoom-объективы, в которых изменение увеличения (фокусного расстояния) достигается варьированием по определенному закону одного или нескольких воздушных промежутков между оптическими компонентами. Оптические системы, для анализа работы которых требуется формирование нескольких вариантов конструкции, называются многоконfigurационными.

Одним из основных подходов, используемых для проектирования сложных составных изделий, является блочно-иерархический подход [1]. При таком подходе прибор рассматривается как блочно-иерархическая система связанных и взаимодействующих между собой частей. На этапе конструкционного проектирования (и на других этапах жизненного цикла) оптический прибор, как и любое изделие, легко представляется в виде блочно-иерархической структуры, которая реализуется в виде модели, управляемой PDM-системой [2]. На этапе функционального проектирования имеют дело с моделью оптической системы, которая в общем случае не может адекватным образом быть представлена в виде блочно-иерархической структуры. Это связано с тем, что оптическая система может иметь переменные параметры и включать в себя виртуальные (физически не реализуемые) элементы. Поэтому необходима информационная модель оптической системы, которая будет использоваться именно на этапе функционального проектирования.

Кроме того, для эффективного коллективного использования информационной модели изделия необходимы следующие функции:

- реализация единого хранилища всей информации;
- управление версиями отдельных объектов и изделия в целом;
- синхронизация данных в процессе разработки;
- управление правами доступа к информации об изделии.

Эти, а также другие функции по управлению данными и их эффективному хранению обеспечиваются системами управления базами данных (СУБД) [3].

Таким образом, целью данной работы является разработка информационной модели оптической системы на этапе функционального проектирования и ее реализация с использованием технологий баз данных.

## Объектно-ориентированная модель оптической системы

При моделировании и автоматизации проектирования различных изделий в настоящее время эффективно используется объектно-ориентированный подход [4]. Построение модели оптических систем в программах автоматизирующих функциональное проектирование также осуществляют на основе этого подхода [5].

Модель оптической системы можно условно разделить на 2 части: конструкционную и функциональную. Они, в свою очередь, являются основой для модели синтеза, оптимизационной модели и моделей для выполнения других проектных процедур. Конструкционная модель описывает оптические элементы, их взаимное расположение и оптические среды, которые составляют оптическую систему. Функциональная модель описывает процессы преобразования света оптическими элементами, а также позволяет вычислить характеристики и оценить качество изображения.

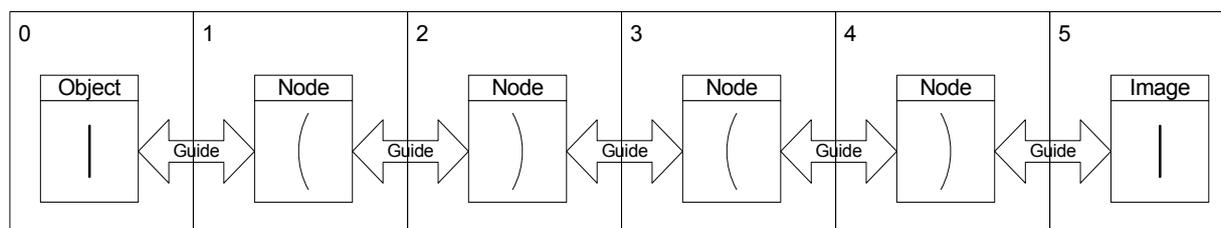


Рис.1. Конструкционная модель оптической системы

Рассмотрим наиболее универсальную конструкционную модель оптической системы, в которой в качестве элементарного объекта выбран узел [6]. В этой модели (рис. 1) оптическая система представляет собой индексированную последовательность узлов (Node), соединенных направляющими (Guide). Узел описывает оптический элемент (обычно поверхность или другой преобразователь), а также его световые габариты. Направляющая описывает взаимное положение оптических элементов, а также оптическую среду между ними. Оптическая система в такой модели начинается с особого узла, который описывает предмет (Object) и имеет нулевой индекс. Заканчивается модель особым узлом, который описывает изображение (Image).

Объектно-ориентированная конструкционная модель оптической системы представлена на рис. 2 в виде UML-диаграммы [7]. В таком виде модель позволяет описать проектирование центрированных оптических систем. Работа с моделью начинается с формирования объекта OProject, который позволяет управлять конструкционными параметрами нескольких оптических систем, а также может содержать любую идентификационную информацию (название проекта, информацию об авторе и т.п.).

Конструкционная модель оптической системы реализуется объектом OSystem, который объединяет описание источника света (объект OSource), предмета (объект OObject), изображения (OImage), ограничения световых пучков (объект OAperture). Объект OSystem управляет формированием оптической системы из узлов и организует их хранение в контейнере m\_os.

При проектировании изображающих оптических систем обычно достаточно информации о спектральном диапазоне, в котором она работает. Поэтому объект OSource организует хранение и управление информацией о значениях длин волн (объект OWavelength). Одна из длин волн (обычно центральная) используется в качестве основной. Индекс, под которым она хранится в контейнере m\_wavelength, помещается в переменную m\_primary.

Для описания пространств предмета и изображения используется базовый объект OSpace, который описывает тип пространства (ближнее или дальнее), расстояние до предмета (или изображения) и его размеры. Объекты для описания предмета (объект

OObject) и для описания изображения (объект OImage), являются наследниками объекта OSpace.

Ограничение световых пучков описывается объектом OAperture. В данной модели используется концепция апертурной диафрагмы [8], поэтому хранится индекс узла, который является апертурным, способ задания величины апертурной диафрагмы (передняя или задняя апертура, высота на диафрагме, диффрагменное число) и само значение величины апертурной диафрагмы.

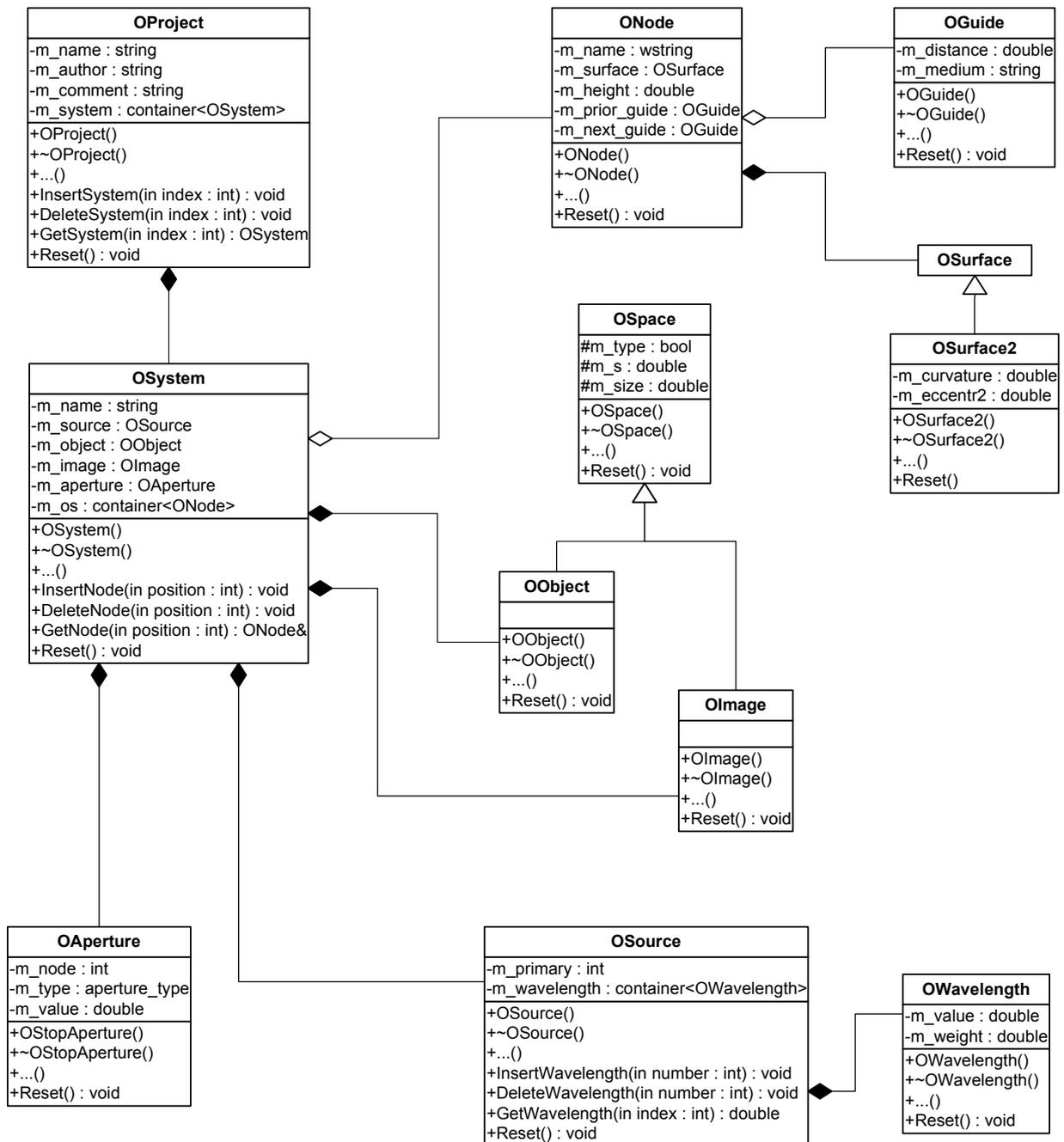


Рис. 2. Объектно-ориентированная конструкционная модель оптической системы

Объект ONode описывает оптические элементы, которые в данной модели представляют собой оптические поверхности (объект OSurface). Механизм наследования от базового объекта OSurface позволяет описать различные поверхности (в частности, поверхность второго порядка описывается объектом OSurface2). Для описания световых габаритов центрированной оптической системы достаточно одного параметра – световой высоты (переменная m\_height). Объект OGuide описывает положение следующего

элемента относительно предыдущего. Для описания взаимного положения элементов в центрированных оптических системах достаточно одного параметра – осевого расстояния (переменная *m\_distance*). Также объект *OGuide* хранит информацию об оптической среде (название среды или марку стекла) в переменной *m\_medium*. Параметры среды при необходимости могут быть получены из каталога оптических сред [9].

В процессе проектирования требуется организовать хранение и управление информацией об оптической системе (информационную поддержку). Если функциональная модель воспроизводится при выполнении процедур анализа, синтеза и оптимизации, то конструкционная модель действительно должна сохраняться в информационном пространстве об изделии с возможностью последующего восстановления.

### Информационная модель многоконфигурационной оптической системы

Информационная модель оптической системы на этапе функционального проектирования строится на основе технологий баз данных [3]. Основными элементами моделей являются сущности, связи между ними и их свойства (атрибуты).

На рис. 3 представлена информационная модель многоконфигурационной оптической системы на этапе функционального проектирования.

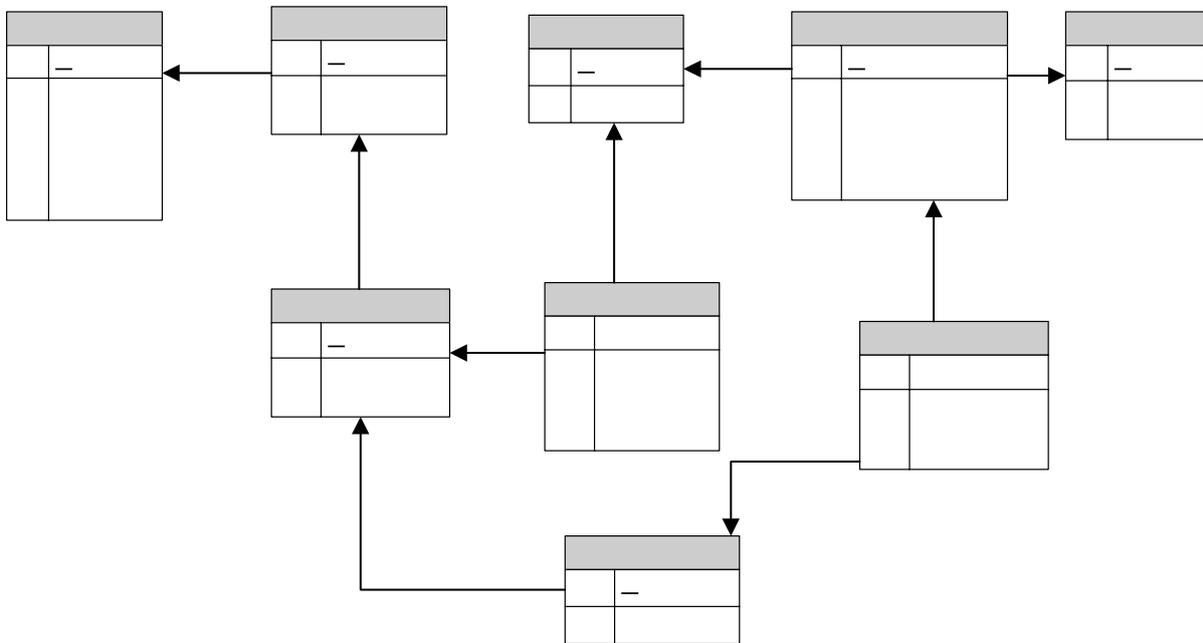


Рис.3. Информационная модель многоконфигурационной оптической системы на этапе функционального проектирования.

Разработка изделия осуществляется в рамках проекта, который составляют организационные мероприятия, проектные операции и процедуры, сопроводительная документация. В информационной модели проект реализуется сущностью **Project**, атрибутами которой являются: уникальный идентификационный номер проекта (**ID**), имя проекта, информация об авторе, комментарии (пояснения, дополнительная информация), язык описания (**Language**), степень единиц измерения линейных величин (атрибут **Linear**), степень единиц измерения обратных линейных величин (атрибут **Inverse**).

Сущность **OSystem** описывает оптическую систему. Атрибутами являются: уникальный идентификационный номер оптической системы и идентификационный номер проекта, который указывает на принадлежность оптической системы конкретному проекту.

Элементы оптической системы описываются универсальной сущностью **OUnit**. Она имеет следующие атрибуты: собственный идентификационный номер, идентифи-

OU  
PK ID  
TYPE

**PROJECT**  
ID  
TITLE  
AUTHOR  
COMMENT  
LANGUAGE  
LINEAR  
INVERSE

**OSYSTEM**  
ID  
PROJECT  
NAME

**OUNIT**  
ID  
OSYSTEM  
NAME

кационный номер той оптической системы, в которую входит данный элемент, атрибут `Type_Unit`, поясняющий тип элемента (источник, предмет, узел и т.д.), а также атрибут `Index_Unit`, обозначающий порядковый номер элемента в системе при многократном повторении (при использовании один раз равен 0).

Сущность `ValuePar` связана с универсальным параметром (сущность `OParameter`). Идентификационные номера элементов и параметров устанавливают соответствующие связи между ними. Атрибут `String_Value` хранит значение параметра в строковом виде, `Double_Value` – в вещественном. Атрибут `Index` обозначает порядковый номер величины при использовании набора однотипных параметров. Атрибутами сущности `OParameter` являются также название этого параметра и его единицы измерения.

Возможные конфигурации оптической системы описываются сущностью `OConfig`. Ее атрибутами являются: уникальный идентификационный номер конфигурации, имя конфигурации и уникальный идентификационный номер оптической системы, который указывает на оптическую систему, к которой относится данная конфигурация.

Структура конкретной конфигурации описывается сущностью `OStruct`. Атрибуты `OStruct` устанавливают взаимосвязи между конфигурацией (`ID_Config`) и элементами оптической системы (`ID_OUnit`), входящих в данную конфигурацию.

Сущность `OState`, описывающая состояние конфигурации, имеет в качестве атрибутов собственный уникальный идентификационный номер и уникальный идентификационный номер конфигурации, который указывает на конфигурацию, к которой относится данное состояние.

Изменения в конфигурации описываются сущностью `OVariable`. Атрибут `ID_State` указывает, к какому состоянию конфигурации относится данное изменение, а атрибут `ID_ValuePar` устанавливает связь с конкретным значением измененного параметра.

Разработанная информационная модель является универсальной, то есть не зависит от типа и особенностей оптической системы, и расширяемой, что обеспечивает возможность добавления новых элементов и параметров в соответствующие сущности. Также следует отметить, что при реализации модели в СУБД таблица `ValuePar` будет иметь большие размеры, что существенно снизит скорость выполнения запросов. Эта проблема может быть решена оптимизацией самих запросов или разделением таблицы `Value` на несколько таблиц по типу параметров (параметры узлов, предмета, изображения и т.д.).

## Заключение

На этапе функционального проектирования используется объектно-ориентированная модель оптической системы. Сложная структура взаимосвязей между объектами не позволяет представить ее в блочно-иерархическом виде. Разработанная информационная модель многоконfigurационной оптической системы позволяет сохранять и управлять параметрами с использованием СУБД. Модель является универсальной и расширяемой. Информационная модель оптической системы, реализованная в СУБД, может легко интегрироваться в единое информационное пространство оптического изделия.

## Литература

1. Родионов С.А., Шехонин А.А. Методология проектирования оптических приборов. Учебное пособие. СПб: СПбГИТМО(ТУ), 1996.
2. Дубова Н. Системы управления производственной информацией. // Открытые системы. 1996. №03.
3. Дейт К. Дж. Введение в системы баз данных. К.: Диалектика, 1998.

4. Буч Г. Объектно-ориентированный анализ и проектирование с примерами приложений на С++. М: «Издательство Бином», СПб: «Невский диалект», 1998.
5. Домненко В.М., Шехонин А.А. Требования к структуре данных при автоматизации проектирования оптических систем. // Известия вузов. Приборостроение. 2003. Т. 46. №3. С. 66–69.
6. Домненко В.М., Шехонин А.А. Объектно-ориентированная структура данных для хранения конструктивных параметров оптических систем в программах автоматизированного проектирования. // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. Выпуск 11. Актуальные проблемы анализа и синтеза сложных технических систем. СПб: СПбГУ ИТМО, 2003. С. 66–72.
7. Фаулер М., Скотт К. UML. Основы. / Пер. с англ. СПб: Символ-Плюс, 2002.
8. Родионов С.А. Автоматизация проектирования оптических систем. Л.: Машиностроение, 1982.
9. Ширков Д.С. Новые возможности Интернет-каталога оптических материалов «GlassBank». / Труды третьей международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2003». СПб: СПбГУ ИТМО, 2003. С. 184.

# СИНТЕЗ АХРОМАТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТИВОВ МИКРОСКОПА

Л.Н. Андреев, Е.В. Абдалова, И.О. Голодкова, А.В. Козлова, Е.В. Кривошеева

Предложена методика расчета объективов микроскопа небольших увеличений  $(4-40)^{\times}$  и числовых апертур  $(0.12-0.65)$ . Приведены принципиальная оптическая схема и характеристики, а также результаты абберационных расчетов.

Наибольшее распространение в микроскопостроении получили ахроматические объективы, главным образом из экономических соображений. Этими объективами комплектуются обычно различные учебные модели микроскопов (школьные и студенческие), а также рабочие, выпускаемые крупносерийно. Учитывая это, оптические системы ахроматов должны быть максимально просты и технологичны при изготовлении.

В данной статье рассмотрена методика расчета объективов сравнительного небольшого увеличения и числовой апертуры.

Принципиальная оптическая схема (рис. 1) включает два компонента: фронтальную плосковыпуклую линзу и масштабно-компенсационный в виде одиночной и двухсклеенной линз. Такая оптическая система позволяет обеспечить необходимые оптические характеристики и коррекцию аббераций.

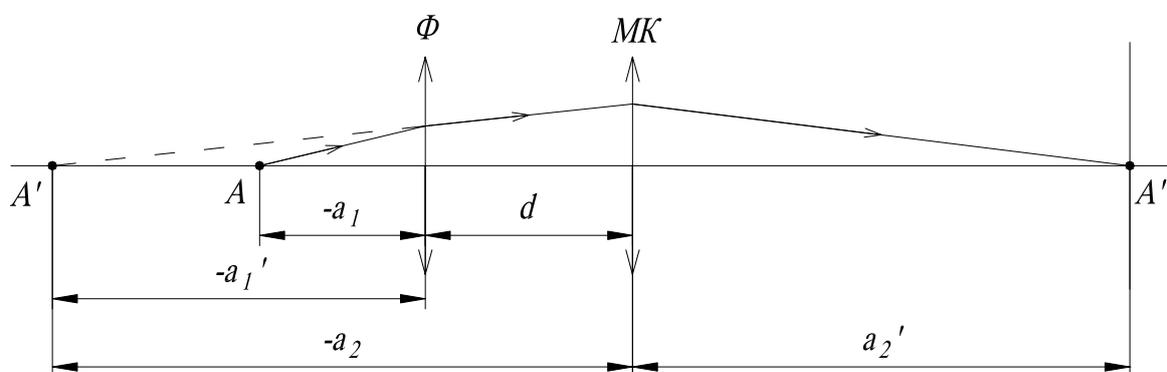


Рис.1. Принципиальная оптическая схема микрообъектива в тонких компонентах

При габаритном расчете необходимо учитывать, что целый ряд параметров объектива микроскопа стандартизованы, а именно: высота объектива  $H=45$  мм, длина тубуса 160 мм, расстояние от плоскости предмета до плоскости изображения  $z=192$ . Рабочее расстояние – отрезок от плоскости предмета до первой поверхности объектива  $s_1$  и линейное увеличение  $\beta = y'/y$  приведены в техническом задании.

Фронтальную часть ( $\Phi$ ) целесообразно выполнить в виде плосковыпуклой линзы, причем точка – предмет  $A$  после преломления плоской поверхностью совпадает с первой апланатической точкой 3-го вида сферической поверхности  $A'$  и после сферической поверхностью находится во второй апланатической точке  $A''$  (рис. 2).

Используя закон преломления для плоской поверхности и свойства апланатических точек 3-го вида, находим:

$$s'_1 = s_1 n, \quad (1)$$

где  $n$  – показатель преломления линзы.

Далее, используя выражения

$$s = r \left( 1 + \frac{n'}{n} \right), \quad s' = r \left( 1 + \frac{n}{n'} \right), \quad (2)$$

где  $r$  – радиус поверхности линзы,  $n$  и  $n'$  – показатели преломления, определяем:

$$s_2 = r_2 \left( 1 + \frac{1}{n} \right) = s'_1 - d_n = ns_1 - d_n,$$

$$d_n = ns_1 - r_2 \left( 1 + \frac{1}{n} \right). \quad (3)$$

Величина  $d_n$  вычисляется при условии, что  $r_2$  задается.

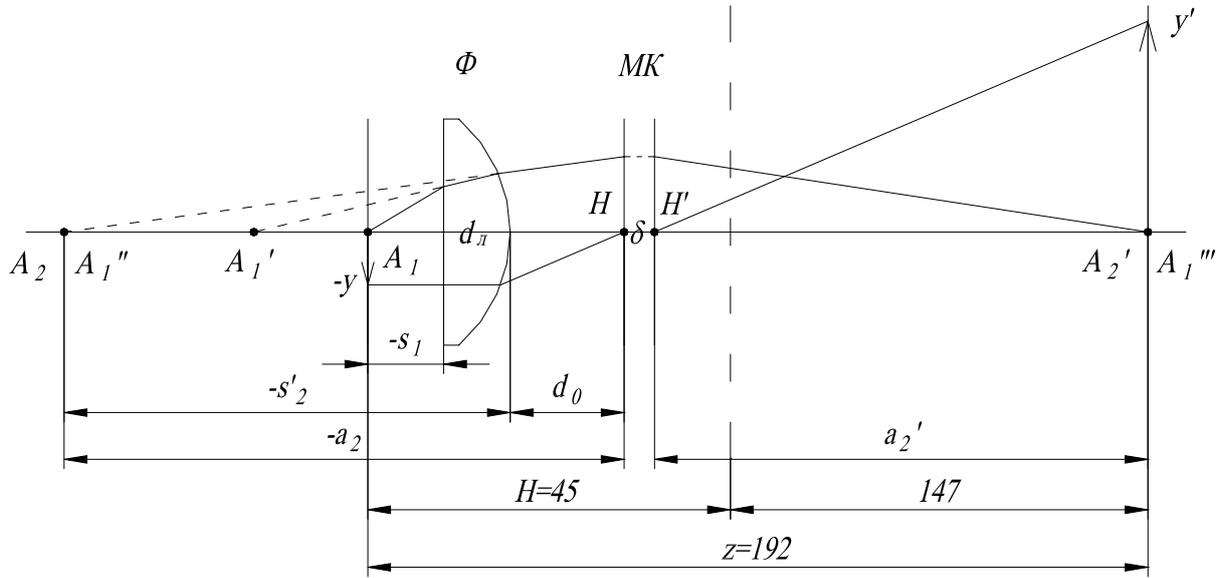


Рис.2. Принципиальная оптическая схема микробъектива

Из (2) находим:

$$s'_2 = r_2(1 + n_n). \quad (4)$$

Фокусное расстояние фронтальной части  $f'_\phi$ :

$$f'_\phi = -\frac{r_2}{n-1}. \quad (5)$$

Линейное увеличение такой фронтальной части  $\beta_\phi$ :

$$\beta_\phi = n^2. \quad (6)$$

Увеличение масштабно-компенсационной части (МК)  $\beta_{МК}$ :

$$\beta_{МК} = \frac{\beta_0}{\beta_\phi}, \quad (7)$$

где  $\beta_0$  – линейное увеличение объектива.

Фокусное расстояние МК  $f'_{МК}$ :

$$f'_{МК} = \frac{a'}{1 - \beta_{МК}}. \quad (8)$$

Световой диаметр МК  $D_{МК}$ :

$$D_{МК} = 2a' \sin \sigma_A / \beta_0, \quad (9)$$

где  $a'$  – расстояние от задней главной плоскости МК части до плоскости изображения.

Расстояние от передней главной плоскости до плоскости предмета  $a$ :

$$a = \frac{a'}{\beta_{МК}}. \quad (10)$$

Далее находим расстояние между вершиной сферической поверхности ФЧ и передней главной плоскостью МК части  $d_0$ :

$$d_0 = a - s'_2. \quad (11)$$

Имея в виду стандартизованные величины высоты объектива  $H$  и  $z$ , необходимо выполнение следующих условий:

$$\begin{aligned} H &\geq |s_1 + d_{\text{л}} + d_0 + \delta|, \\ z &= |s_1 + d_{\text{л}} + d_0 + \delta + a'|, \end{aligned} \quad (12)$$

где  $\delta$  – расстояние между главными плоскостями МК части, которая определяется при абберационном расчете.

После выполнения габаритного расчета переходим к абберационному расчету.

У ахроматических объективов исправлению подлежат, прежде всего, сферическая абберация, кома, астигматизм, хроматизм положения и отчасти сферохроматическая абберация. Хроматизм увеличения не должен превышать 1%, так как эти объективы используются с окулярами типа Гюйгенса [2,3].

При абберационном расчете используется метод расчета по частям [2], причем абберации МК части вычисляются в обратном ходе, а фронтальной – в прямом.

Условиями коррекции всего объектива являются:

$$\begin{aligned} \Delta s'_{\phi} &= -\Delta s'_{МК}, \\ \Delta y'_{\phi} &= \Delta y'_{МК}, \\ \Delta y'_{к\phi} &= \Delta y'_{кМК}, \\ \Delta \eta_{\phi} &= \Delta \eta_{МК}, \\ (z'_s - z'_m)_{\phi} &= -(z'_s - z'_m)_{МК}, \\ ds'_{\phi} &= -ds'_{МК}, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $\Delta s'$  и  $\Delta y'$  – продольная и поперечная абберации, соответственно;  $\Delta y'_k$  – меридиональная кома;  $\eta$  – отступление от условия изопланазии, определяющая кома;  $(z'_s - z'_m)$  – астигматизм;  $ds'$  – хроматизм положения для спектральной области F'-e-C'.

Абберации фронтальной части рассчитываются по программе OPAL в соответствии с оптическими характеристиками  $s_1$ ,  $\sin \sigma_A$ ,  $y_1$  и  $s_p = \infty$ , где  $s_1$  – рабочее расстояние,  $\sin \sigma_A$  – числовая апертура,  $y_1$  – величина предмета,  $s_p$  – положение входного зрачка.

Масштабно-компенсационная часть предварительно рассчитывается на основе теории аббераций 3-го порядка.

Для одного тонкого компонента связь между абберациями и коэффициентами аббераций при следующих условиях нормирования:

$$\alpha_1 = \bar{\beta}_{МК}, \quad \alpha' = 1, \quad h_1 = \bar{s}_1 \alpha_1 = s_1 \bar{\beta}_{МК}, \quad n = n' = 1, \quad J = n_1 \bar{\alpha}_1 y_1 = \bar{\beta}_{МК} (a_p - a_1), \quad \beta_1 = 1,$$

имеют вид:

$$\begin{aligned} \Delta s'_{МК} &= -\frac{1}{2} \text{tg}^2 \sigma' S_I, \\ \eta_{МК} &= -\frac{1}{2} \frac{\text{tg}^2 \sigma'}{J} S_{II}, \\ (z'_s - z'_m)_{МК} &= \text{tg}^2 \omega_1 S_{III} = \frac{\bar{y}_1^2}{(a_p - a)^2} S_{IV}, \\ ds'_{МК} &= S_{Ixp}, \end{aligned} \quad (14)$$

где  $\sigma'$  – апертурный угол, определяемый из формулы  $\sin \sigma' = \frac{\sin \sigma_A}{\beta_{\phi}}$ ,  $J$  – инвариант Лагранжа-Гельмгольца.

Величина  $\bar{y}_1$  предмета МК части в обратном ходе вычисляется по формуле  $\bar{y}_1 = y_1\beta_0$ .

Для одного тонкого компонента связь между коэффициентами aberrаций и параметрами  $p$ ,  $w$  и  $c$  имеет вид [1]:

$$\begin{aligned} S_I &= hp, \\ S_{II} &= Hp - Jw, \\ S_{III} &= pH^2/h - 2JHw/h + J^2\Phi, \\ S_{Ixx} &= hc. \end{aligned} \quad (15)$$

Принимая во внимание связь между  $p$ ,  $w$  и  $c$  и  $\bar{P}$ ,  $\bar{W}$  и  $\bar{C}$  [1]:

$$\begin{aligned} p &= (\alpha' - \alpha)^3 \bar{P} + 4\alpha(\alpha' - \alpha)^2 \bar{W} + \alpha(\alpha' - \alpha)[2\alpha(2 + \pi) - \alpha'], \\ w &= (\alpha' - \alpha)\bar{W} + \alpha(\alpha' - \alpha)(2 + \pi), \\ c &= \bar{C}(\alpha' - \alpha), \end{aligned} \quad (16)$$

и используя последовательно (12), (13), (14), (15) находим основные параметры  $\bar{P}$ ,  $\bar{W}$  и  $\bar{C}$ , определяющие все aberrации 3-го порядка масштабно-компенсационной части.

В зависимости от числовых значений основных параметров  $\bar{P}$ ,  $\bar{W}$  и  $\bar{C}$  и относительного отверстия (диаметра)  $D/f'_{МК}$  выбираем тип компонента.

В качестве масштабно-компенсационного компонента целесообразно взять оптическую систему, состоящую из одиночной линзы и двухсклеенного объектива. В такой оптической системе, в отличие от двухлинзового склеенного объектива, может быть существенно увеличено относительное отверстие. Конструктивные параметры таких компонентов могут быть определены по методике, предложенной Слюсаревым Г.Г. [1].

Окончательный aberrационный расчет производится на компьютере по программе OPAL и SAPO.

По рассмотренной методике рассчитана гамма объективов, оптические характеристики которых приведены в табл. 1.

№	Увеличение, крат	Числовая апертура	Рабочее расстояние, мм
1	4	0,12	9
2	6,3	0,20	9
3	10	0,30	5
4	16	0,40	1
5	25	0,50	1
6	40	0,65	0,7

Таблица 1. Оптические характеристики ахроматических объективов

В заключении следует отметить, что все рассчитанные объективы имеют вполне удовлетворительную коррекцию aberrаций, отвечающую требованиям к современным ахроматам. У всех объективов для основной длины волны ( $e$ ) выполняется критерий Релея, а для спектральных линий F' и C' волновые aberrации не превышают  $0.5\lambda$ . Величина  $\eta$ , характеризующая кому, не превышает 0.1–0.2%. В отличие от серийно выпускаемых ахроматов [3], они имеют более простые и технологичные оптические схемы (рис.3, 4). Линейное поле у них несколько больше и равно 20 мм. Высота у всех объективов постоянна и равна 45 мм. Увеличения объективов изменяются в соответствии с Ra 5 ГОСТ 6636-69 «нормальные линейные размеры».

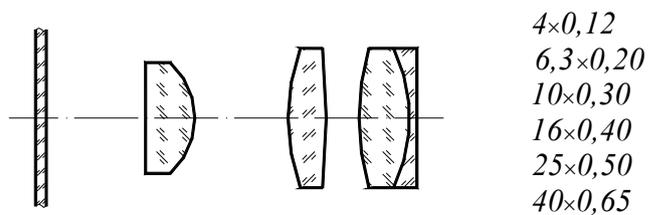


Рис. 3. Оптические схемы новых рассчитанных ахроматов

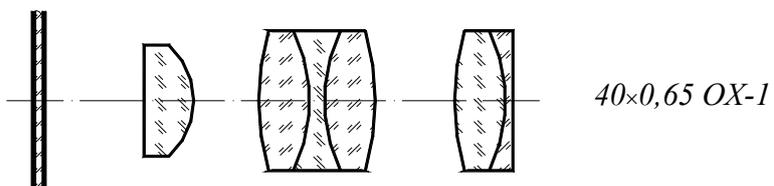
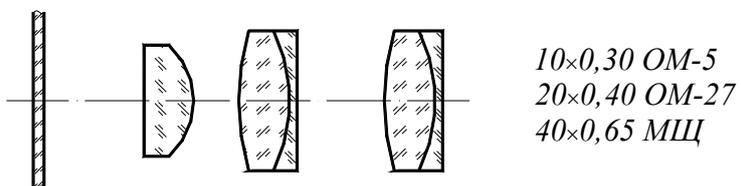
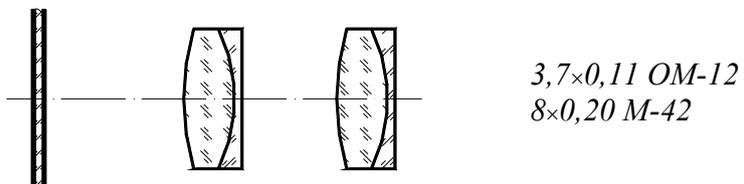


Рис. 4. Оптические схемы серийно выпускаемых объективов

### Литература

1. Слюсарев Г.Г. Методы расчета оптических систем. Л.: Машиностроение, 1969. 670 с.
2. Панов В.А., Андреев Л.Н. Оптика микроскопов. Л.: Машиностроение, 1976. 432 с.
3. Скворцов Г.Е. и др. Микроскопы. Л.: Машиностроение, 1969. 512 с.

# АБЕРРАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ПЯТНА РАССЕЯНИЯ В ИЗОБРАЖЕНИИ ТОЧКИ ПРИ ДЕЦЕНТРИРОВКЕ ЭЛЕМЕНТОВ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

В.А. Зверев, Е.В. Кривоустова, И.Н. Тимошук

Показано, что при децентрировке элементов оптической системы в изображении полевых точек наряду с известными aberrациями (кома, астигматизм, дисторсия) появляется новая aberrация, которая образует пятно рассеяния в виде круга.

В результате децентрировки поверхностей, неизбежной в процессе изготовления оптической системы, нарушается ее осевая симметрия, что вызывает появление специфических aberrаций в образованном реальной оптической системой изображении. Знание величин этих aberrаций позволит определить допуски на децентрировку поверхностей.

В общем случае меридиональная и сагиттальная составляющие поперечной aberrации могут быть представлены разложением в степенной ряд по переменным  $l$ ,  $m$  и  $M$ , где  $l$  – координата точки предмета в меридиональной плоскости, а  $m$  и  $M$  – координаты точки в плоскости входного зрачка. Число возможных членов третьего порядка равно десяти. Они могут содержать следующие произведения переменных  $l$ ,  $m$  и  $M$  [1]:

$$\begin{array}{cccc}
 m^3 & m^2M & mM^2 & M^3 \\
 m^2l & mMl & M^2l & \\
 ml^2 & Ml^2 & & \\
 & l^3 & & 
 \end{array}$$

Заметим, что если в разложении функций  $\delta g'$  и  $\delta G'$ , определяющих составляющие поперечной aberrации в меридиональной и в сагиттальной плоскостях соответственно, поменять знак у переменной  $M$ , то значение меридиональной составляющей aberrации  $\delta g'$  не изменится, а, следовательно, разложение в ряд функции  $\delta g'$  не должно содержать переменной  $M$  в нечетной степени. Поскольку сагиттальная составляющая aberrации при перемене знака переменной  $M$  должна также изменить знак, сохраняя абсолютную величину неизменной, то представление функции  $\delta G'$  степенным рядом не может содержать членов с четными степенями переменной  $M$ , в том случае и в нулевой степени.

В 1856 году мюнхенский астроном Ф. Зейдель получил выражения для коэффициентов степенного ряда третьего порядка относительно переменных  $l$ ,  $m$  и  $M$  в разложении в ряд функций  $\delta g'$  и  $\delta G'$ , содержащие конструктивные параметры осесимметричной оптической системы в общем случае. Ф. Зейдель показал, что коэффициенты десяти возможных членов третьего порядка степенного ряда не независимы друг от друга, вследствие чего число различных коэффициентов сводится к пяти. При этом выражения, определяющие aberrации  $\delta g'$  и  $\delta G'$  и содержащие лишь члены третьего порядка, в общем случае можно представить в виде

$$\delta g' = Am(m^2 + M^2) + Bl(3m^2 + M^2) + Cl^2m + El^3, \quad (1)$$

$$\delta G' = AM(m^2 + M^2) + 2BlmM + Dl^2M. \quad (2)$$

При децентрировке элементов оптической системы ее осевая симметрия нарушается. Поэтому для анализа влияния децентрировки элементов оптической системы на aberrации изображения удобно точку пересечения луча с плоскостью предмета опре-

делить координатами  $l$  и  $L$  в меридиональной и сагиттальной плоскостях, соответственно. Для этого повернем координатные оси в плоскостях предмета, изображения и входного зрачка вокруг оптической оси на угол  $\varphi$  и обозначим новые координаты в плоскости предмета буквами  $\bar{l}$  и  $\bar{L}$ , а новые координаты точки пересечения луча с плоскостью входного зрачка – буквами  $\bar{m}$  и  $\bar{M}$ . Для перехода от старых координат к новым имеем следующие формулы:

$$l = \bar{l} \cos \varphi + \bar{L} \sin \varphi, \quad (3)$$

$$m = \bar{m} \cos \varphi + \bar{M} \sin \varphi, \quad (4)$$

$$M = -\bar{m} \sin \varphi + \bar{M} \cos \varphi. \quad (5)$$

Кроме того,

$$\bar{l} \sin \varphi = \bar{L} \cos \varphi. \quad (6)$$

Составляющие  $\delta\bar{g}'$  и  $\delta\bar{G}'$  поперечной аберрации в новой системе координат связаны с прежними составляющими  $\delta g'$  и  $\delta G'$  формулами

$$\delta\bar{g}' = \delta g' \cos \varphi - \delta G' \sin \varphi, \quad (7)$$

$$\delta\bar{G}' = \delta g' \sin \varphi + \delta G' \cos \varphi. \quad (8)$$

Заменим в формулах (1) и (2) переменные  $l$ ,  $m$  и  $M$  их значениями, определяемыми формулами (3), (4) и (5). Используя при этом формулу (6), получаем:

$$\begin{aligned} \delta g' = & A(\bar{m}^2 + \bar{M}^2)(\bar{m} \cos \varphi + \bar{M} \sin \varphi) + \\ & + B(\bar{l} \cos \varphi + \bar{L} \sin \varphi) [3(\bar{m}^2 + \bar{M}^2) - 2(\bar{m}^2 \sin^2 \varphi - 2\bar{m}\bar{M} \sin \varphi \cos \varphi + \\ & + \bar{M}^2 \cos^2 \varphi)] + \\ & + C(\bar{l}^2 + \bar{L}^2)(\bar{m} \cos \varphi + \bar{M} \sin \varphi) + E(\bar{l}^2 + \bar{L}^2)(\bar{l} \cos \varphi + \bar{L} \sin \varphi). \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \delta G' = & A(\bar{m}^2 + \bar{M}^2)(\bar{M} \cos \varphi - \bar{m} \sin \varphi) + \\ & + 2B(\bar{l} \cos \varphi + \bar{L} \sin \varphi)(\bar{M}^2 \sin \varphi \cos \varphi + \bar{m}\bar{M} \cos^2 \varphi - \bar{m}\bar{M} \sin^2 \varphi - \\ & - \bar{m}^2 \sin \varphi \cos \varphi) + D(\bar{l}^2 + \bar{L}^2)(\bar{M} \cos \varphi - \bar{m} \sin \varphi). \end{aligned} \quad (10)$$

Подставим полученные соотношения в выражения (7) и (8). Используя формулу (6), преобразуем последние к виду:

$$\begin{aligned} \delta\bar{g}' = & Am(\bar{m}^2 + \bar{M}^2) + B[(3\bar{m}^2 + \bar{M}^2)\bar{l} + 2\bar{m}\bar{M}\bar{L}] + \\ & + C\bar{l}(\bar{m}\bar{l} + \bar{M}\bar{L}) + D\bar{L}(\bar{m}\bar{L} - \bar{M}\bar{l}) + E\bar{l}(\bar{l}^2 + \bar{L}^2), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \delta\bar{G}' = & A\bar{M}(\bar{m}^2 + \bar{M}^2) + B[(\bar{m}^2 + 3\bar{M}^2)\bar{L} + 2\bar{m}\bar{M}\bar{L}] + \\ & + C\bar{L}(\bar{m}\bar{l} + \bar{M}\bar{L}) + D\bar{l}(\bar{M}\bar{l} - \bar{m}\bar{L}) + E\bar{L}(\bar{l}^2 + \bar{L}^2). \end{aligned} \quad (12)$$

Ненужные теперь черточки над буквами можно отбросить. Дифференцируя выражения (11) и (12) и заменяя дифференциалы конечными разностями, с учетом этого замечания получаем:

$$\begin{aligned} \Delta\delta g' = & A[(3m^2 + M^2)\Delta m + 2mM\Delta M] + B[(3m^2 + M^2)\Delta l + \\ & + 2(3ml + ML)\Delta m + 2(Ml + mL)\Delta M + 2mM\Delta L] + \\ & + C[l^2\Delta m + (2ml + ML)\Delta l + Ml\Delta L + lL\Delta M] + \\ & + D[L^2\Delta m + (2mL - Ml)\Delta L - ML\Delta l - lL\Delta M] + \\ & + E[(3l^2 + L^2)\Delta l + 2lL\Delta L], \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned}
\Delta\delta G' = & A[(m^2 + 3M^2)\Delta M + 2mM\Delta m] + B[(m^2 + 3M^2)\Delta L + \\
& + 2(mL + Ml)\Delta m + 2(3ML + ml)\Delta M + 2mM\Delta l] + \\
& + C[L^2\Delta M + (2ML + ml)\Delta L + lL\Delta m + mL\Delta l] + \\
& + D[l^2\Delta M + (2Ml - mL)\Delta l - ml\Delta L - lL\Delta m] + \\
& + E[(l^2 + 3L^2)\Delta L + 2lL\Delta l].
\end{aligned} \tag{14}$$

Для анализа изменений абберационной структуры пятна рассеяния в изображении точки удобно перейти к полярной системе координат:

$$\begin{aligned}
m &= a\rho \cos \alpha, & l &= r \cos \beta, \\
M &= a\rho \sin \alpha; & L &= r \sin \beta.
\end{aligned}$$

Пусть  $\delta$  – смещение главной точки оптического элемента (центра кривизны сферической поверхности) в направлении, перпендикулярном к оптической оси системы. При этом

$$\begin{aligned}
\Delta m &= \Delta l = -\delta \cos \gamma, \\
\Delta M &= \Delta L = -\delta \sin \gamma.
\end{aligned}$$

Тогда выражения (13) и (14) можно преобразовать к виду:

$$\begin{aligned}
\Delta\delta g' = & -a^2\rho^2\delta(A+B)[2\cos\gamma + \cos(2\alpha - \gamma)] - \\
& -apr\delta[(4B+C+D)\cos(\beta - \gamma)\cos\alpha + (2B+C-D)\cos(\alpha - \beta - \gamma)] - \\
& -r^2\delta[C\cos\beta\cos(\beta - \gamma) + D\sin\beta\sin(\beta - \gamma) + 2E\cos\gamma + E\cos(2\beta - \gamma)],
\end{aligned} \tag{15}$$

$$\begin{aligned}
\Delta\delta G' = & -a^2\rho^2\delta(A+B)[2\sin\gamma + \sin(2\alpha - \gamma)] - \\
& -apr\delta[(4B+C+D)\cos(\beta - \gamma)\sin\alpha - (2B+C-D)\sin(\alpha - \beta - \gamma)] - \\
& -r^2\delta[C\sin\beta\cos(\beta - \gamma) - D\cos\beta\sin(\beta - \gamma) + 2E\sin\gamma + E\sin(2\beta - \gamma)].
\end{aligned} \tag{16}$$

Рассмотрим отдельно каждую из аббераций, вносимых в изображение поперечным смещением любого элемента оптической системы.

Пусть абберации  $\Delta\delta g'$  и  $\Delta\delta G'$  определяются первыми членами выражений (15) и (16). При этом имеем:

$$\begin{aligned}
\Delta\delta g' + 2(A+B)a^2\rho^2\delta\cos\gamma &= -(A+B)a^2\rho^2\delta\cos(2\alpha - \gamma), \\
\Delta\delta G' + 2(A+B)a^2\rho^2\delta\sin\gamma &= -(A+B)a^2\rho^2\delta\sin(2\alpha - \gamma).
\end{aligned}$$

Возведя в квадрат левую и правую части этих выражений и сложив их, получаем:

$$\begin{aligned}
& [\Delta\delta g' + 2(A+B)a^2\rho^2\delta\cos\gamma]^2 + [\Delta\delta G' + 2(A+B)a^2\rho^2\delta\sin\gamma]^2 = \\
& = (A+B)^2 a^4 \rho^4 \delta^2.
\end{aligned} \tag{17}$$

Заметим, что величина угла  $\gamma$  имеет практический смысл лишь при суммировании аббераций, вносимых в изображение при произвольном поперечном смещении ряда элементов оптической системы. Поэтому в рассматриваемом конкретном случае, не нарушая общности вывода, вполне можно положить  $\gamma = 0$ . При этом выражение (17) принимает вид

$$[\Delta\delta g' + 2(A+B)a^2\rho^2\delta]^2 + (\Delta\delta G')^2 = (A+B)^2 a^4 \rho^4 \delta^2. \tag{18}$$

Отсюда следует, что при поперечном смещении любого элемента оптической системы в изображение каждой точки предмета вносится равная и одинаково направленная кома.

Пусть абберации  $\Delta\delta g'$  и  $\Delta\delta G'$  определяются вторыми членами выражений (15) и (16). При этом имеем:

$$\Delta\delta g' = -[(4B+C+D)\cos(\beta - \gamma)\cos\alpha + (2B+C-D)\cos(\alpha - \beta - \gamma)]apr\delta, \tag{19}$$

$$\Delta\delta G' = -[(4B + C + D)\cos(\beta - \gamma)\sin\alpha - (2B + C - D)\sin(\alpha - \beta - \gamma)]ap\delta. \quad (20)$$

Но  $\frac{ap}{R} = \sin\sigma = \frac{n'}{n}V\sin\sigma'$ , где  $R$  – расстояние от осевой точки элемента оптической системы до осевой точки предмета. Отсюда находим, что  $ap = \frac{n'}{n}VR\sin\sigma' \approx R'\sigma'$ .

Заметим, что  $m = R'\sigma'_i = R'\sigma'\cos\alpha$ , а  $M = R'\sigma'_s = R'\sigma'\sin\alpha$ .

Пусть угол  $\alpha = 0$ . Тогда выражения (19) и (20) принимают вид:

$$\Delta\delta g' = -[(4B + C + D)\cos(\beta - \gamma) + (2B + C - D)\cos(\beta + \gamma)]mr\delta, \quad (21)$$

$$\Delta\delta G' = -(2B + C - D)\sin(\beta + \gamma)mr\delta. \quad (22)$$

И в этом случае из тех же соображений удобно положить угол  $\gamma = 0$ . Тогда

$$\Delta\delta g' = -3(2B + C)lm\delta, \quad (23)$$

$$\Delta\delta G' = -(2B + C - D)Lm\delta. \quad (24)$$

Кроме того, при  $\alpha = 0$ :  $\frac{m}{R'} = \sigma' = \sigma'_i$ , а  $\sigma'_s = 0$ . При этом меридиональная составляющая искривления поверхности изображения

$$z'_i = \frac{\Delta\delta g'}{\sigma'_i} = \frac{\Delta\delta g'}{\sigma'} = -3R'(2B + C)l\delta. \quad (25)$$

Заметим, что вид поперечной аберрации, сагиттальная составляющая которой определяется соотношением (24), пока не очевиден.

Пусть угол  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ . Тогда выражения (19) и (20) принимают вид:

$$\Delta\delta g' = -(2B + C - D)\sin(\beta + \gamma)Mr\delta,$$

$$\Delta\delta G' = -[(4B + C + D)\cos(\beta - \gamma) - (2B + C - D)\cos(\beta + \gamma)]Mr\delta.$$

Полагая угол  $\gamma = 0$  получаем

$$\Delta\delta g' = -(2B + C - D)LM\delta, \quad (26)$$

$$\Delta\delta G' = -2(B + D)LM\delta. \quad (27)$$

При  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ :  $\sigma'_i = 0$ ,  $\sigma'_s = \sigma' = \frac{M}{R'}$ . При этом

$$z'_s = \frac{\Delta\delta G'}{\sigma'_s} = \frac{\Delta\delta G'}{\sigma'} = -2R'(B + D)l\delta. \quad (28)$$

Вид поперечной аберрации, меридиональная составляющая которой определяется соотношением (26), пока не очевиден.

Из выражений (25) и (28) следует, что поперечное смещение элемента оптической системы приводит к наклону поверхностей изображений, образованных узкими пучками лучей в меридиональной и сагиттальной плоскостях, на углы, равные, соответственно:

$$\varepsilon'_i = \frac{z'_i}{l'} = -2\frac{n'}{n}R(3B + C)\delta, \quad (29)$$

$$\varepsilon'_s = \frac{z'_s}{l'} = -2\frac{n'}{n}R(B + D)\delta. \quad (30)$$

Пусть аберрации  $\Delta\delta g'$  и  $\Delta\delta G'$  определяются третьими членами выражений (15) и (16). При этом при  $\gamma = 0$  имеем:

$$\Delta\delta g' = -[C\cos^2\beta + D\sin^2\beta + 2E + E\cos 2\beta]r^2\delta, \quad (31)$$

$$\Delta\delta G' = -[C\sin\beta\cos\beta - D\sin\beta\cos\beta + E\sin 2\beta]r^2\delta. \quad (32)$$

Выражения (31) и (32) легко преобразовать к виду:

$$\begin{aligned} \Delta\delta g' &= -[(C + 3E)\cos^2 \beta + (D + E)\sin^2 \beta]r^2\delta = \\ &= -[(C + 3E)l^2 + (D + E)L^2]\delta, \end{aligned} \quad (33)$$

$$\Delta\delta G' = -(C - D + E)\sin \beta \cos \beta r^2\delta = -(C - D + E)lL\delta. \quad (34)$$

Легко видеть, что уравнение (33) для любого выбранного ряда значений отрезка  $l$  описывает семейство парабол, ориентация которых не зависит от знака  $l$ ; уравнение (34) для любого выбранного ряда значений  $L$  описывает семейство прямых, знак и величина угла наклона которых определяется знаком и величиной отрезка  $L$ .

При анализе aberrаций, определяемых вторыми членами выражений (15) и (16), были получены соотношения (24) и (26), из которых следует, что сагиттальная составляющая и  $\delta G'$  поперечной aberrации определяется меридиональной координатой  $m$ , а меридиональная составляющая  $\delta g'$  определяется сагиттальной координатой  $M$ .

Возведя эти соотношения в квадрат и сложив, получаем:

$$\begin{aligned} (\Delta\delta g')^2 + (\Delta\delta G')^2 &= (2B + C - D)^2 L^2 (m^2 + M^2) \delta^2 = \\ &= (2B + C - D)^2 \delta^2 L^2 a^2 \rho^2. \end{aligned} \quad (35)$$

Aberrационное пятно, описываемое выражением (35), имеет вид круга, радиус которого определяется не только координатой  $a\rho$  на зрачке оптической системы, но и координатой  $L$  при децентрировке  $\delta$  в направлении  $l$ .

Известно, что волновая aberrация определяется выражением [2]:

$$W = -\frac{1}{R_0} \int (\delta g' dm + \delta G' dM), \quad (36)$$

где  $R_0$  – радиус сферы сравнения. Подставив в это выражение соотношения (24) и (26), получаем:

$$W = -\frac{1}{R_0} (2B + C - D) L \delta \int (M dm + m dM) = KLmM, \quad (37)$$

где  $K = -\frac{2}{R_0} (2B + C - D) \delta$ .

Полученное выражение для фиксированного значения координаты  $L$  определяет деформацию волнового фронта в виде одновременного скручивания вокруг осей  $m$  и  $M$  на одну и ту же величину, но в разные стороны при разных знаках координат  $m$  и  $M$ .

Таким образом, соотношения (24) и (26) определяют aberrацию, которая не характерна для осесимметричной системы и не входит в число известных первичных aberrаций.

## Литература

1. Тудоровский А.И. Теория оптических приборов. Т.1. М. – Л.: АН СССР, 1948. 662 с.
2. Слюсарев Г.Г. Методы расчета оптических систем. Л.: Машиностроение, 1969. 672 с.

# АБЕРРАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ СХЕМЫ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ОБЪЕКТИВА

И.А. Белокурова, В.А. Зверев, Г.В. Карпова, Т.В. Точилина

Рассмотрены абберационные свойства оптической системы объектива из двух тонких компонентов при конечном расстоянии между ними. Показана возможность получения апланатической и анастигматической коррекции аббераций.

В однокомпонентной оптической системе принципиально возможна лишь коррекция, прежде всего, сферической абберации и комы. Дополнение однокомпонентной системы еще одним компонентом существенно расширяет ее коррекционные возможности. Однако для этого необходимо знать влияние расположения компонентов, их оптических сил и абберационных свойств на состояние коррекции аббераций системы в целом. Исследованию этих вопросов и посвящена настоящая работа.

Коэффициенты, определяющие сферическую абберацию, кому, астигматизм, пещвалеву кривизну и дисторсию изображения, образованного оптической системой тонких компонентов, можно определить выражениями вида [1, 2]:

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

$$S_{II}^* = \frac{1}{J} S_{II} = K_0 + qB_0, \quad (2)$$

$$S_{III}^* = \frac{1}{J^2} S_{III} = C_0 + 2qK_0 + q^2 B_0, \quad (3)$$

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

$$S_V^* = \frac{1}{J^3} S_V = E_0 + q(3C_0 + D_0) + 3q^2 K_0 + q^3 B_0, \quad (5)$$

где  $B_0 = \sum_{i=1}^{i=n} h_i Q_i$ ,  $Q_i = T_i \sigma_i + P_i$ ,  $K_0 = -\sum_{i=1}^{i=n} W_i + \sum_{i=1}^{i=n} h_i S_i Q_i$ ,

$$C_0 = \sum_{i=1}^{i=n} \varphi_i - 2 \sum_{i=1}^{i=n} S_i W_i + \sum_{i=1}^{i=n} h_i S_i^2 Q_i, \quad D_0 = \sum_{i=1}^{i=n} \left( \sum_{j=1}^{j=\mu} \frac{\varphi_j}{n_j} \right)_i \varphi_i, \quad \sum_{j=1}^{j=\mu} \frac{\varphi_j}{n_j} = \pi_i, \quad \sum_{j=1}^{j=\mu} \varphi_j = 1,$$

$\mu$  – число тонких линз в составе  $i$ -го тонкого компонента, тогда  $D_0 = \sum_{i=1}^{i=n} \pi_i \varphi_i$ .

$$E_0 = \sum_{i=1}^{i=n} S_i \left( \sum_{j=1}^{j=\mu} \frac{\varphi_j}{n_j} \right)_i \varphi_i + 3 \sum_{i=1}^{i=n} S_i \varphi_i - 3 \sum_{i=1}^{i=n} S_i^2 W_i + \sum_{i=1}^{i=n} h_i S_i^3 Q_i,$$

иначе

$$E_0 = \sum_{i=1}^{i=n} S_i \pi_i \varphi_i + 3 \sum_{i=1}^{i=n} S_i \varphi_i - 3 \sum_{i=1}^{i=n} S_i^2 W_i + \sum_{i=1}^{i=n} h_i S_i^3 Q_i.$$

Здесь  $q = \frac{1}{J} \frac{H_1}{h_1} = \frac{v_1}{h_1^2 \left( \frac{1}{a_1} - \frac{1}{a_{p1}} \right)}$ ,  $v_1 = \frac{1}{n_1}$ ;  $a_1$  – расстояние от первого компонента

до плоскости предмета;  $a_{p1}$  – расстояние от первого компонента до входного зрачка.

При  $a_1 = \infty$   $q = -\frac{a_{p1}}{n_1 h_1^2}$ ;  $S_i = \sum_{k=2}^{k=i} \frac{d_{k-1}}{h_{k-1} h_k n_k}$ ;  $J$  – инвариант Лагранжа-Гельмгольца;  $J = n'\alpha'l' = -n'\alpha'\beta_1 f'$ . Положив  $n' = 1$ ,  $\alpha' = 1$ ,  $\beta_1 = 1$  и  $f' = 1$ , получаем  $J = -1$ . Будем считать, что  $n_1 = 1$ . При  $h_1 f' = 1$ :  $q = -a_{p1}$ .

В простейшем случае оптическая система объектива состоит из одного тонкого компонента, представляющего собой сочетание двух тонких линз. В такой системе вполне возможна компенсация хроматических aberrаций положения и увеличения, а также таких монохроматических aberrаций третьего порядка, как сферическая aberrация и кома. Действительно, положив  $P = 0$  и  $W = 0$ , получаем:

$$\begin{aligned} S_I &= 0, \\ S_{II} &= 0, \\ S_{III} &= \varphi_1 = \varphi = 1, \\ S_{IV} &= \pi, \\ S_V &= -a_{p1}(3 + \pi). \end{aligned}$$

При этом величина астигматизма третьего порядка, равная разности осевых координат внеосевой точки поверхности изображения, образованной узкими пучками лучей в сагиттальной и меридиональной плоскостях, определяется выражением

$$z'_s - z'_m = f'w^2,$$

где  $f'$  – фокусное расстояние тонкого компонента;  $w$  – половина углового поля в пространстве предметов. Кроме того, кривизна в осевой точке пещвалевой поверхности изображения определяется коэффициентом  $S_{IV} = \frac{\varphi_1}{n_1} + \frac{\varphi_2}{n_2}$ , при  $\varphi_1 + \varphi_2 = 1$  коэффициент

$S_{IV} = \pi$ , при этом величину  $\pi$  принято считать равной 0,7, заметим, что при  $a_{p1} = 0$  коэффициент  $S_V = 0$ .

Рассмотрим aberrационные свойства оптической системы, состоящей из двух тонких компонентов, разделенных конечным воздушным промежутком  $d$ . Для такой системы выражения, определяющие коэффициенты aberrаций третьего порядка, можно представить в следующем виде:

$$S_I = B_0 = h_1 P_1 + h_2 P_2, \quad (6)$$

$$S_{II} = -K_0 - qB_0 = -\frac{d}{h_1} P_2 + W_1 + W_2 - qB_0, \quad (7)$$

$$S_{III} = C_0 + 2qK_0 + q^2 B_0 = \frac{d^2}{h_1^2 h_2} P_2 - 2\frac{d}{h_1 h_2} W_2 + \varphi_1 + \varphi_2 + 2qK_0 + q^2 B_0, \quad (8)$$

$$S_{IV} = \pi_1 \varphi_1 + \pi_2 \varphi_2, \quad (9)$$

$$S_V = -E_0 - q(3C_0 + D_0) - 3q^2 K_0 - q^3 B_0 = -\frac{d}{h_1 h_2} \pi_2 \varphi_2 - \quad (10)$$

$$-3\frac{d}{h_1 h_2} \varphi_2 + 3\frac{d^2}{h_1^2 h_2^2} W_2 - \frac{d^3}{h_1^3 h_2^3} P_2 - q(3C_0 + D_0) - 3q^2 K_0 - q^3 B_0.$$

Оптическая сила рассматриваемой оптической системы равна  $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_1 \varphi_2 d$ .

При  $\varphi = 1$

$$d = \frac{\varphi_1 + \varphi_2 - 1}{\varphi_1 \varphi_2}. \quad (11)$$

В рассматриваемом случае  $n_1 = 1$  и  $h_1 = 1$ . Тогда  $q = -a_{p1}$ . При  $\alpha_1 = 0 : \alpha_2 = h_1 \varphi_1 = \varphi_1$ .

При  $\alpha_3 = \alpha' = 1; h_2 \varphi_2 = 1 - \alpha_2 = 1 - \varphi_1$ . Отсюда следует, что  $h_2 = \frac{1 - \varphi_1}{\varphi_2}$ . Эти соотношения позволяют выражения (6) – (10) представить в следующем виде:

$$S_I = P_1 + \frac{1 - \varphi_1}{\varphi_2} P_2, \quad (12)$$

$$S_{II} = -dP_2 + W_1 + W_2 + a_{p1} B_0, \quad (13)$$

$$S_{III} = \frac{\varphi_2}{1 - \varphi_1} d^2 P_2 - 2 \frac{\varphi_2}{1 - \varphi_1} d W_2 + \varphi_1 + \varphi_2 - 2a_{p1} K_0 + a_{p1}^2 B_0, \quad (14)$$

$$S_{IV} = \pi_1 \varphi_1 + \pi_2 \varphi_2, \quad (15)$$

$$S_V = -\frac{\varphi_2^2 d}{1 - \varphi_1} \left( 3 + \pi_2 + \frac{dP_2 - 3W_2}{1 - \varphi_1} d \right) + a_{p1} (3C_0 + D_0) - 3a_{p1}^2 K_0 + a_{p1}^3 B_0. \quad (16)$$

Из анализа этих выражений следует, что коэффициент  $S_{IV}$  не зависит от параметров  $P_i$  и  $W_i$  и определяется величинами оптических сил тонких компонентов  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , поскольку в случае тонких компонентов величина  $\pi_i$  изменяется незначительно, и принято считать [3], что  $\pi = 0,7$ . Формально при  $S_I = S_{II} = S_{III} = S_V = 0$  получаем систему из четырех линейных уравнений с четырьмя неизвестными (произвольными параметрами)  $P_1, P_2, W_1, W_2$ . Однако условие исправления дисторсии, как правило, приводит к крутым поверхностям линз компонентов, а, следовательно, к большим величинам aberrаций высшего порядка. Кроме того, при малых угловых полях в пространстве предметов ( $2w \leq 10^\circ \div 15^\circ$ ) величина дисторсии может оказаться вполне допустимой. Поэтому рассмотрим условия компенсации следующих монохроматических aberrаций: сферической aberrации, комы и астигматизма.

Представляет интерес частный случай рассматриваемой оптической системы, состоящей из одинаковых компонентов, оптическая сила которых равна некоторой величине  $\varphi_0$ . В этом случае  $d = \frac{2\varphi_0 - 1}{\varphi_0^2}$ , а  $h_2 = \frac{1 - \varphi_0}{\varphi_0}$ .

Для решения рассматриваемой задачи удобно выразить параметры  $P_1, P_2, W_1, W_2$  через основные параметры  $\mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2, \mathbf{W}_1, \mathbf{W}_2$ . Используя формулы [3], получаем:

$$P_i = (\alpha' - \alpha)^3 \mathbf{P}_i + 4\alpha(\alpha' - \alpha)^2 \mathbf{W}_i + \alpha(\alpha' - \alpha)[2\alpha(2 + \pi) - \alpha'] \quad (17)$$

$$W_i = (\alpha' - \alpha)^2 \mathbf{W}_i + \alpha(\alpha' - \alpha)(2 + \pi). \quad (18)$$

В рассматриваемом случае для первого компонента имеем  $\alpha = 0, \alpha' = \alpha_2 = \varphi_0$ , а для второго компонента  $\alpha = \alpha_2 = \varphi_0, \alpha' = 1$ . Используя при этом формулы (17) и (18), получаем:

$$P_1 = \varphi_0^3 \mathbf{P}_1 \quad (19)$$

$$P_2 = (1 - \varphi_0)^3 \mathbf{P}_2 + 4\varphi_0(1 - \varphi_0)^2 \mathbf{W}_2 + \varphi_0(1 - \varphi_0)[2\varphi_0(2 + \pi) - 1] \quad (20)$$

$$W_1 = \varphi_0^2 \mathbf{W}_1 \quad (21)$$

$$W_2 = (1 - \varphi_0)^2 \mathbf{W}_2 + \varphi_0(1 - \varphi_0)(2 + \pi). \quad (22)$$

Полученные соотношения позволяют выражения (12), (13) и (14) представить в следующем виде:

$$S_I = \varphi_0^3 \mathbf{P}_1 + \frac{(1-\varphi_0)^4}{\varphi_0} \mathbf{P}_2 + 4(1-\varphi_0)^3 \mathbf{W}_2 + (1-\varphi_0)^2 [2\varphi_0(2+\pi) - 1], \quad (23)$$

$$S_{II} = -\frac{2\varphi_0-1}{\varphi_0^2} (1-\varphi_0)^3 \mathbf{P}_2 + \varphi_0^2 \mathbf{W}_1 + (1-\varphi_0)^2 \left( 1 - 4 \frac{2\varphi_0-1}{\varphi_0} \right) \mathbf{W}_2 + \varphi_0(1-\varphi_0)(2+\pi) - \frac{2\varphi_0-1}{\varphi_0} (1-\varphi_0) [2\varphi_0(2+\pi) - 1] + a_{p1} B_0, \quad (24)$$

$$S_{III} = \frac{(2\varphi_0-1)^2}{\varphi_0^3} (1-\varphi_0)^2 \mathbf{P}_2 - 2 \frac{2\varphi_0-1}{\varphi_0} (1-\varphi_0) \left( 1 - 2 \frac{2\varphi_0-1}{\varphi_0} \right) \mathbf{W}_2 - 2(2\varphi_0-1)(2+\pi) + \frac{(2\varphi_0-1)^2}{\varphi_0^2} [2\varphi_0(2+\pi) - 1] + 2\varphi_0 - 2a_{p1} K_0 a_{p1}^2 B_0. \quad (25)$$

Задний фокальный отрезок  $S'_F = \frac{h_2}{\alpha'} = h_2 = \frac{1-\varphi_0}{\varphi_0}$ . Действительные значения задний отрезок может принимать в диапазоне от единицы до нуля. При  $S'_F = 1: \varphi_0 = \frac{1}{2}, d = 0$ , при этом выражения (23), (24) и (25) принимают следующий вид:

$$S_I = \frac{1}{8} \mathbf{P}_1 + \frac{1}{8} \mathbf{P}_2 + \frac{1}{2} \mathbf{W}_2 + \frac{1+\pi}{4},$$

$$S_{II} = \frac{1}{4} \mathbf{W}_1 + \frac{1}{4} \mathbf{W}_2 + \frac{2+\pi}{4} + a_{p1} B_0,$$

$$S_{III} = 1 - 2a_{p1} K_0 + a_{p1}^2 B_0.$$

Отсюда следует, что в этом случае при  $S_I = S_{II} = 0$  коэффициент  $S_{III} = 1$ , т.е. остаточный астигматизм изображения, образованного такой системой, равен астигматизму изображения, образованного однокомпонентной системой.

При  $S'_F = 0: \varphi_0 = 1, d = 1$ . При этом из выражений (23), (24), (25) и (15) имеем

$$S_I = \mathbf{P}_1, S_{II} = \mathbf{W}_1, S_{III} = 1, \text{ а } S_{IV} = 2\pi.$$

Отсюда следует, что при  $S_I = S_{II} = 0$  остаточный астигматизм равен астигматизму изображения, образованного однокомпонентной системой, а кривизна пещвалевой поверхности изображения вдвое больше.

Рассмотрим, например, вариант систем при  $S'_F = \frac{1}{2}$ . При этом  $\varphi_0 = \frac{2}{3}$ , а  $d = \frac{3}{4}$ .

Выражения, определяющие коэффициенты  $S_I, S_{II}, S_{III}$ , в этом случае принимают вид

$$S_I = \frac{8}{27} \mathbf{P}_1 + \frac{1}{54} \mathbf{P}_2 + \frac{4}{27} \mathbf{W}_2 + 0,29,$$

$$S_{II} = -\frac{1}{36} \mathbf{P}_2 + \frac{4}{9} \mathbf{W}_1 - \frac{1}{9} \mathbf{W}_2 + 0,17 + a_{p1} B_0,$$

$$S_{III} = \frac{1}{24} \mathbf{P}_2 + 0,18 - 2a_{p1} K_0 + a_{p1}^2 B_0.$$

При одинаковой конструкции оптических систем компонентов имеем:

$\mathbf{P}_1 = \mathbf{P}_2 = \mathbf{P}, \mathbf{W}_1 = \mathbf{W}_2 = \mathbf{W}$ . При этом

$$S_I = \frac{17}{54} \mathbf{P} + \frac{4}{27} \mathbf{W} + 0,29, \quad (26)$$

$$S_{II} = -\frac{1}{36}\mathbf{P} + \frac{1}{3}\mathbf{W} + 0,17 + a_{p1}B_0, \quad (27)$$

$$S_{III} = \frac{1}{24}\mathbf{P} + 0,18 - 2a_{p1}K_0 + a_{p1}^2B_0. \quad (28)$$

Предположим, что входной зрачок расположен в плоскости первого компонента, т.е.  $a_{p1} = 0$ . При этом расстояние от входного зрачка до задней фокальной плоскости рассматриваемой системы (длина системы) равна  $L = d + S'_F = \frac{3}{4} + \frac{1}{2} = \frac{5}{4}$ .

Положив в выражениях (26) и (27)  $S_I = S_{II} = 0$ , при  $a_{p1} = 0$  получаем  $\mathbf{P} = -0,655$ ,  $\mathbf{W} = -0,565$ . При этом  $S_{III} = 0,15$ . С другой стороны, положив  $\mathbf{W} = 0$ ,  $\mathbf{P} = 0$ , при  $a_{p1} = 0$  получаем:  $S_I = 0,29$ ,  $S_{II} = 0,17$ ,  $S_{III} = 0,18$ . Поскольку значения коэффициентов  $S_I, S_{II}, S_{III}$  достаточно малы, полученное решение можно считать вполне удовлетворительным.

Рассмотрим тот же вариант оптической системы, но с телецентрическим ходом главных лучей в пространстве изображения. В этом случае, поскольку  $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_0$ , расстояние от первого компонента до входного зрачка  $a_{p1} = S'_F = -S'_F = -\frac{1}{2}$ . При этом выражения (26), (27) и (28) принимают вид:

$$S_I = \frac{17}{54}\mathbf{P} + \frac{4}{27}\mathbf{W} + 0,29,$$

$$S_{II} = -\frac{5}{27}\mathbf{P} + \frac{7}{27}\mathbf{W} + 0,025,$$

$$S_{III} = \frac{4}{24}\mathbf{P} - \frac{8}{27}\mathbf{W} + 0,09,$$

Из этих соотношений следует, что при смещении входного зрачка из положения первого компонента в переднюю фокальную плоскость оптической системы при  $\mathbf{P} = 0$  и  $\mathbf{W} = 0$  величина коэффициента  $S_{II}$  уменьшилась в 6,8 раза, а величина коэффициента  $S_{III}$  уменьшилась в 2 раза. Однако при этом расстояние от входного зрачка до задней фокальной плоскости (длина системы) равно  $L = \frac{7}{4}$ .

Напомним, что задний фокальный отрезок оптической системы из двух тонких компонентов равен [4]

$$S'_{F'} = \frac{1 - \varphi_1 d}{\varphi}. \quad (29)$$

Отсюда следует, что величина отрезка определяется величиной оптической силы  $\varphi_1$  и расстоянием между компонентами  $d$ . Из условия коррекции астигматизма третьего порядка следует, что расстояние между компонентами не должно быть малой величиной. При этом будем считать, что  $0 < d \leq 1$ . Рассмотрим свойства системы при  $d = 1$ , а  $\varphi_1 = 0$ . Вполне очевидно, что в этом случае при  $\alpha_1 = 0$  угол  $\alpha_2 = 0$  и, соответственно,  $h_2 = h_1 = 1$  при  $\varphi = \varphi_2 = 1$ . При входном зрачке системы, расположенном на первом компоненте,  $q = -a_{p1} = 0$ . При этом в соответствии с выражениями (1), (2) и (3) имеем:

$$S_I = P_1 + P_2, \quad (30)$$

$$S_{II} = -P_2 + W_1 + W_2, \quad (31)$$

$$S_{III} = P_2 - 2W_2 + 1. \quad (32)$$

Из условия  $S_I = 0$  следует, что  $P_1 = -P_2$ . Исключив из уравнений (31) и (32) параметр  $P_2$ , при  $S_{II} = 0, S_{III} = 0$  имеем  $W_2 - W_1 = 1$ . Пусть, например,  $P_1 = P_2 = 0$ . При этом из условия  $S_{II} = 0$  следует, что  $W_1 + W_2 = 0$ . В результате получаем  $W_2 = -W_1 = \frac{1}{2}$ . Таким

образом, в рассматриваемом случае первый компонент выполняет роль компенсаторы комы и астигматизма, вносимых в образованное вторым компонентом изображение.

Рассмотрим вариант схемы, когда  $\varphi_2 = 0$ . При этом  $\varphi = \varphi_1 = 1; \alpha_1 = 0; \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha' = 1; h_2 = h_1 - \alpha_2 d = 1 - d$ . Входной зрачок системы будем считать расположенным на первом компоненте, когда  $q = -a_{p1} = 0$ . В этом случае выражения (1), (2) и (3) принимают следующий вид:

$$S_I = P_1 + P_2 - P_2 d, \quad (33)$$

$$S_{II} = -P_2 d + W_1 + W_2, \quad (34)$$

$$S_{III} = \frac{d^2}{1-d} P_2 - 2 \frac{d}{1-d} W_2 + 1. \quad (35)$$

Пусть, например,  $d = \frac{1}{2}$ . Тогда

$$S_I = P_1 + \frac{1}{2} P_2, \quad S_{II} = -\frac{1}{2} P_2 + W_1 + W_2, \quad S_{III} = \frac{1}{2} P_2 - 2W_2 + 1.$$

Исключив из второго и третьего уравнения параметр  $P_2$ , при  $S_{II} = S_{III} = 0$  имеем  $W_2 - W_1 = 1$ . Положив и в этом случае  $P_1 = 0$  и  $P_2 = 0$ , при  $S_{II} = 0$  получаем, что  $W_1 + W_2 = 0$ . При этом  $W_2 = -W_1 = \frac{1}{2}$ . Таким образом, при  $\varphi_2 = 0$  второй компонент схемы представляет собой афокальный компенсатор комы и астигматизма, вносимых в изображение, образованное первым компонентом.

В общем случае в двухкомпонентной схеме  $\varphi_1 \neq 0$  и  $\varphi_2 \neq 0$ . Положив при этом  $P_1 = P_2 = 0$  и  $W_1 = W_2 = 0$ , в соответствии с формулами (1), (2) и (3) получаем:

$$S_I = 0, \quad S_{II} = 0, \quad S_{III} = \varphi_1 + \varphi_2.$$

Отсюда следует, что  $S_{III} = 0$  при  $\varphi_1 = -\varphi_2$ . Двухкомпонентную оптическую систему при  $\varphi_1 > 0, \varphi_2 < 0$  и  $V_2 > 1$ , где  $V_2$  – поперечное увеличение изображения, образованного вторым компонентом, принято называть телеобъективом. Величина, равная отношению фокусного расстояния оптической системы телеобъектива к расстоянию от первого компонента до ее задней фокальной плоскости, называется коэффициентом укорочения.

Длина оптической системы, определяемая расстоянием от первого компонента до задней фокальной плоскости, равна

$$L = d + S'_{F'} = d + \frac{1 - \varphi_1 d}{\varphi}. \quad (36)$$

Но  $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_1 \varphi_2 d$ . Тогда коэффициент укорочения определяется выражением

$$T = \frac{f'}{L} = \frac{1}{1 + \varphi_2(1 - \varphi_1 d)d}. \quad (37)$$

Из условия  $\frac{dT}{dd} = 0$  находим, что  $d = \frac{1}{2\varphi_1}$ . При этом коэффициент укорочения

$$T = \frac{4}{4 + \frac{\varphi_2}{\varphi_1}}. \quad (38)$$

Заметим, что  $d > 0$  при  $\varphi_1 > 0$ . Следовательно, для телеобъектива, т.е. при  $\varphi_2 < 0$ , коэффициент укорочения  $T > 1$ . При  $\varphi_1 = -\varphi_2$  коэффициент  $T = \frac{3}{4}$ .

В общем случае фокусное расстояние двухкомпонентной системы определяется соотношением  $f' = f'_1 V_2$ , где  $f'_1$  – фокусное расстояние первого компонента, а  $V_2$  – поперечное увеличение изображения, образованного вторым компонентом. Вполне очевидно, что при  $\varphi > 0$ ,  $\varphi_1 < 0$  величина поперечного увеличения изображения  $V_2$  должна быть отрицательной. При этом при  $\varphi_1 < 0$ , а  $\varphi_2 > 0$  двухкомпонентную оптическую систему называют обратным телеобъективом. И в этом случае длина системы определяется формулой (36). Из условия  $\frac{dL}{dd} = 0$  находим, что минимальной длиной обратный объектив обладает при  $d = f'_1 + 2f'_2$ . Легко убедиться, что при этом  $V_2 = -1^X$ .

Принципиальная схема двухкомпонентного телеобъектива достаточно широко применяется при проектировании оптических систем различного назначения, среди которых, прежде всего, можно назвать классические двухзеркальные системы объективов астрономических телескопов, объективы зрительных труб, длиннофокусные фотографические объективы (например, телеобъективы типа «Гаир», «Апотаир» [5, 6] и тому подобное). Выполненный абберационный анализ двухкомпонентной схемы оптической системы объектива позволяет сделать следующие выводы:

- в оптической системе, состоящей из двух тонких компонентов, вполне возможна удовлетворительная коррекция сферической абберации, комы и астигматизма третьего порядка;
- при  $\varphi_1 > 0$  и  $\varphi_2 > 0$  величина  $\varphi < \varphi_1 + \varphi_2$ , а, следовательно, при коррекции сферической абберации, комы и астигматизма кривизна в осевой точке поверхности изображения, образованного двухкомпонентной системой, больше кривизны поверхности изображения, образованного тонкой однокомпонентной оптической системой того же фокусного расстояния;
- при  $\varphi_1 = 0$  или  $\varphi_2 = 0$  соответствующий компонент превращается в афокальный компенсатор, при этом кривизна в осевой точке поверхности изображения равна кривизне поверхности изображения, образованного тонкой однокомпонентной оптической системой;
- при апланатической коррекции аббераций третьего порядка изображения, образованного каждым из компонентов двухкомпонентной оптической системы, при  $\varphi_1 = -\varphi_2$  рассматриваемая двухкомпонентная система по характеру коррекции аббераций третьего порядка будет соответствовать апланатическому плананастигмату.

## Литература

1. Чуриловский В.Н. Теория хроматизма и аббераций третьего порядка. Л.: Машиностроение, 1968. 312 с.
2. Зверев В.А. Основы геометрической оптики. СПб: СПбГУ ИТМО, 2002. 218 с.
3. Слюсарев Г.Г. Методы расчета оптических систем. Л.: Машиностроение, 1969. 672 с.
4. Чуриловский В.Н. Теория оптических приборов. М.-Л.: Машиностроение, 1966. 564 с.
5. Слюсарев Г.Г. Расчет оптических систем. Л.: Машиностроение, 1975. 640 с.
6. Волосов Д.С. Фотографическая оптика. Учебное пособие для киновузов. М.: Искусство, 1978. 543 с.

## ПОНЯТИЕ ТОНКОГО КОМПОНЕНТА В СИСТЕМЕ ОТРАЖАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

В.А. Зверев, А.Н. Шепелевич

Показано, что введение понятия тонкого зеркального компонента позволяет получить удобные в применении соотношения, определяющие габаритные параметры оптической системы из двух отражающих поверхностей.

В простейшем случае оптическая система состоит из двух преломляющих поверхностей, образующих линзу. При этом расстояние между поверхностями может быть достаточно малым. В практике расчета такую линзу удобно считать тонким компонентом. В оптической системе из двух отражающих поверхностей расстояние между поверхностями является габаритным и коррекционным параметром, а поэтому ее нельзя считать тонкой, и для ее расчета невозможно применить теорию тонких компонентов, разработанную профессором Г.Г. Слюсаревым. Кроме того, при нечетном числе отражающих поверхностей в системе возникают проблемы со знаками величин, входящих в известные формулы. Введение понятия тонкого зеркального компонента позволяет устранить эти проблемы.

В общем случае отдельную линзу в воздухе принято записывать в виде

$$\begin{array}{l} r_1 = \\ r_2 = \end{array} \begin{array}{l} n_1 = 1 \\ d_1 = d \quad n_2 = n \\ n_3 = 1, \end{array}$$

где  $r_i$  – радиус кривизны  $i$ -ой поверхности линзы;  $d$  – расстояние между преломляющими поверхностями;  $n_i$  – показатель преломления  $i$ -ой среды.

Оптическая сила линзы определяется формулой [1]

$$\varphi = (n-1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{(n-1)^2 d}{nr_1 r_2}.$$

В случае тонкой линзы, т.е. при  $d \approx 0$ , имеем:

$$\varphi = (n-1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

Оптическую систему из двух отражающих поверхностей можно записать в виде

$$\begin{array}{l} r_1 = \\ r_2 = \end{array} \begin{array}{l} n_1 = 1 \\ d_1 = -d \quad n_2 = -1 \\ n_3 = 1. \end{array}$$

При этом

$$\varphi = -2 \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{4d}{r_1 r_2} = 2 \frac{r_1 - r_2 + 2d}{r_1 r_2}.$$

При  $d \approx 0$  такая система практического смысла не имеет. Однако, положив  $r_2 = \infty$ , формально получаем идеальный тонкий компонент, обладающий абберационными свойствами первой отражающей поверхности. При этом независимо от величины  $d$  оптическая сила  $i$ -го зеркального компонента

$$\varphi_i = -\frac{2}{r_i}, \tag{1}$$

где  $r_i$  – радиус кривизны первой по ходу лучей отражающей поверхности компонента.

При таком представлении при  $d = 0$  зеркальный компонент формально ничем не отличается от линзового тонкого компонента. И в этом случае, например, номинальное

положение предмета и изображения относительно тонкого зеркального компонента определяется известной формулой отрезков.

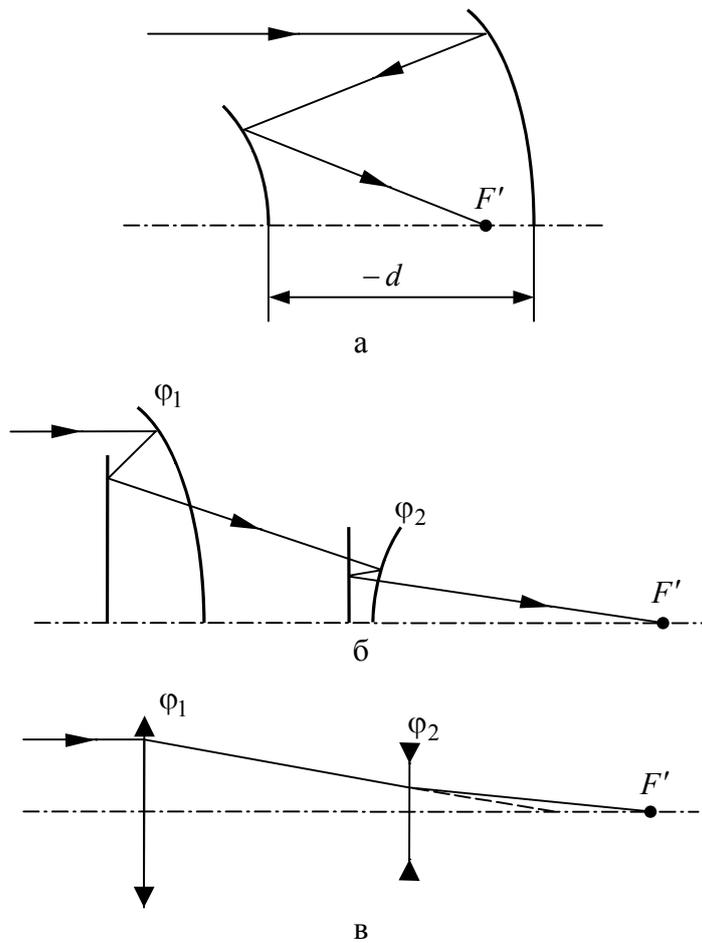


Рис.1. Система из двух отражающих поверхностей в различных представлениях (а–в)

На рис.1а представлена система из двух отражающих поверхностей (система Кассегрена или, например, Ричи-Кретьена). На рис.1б та же система представлена в виде двух зеркальных компонентов.

Пусть расстояния между поверхностями в каждом компоненте равны нулю. При этом рассматриваемую систему можно представить в виде, показанном на рис.1в, где оптическая сила каждого компонента определяется формулой (1). При этом оптическая сила всей системы

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_1 \varphi_2 d,$$

где  $\varphi_i = (-1)^i \frac{2}{r_i}$ . При  $d = -d_1$  получаем

$$\varphi = 2 \frac{r_1 - r_2 + 2d}{r_1 r_2} = 2 \frac{r_1 - r_2 - 2d_1}{r_1 r_2}.$$

Заменив отражающие поверхности эквивалентными тонкими компонентами, двухзеркальную систему можно записать с помощью внешних углов осевого виртуального (нулевого) луча с оптической осью в виде

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 0 & n_1 &= 1 \\ \alpha_2 &= \alpha & d_1 &= d & n_2 &= 1 \\ \alpha_3 &= 1 & n_3 &= 1. \end{aligned}$$

Применив формулу  $\alpha_{i+1} - \alpha_i = h_i \varphi_i$ , получаем

$$\alpha_2 = \alpha = h_1 \varphi_1,$$

$$\alpha_3 = \alpha_2 + h_2 \varphi_2 = h_1 \varphi_1 + h_2 \varphi_2. \quad (2)$$

$$\text{Но } h_2 = h_1 - \alpha_2 d_1 = h_1(1 - \varphi_1 d). \quad (3)$$

Тогда

$$\varphi = \frac{\alpha_3}{h_1} = \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_1 \varphi_2 d. \quad (4)$$

Отношение  $\frac{h_2}{h_1} = \eta$  определяет коэффициент экранирования зрачка по диаметру.

При этом выражение (2) можно представить в виде

$$\varphi = \varphi_1 + \eta \varphi_2. \quad (5)$$

Из выражения (3) следует, что

$$\eta = 1 - \varphi_1 d. \quad (6)$$

Решая систему уравнений (5) и (6) относительно величин  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , получаем

$$\varphi_1 = \frac{1 - \eta}{d}, \quad (7)$$

а

$$\varphi_2 = \frac{\varphi - \varphi_1}{\eta}. \quad (8)$$

Задний фокальный отрезок определяется очевидным соотношением

$$s'_{F'} = \frac{h_2}{\alpha_3} = \frac{h_1}{\alpha_3} \frac{h_2}{h_1} = \eta \varphi. \quad (9)$$

Этот отрезок удобно выразить через расстояние между компонентами, положив  $s'_{F'} = k_s d$ , где  $k_s$  – коэффициент, величина которого выбирается из конструктивных соображений. Тогда, учитывая (9), находим, что

$$d = \varphi \frac{\eta}{k_s}. \quad (10)$$

При  $\varphi = 1$  ( $h_1 = 1$ ,  $\alpha_3 = 1$ ) соотношения (10), (7) и (8) принимают вид

$$d = \frac{\eta}{k_s}, \quad (11)$$

$$\varphi_1 = k_s \frac{1 - \eta}{\eta}, \quad (12)$$

$$\varphi_2 = \frac{1}{\eta} \left( 1 - k_s \frac{1 - \eta}{\eta} \right). \quad (13)$$

Положив в этих соотношениях коэффициент  $k_s = 1$ , получаем

$$d = \eta, \quad \varphi_1 = \frac{1 - \eta}{\eta}, \quad \varphi_2 = \frac{2\eta - 1}{\eta^2}.$$

Заметим, что при этом при  $0 < \eta < 1$ :  $\varphi_1 > 0$ ; при  $0 < \eta < 0,5$ :  $\varphi_2 < 0$ ; при  $0,5 < \eta < 1$ :  $\varphi_2 > 0$ .

Кривизна поверхности изображения при равном нулю астигматизме (печвалева кривизна) определяется коэффициентом [2, 3]

$$S_{IV} = \sum_{i=1}^{i=k} \frac{\varphi_i}{n_i}.$$

В рассматриваемом случае  $S_{IV} = -\varphi_1 - \varphi_2$ . Подставив в это выражение соотношения (12) и (13) и преобразовав его, получаем

$$\eta^2 - \frac{2k_s + 1}{k_s - S_{IV}}\eta + \frac{k_s}{k_s - S_{IV}} = 0. \quad (14)$$

При  $S_{IV} = 0$  уравнение (14) принимает вид

$$\eta^2 - \frac{2k_s + 1}{k_s}\eta + 1 = 0. \quad (15)$$

Если центр входного зрачка совпадает с осевой точкой первого компонента, то при  $k_s = 1$  возможная величина изображения не может быть больше экранируемой части компонента. Пусть  $D$  – диаметр входного зрачка. При этом величина изображения  $2y' \leq D\eta$ . При фокусном расстоянии объектива, равном  $f'$ , угловое поле равно  $2tgw = 2\frac{y'}{f'} \leq \frac{D}{f'}\eta = \frac{\eta}{k_q}$ , где  $k_q$  – диафрагменное число.

При  $0 < k_s < 1$  изображение, образованное двухзеркальной системой, расположено в сходящихся пучках лучей в промежутке между зеркалами. Используя параметры оптической системы из двух тонких зеркальных компонентов, найдем, что разность  $d_p = d - s'_{F'} = d - k_s d = (1 - k_s)d$ . При этом  $h_p = h_1 - \alpha_2 d_p = 1 - \frac{1 - k_s}{k_s}\eta\varphi_1$ .

Используя формулу (12), получаем

$$h_p = \eta + (1 - \eta)k_s. \quad (16)$$

Пусть  $D_p$  – диаметр сечения сходящегося осевого пучка лучей в плоскости расположения изображения. При этом приближенно справедливо следующее геометрическое соотношение:

$$\frac{D_p}{D} = \frac{h_p}{h_1} = h_p.$$

Отсюда следует, что

$$D_p = Dh_p = \eta D + (1 - \eta)k_s D.$$

Диаметр изображения, образованного рассматриваемой оптической системой, равен

$$2y' = 2f'tgw,$$

где  $w$  – угол поля. При этом экранирование осевого пучка лучей фиксируемой поверхностью изображения определим коэффициентом  $\eta_w$ , равным

$$\eta_w = \frac{2y'}{D_p} = \frac{2f'tgw}{\eta + (1 - \eta)k_s} \frac{f'}{D} = \frac{2k_q tgw}{\eta + (1 - \eta)k_s}. \quad (17)$$

Вполне очевидно, что должно соблюдаться условие  $\eta_w \leq \eta$ . Используя соотношение (17), найдем, что при  $\eta_w \leq \eta$

$$2f'tgw \leq \frac{\eta^2}{k_q} \left( 1 + \frac{1 - \eta}{\eta} k_s \right). \quad (18)$$

По сути дела, формула (18) определяет максимально допустимую величину  $2w$  углового поля.

Пусть  $k_s = 1$ . В этом случае уравнение (15) принимает вид

$$\eta^2 - 3\eta + 1 = 0. \quad (19)$$

Легко убедиться, что при  $\eta = \frac{1}{\bar{\eta}}$  уравнение (19) не изменяет своего вида. Следовательно, решив это уравнение, получаем  $\eta_1 = \frac{1}{\eta_2} = 2,618$ . Используя соотношения (12), (13) и (11), при  $k_s = 1$  и  $\eta = 2,618$  находим, что  $\varphi_1 = -0,618$ ,  $\varphi_2 = 0,618$ ,  $d = 2,618$ . При этих значениях параметров схема объектива имеет вид, показанный на рис.2а, а ее эквивалентное представление системой тонких компонентов показано на рис.2б.

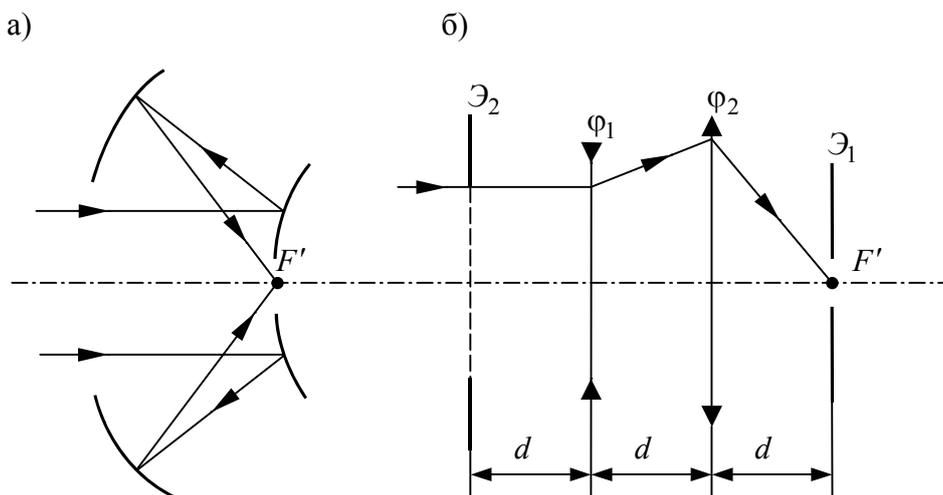


Рис. 2. Схема объектива (а) и ее эквивалентное представление (б) при  $\varphi_1 = -0,618$ ,  $\varphi_2 = 0,618$ ,  $d = 2,618$

Используя те же соотношения, при  $\eta_2 = \frac{1}{\eta_1} = 0,382$  получаем:  $\varphi_1 = -\varphi_2 = 1,618$ ,  $d = 0,382$ . При этом схема объектива имеет вид, показанный на рис.3а, а ее эквивалентное представление системой тонких компонентов показано на рис.3б.

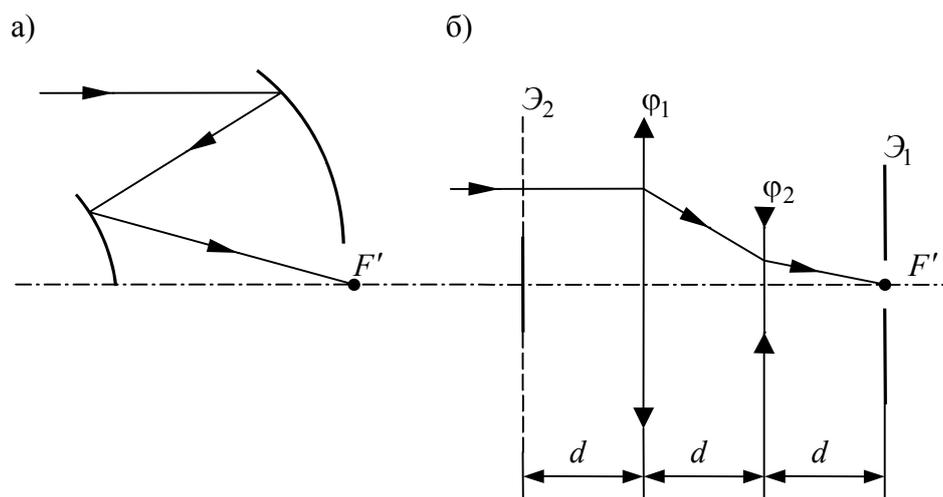


Рис. 3. Схема объектива (а) и ее эквивалентное представление (б) при  $\varphi_1 = -\varphi_2 = 1,618$ ,  $d = 0,382$

На этих рисунках плоскости  $\mathcal{E}_1$  и  $\mathcal{E}_2$  определяют положение компонентов  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , соответственно, в роли экранирующих элементов.

Итак, введение понятия тонкого зеркального компонента позволяет исключить проблемы знаков при применении известных соотношений параксиальной оптики, что продемонстрировано на примере двухзеркальной (двухкомпонентной) системы.

### **Литература**

1. Чуриловский В.Н. Теория оптических приборов. М.-Л.: Машиностроение, 1966. 544 с.
2. Слюсарев Г.Г. Методы расчета оптических систем. Л.: Машиностроение, 1969. 672 с.
3. Зверев В.А. Основы геометрической оптики. СПб: СПбГИТМО (ТУ), 2002. 218 с.

# ПОЛОЖЕНИЕ ОПТИЧЕСКИ СОПРЯЖЕННЫХ ТОЧЕК В ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ПЕРЕМЕННОГО УВЕЛИЧЕНИЯ

Т.В. Точилина

Получены соотношения, определяющие положение оптически сопряженных точек в однокомпонентной, двухкомпонентной и в трехкомпонентной оптических системах переменного увеличения. Показано, что в двухкомпонентной системе при изменении увеличения изображения расстояние между парами оптически сопряженных точек изменяется.

В базовых оптических системах существуют две пары оптически сопряженных точек, расстояние между которыми не изменяется при изменении увеличения изображения. Поэтому вполне естественно в одной из пар точек разместить осевые точки предмета и изображения, а в другой – осевые точки входного и выходного зрачков. При этом важно знать, сохраняется ли неизменность взаимного положения соответствующих пар оптически сопряженных точек при изменении увеличения изображения. Рассмотрим этот вопрос.

Положение осевых точек предмета и изображения определяется формулой отрезков

$$\frac{1}{a'_0} - \frac{1}{a_0} = \frac{1}{f'_0}. \quad (1)$$

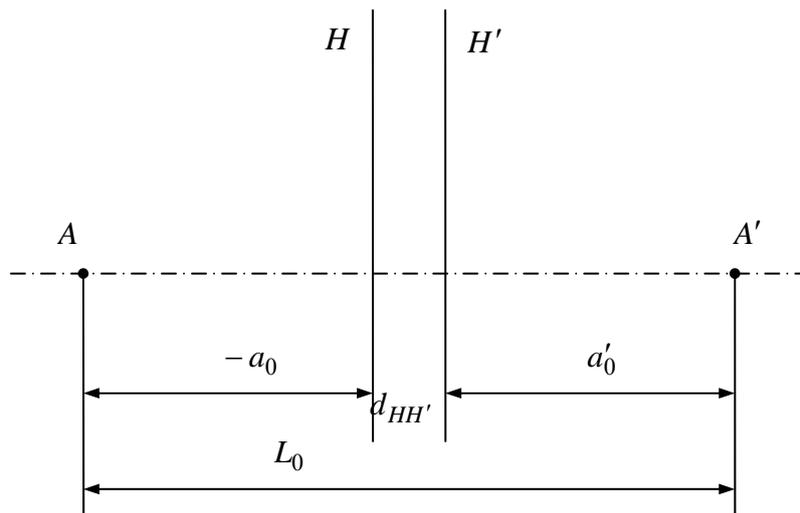


Рис.1. Положение предмета и изображения

При этом в соответствии с рис.1 расстояние между предметом и изображением равно

$$L_0 = -a_0 + d_{HH'} + a'_0. \quad (2)$$

Используя формулу (1), выражение (2) можно преобразовать к виду

$$L_0 = d_{HH'} - \frac{a_0^2}{a_0 + f'} \quad (3)$$

или

$$a_0^2 - (d_{HH'} - L_0)a_0 - (d_{HH'} - L_0)f' = 0.$$

Решив это уравнение, получаем

$$a_0 = \frac{d_{HH'} - L_0}{2} \left( 1 \pm \sqrt{1 + \frac{4f'}{d_{HH'} - L_0}} \right). \quad (4)$$

Отсюда следует, что существуют два положения предмета относительно оптической системы, при котором расстояние между предметом и изображением не изменяется. При этом расстояние, на которое следует сместить оптическую систему относительно плоскости предмета, равно

$$\Delta = a_{01} - a_{02} = (d_{HH'} - L_0) \sqrt{1 + \frac{4f'}{d_{HH'} - L_0}}. \quad (5)$$

Поперечное увеличение, образованное оптической системой, определяется соотношением

$$V_0 = \frac{na'_0}{n'a_0} = \frac{a'_0}{a_0}, \quad n' = n.$$

При этом

$$L_0 = d_{HH'} - f' \frac{(1 - V_0)^2}{V_0}. \quad (6)$$

Легко убедиться, что  $V_{01} = \frac{1}{V_{02}}$ .

Пусть положение осевой точки  $A_0$  относительно оптической системы определяется отрезком  $-a_0$ , а положение осевой точки  $A$  – отрезком  $-a$ , при этом  $a = a_0 - b$ , как показано на рис.2.

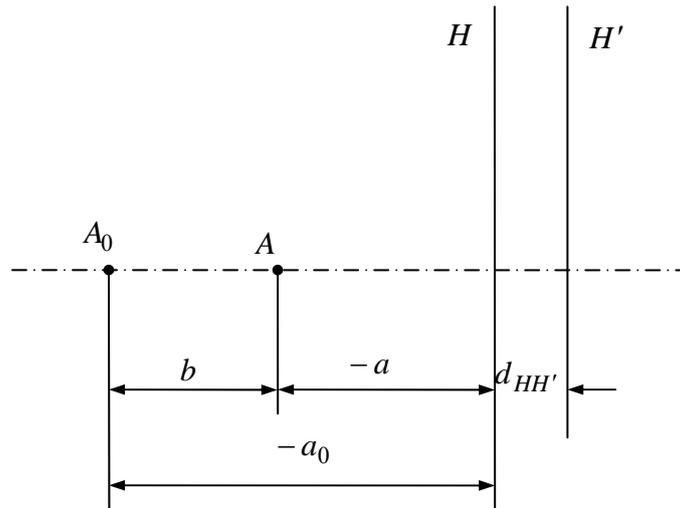


Рис.2. Положение осевых точек в оптической системе

В этом случае в соответствии с формулой (3) имеем

$$L_0 = d_{HH'} - \frac{a_0^2}{a_0 + f'}, \quad (7)$$

$$L = d_{HH'} - \frac{(a_0 - b)^2}{a_0 - b + f'}. \quad (8)$$

Пусть  $L = L_0$ . При этом приравняв правые части выражений (7) и (8), получаем

$$a_0^2 + (2 - b)f' - bf' = 0$$

или в масштабе фокусного расстояния

$$a_{0k} = -\frac{1}{2} \left[ 2 - b - (-1)^k \sqrt{b^2 - 4} \right] \quad (9)$$

и, соответственно

$$a_k = a_{0k} - b = -\frac{1}{2} \left[ 2 + b - (-1)^k \sqrt{b^2 + 4} \right]. \quad (10)$$

Здесь  $k = 1, 2$ .

Из выражений (9) и (10) следует, что существуют две пары оптически сопряженных точек, расстояние между которыми равно  $b$  и не изменяется при смещении оптической системы на расстояние, равное разности

$$a_{0k2} - a_{0k1} = a_{k2} - a_{k1} = \sqrt{b^2 + 4}.$$

Одна пара точек может быть принята в качестве осевых точек предмета и изображения, а вторая – в качестве центральных точек входного и выходного зрачков. Подобная система переменного увеличения применена в оптической схеме прицела, разработанной В.А. Зверевым, И.Л. Анитроповой и др., которая показана на рис.3 (поз.3.1, 3.2).

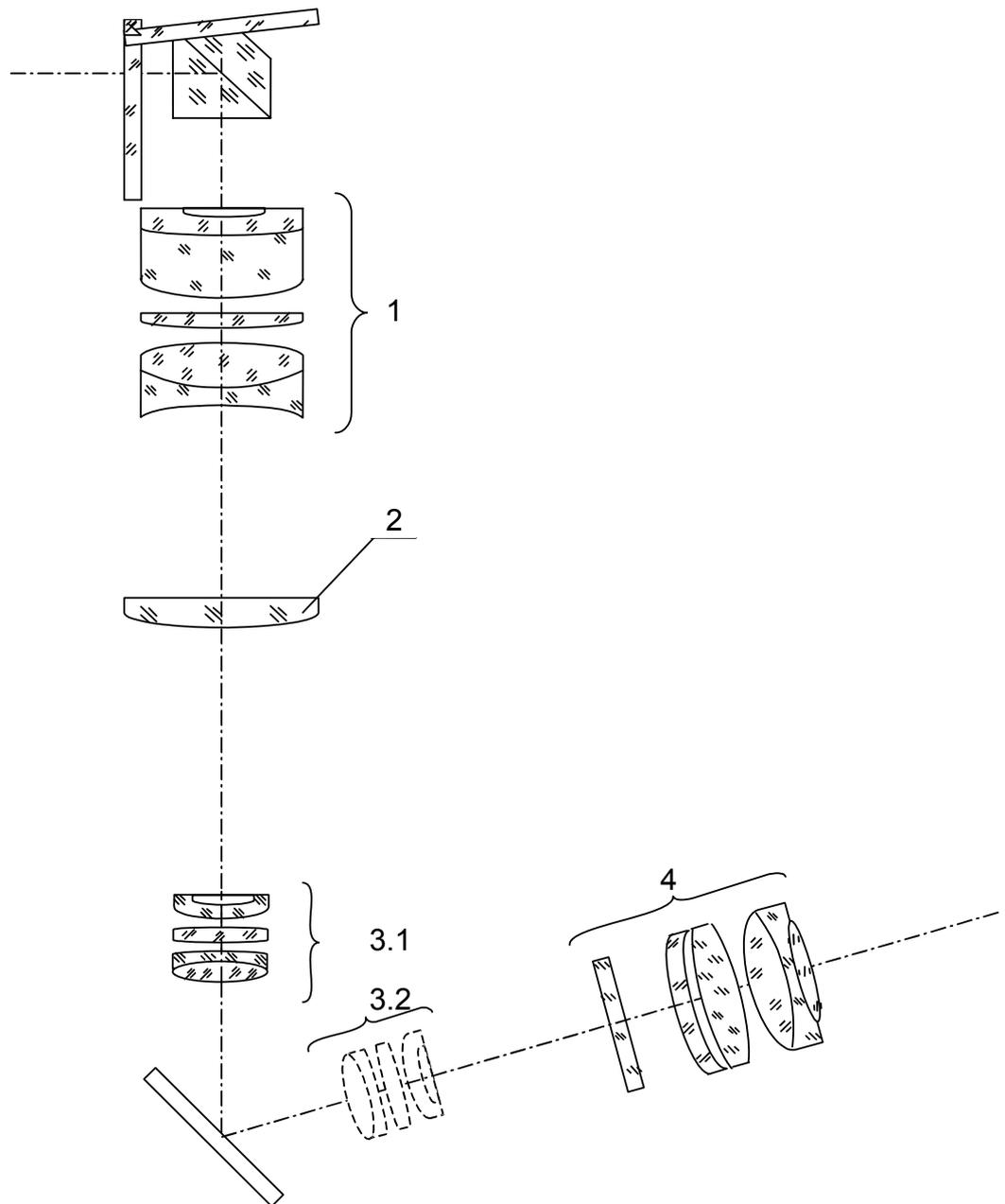


Рис. 3. Оптическая схема прицела

В основу анализа свойств однокомпонентной оптической системы переменного увеличения было положено очевидное условие, определяемое равенствами  $d_{HH'} = const$  и  $f' = const$ . При анализе свойств сложной оптической системы переменного увеличения представляет интерес, прежде всего, рассмотреть случай, когда  $L = const$ . При этом, как следует из выражения (6),

$$L_0 = d_{HH'} - f' \frac{(1 - V_0)^2}{V_0}. \quad (6)$$

Для изменения поперечного увеличения  $V_0$  оптическая система должна обладать возможностью изменения величины  $d_{HH'}$ , или  $f'$ , или обеих величин одновременно.

В случае двухкомпонентной оптической системы ее оптическая сила

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_1 \varphi_2 d, \quad (11)$$

где  $\varphi_1, \varphi_2$  – оптические силы компонентов;  $d$  – расстояние между ними. При этом компоненты предполагаются тонкими. В этом случае фокальные отрезки равны

$$s_F = -\frac{1 - \varphi_2 d}{\varphi}, \quad (12)$$

$$s_{F'} = \frac{1 - \varphi_1 d}{\varphi}, \quad (13)$$

а расстояние между главными плоскостями

$$d_{HH'} = -\frac{\varphi_1 \varphi_2}{\varphi} d^2. \quad (14)$$

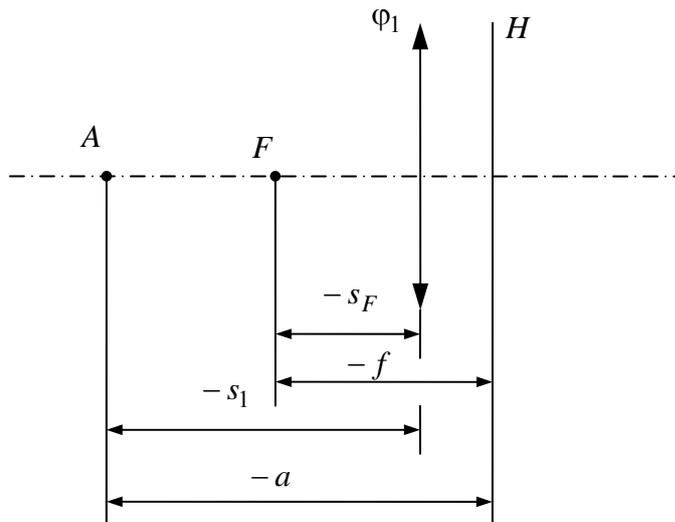


Рис. 4. К определению параметров оптической системы переменного увеличения

Расстояние от первого компонента до осевой точки предмета в соответствии с рис. 4 равно

$$s_1 = a + s_F + f'. \quad (15)$$

Выражения (4), (11) и (13) позволяют это равенство преобразовать к виду:

$$s_1 = \frac{A \pm B}{2\varphi}, \quad (16)$$

где  $A = \varphi_2(2 - \varphi_1 d)d - \varphi L$ ;  $B = \sqrt{(\varphi_1 \varphi_2 d^2 + \varphi L)(\varphi_1 \varphi_2 d^2 + \varphi L - 4)}$ ,

где  $L$  – расстояние между осевыми точками предмета и изображения.

С другой стороны, используя выражения (14) и (6), получаем

$$d_{HH'} = L + f' \frac{(1-V)^2}{V} = -\frac{\varphi_1 \varphi_2}{\varphi} d^2.$$

Отсюда, используя выражение (11), находим, что

$$d = \frac{1}{2} L \pm \sqrt{\frac{1}{4} L^2 - \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{\varphi_1 \varphi_2} L - \frac{1}{\varphi_1 \varphi_2} \frac{(1-V)^2}{V}}. \quad (17)$$

При этом должно соблюдаться условие  $d > 0$ . В соответствии с выражением (16) имеем

$$s_{11} = \frac{A+B}{\varphi},$$

$$s_{12} = \frac{A-B}{\varphi}.$$

Поэтому вполне естественна мысль о размещении в одной из пар оптически сопряженных осевых точек предмета и изображения, а в другой – центров входного и выходного зрачков системы. При этом расстояние между центром входного зрачка и осевой точкой предмета (или наоборот) равно

$$b = s_{11} - s_{12} = \frac{B}{\varphi}.$$

Но  $B = B(d)$  и  $\varphi = \varphi(d)$ . Следовательно, и величина  $b$  будет переменной, т.е. практический смысл сохранения постоянным расстояния между оптически сопряженными точками во второй паре, строго говоря утрачивается.

Вариант принципиальной схемы двухкомпонентной оптической системы, когда оптические силы компонентов  $\varphi_1 = \varphi_2$ , получает развитие при  $L = d_{HH'}$ .

При  $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_0$ :

$$\varphi = \varphi_0(2 - \varphi_0 d) \quad (18)$$

$$d_{HH'} = -\frac{\varphi_0}{2 - \varphi_0 d} d^2. \quad (19)$$

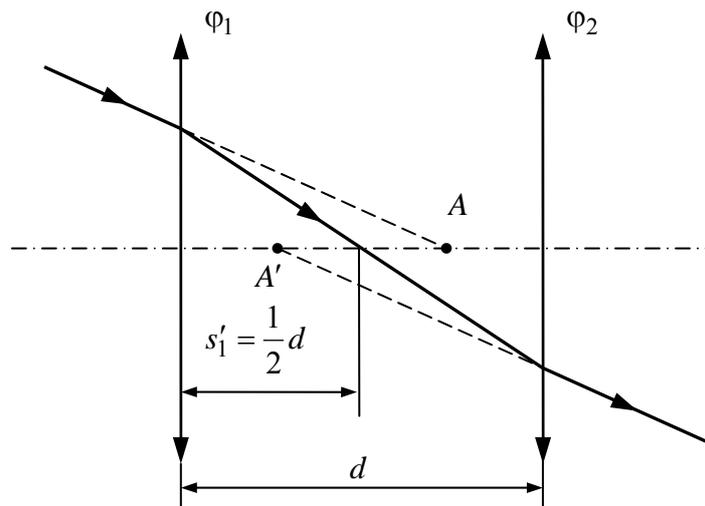


Рис. 5. К определению параметров оптической системы переменного увеличения

Подставив соотношения (18) и (19) в выражение (16), получаем

$$s_1 = \frac{d}{2 - \varphi_0 d}.$$

Используя формулу отрезков, находим, что

$$s'_1 = \frac{s_1}{1 + s_1 \varphi_0} = \frac{d}{2}.$$

При этом  $s_2 = -\frac{d}{2}$  и, соответственно,  $s'_2 = -\frac{d}{2 - \varphi_0 d} = -s_1$ , как показано на рис. 5.

Одновременное смещение компонентов в направлении оптической оси на некоторую величину  $\Delta$  приведет к изменению поперечного увеличения и к расфокусировке изображения, характерным при смещении однокомпонентной оптической системы. Вполне очевидно, что положение изображения при исходном положении оптической системы не изменится, если совместить изображение, образованное первым компонентом в пространстве между компонентами, с третьим оптическим компонентом, как показано на рис. 6, при этом не изменится и ход осевого пучка лучей.

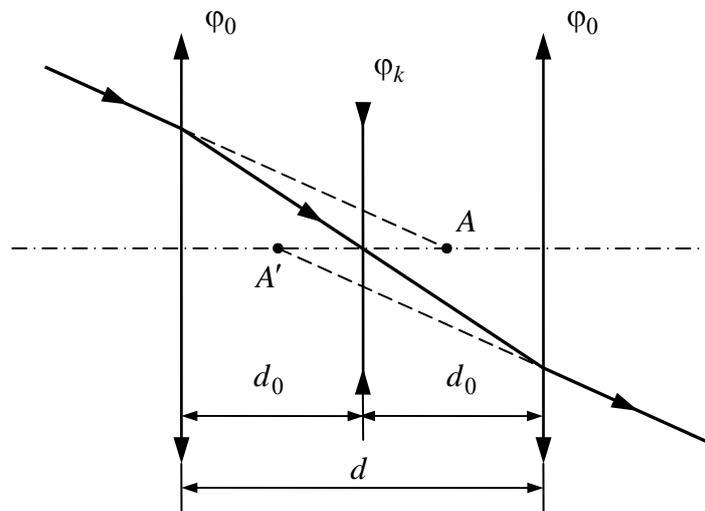


Рис. 6. Определение смещения оптической системы

Последовательно используя формулу отрезков, можно показать, что

$$\varphi_k = -\frac{2}{d_0} \frac{1}{1 - V_0} \frac{V_0^3}{(1 + V_0)^2 - V_0^2 \tilde{\Delta}_0^2}, \quad (20)$$

где  $\tilde{\Delta} = \frac{\Delta}{d_0}$  при  $0 \leq \tilde{\Delta} \leq \tilde{\Delta}_0$ .

При этом остаточная расфокусировка изображения определяется формулой вида:

$$\delta L = d_0 \frac{2(1 - V_0)V_0^3(\tilde{\Delta}_0^2 - \tilde{\Delta}^2)\tilde{\Delta}^2}{1 + V_0^2(1 - \tilde{\Delta}_0^2) + 2V_0(1 - \tilde{\Delta})(1 - V_0\tilde{\Delta}) + 2(1 - V_0)V_0^3(\tilde{\Delta}_0^2 - \tilde{\Delta}^2)\tilde{\Delta}}. \quad (21)$$

И в этом случае имеем две пары оптически сопряженных осевых точек, расстояние между которыми изменяется в общем случае в пределах вполне допустимых величин, при этом

$$s_{011} = \frac{d_0}{V_0},$$

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

Таким образом, в том случае, когда сохранение положения зрачков достаточно важно, например, в осветительном устройстве микроскопа, применение однокомпо-

нентной базовой схемы при дискретном изменении увеличения изображения или трех-компонентной схемы переменного увеличения наиболее целесообразно.

### **Литература**

1. Журова С.А., Зверев В.А. Основы композиции принципиальных схем оптических систем переменного увеличения/ // Оптический журнал. 1999. Т. 66. № 10. С. 68–86.
2. Иванова Т.А., Кирилловский В.К. Проектирование и контроль оптики микроскопов. Л.: Машиностроение, 1984. 231 с.

## **АНАЛИЗ УСЛОВИЙ ПОСТУПЛЕНИЯ ПО ДОГОВОРУ «ШКОЛА-ВУЗ»**

**К.В. Ежова, О.А. Гаврилина, Т.В. Иванова**

В статье рассматривается зависимость изменения числа поступающих абитуриентов из договорных школ от условий приема по договору «Школа–вуз». Анализируется необходимость изменения условий поступления по договору для увеличения количества абитуриентов из школ Санкт-Петербурга.

### **Введение**

В последнее время снизилось количество абитуриентов, проживающих в Санкт-Петербурге. Это связано не только с резким спадом рождаемости, наступившим в 1987 году, но и с ужесточением условий поступления для учащихся 11-х классов петербургских школ по договору, заключаемому между школой и нашим вузом.

Если говорить непосредственно о самих условиях поступления по договору «Школа-вуз», то в период 1997–98 годов за результаты вступительных испытаний принимались результаты выпускных письменных экзаменов по русскому языку и математике и устному экзамену по физике, баллы суммировались и принимали участие в общем конкурсе. Затем, с 1999 по 2002 год, засчитывались выпускные письменные экзамены по математике и русскому языку, физику же было необходимо сдавать в стенах нашего Университета – либо как олимпиаду, либо на экзамене в общем потоке. Результаты экзаменов также суммировались и учитывались в общем конкурсе. Дальнейшее изменение условий поступления привело к выводу договорных школьников из общего конкурса, и при этом произошло ужесточение условий поступления.

Начиная с 2003 года, для поступления на льготных условиях необходимо сдать письменный экзамен по профилирующему предмету (на нашем факультете таким предметом выбрана математика) на хорошую или отличную оценку, пройти тестирования по русскому языку и физике, получив на них положительный результат или, другими словами, зачет. За результаты вступительных испытаний принимаются и результаты олимпиад (но только 1-й или 2-й степени), проводимых нашим Университетом. Сам письменный экзамен по профилирующему предмету и тестирование проводятся раньше, чем заканчивается прием документов, что дает школьникам еще один шанс для поступления. Так как Санкт-Петербург последние два года участвует в эксперименте по ЕГЭ, проводимом Министерством образования, за результаты тестирования по русскому языку принимаются результаты ЕГЭ по этому предмету (в нашем пересчете школьники должны иметь 4 или 5), сдаваемые школьниками как выпускной экзамен. Казалось бы, что последние изменения должны были резко поднять интерес к вузу и увеличить количество поступающих на все кафедры, но этого не произошло.

### **Анализ изменения числа абитуриентов из договорных школ**

Как видно из графиков, количество абитуриентов, поступающих на кафедру прикладной и компьютерной оптики, было больше в период более простых условий поступления по договору (1997–98 годы). 1999 год, несмотря на изменения условий поступления, также был неплохим, но это легко объясняется некой инертностью школьников, так как договор заключался на два года, и ребята начинали заниматься на кафедре еще по старому договору.

Дальнейший анализ показывает, что наблюдается тенденция к уменьшению количества поступающих по договору, что связано, в первую очередь, с возросшими требованиями к таким абитуриентам, хотя кафедра заинтересована в приеме, прежде всего, именно ребят из договорных школ.

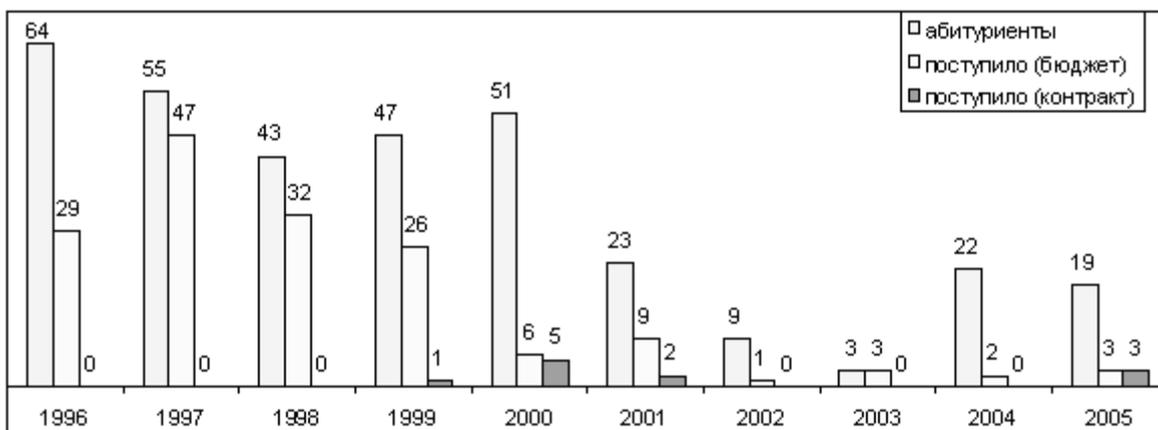


Рис. 1. Изменение числа поступающих из договорных школ

### Целесообразность приема абитуриентов из договорных школ

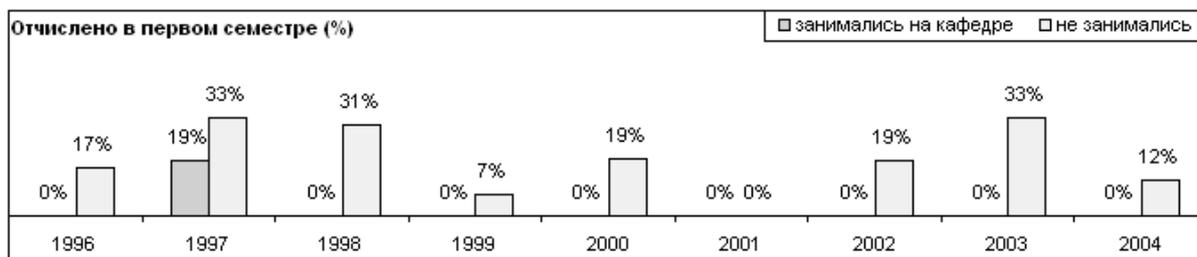


Рис. 2. Количество отчисленных в первом семестре

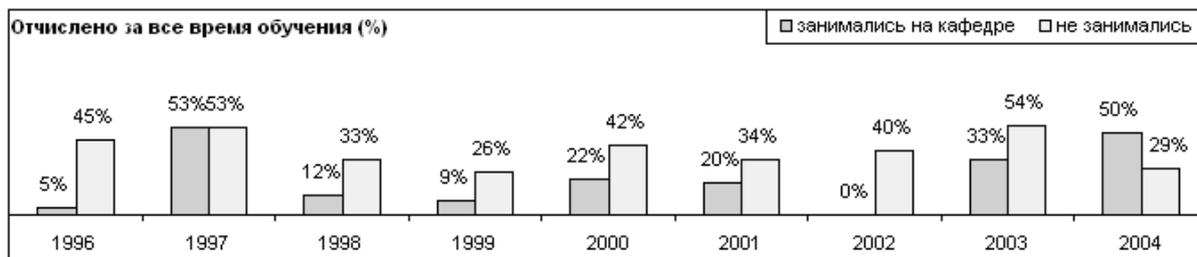


Рис.3. Количество отчисленных за все время обучения

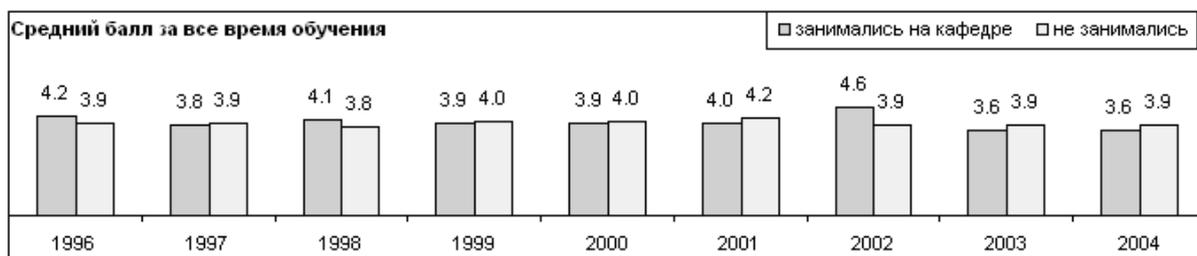


Рис. 4. Средний балл за все время обучения

Большее количество абитуриентов-договорников позволяло кафедре выбирать лучших для себя. Возможность такого выбора, как показывает статистика, приводила к увеличению числа отличников среди студентов наших групп и уменьшению процента отчисленных после первой сессии. Абитуриенты, принявшие условия поступления по

договору, в период обучения быстрее адаптируются к новой среде, так как до поступления в наш Университет они прошли профориентационную подготовку на кафедре и, в той или иной мере, имеют представление о том, чем они будут заниматься в дальнейшем, и о самом процессе обучения в вузе. Такие студенты более расположены к научной работе, которую они могут начинать еще на младших курсах.

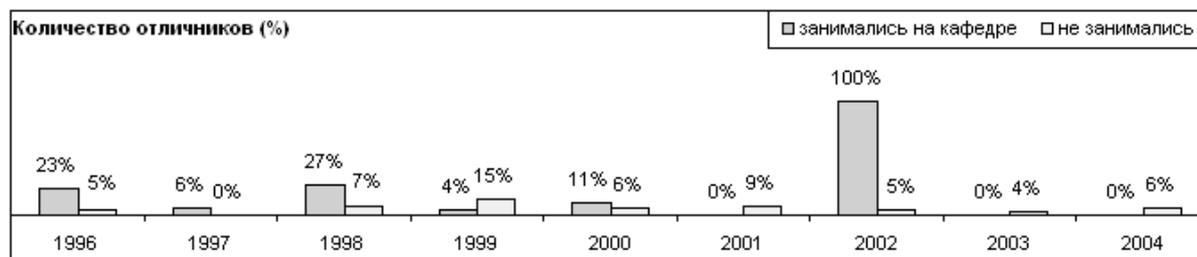


Рис. 5. Количество отличников

### Условия договора, вызывающие сомнение

В настоящее время остается до конца непонятным критерий оценки при переводе результатов испытаний ЕГЭ по русскому языку и олимпиады по физике в результаты вступительных испытаний по договору «Школа–вуз». Так, третья степень в олимпиаде по физике и тройка по ЕГЭ по русскому и литературе не засчитываются в качестве положительного результата в тестировании по этому предмету, хотя оценка «удовлетворительно» всегда считалась положительной оценкой. Хотя, со слов приемной комиссии, уровень тестов, сдаваемых по договору, сравним с уровнем тестов, проходимых для допуска на олимпиаду.

При переводе результатов ЕГЭ по русскому языку из 100-бальной шкалы в 5-бальную пересчет проводится по более жестким таблицам по сравнению со школьными. Зачастую школьники, уверенные в том, что они получили оценку «хорошо», при подаче документов выясняют, что не могут участвовать в договоре и поступать на льготных условиях, так как при вузовском пересчете они получают «удовлетворительно». Также неясно, почему абитуриенты, получившие неудовлетворительную оценку по профильному экзамену, лишаются возможности сдать экзамены в общем потоке. Не очевидно, что уровень заданий профильного экзамена соответствует уровню экзамена общего потока.

При этом в отдельные года проходной балл снижался фактически до 9, и школьники, получившие удовлетворительные оценки по математике, русскому языку или физике, могли бы поступить, но по условию договора они были лишены возможности участвовать в общем конкурсе на наш факультет.

### Заключение

Очевидно, что условия поступления по договору «Школа–вуз» не являются льготными по сравнению с условиями поступления на общих основаниях. Здесь, по сравнению с общим потоком, к школьникам предъявляются более жесткие требования. Таким образом, если вуз заинтересован в увеличении процента абитуриентов из числа договорных школьников Санкт-Петербурга, необходимо пересмотреть условия поступления по договору.

# ВАРИАНТЫ КОМПОЗИЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ С АПЛАНАТИЧЕСКОЙ КОРРЕКЦИЕЙ АБЕРРАЦИЙ

И.А. Белокурова, О.В. Багдасарова, В.А. Зверев, Т.В. Точилина

Рассмотрены условия, при которых коррекцию aberrаций тонкой линзы в видимой и ИК области спектра можно считать апланатической. Те же условия рассмотрены для линзы, одна из поверхностей которой имеет несферическую форму.

Вариант композиции оптической системы, сложность ее конструкции и качество образованного ею изображения определяются назначением оптической системы. Для оптимального построения оптической системы необходимо изучение элементной базы, которую составляют радиусы кривизны поверхностей, расстояния между ними, показатели преломления разделяемых ими сред, форма поверхностей, а также их сочетания.

В простейшем случае оптическая система объектива зрительной трубы состоит из одной бесконечно тонкой линзы в воздухе. Тонкой линзой будем называть линзу, для которой  $\lim_{d \rightarrow 0} h_2 = \lim_{d \rightarrow 0} (h_1 - \alpha d) = h_1$ , т.е. такую, для которой можно принять  $h_2 \approx h_1$ . Для такой линзы при  $\alpha=0$  (плоскость предмета расположена на бесконечно большом расстоянии) и при  $\alpha'=1$  имеем [1]:

$$S_I = h \Sigma P_k = h(P_1 + P_2) = hP,$$

где 
$$P = \frac{\alpha^3 v}{(v-1)^2} + \frac{(1-\alpha)^2}{(1-v)^2} (1-v\alpha) = \frac{1-(2+v)\alpha + (1+2v)\alpha^2}{(1-v)^2}, \quad v = \frac{1}{n}; \quad S_{II} = y \Sigma P_k - J \Sigma W_k,$$

$\Sigma W_k = W_1 + W_2 = W$ , при этом 
$$W = \frac{\alpha^2 v}{v-1} + \frac{1-\alpha}{1-v} (1-v\alpha) = \frac{1-(1+v)\alpha}{1-v}.$$
 Отсюда следует, что

$$\alpha = \frac{1-(1-v)W}{1+v}.$$

Подставив это соотношение в выражение для  $P$ , получаем

$$P = \frac{n+2}{(n+1)^2} n W^2 - \frac{n}{(n+1)^2} W + \frac{n^3}{(n^2-1)^2}. \quad (1)$$

При  $W=0$   $P_0 = \frac{n^3}{(n^2-1)}$ . При  $P=0$

$$W = \frac{1}{2(n+2)} \left[ 1 \pm \sqrt{1 - \frac{4n^2(n+2)}{(n-1)^2}} \right].$$

Легко видеть, что при  $n > 1$  выражение принимает вид  $1 - \frac{4n^2(n+2)}{(n-1)^2} < 0$ , т.е.  $P \neq 0$ .

Взяв производную по  $W$  от уравнения (1) и приравняв ее нулю, получаем:

$$W_{exh} = \frac{1}{2(n+2)}.$$

При этом

$$\alpha_{exh} = \frac{2n+1}{2(n+2)}; \quad P_{exh} = \frac{n(4n-1)}{4(2+n)(n-1)^2}.$$

Легко убедиться, что  $\lim_{n \rightarrow \infty} P_{exh} = 0$ , т.е. чем больше величина  $n$ , тем меньше величина  $P_{exh}$ . При  $\alpha = 0$  величина  $l' = -f' \beta_1 = -f'$ . Тогда  $J = -n' \alpha' f' = -n' f'$ . При  $n' = 1$   $J = -f'$ . Положив  $W=0$ , получаем

$$S_I = f' P_0 = f' \frac{n^3}{(n^2 - 1)}, S_{II} = y P_0 + f' \cdot 0 = y P_0$$

$$S_{III} = \frac{y^2}{f'} P_0 + 2f' \cdot 0 + f'^2 \varphi = \frac{y^2}{f'} P_0 + f',$$

$$S_{IV} = \frac{\varphi}{n} = \frac{1}{nf'}.$$

Положив  $y = 0$  (совместив входной зрачок с такой линзой), получаем

$$S_I = \frac{f'n^3}{(n^2 - 1)^2}, S_{II} = 0, S_{III} = f', S_{IV} = \frac{1}{nf'}.$$

При этом сферическая aberrация третьего порядка в изображении бесконечно удаленной осевой точки равна

$$\delta g' = -\frac{1}{2} S_I \omega'^3 = -\frac{1}{2} f' \frac{n^3}{(n^2 - 1)^2} \omega'^3.$$

Волновая aberrация в изображении точки определяется выражением [2]

$$W = \int_0^{\omega'} (\Delta S' - \Delta') \omega' d\omega',$$

где  $\Delta'$  – смещение плоскости изображения (продольная расфокусировка). При

$\Delta S' = \frac{1}{\omega'} \delta g'$  получаем

$$W = -\frac{1}{2} f' \frac{n^3}{(n^2 - 1)^2} \int_0^{\omega_{kp}} \omega'^2 \omega' d\omega' - \frac{1}{2} \Delta' \omega'^2 = -\frac{1}{8} f' \frac{n^3}{(n^2 - 1)^2} \omega'^4 - \frac{1}{2} \Delta' \omega'^2.$$

Пусть при  $\omega' = \omega'_{kp}$ :  $W = 0$ . Тогда

$$\Delta' = -\frac{1}{4} f' \frac{n^3}{(n^2 - 1)^2} \omega'^2_{kp},$$

и  $W = -\frac{1}{8} f' \frac{n^3}{(n^2 - 1)^2} \omega'^4 + \frac{1}{8} f' \frac{n^3}{(n^2 - 1)^2} \omega'^2_{kp} \omega'^2 = \frac{1}{8} f' \frac{n^3}{(n^2 - 1)^2} (\omega'^2_{kp} - \omega'^2) \omega'^2$ . Отсюда сле-

дует, что при  $\frac{dW}{d\omega'} = 0$  имеем  $\omega'_{exh} = \frac{\sqrt{2}}{2} \omega'_{kp}$ . При этом

$$W_{exh} = -\frac{1}{8} f' \frac{n^3}{(n^2 - 1)^2} (\omega'^2_{kp} - \frac{1}{2} \omega'^2_{kp}) \frac{1}{2} \omega'^2_{kp} = \frac{1}{32} f' \frac{n^3}{(n^2 - 1)^2} \omega'^4_{kp}.$$

Будем считать, что максимальная волновая aberrация в пределах зрачка не превышает  $\frac{\lambda}{4}$ . Тогда при  $W_{exh} \leq \frac{\lambda}{4}$  получаем  $\omega'_{kp} \leq \frac{2}{n} \sqrt[4]{2 \frac{\lambda}{f'} n (n^2 - 1)^2}$ . При этом диафраг-

менное число равно  $r_d \geq \frac{n}{4 \sqrt[4]{2 \frac{\lambda}{f'} n (n^2 - 1)^2}}$ ;  $r_d = \frac{f'}{D} = \frac{1}{2\omega'_{kp}}$ .

$$\text{При } f' = 250 \text{ мм: } r_d \geq \frac{n}{4 \sqrt[4]{125 \frac{\lambda}{n} n (n^2 - 1)^2}}.$$

$$\text{При } f' = 250 \text{ мм и } \lambda = 0,5 \cdot 10^{-3}: r_d \geq \frac{n}{4\sqrt[4]{\frac{0,25}{125} \cdot 10^{-3} n(n^2 - 1)^2}} = \frac{25n}{\sqrt[4]{400n(n^2 - 1)^2}}.$$

Полученная формула определяет минимальное диафрагменное число для бесконечно тонкого компонента. При этом угол параксиального луча с осью при  $W = 0$  равен  $\alpha = \frac{n}{n+1}$ .

В табл. 1 (для бесконечно тонкого компонента) сведены результаты расчета угла  $\alpha$ , образованного первым параксиальным лучом с оптической осью, и диафрагменного числа  $r_d$  в зависимости от показателя преломления  $n$ . Для удобства сравнительного анализа будем считать, что  $f' = 250$  мм для всех линз.

$n$	для видимой области		для ИК области	
	$r_d$	$\alpha$	$r_d$	$\alpha$
1,5	6,777	0,6	3,811	0,6
1,75	5,923	0,636	–	–
2,0	5,428	0,667	3,052	0,667
2,25	5,095	0,692	–	–
2,5	4,851	0,714	2,728	0,714
2,75	4,66	0,733	–	–
3,0	4,505	0,75	2,534	0,75
3,25	4,376	0,765	–	–
3,5	4,265	0,778	2,389	0,778
3,75	4,168	0,789	–	–
4,0	4,085	0,8	2,296	0,8
4,5	–	–	2,214	0,818
5,0	–	–	2,146	0,833

Таблица 1. Зависимость  $\alpha(n)$  и  $r_d(n)$

При  $\lambda = 5 \cdot 10^{-3}$

$$r_d \geq \frac{n}{4\sqrt[4]{\frac{5}{125} \cdot 10^{-3} n(n^2 - 1)^2}} = \frac{n}{4\sqrt[4]{0,4 \cdot 10^{-4} n(n^2 - 1)^2}} = \frac{2,5n}{\sqrt[4]{0,4n(n^2 - 1)^2}}.$$

Поскольку расчет был выполнен для бесконечно тонких компонентов, вполне очевидно, что для линз с конечной толщиной результаты расчета будут отличаться. Тогда, воспользовавшись программным комплексом SARO, мы можем рассчитать линзу конечной толщины.

В табл. 2 сведены результаты расчета одиночной линзы конечной толщины, имеющей различный показатель преломления, а также различные диафрагменные числа, соответствующие этим показателям преломления.

Также будем придерживаться условия, что волновая aberrация не должна превышать критерий  $\frac{\lambda}{4}$ . Хорошо видно, что относительное отверстие и светосила линзы увеличивается по мере роста показателя преломления, при  $n = 1,5$  относительное отверстие равно 1:9, а при  $n = 4$  относительное отверстие равно 1:6.

$n$	для видимой области	для ИК области
	$r_d$	$r_d$
1,5	9,39	5,31
1,75	8,21	–
2	7,52	4,24
2,25	7,06	–
2,5	6,72	3,79
2,75	6,46	–
3	6,24	3,52
3,25	6,06	–
3,5	5,9	3,33
3,75	5,77	–
4	5,65	3,19
4,5	–	3,08
5	–	2,99

Таблица 2. Зависимость  $r_d(n)$

Здесь прослеживается та же тенденция, что и для видимой области, при  $n = 1,5$  относительное отверстие 1:5, при  $n = 5$  относительное отверстие 1:3. Однако, как видно, при переходе в ИК область относительное отверстие может быть увеличено. Например, при  $n = 2$  относительное отверстие, в видимой области 1:7, а в ИК области 1:4.

В общем случае для исправления сферической аберрации можно, например, первую сферическую поверхность заменить несферической поверхностью вращения второго порядка. При этом

$$P = P_1 + B_1 + P_2 = \frac{1 - (2 + \nu)\alpha + (1 + 2\nu)\alpha^2}{(1 - \nu)^2} + \sigma_1 \frac{\alpha^3}{\nu(1 - \nu)^2}.$$

Из условия  $P=0$  находим

$$\sigma_1 = -\frac{\nu - \nu(2 + \nu)\alpha + \nu(1 + 2\nu)\alpha^2}{\alpha^3} = -\frac{n - (2n + 1)\alpha + (n + 2)\alpha^2}{n^2\alpha^3}.$$

При  $W=0$   $\alpha = \frac{n}{1+n}$ . При этом

$$\sigma_1 = -\frac{(1+n)^3}{n^4} + \frac{(2n+1)(1+n)^2}{n^2} - \frac{n+2}{n^2} \frac{1+n}{n} = \frac{1}{n^3}(1 + 2n + n^2 - n^2 - 2n - n - 2) = -\frac{1+n}{n^3}.$$

Итак, изображение образованное тонкой линзой, первая поверхность которой – эллипсоид вращения, а вторая поверхность – сферическая, имеет апланатическую коррекцию аберраций. При этом имеем:

$$S_I = 0,$$

$$S_{II} = 0,$$

$$S_{III} = f'^2 \varphi = f',$$

$$S_{IV} = \frac{\varphi}{n} = \frac{1}{nf'}.$$

При асферизации одной из поверхностей одиночной линзы можно добиться еще большего увеличения относительного отверстия. Придерживаясь алгоритма, приведенного выше для расчета одиночной линзы со сферическими поверхностями, рассчитаем одиночную линзу, у которой первая поверхность – асферическая. Полученные результаты сведены в табл. 3.

$n$	для видимой области	для ИК области
	$r_d$	$r_d$
1,5	2,671	1,791
1,75	2,073	–
2	1,729	1,194
2,25	1,502	–
2,5	1,338	0,923
2,75	1,214	–
3	1,116	0,783
3,25	1,035	–
3,5	0,966	0,685
3,75	0,909	–
4	0,86	0,616
4,5	–	0,562
5	–	0,52

Таблица 3. Зависимость  $r_d(n)$

Таким образом, мы можем видеть, что в видимой области можно добиться относительного отверстия 1:0,9, тогда как при сферических поверхностях только 1:6.; в ИК области 1:0,5, тогда как при сферических поверхностях только 1:3. Для наглядности результаты всех этих расчетов отражены графически (рис. 1, 2).

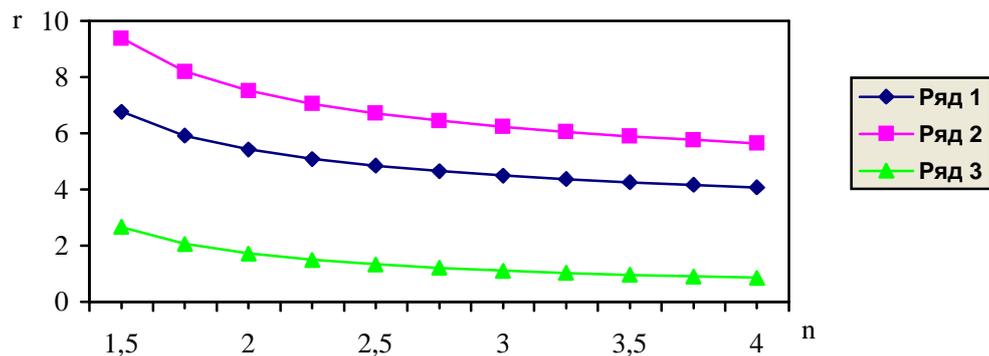


Рис. 1. Зависимость показателя преломления от диафрагменного числа в видимой области

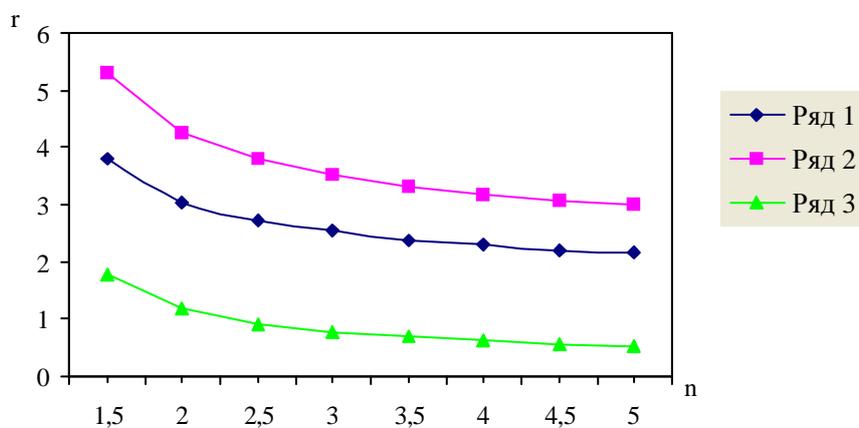


Рис. 2. Зависимость показателя преломления от диафрагменного числа в ИК области

Здесь ряд 1 – диафрагменное число для бесконечно тонких компонентов; ряд 2 – диафрагменное число для линз со сферическими поверхностями; ряд 3 – диафрагменное число для линз с асферическими поверхностями.

Таким образом, при технологической возможности изготовления и незначительной роли хроматизма можно использовать простую одиночную линзу с асферическими поверхностями.

Мы исследовали, как изменяется относительное отверстие в зависимости от изменения показателя преломления при сохранении для всех линз фокусного расстояния 250 мм. Теперь рассмотрим, как изменяется относительное отверстие при изменении фокусного расстояния. Возьмем диапазон изменения фокусного расстояния от 1000 мм до 1 мм. Как и раньше, будем учитывать, что волновая aberrация не должна превышать  $\lambda/4$ . Результаты исследований отражены в табл. 4 и на рис. 3.

$f'$ , мм	$r_d$
1000	12,346
750	11,503
500	10,373
250	8,741
100	6,954
75	6,477
50	5,869
25	4,941
10	3,937
1	3,342

Таблица 4. Зависимость  $r_d(f')$

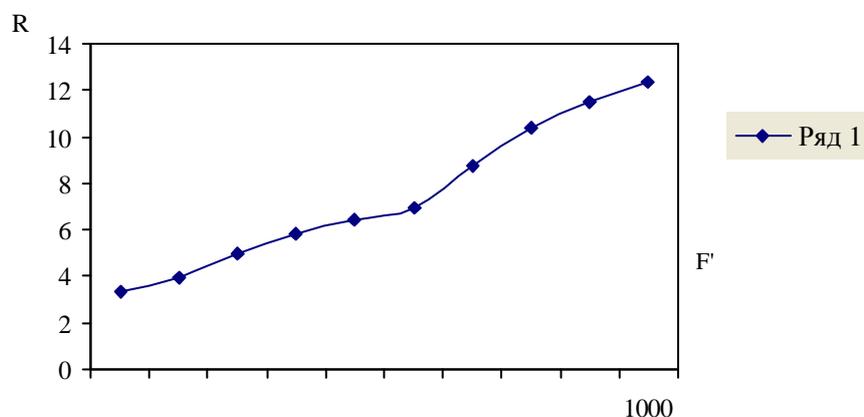


Рис. 3. Зависимость относительного отверстия от фокусного расстояния

Хорошо видно, что чем меньше фокусное расстояние, тем больше относительное отверстие линзы. Так, при  $f'=1$  мм можно получить относительное отверстие 1:3. Такие короткофокусные светосильные объективы могут быть использованы для записи информации на компакт-диск.

При необходимости исправления хроматизма приходится усложнять систему. Так появляется двухлинзовый склеенный объектив, где существует дополнительный радиус склейки для исправления хроматических aberrаций. При расчете таких объективов можно воспользоваться методом, предложенным Г.Г. Слюсаревым [1]. Расчет всех объективов производится с одинаковыми параметрами  $f' = 250$ ,  $1:5$ ,  $2\beta = 6'36'$ . Рассчитав

двухлинзовый склеенный объектив со сферическими поверхностями, получаем, что максимальная волновая aberrация в пределах зрачка составляет  $-0,102$ . В тех случаях, когда требуется получить относительное отверстие большее, чем то, которое может дать двухлинзовый склеенный объектив, применяют систему состоящую из двух одинаковых склеенных объективов, поставленных вплотную друг к другу, или комбинацию двухлинзового склеенного компонента с простой положительной линзой. Здесь возможно исправление комы, сферической и хроматической aberrаций. Рассчитав такую систему из двух одинаковых склеенных объективов, получаем, что максимальная волновая aberrация в пределах зрачка составляет  $0,0059$ , а кома  $0$ . При расчете объектива, состоящего из двухлинзового склеенного компонента с простой положительной линзой, получаем, что максимальная волновая aberrация в пределах зрачка составляет  $0,0032$ , а кома  $0$ .

Использование той или иной системы обусловлено рядом требований – как экономических, так и технологических. Например, если есть возможность изготовления линзы с асферическими поверхностями и требуется как можно более простая конструкция, вполне можно воспользоваться объективом, состоящим из простой одиночной линзы с асферическими поверхностями. Когда нет необходимости использовать светосильную систему, возможно использование такой же одиночной линзы со сферическими поверхностями.

### Литература

1. Слюсарев Г.Г. Методы расчета оптических систем. Л.: Машиностроение, 1969. 672 с.
2. Чуриловский В.Н. Теория оптических приборов. М.-Л.: Машиностроение, 1966. 564 с.

# УНИВЕРСАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО СИНТЕЗА ЦЕНТРИРОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ В ГАУССОВОЙ ОБЛАСТИ

А.В. Иванов

В статье описана математическая модель оптической системы на основе полилинейных функций, предназначенная для автоматизации параметрического синтеза в гауссовой области. Модель отличается универсальностью, простотой и позволяет практически полностью автоматизировать процесс составления модельных уравнений и неравенств.

Габаритный расчет, или параметрический синтез, оптической системы в гауссовой области является важным и ответственным этапом ее проектирования [1]. Данный этап состоит в определении ряда параметров схемы, таких как оптические силы компонентов, расстояния между ними, положение предмета и входного зрачка, исходя из требуемых значений параксиальных характеристик системы или ее части. Для достижения общности термин «параксиальные» мы будем здесь и далее применять условно ко всем функциям, которые получаются расчетом нулевых лучей [2] либо вообще не требуют расчета никаких лучей, т.е. выражаются непосредственно через параметры (в этом смысле, например, характеристика длины вдоль оптической оси и отдельные коэффициенты aberrаций низших порядков – кривизны Петцваля, хроматизма положения системы тонких линз – также являются параксиальными).

С позиций формального подхода к параметрическому синтезу мы будем сводить задачу габаритного расчета к проблеме составления и решения систем уравнений и неравенств вида

$$\begin{cases} N_1(\mathbf{X}) = N_1^* \\ N_2^{\min} \leq N_2(\mathbf{X}) \leq N_2^{\max} \end{cases}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{X}$  – вектор независимых переменных;  $N_1(\mathbf{X}), N_2(\mathbf{X})$  – векторы параксиальных функций оптической системы (или ее части),  $N_1^*, N_2^{\min}, N_2^{\max}$  – известные векторы целевых значений и ограничений.

Несмотря на кажущуюся простоту, указанная проблема до сих пор не решена универсальным образом с использованием средств автоматизации. Для этого существуют, по крайней мере, две причины.

Первая причина состоит в том, что выражения для параксиальных функций зависят от структуры оптической системы и способа отбора параметров. Поясним сказанное на примере. Известно, что задний фокальный отрезок системы двух бесконечно тонких компонентов  $s'_F$ , связан с оптическими силами компонентов  $\varphi_1, \varphi_2$  и расстоянием между ними  $d$  следующим образом:

$$s'_F = \frac{1 - \varphi_1 d}{\varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_1 \varphi_2 d}.$$

Если в качестве переменной  $x$  выбрать оптическую силу первого компонента, то функция заднего фокального отрезка имеет вид

$$s'_F(x) = \frac{a_1 + a_2 x}{a_3 + a_4 x},$$

где  $a_1 = 1$ ;  $a_2 = -d$ ;  $a_3 = \varphi_2$ ;  $a_4 = 1 - \varphi_2 d$ . Если же в качестве переменной взять оптическую силу второго компонента, то выражение для функции изменяется:

$$s'_{F'}(x) = \frac{b_1}{b_2 + b_3 x},$$

где  $b_1 = 1 - \varphi_1 d$ ;  $b_2 = \varphi_1$ ;  $b_3 = 1 - \varphi_1 d$ . Понятно, что если использовать в качестве параметра расстояние между компонентами либо ввести в систему еще один компонент, то значения коэффициентов дробно-линейной функции  $s'_{F'}(x)$  вновь станут другими. Поэтому, ввиду огромного многообразия возможных вариантов структуры и способов выбора переменных, уравнения типа (1) практически всегда составляются конструктором «вручную», под конкретную схему и набор параметров.

Вторая причина низкого уровня формализации и автоматизации процедуры габаритного расчета оптических систем связана с тем, что  $\mathbf{N}_1(\mathbf{X})$ ,  $\mathbf{N}_2(\mathbf{X})$ , как правило, представляют собой дробно-рациональные функции или полиномы нескольких переменных, вследствие чего уравнения и неравенства (1) являются нелинейными и с трудом поддаются решению. Для нахождения корней обычно пытаются одни переменные выразить через другие, использовать подстановки или другие аналогичные приемы. Однако эти операции трудно формализуемы и, кроме того, не могут быть применены к любым типам уравнений.

К счастью, обе сформулированные проблемы могут быть успешно решены за счет использования особых свойств, присущих функциям координат нулевых лучей от параметров  $\mathbf{X}$ . Как доказано автором в работе [3], выходные координаты нулевых лучей представляют собой полилинейные функции [4]:

$$\left\{ \begin{array}{l} y'(x_1, x_2, \dots, x_n) = a_0 + \sum_{i=1}^n a_i x_i + \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n a_{ij} x_i x_j + \\ + \sum_{i=1}^{n-2} \sum_{j=i+1}^{n-1} \sum_{k=j+1}^n a_{ijk} x_i x_j x_k + \dots + a_{123\dots n} x_1 x_2 \dots x_n \\ V'(x_1, x_2, \dots, x_n) = b_0 + \sum_{i=1}^n b_i x_i + \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n b_{ij} x_i x_j + \\ + \sum_{i=1}^{n-2} \sum_{j=i+1}^{n-1} \sum_{k=j+1}^n b_{ijk} x_i x_j x_k + \dots + b_{123\dots n} x_1 x_2 \dots x_n \end{array} \right. , \quad (2)$$

где  $x_1, x_2, \dots, x_n$  – переменные оптические силы, промежутки, расстояния до предмета и входного зрачка;  $a_0, a_1, a_2, \dots, a_n, a_{12}, \dots, a_{12\dots n}, b_0, b_1, b_2, \dots, b_n, b_{12}, \dots, b_{12\dots n}$  – постоянные коэффициенты;  $n$  – количество параметров;  $y'$  – высота нулевого луча на произвольной поверхности;  $V'$  – оптический направляющий косинус нулевого луча – произведение показателя преломления соответствующей среды и угла наклона к оптической оси после произвольной поверхности. Следует подчеркнуть, что формальный вид полилинейных функций (2) является универсальным (за исключением систем со связанными параметрами), зависящим только от числа переменных. Структура оптической системы и выбор конкретных параметров влияют не на форму, а на числовые значения коэффициентов указанных функций.

Если система содержит бесконечно тонкие компоненты, модель (2) не изменяется, но варьируемые параметры и коэффициенты могут получить иной смысл. В частности, в качестве переменных при габаритно-силовом синтезе удобно использовать оптические силы тонких компонентов (суммы оптических сил входящих в них поверхностей). Сохранение модели при этом обеспечено свойствами элементарных матриц переноса и преломления [5].

Полилинейность функций выходных координат нулевых лучей позволяет привести практически все широко используемые параксиальные уравнения, входящие в (1), к обобщенному виду:

$$f(\mathbf{X}) = f(x_1, x_2, \dots, x_n) = c_0 + \sum_{i=1}^n c_i x_i + \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n c_{ij} x_i x_j + \sum_{i=1}^{n-2} \sum_{j=i+1}^{n-1} \sum_{k=j+1}^n c_{ijk} x_i x_j x_k + \dots + c_{123\dots n} x_1 x_2 \dots x_n = 0 \quad (3)$$

где:  $f(\mathbf{X})$  – полилинейная функция  $n$  переменных;  $\mathbf{X}$  – вектор варьируемых параметров  $x_1, x_2, \dots, x_n$ ;  $c_0, c_1, c_2, \dots, c_n, c_{12}, \dots, c_{12\dots n}$  – коэффициенты полилинейной функции.

Рассмотрим конкретные варианты (типы) преобразований известных параксиальных уравнений к виду (3).

1. Исходное уравнение представляет собой равенство заданному значению координаты нулевого луча (линейной либо угловой) для какой-либо поверхности.

В этом случае преобразования к виду (3) тривиальны. Наглядным примером может служить уравнение оптической силы. Пусть, скажем, требуется, чтобы оптическая сила системы или ее части  $\varphi(\mathbf{X})$  была бы равна заданному значению  $\varphi^*$ , т.е.  $\varphi(\mathbf{X}) - \varphi^* = 0$ . Положим  $y=1, V=0$  для первой поверхности. Тогда оптическая сила системы или ее части равна  $\varphi(\mathbf{X}) = V'(\mathbf{X})$ . Согласно (2) функция  $V'$  полилинейна, следовательно, функция  $f(\mathbf{X}) = \varphi(\mathbf{X}) - \varphi^*$  также полилинейна.

Другими примерами аналогичных уравнений могут служить уравнения для обеспечения телецентрического хода главного луча, совпадения с заданной поверхностью промежуточного изображения или выходного зрачка.

2. Исходное уравнение представляет собой равенство заданному значению алгебраической суммы координат нулевых лучей.

Очевидно, что сложение нескольких полилинейных функций одних и тех же переменных дает в результате полилинейную функцию (с коэффициентами, равными алгебраической сумме исходных коэффициентов соответствующих мономов). Этот факт обеспечивает возможность преобразования исходной формы к виду (3).

Примером уравнений данного типа являются функциональные равенства поперечных габаритов поверхностей, размеров промежуточных изображений, апертур.

3. Исходное уравнение задает равенство требуемому значению линейной комбинации параметров.

Линейная форма представляет собой частный случай полилинейной, и преобразования исходного уравнения к виду (3) являются тривиальными.

К уравнениям данного типа относятся, например, требования устранения кривизны Петцваля, хроматизма положения в системе тонких линз, условия для обеспечения заданных продольных габаритов (или длины) линзовых и зеркально-линзовых блоков.

Пусть, скажем, требуется, чтобы расстояние между первой и последней поверхностями линзовой системы  $l$  было равно  $l^*$ . В этом случае имеем:  $l(\mathbf{X}) = \sum_{i=1}^{s-1} x_i$ , где  $s$  – количество оптических поверхностей,  $x_i$  – расстояния вдоль оптической оси между поверхностями  $i$  и  $(i+1)$ . Очевидно, что  $f(\mathbf{X}) = l(\mathbf{X}) - l^*$  есть линейная функция и отвечает форме (3).

4. Исходное уравнение представляет собой равенство заданному значению отношения координат нулевых лучей.

Если в знаменателе дроби находится входная (известная) координата, то исходное уравнение преобразуется к виду (3) подобно уравнениям первого типа.

Если в знаменателе дроби находится выходная координата, то, умножая на нее обе части равенства и приводя подобные члены, получим уравнение в виде (3).

К равенствам данного типа относятся уравнения, обеспечивающие заданное положение изображения или выходного зрачка относительно последней поверхности системы, требуемые значения поперечного и углового увеличения, заднего фокусного расстояния, относительного центрального экранирования в осевом пучке и другие.

Потребуем, например, чтобы поперечное увеличение  $\theta(\mathbf{X})$  репродукционной системы было равно  $\theta^*$ . Это означает, что  $V/V' = \theta^*$ , или  $V - V'\theta^* = 0$  ( $y=0$ ,  $V=1$  для поверхности предмета; предмет и изображение в воздухе). Поскольку  $V'(\mathbf{X})$  есть полилинейная функция, то  $f(\mathbf{X}) = V - V'(\mathbf{X})\theta^*$  также есть полилинейная функция.

Пусть далее необходимо, чтобы расстояние  $s'$  от последней поверхности системы до плоскости Гаусса было равно  $s'^*$ . Чтобы обеспечить это условие, положим  $y=0$ ,  $V=1$  для плоскости предмета. Тогда  $s' = y'/V'$  для последней оптической поверхности, откуда получаем уравнение  $s'^*V' - y' = 0$ . Функция  $f(\mathbf{X}) = s'^*V'(\mathbf{X}) - y'(\mathbf{X})$  является полилинейной как линейная комбинация полилинейных функций.

5. Исходное уравнение устанавливает соответствие заданному значению взвешенной суммы параметров и отношения координат нулевых лучей.

Подобные уравнения преобразуются к виду (3) только при соблюдении определенных условий. Таковыми могут являться: использование неполного набора параметров; введение дополнительных переменных; использование комбинаций уравнений; возможность изменения типа уравнений. Проиллюстрируем сказанное на следующем примере.

Пусть требуется обеспечить заданное расстояние от предмета до изображения, которое складывается из расстояния от первой поверхности до предмета, собственной длины системы и расстояния до изображения от последней поверхности. Если рассматривать последнее как дробь  $s' = y'/V'$  (см. четвертый тип преобразований), то исходное уравнение в общем случае не может быть приведено к полилинейному виду, поскольку длина оптической системы и знаменатель дроби зависят от одних и тех же параметров (осевых промежутков). Для получения уравнения (или уравнений) в виде (3) можно воспользоваться следующими приемами:

- использовать в качестве параметров только оптические силы;
- определить в системе два параметра, одним из которых является расстояние до изображения от последней поверхности, и потребовать, чтобы первый (апертурный) нулевой луч пересекал плоскость изображения на нулевой высоте, а сумма осевых расстояний между поверхностями, включая предмет и изображение, была равна заданной (в этом случае вместо одного полилинейного уравнения образуются сразу два);
- задать дополнительное условие для обеспечения равенства поперечного увеличения системы заданному значению ( $\theta^*$ ) и заменить функцию  $V'$  в выражении для  $s'$  на константу  $V/\theta^*$  (здесь также формируются два полилинейных уравнения);
- задать дополнительно величину поперечного увеличения системы, направить из осевых точек предмета и изображения два нулевых луча навстречу друг другу (с согласованными по увеличению углами наклона к оптической оси) и обеспечить их «стыковку» (равенство линейных и угловых координат) внутри системы посредством двух полилинейных уравнений.

Продемонстрированные пять типов преобразований наглядно показывают, что подавляющее большинство параксиальных уравнений без особых трудозатрат и вмешательства конструктора оптической системы может быть представлено в общей форме (3). Аналогичным образом выполняется преобразование неравенств, входящих в (1)

(заметим, что при этом отдельные неравенства могут приводить к совокупности систем полилинейных неравенств).

Таким образом, система (1) приводится к виду:

$$\begin{cases} f_i(\mathbf{X}) = 0 & i = 1, 2, \dots, p \\ f_j(\mathbf{X}) \geq 0 & j = p + 1, p + 2, \dots, m, \end{cases} \quad (4)$$

где все функции являются полилинейными.

Универсальность и математические свойства полученной модели порождают возможность полной автоматизации процесса вычисления коэффициентов при неизвестных путем применения простейшего алгоритма. С целью его построения заметим, что численные значения любого из многочленов  $f(\mathbf{X})$  при любых фиксированных величинах параметров могут быть найдены посредством прямого расчета нулевых лучей (либо использования матрицы Гаусса системы) и выполнения ряда элементарных арифметических операций. Это позволяет применить для вычисления неизвестных  $c_0, c_1, c_2, \dots, c_n, c_{12}, \dots, c_{12\dots n}$  метод неопределенных коэффициентов, являющийся своеобразной разновидностью интерполяции [6]. Полилинейные свойства  $f(\mathbf{X})$  подсказывают при этом оптимальный по трудоемкости и точности выбор узлов как комбинаций нулевых и единичных значений переменных.

Рассмотрим основные принципы работы алгоритма интерполяции.

А. Положим  $x_i = 0$  для всех индексов  $i$  и вычислим  $f(\mathbf{X})$  с помощью прямой трассировки нулевых лучей. Тогда коэффициент  $c_0$  равен значению функции.

В. Для каждого  $i$  от 1 до  $n$  положим  $x_i = 1$  и  $x_l = 0$  для всех индексов  $l, l \neq i$ , и вычислим  $f(\mathbf{X})$ . Коэффициент  $c_i$  может быть определен как разность между значением функции и  $c_0$ .

С. Для каждого  $i$  от 1 до  $(n - 1)$  и  $j$  от  $(i + 1)$  до  $n$  положим  $x_i = 1, x_j = 1, x_l = 0$  для всех индексов  $l, l \neq i, l \neq j$  и вычислим  $f(\mathbf{X})$ . Коэффициент  $c_{ij}$  может быть вычислен через значение функции,  $c_0, c_i, c_j$ .

Д. И так далее, вплоть до нахождения всех коэффициентов.

В качестве иллюстрации работы метода рассмотрим следующий пример. Пусть требуется рассчитать в гауссовой области панкратический объектив с механической компенсацией, имеющий перепад фокусного расстояния от 10 до 160 мм, задний фокальный отрезок - 37 мм. Предмет располагается в бесконечности.

Выберем за основу для синтеза схему, содержащую 4 компонента, из которых два «внутренних» являются подвижными. Синтез будем осуществлять, исходя из заданного положения компонентов в крайних состояниях. Осевые расстояния заимствуем из работы [7]:

$f'$	$d_1$	$d_2$	$d_3$
10	15	92	68
160	97	19	59

Таблица 1. Исходные осевые расстояния между компонентами для синтеза вариообъектива

В качестве переменных будем использовать оптические силы компонентов. Для нахождения неизвестных составим и приведем к полилинейной форме систему четырех уравнений, обеспечивающих требуемую оптическую силу и задний фокальный отрезок объектива в двух крайних состояниях. Для этого первоначально примем все оптические силы равными нулю и осуществим расчет нулевых лучей в двух состояниях объектива,

принимая угол в пространстве предметов равным нулю, а высоту на первой поверхности равной 1. По координатам лучей на выходе из системы несложно определить значения полилинейных функций вида

$$f_1(x_1, x_2, x_3, x_4) = V'(x_1, x_2, x_3, x_4) - V'*,$$

$$f_2(x_1, x_2, x_3, x_4) = s'*V'(x_1, x_2, x_3, x_4) - y'(x_1, x_2, x_3, x_4)$$

Полученные значения непосредственно определяют свободные члены полилинейных функций (коэффициенты типа  $c_0$  в (3)). Далее присвоим единичное значение оптической силе первого компонента, сохраняя силы остальных компонентов равными нулю. Выполнив расчет  $f_1(x_1, x_2, x_3, x_4)$ ,  $f_2(x_1, x_2, x_3, x_4)$ , несложно найти коэффициенты при переменной  $x_1$  как разности значений функции и свободного члена. Продолжая подобным образом, приходим к следующей системе уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} -0.1 + x_1 + x_2 + x_3 + x_4 - 15x_1x_2 - 107x_1x_3 - 175x_1x_4 - 92x_2x_3 - \\ - 160x_2x_4 - 68x_3x_4 + 1380x_1x_2x_3 + 2400x_1x_2x_4 + \\ + 7276x_1x_3x_4 + 6256x_2x_3x_4 - 93840x_1x_2x_3x_4 = 0 \\ -0.00625 + x_1 + x_2 + x_3 + x_4 - 97x_1x_2 - 116x_1x_3 - 175x_1x_4 - 19x_2x_3 - \\ - 78x_2x_4 - 59x_3x_4 + 1843x_1x_2x_3 + 7566x_1x_2x_4 + \\ + 6844x_1x_3x_4 + 1121x_2x_3x_4 - 108737x_1x_2x_3x_4 = 0 \\ 1 - 212x_1 - 197x_2 - 105x_3 - 37x_4 + 2955x_1x_2 + 11235x_1x_3 + \\ + 6475x_1x_4 + 9660x_2x_3 + 5920x_2x_4 + 2516x_3x_4 - 144900x_1x_2x_3 - \\ - 88800x_1x_2x_4 - 269212x_1x_3x_4 - 231472x_2x_3x_4 + 3472080x_1x_2x_3x_4 = 0 \\ 1 - 212x_1 - 115x_2 - 96x_3 - 37x_4 + 11155x_1x_2 + 11136x_1x_3 + \\ + 6475x_1x_4 + 1824x_2x_3 + 2886x_2x_4 + 2183x_3x_4 - 176928x_1x_2x_3 - \\ - 279942x_1x_2x_4 - 253228x_1x_3x_4 - 41477x_2x_3x_4 + 4023269x_1x_2x_3x_4 = 0 \end{array} \right.$$

При этом все коэффициенты при переменных находятся в автоматическом режиме только лишь путем многократного расчета оптической силы и заднего отрезка при изменении узлов интерполяции.

Приведенный пример демонстрирует высокую эффективность предложенной модели оптической системы и метода ее построения.

### Литература

1. Русинов М.М. Габаритные расчеты оптических систем. М.: Госгеолтехиздат, 1963. 400 с.
2. Чуриловский В.Н. Теория оптических приборов. Л.: Машиностроение, 1966. 546 с.
3. Ivanov Andrey V. Generalized method for first-order lens layout // Proc. SPIE, vol. 3780, 1999, p. 199-206.
4. Бурбаки Н. Алгебраические структуры. Линейная и полилинейная алгебра. М.: Физматгиз, 1962. 516 с.
5. Родионов С.А. Автоматизация проектирования оптических систем. Л.: Машиностроение, 1982. 270 с.
6. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов. М.: Наука, 1986. 544 с.
7. Kryszczyński T. Analysis of four-component zoom systems with mechanical compensation. Warsaw: SPIE Polish chapter, 1996. 84 p.

## НАШИ АВТОРЫ

---

**Абдалова Екатерина Владимировна** – студентка кафедры прикладной и компьютерной оптики

**Андреев Лев Николаевич** – доктор технических наук, профессор кафедры прикладной и компьютерной оптики

**Андреев Сергей Викторович** – кандидат технических наук, доцент кафедры оптических технологий

**Андреева Наталья Владимировна** – аспирант кафедры фотоники и оптоинформатики

**Андреева Ольга Владимировна** – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры фотоники и оптоинформатики

**Анисимов Андрей Геннадьевич** – студент кафедры оптико-электронных приборов и систем

**Араканцев Константин Геннадьевич** – техник кафедры оптико-электронных приборов и систем

**Асеев Владимир Анатольевич** – научный сотрудник НИИ «Оптоинформатика»

**Багдасарова Ольга Васильевна** – кандидат технических наук, доцент кафедры прикладной и компьютерной оптики

**Балтийский Сергей Андреевич** – студент кафедры компьютерных технологий

**Бандюк Ольга Васильевна** – научный сотрудник ЦИОТ СПбГУ ИТМО

**Бахтин Михаил Александрович** – аспирант кафедры фотоники и оптоинформатики

**Белокурова Ирина Александровна** – аспирант кафедры прикладной и компьютерной оптики

**Берковский Андрей Николаевич** – аспирант кафедры фотоники и оптоинформатики

**Беспалов Виктор Георгиевич** – доктор физико-математических наук, профессор кафедры фотоники и оптоинформатики

**Бехтерев Александр Николаевич** – кандидат физико-математических наук, профессор Магнитогорского государственного университета

**Богатинский Егор Маркович** – магистрант кафедры электроники

**Бурбаев Амир Маруанович** – доцент кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов

**Васильев Владимир Николаевич** – доктор технических наук, профессор, ректор

**Волкова Мария Анатольевна** – аспирант кафедры оптико-электронных приборов и систем

**Воронина Елена Александровна** – студентка кафедры проектирования компьютерных систем

**Гаврилина Ольга Алексеевна** – аспирант кафедры прикладной и компьютерной оптики

**Голодкова Ирина Олеговна** – студентка кафедры прикладной и компьютерной оптики

**Горбачев Алексей Александрович** – младший научный сотрудник кафедры оптико-электронных приборов и систем

**Городецкий Андрей Александрович** – инженер ЦИОТ СПбГУ ИТМО

**Грязин Геннадий Николаевич** – доктор технических наук, профессор кафедры оптико-электронных приборов и систем

**Губанов Константин Олегович** – студент кафедры оптоэлектронных технологий и материалов

**Губанова Людмила Александровна** – кандидат технических наук, доцент кафедры оптических технологий

**Гуров Игорь Петрович** – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой компьютерной фотоники

**Домненко Виталий Михайлович** – кандидат технических наук, доцент кафедры прикладной и компьютерной оптики

**Егоров Анатолий Геннадьевич** – аспирант кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов

**Егоров Геннадий Васильевич** – доцент кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов

**Ежова Ксения Викторовна** – аспирант кафедры прикладной и компьютерной оптики

**Ермолаева Елена Вячеславовна** – аспирантка кафедры фотоники и оптоинформатики

**Жукова Марина Николаевна** – студентка кафедры оптоинформационных технологий и материалов

**Захаров Алексей Сергеевич** – аспирант кафедры компьютерной фотоники

**Зацепина Ирина Евгеньевна** – студентка кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов

**Зверев Виктор Алексеевич** – доктор технических наук, профессор кафедры прикладной и компьютерной оптики

**Златов Андрей Сергеевич** – студент

**Золотарев Владимир Михайлович** – доктор физико-математических наук, профессор кафедры компьютерной фотоники

**Иванов Андрей Викторович** – кандидат технических наук, проректор

**Иванов Александр Николаевич** – аспирант кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов

**Иванова Татьяна Владимировна** – кандидат технических наук, доцент кафедры прикладной и компьютерной оптики

**Игнатьев Александр Иванович** – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой оптоинформационных технологий и оптики

**Карасев Никита Николаевич** – кандидат технических наук, доцент кафедры оптических технологий

**Карпова Галина Васильевна** – кандидат технических наук, доцент кафедры прикладной и компьютерной оптики

**Каряев Константин Викторович** – аспирант кафедры оптических технологий

**Киселев Алексей Сергеевич** – студент кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов

**Киселев Андрей Сергеевич** – студент кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов

**Козлов Сергей Аркадьевич** – доктор физико-математических наук, профессор, декан факультета фотоники и оптоинформатики

**Козлова Александра Васильевна** – студентка кафедры прикладной и компьютерной оптики

**Коротаев Валерий Викторович** – доктор технических наук, профессор кафедры оптико-электронных приборов и систем

**Краснящих Андрей Владимирович** – кандидат технических наук, доцент кафедры оптико-электронных приборов и систем

**Кривоустова Екатерина Всеволодовна** – доцент кафедры прикладной и компьютерной оптики

**Кривошеева Елена Владимировна** – студентка кафедры прикладной и компьютерной оптики

**Кручинина Нонна Иосифовна** – кандидат технических наук, доцент кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов

**Крылов Виталий Николаевич** – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, доцент кафедры оптоинформатики

**Кулагин Вячеслав Сергеевич** – кандидат технических наук, профессор кафедры электроники, декан ФВиЗО

**Кушнарченко Александр Павлович** – аспирант физико-химической лаборатории Швейцарского технологического института (Цюрих, Швейцария).

**Латыев Святослав Михайлович** – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой компьютеризации и проектирования оптических приборов

**Лебедько Евгений Георгиевич** – доктор технических наук, профессор кафедры оптико-электронных приборов и систем

**Лопатухина Анна Давидовна** – студентка кафедры компьютерных технологий

**Маколкина Евгения Николаевна** – аспирантка кафедры оптоинформационных технологий и материалов

**Мамедов Роман Камильевич** – доктор технических наук, профессор кафедры компьютерной фотоники

**Милоглядов Эдуард Викторович** – кандидат физико-математических наук, пост-доктор физико-химической лаборатории Швейцарского технологического института (Цюрих, Швейцария)

**Мохнатова Ольга Александровна** – студентка кафедры фотоники и оптоинформатики

**Назаров Виктор Николаевич** – кандидат технических наук, доцент кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов

**Нгуен Ву Тунг** – аспирант кафедры оптико-электронных приборов и систем

**Немкова Анастасия Александровна** – студентка кафедры оптических технологий

**Никоноров Николай Валентинович** – доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой оптоинформационных технологий и материалов

**Парамонов Александр Александрович** – ведущий инженер СПб ГУ ИТМО

**Петрошенко Павел Александрович** – аспирант кафедры фотоники и оптоинформатики

**Пржевуский Александр Кириллович** – доктор физико-математических наук, профессор кафедры оптоинформационных технологий и материалов

**Путилин Эдуард Степанович** – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой оптических технологий

**Рудин Ярослав Вадимович** – кандидат технических наук, доцент кафедры оптических технологий

**Сейфанг Георг** – профессор физико-химической лаборатории Швейцарского технологического института (Цюрих, Швейцария)

**Смирнов Александр Павлович** – кандидат технических наук, доцент кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов

**Смирнова Елена Викторовна** – студентка кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов

**Собещук Нина Олеговна** – студентка кафедры оптоинформационных технологий и материалов

**Таратин Михаил Александрович** – студент кафедры компьютерной фотоники

**Тимофеев Александр Николаевич** – кандидат технических наук, старший научный сотрудник кафедры оптико-электронных приборов и систем

**Тимошук Ирина Николаевна** – кандидат технических наук, доцент кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов

**Точилина Татьяна Вячеславовна** – кандидат технических наук, начальник научно-методического отдела ППО

**Уваров Андрей Сергеевич** – студент кафедры прикладной и компьютерной оптики

**Федоров Юрий Кузьмич** – кандидат технических наук, сотрудник НИТИ оптического материаловедения ВНЦ «ГОИ им. С. И. Вавилова»

**Федорова Екатерина Михайловна** – студентка кафедры оптоинформационных технологий и материалов

**Цыганкова Екатерина Владимировна** – студентка кафедры оптоинформационных технологий и материалов

**Чжоу Сяоган** – студент кафедры оптико-электронных приборов и систем

**Шепелевич Андрей Николаевич** – аспирант кафедры прикладной и компьютерной оптики

**Шехонин Александр Александрович** – кандидат технических наук, профессор, заведующий кафедрой прикладной и компьютерной оптики

**Шполянский Юрий Александрович** – кандидат физико-математических наук, докторант кафедры фотоники и оптоинформатики

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>1. ФОТОНИКА И ОПТОИНФОРМАТИКА</b> .....	<b>3</b>
Ермолаева Е.В., Беспалов В.Г. Временная компрессия широких пучков фемтосекундной длительности при попутном ВКР .....	3
Мохнатова О.А., Берковский А.Н., Козлов С.А. Нелинейное параксиальное отражение от диэлектриков импульсов из малого числа колебаний светового поля .....	8
Козлов С.А., Петрошенко П.А. Самофокусировка света в филаменты со сверхширокими временными и пространственными спектрами .....	14
Бахтин М.А., Козлов С.А. Управление параметрами терагерцовой последовательности световых импульсов .....	22
Кушнарченко А.П., Крылов В.Н., Милоглядов Э.В., Сейфанг Г. Использование полого волновода для увеличения эффективности взаимодействия фемтосекундных пробного импульса и импульса накачки в исследуемой газовой среде .....	27
Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А., Андреева Н.В. Полимерный регистрирующий материал пленочного типа для голографии .....	34
Берковский А.Н., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. Сверхуширение спектра импульсов из малого числа колебаний светового поля в прозрачных средах с аномальной групповой дисперсией .....	38
Городецкий А.А., Беспалов В.Г. Получение изображений с помощью широкополосного терагерцового излучения .....	44
<b>2. МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ ФОТОНИКИ И ОПТОИНФОРМАТИКИ</b> .....	<b>49</b>
Маколкина Е.Н., Пржевуский А.К. Механизмы влияния дислокаций на электрические и оптические свойства германия .....	49
Цыганкова Е.В., Игнатъев А.И., Никоноров Н.В. Особенности травления лазерного кристалла $\text{LiYF}_4$ в растворах $\text{H}_2\text{SO}_4$ .....	55
Златов А.С., Асеев В.А., Никоноров Н.В., Пржевуский А.К., Федоров Ю.К. Спектральные свойства высококонцентрированных метафосфатных иттербиевых стекол, активированных ионами эрбия .....	60
Асеев В.А., Никоноров Н.В., Пржевуский А.К., Федоров Ю.К. Спектры усиления/ потерь в метафосфате иттербия, активированного ионами эрбия .....	64
Губанов К.О., Асеев В.А., Никоноров Н.В., Пржевуский А.К., Федоров Ю.К. Влияние мощности накачки на спектрально-люминесцентные характеристики высококонцентрированных иттербий-эрбиевых стекол .....	68
Асеев В.А., Жукова М.Н., Никоноров Н.В., Пржевуский А.К., Федоров Ю.К., Федорова Е.М. Влияние ОН-групп на спектрально-люминесцентные свойства высококонцентрированных иттербий-эрбиевых стекол .....	74
Собещук Н.О., Асеев В.А. Измерение малых поглощений в кристаллах $\text{CaF}_2$ .....	79
<b>3. ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ</b> .....	<b>83</b>
Золотарев В.М. Визуализация адаптивных центров роста, формирующих коронку зуба человека .....	83
Бехтерев А.Н., Золотарев В.М. ИК-спектроскопическое исследование колебательных состояний в низкоразмерном нанокристаллическом углероде с изменяющейся структурой .....	91
Бехтерев А.Н. Экспериментальное исследование дисперсии скорости распространения ультразвуковой волны в образцах низкоразмерного конденсированного углерода .....	97

<b>Бехтерев А.Н., Мамедов Р.К.</b> Анализ влияния качества оптического контакта на ИК спектры НПВО сильно поглощающих объектов методами компьютерного моделирования.....	103
<b>Бехтерев А.Н.</b> Исследование колебательных состояний в конденсированных средах на основе углерода. Экспериментальный и модельный подходы.....	109
<b>4. КОМПЬЮТЕРНАЯ ФОТОНИКА</b> .....	<b>116</b>
<b>Беляков А.В., Гуров И.П.</b> Компьютерная обработка интерферограмм методом вейвлет-преобразования .....	116
<b>Балтийский С.А., Гуров И.П.</b> Восстановление информации об объекте в цифровой голографии на основе уравнения переноса.....	122
<b>Гуров И.П., Захаров А.С., Лопатухина А.Д.</b> Компьютерное восстановление изображения методом цифровой голографии с источником освещения малой когерентности .....	133
<b>Васильев В.Н., Гуров И.П., Захаров А.С., Таратин М.А.</b> Повышение производительности обработки сигналов с узкополосным спектром при использовании метода субдискретизации .....	139
<b>Воронина Е.А., Гуров И.П., Захаров А.С.</b> Рекуррентный алгоритм обработки данных в интерферометрии управляемого дискретного фазового сдвига .....	145
<b>5. ТЕОРИЯ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ</b> .....	<b>150</b>
<b>Киселев Ал.С., Киселев Ан.С., Назаров В.Н.</b> Исследование влияния погрешностей сборки и юстировки оптических прицелов на результат стрельбы ...	150
<b>Иванов А.Н., Назаров В.Н.</b> Возникновение муаровой картины при дифракции на «зеркальной» апертуре и возможности ее применения для контроля геометрических параметров объектов.....	156
<b>Смирнова Е.В., Егоров Г.В.</b> Оценка результатов косвенных измерений фокусных расстояний линз.....	160
<b>Егоров А.Г., Латыев С.М.</b> Проектирование цифровых микроскопов .....	166
<b>Бурбаев А.М., Егоров Г.В., Смирнов А.П.</b> Оценка клиновидности развертки отражательной призмы .....	174
<b>Егоров Г.В.</b> Алгоритмическая компенсация систематических погрешностей измерительных цепей.....	179
<b>Зацепина И.Е., Смирнов А.П.</b> Моделирование механизмов компенсации погрешностей параллелограммного механизма.....	186
<b>Кручинина Н.И., Уваров А.С.</b> Реализация базисного метода контроля фокусировки длиннофокусных объективов .....	191
<b>6. ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ</b> .....	<b>196</b>
<b>Богатинский Е.М., Кулагин В.С.</b> Исследование влияния фоновой засветки на погрешность позиционирования в оптико-электронной системе управления с круговой оптической равносигнальной зоной.....	196
<b>Лебедько Е.Г., Джоу Сяоган, Нгуен Ву Тунг.</b> Влияние временного формирования излучения на условия обнаружения при определении наклонной дальности .....	199
<b>Волкова М.А., Грязин Г.Н.</b> Выбор увеличения телевизионного канала микроскопа.....	203
<b>Богатинский Е.М., Тимофеев А.Н.</b> Габаритно-энергетический расчет в оптико-электронной системе с круговой оптической равносигнальной зоной .....	209
<b>Анисимов А.Г., Араканцев К.Г., Горбачев А.А.</b> Исследование погрешности контроля дистанции в симметричном внутрибазовом канале двухкоординатной оптико-электронной системы контроля смещений.....	213
<b>Анисимов А.Г., Коротаяев В.В., Краснящих А.В.</b> Методы построения адаптивной распределенной оптико-электронной системы неразрушающего контроля деформации крупногабаритных сооружений.....	219

<b>7. ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ И МАТЕРИАЛЫ .....</b>	<b>225</b>
<b>Андреев С.В., Рудин Я.В.</b> Система точного поддержания температуры при оптических измерениях в жидких средах .....	225
<b>Путилин Э.С., Губанова Л.А.</b> Формирование слоев с переменной толщиной при двойном вращении .....	232
<b>Каряев К.В., Путилин Э.С.</b> Синтез широкополосных просветляющих покрытий .....	239
<b>Немкова А.А., Карасев Н.Н.</b> Разработка технологии изготовления интерференционных диэлектрических зеркал с высоким коэффициентом отражения адаптивной оптики .....	247
<b>8. ПРИКЛАДНАЯ И КОМПЬЮТЕРНАЯ ОПТИКА .....</b>	<b>252</b>
<b>Домненко В.М., Гаврилина О.А., Шехонин А.А.</b> Разработка информационной модели многоконфигурационной оптической системы на этапе концептуального проектирования .....	252
<b>Андреев Л.Н., Абдалова Е.В., Голодкова И.О., Козлова А.В., Кривошеева Е.В.</b> Синтез ахроматических объективов микроскопов .....	258
<b>Зверев В.А., Кривоустова Е.В., Тимощук И.Н.</b> Абберационная структура пятна рассеяния в изображении точки при децентрировке элементов оптической системы .....	263
<b>Белокурова И.А., Зверев В.А., Карпова Г.В., Точилина Т.В.</b> Абберационный анализ двухкомпонентной схемы оптической системы объектива .....	268
<b>Зверев В.А., Шепелевич А.Н.</b> Понятие тонкого компонента в системе отражающих поверхностей .....	275
<b>Точилина Т.В.</b> Положение оптически сопряженных точек в оптических системах переменного увеличения .....	281
<b>Гаврилина О.А., Ежова К.В., Иванова Т.В.</b> Анализ условий поступления по договору «Школа – вуз» .....	288
<b>Белокурова И.А., Багдасарова О.В., Зверев В.А., Точилина Т.В.</b> Варианты композиции оптических систем с апланатической коррекцией aberrаций .....	291
<b>Иванов А.В.</b> Универсальная модель для автоматизированного параметрического синтеза центрированных оптических систем в гауссовой области .....	298
<b>НАШИ АВТОРЫ .....</b>	<b>304</b>

**Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО.** Выпуск 34.  
Современная оптика / Главный редактор д.т.н., проф. В.Н. Васильев. –  
СПб: СПбГУ ИТМО, 2006. 311 с.

**НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК СПбГУ ИТМО**  
**Выпуск 34**

**СОВРЕМЕННАЯ ОПТИКА**

Главный редактор  
доктор технических наук, профессор  
В.Н. Васильев

Дизайн обложки В.А. Петров, А.А. Колокольников  
Редакционно-издательский отдел СПбГУ ИТМО  
Зав. РИО Н.Ф. Гусарова

Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99.

Подписано в печать 20.05.06.

Заказ 972. Тираж 100 экз.