

2. Варга П., Киш Г. Перекрестные шумы и потери информации в голографии.— Квант. электроника, 1983, т. 10, № 1, с. 111.
3. Lee Wai — *Non. Effect of film-grain noise on the perfomance of holographic memo-ry.*— JOSA, 1972, v. 62, N 6, p. 797.
4. Выдрин Л. В. и др. Устройство автоматической записи матриц голограмм.— Автометрия, 1980, № 2, с. 8.
5. Бутт В. Е., Вьюхина Н. Н., Мантуш Т. Н., Панков Б. Н. Фотоматричная система для исследования изображений страниц информации в голограммных ЗУ.— В кн.: Тезисы докл. I Всесоюз. конф. по радиооптике.— Фрунзе: ФПИ, 1981.
6. Lou David Y. Characterization of optical disks.— Appl. Opt., 1982, v. 21, N 9.

*Поступила в редакцию
6 апреля 1984 г.*

УДК 681.327.68

В. И. ЛОМАКИН, О. Н. МОТРУК

(Киев)

НЕКОТОРЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К ПОДЛОЖКЕ НОСИТЕЛЯ ИНФОРМАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ЗАПОМИНАЮЩЕГО УСТРОЙСТВА С ПОБИТОВЫМ ПРЕДСТАВЛЕНИЕМ ДАННЫХ

Эффективным средством защиты информации от механических повреждений и пыли в оптических запоминающих устройствах (ОЗУ) с побитовым представлением данных является прозрачная подложка носителя информации (НИ); через которую производится запись и считывание [1—3]. Вместе с тем возможные отклонения параметров материала подложки НИ ухудшают фокусировку лазерного излучения, уменьшают плотность записи и достоверность процесса записи-считывания информации. Поэтому при проектировании ОЗУ необходимо знать допуски на материал, из которого изготовлена подложка.

Определим допуски на изменения толщины и показателя преломления материала подложки НИ при условии, что для записи используется монохроматическое излучение и остаточная aberrация фокусирующего объектива в осевой точке при номинальных значениях толщины и показателя преломления равна нулю.

При отступлении толщины материала подложки от заданного значения d на величину x и наличии компенсирующей дефокусировки ε возникает поперечная сферическая aberrация δg :

$$\delta g = (\varepsilon' \operatorname{tg} \alpha - x \operatorname{tg} \alpha'),$$

где $\sin \alpha = n \sin \alpha'$; $\varepsilon' = d - \varepsilon$; n — показатель преломления материала подложки; α — угол падения луча на подложку НИ; α' — угол преломления луча.

Связь поперечной и волновой aberrаций для точки на оси задается выражением [4]

$$N = \int_0^{\sin \alpha} \delta g d \sin \alpha.$$

Отсюда следует:

$$N = \varepsilon' (1 - \cos \alpha) + x n (\cos \alpha' - 1).$$

Аналогичные выражения можно получить для поперечной сферической и волновой aberrаций, возникающих при отступлении показателя

преломления Δn от номинального значения n :

$$\delta g = d(\operatorname{tg} \alpha' - \operatorname{tg} \alpha_1) - \varepsilon \operatorname{tg} \alpha,$$

где $\sin \alpha' = \sin \alpha/n$; $\sin \alpha_1 = \sin \alpha/(n + \Delta n)$;

$$N = \varepsilon(1 - \cos \alpha) + d(1 - \cos \alpha_1)(n + \Delta n) - dn(1 - \cos \alpha).$$

Определение допуска на разнотолщинность. Допуск на разнотолщинность можно определить исходя из требования равенства нулю волновой аберрации на краю апертуры. Это условие обуславливает связь между x и ε' :

$$\varepsilon' = x n (1 - \cos \alpha_0) (1 - \cos \alpha_0)^{-1},$$

где $A = \sin \alpha_0$ — числовая апертура объектива.

Условие максимума волновой аберрации, эквивалентное равенству нулю поперечной аберрации луча, падающего под углом α , дает следующие соотношения:

$$\cos \alpha = k_1 (1 - n^2)^{1/2} (k_1^2 - 1)^{-1/2}.$$

Здесь $k_1 = (n - \sqrt{n^2 - A^2}) (1 - \sqrt{1 - A^2})^{-1}$.

Из критерия Рэлея [5] $N_{\max} = \lambda/4$:

$$x = (\lambda/4) \left(n - k_1 - \sqrt{(n^2 - 1)(1 - k_1^2)} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где λ — длина волны излучения лазера.

Вышеприведенное решение не учитывает формы волновой аберрации и распределения амплитуды по фронту волны. Лазерные ОЗУ работают с пучками, имеющими гауссовый профиль интенсивности в поперечном сечении. Кроме того, на распределение амплитуды по фронту оказывает влияние тип используемой оптической системы, который определяется выбором метода слежения за информационной дорожкой и способом отработки сигнала ошибки фокусировки.

Если в ОЗУ используются детектирование сигнала ошибки слежения за дорожкой методом симметричной освещенности дорожки с помощью дополнительных лучей [6, 7] или методы, при которых вырабатывается сигнал средней ошибки по нескольким дорожкам, то фокусирующий объектив должен иметь поле зрения и удовлетворять условию синусов Аббе.

Если в ОЗУ реализована однолучевая схема слежения за дорожкой и отработка ошибки фокусировки осуществляется при помощи перестраиваемой телескопической системы, то фокусирующий объектив работает в режиме с изменяющимся тубусным расстоянием и желательно, чтобы он удовлетворял условию Гершеля.

В работе [8] показано, что распределение амплитуды по фронту волны для объективов, удовлетворяющих условию синусов с тубусным расстоянием, равным бесконечности, имеет вид

$$E = E' \eta (\cos \alpha)^{1/2},$$

где α — угловая координата луча в пространстве изображений; η — постоянная; E, E' — амплитуды волн в пространствах изображения и предмета соответственно.

Закоп синусов для бесконечно удаленного предмета примет следующий вид [5]:

$$\sin \alpha = h/f.$$

Здесь h — расстояние от оси точки пересечения луча с первой поверхностью объектива; f — фокусное расстояние объектива.

Нетрудно убедиться, что для объективов с тубусным расстоянием, равным бесконечности, которые удовлетворяют условию Гершеля, распределение амплитуды по фронту волны определяется выражением

$$E = E'.$$

Условие Гершеля для бесконечно удаленного предмета представлено в виде

$$\sin(\alpha/2) = h/(2f).$$

Допустим, что на объектив падает параллельный пучок, распределение амплитуды в поперечном сечении которого подчиняется закону Гаусса:

$$E' = E'_0 \exp\left(-\mu^2 \frac{h^2}{h_0^2}\right),$$

где $\mu = h_0/\sigma_0$; E'_0 — амплитуда в центре пучка; $2h_0$ — световой диаметр первой поверхности объектива; σ_0 — радиус пучка по уровню $1/e$ падений амплитуды.

Тогда распределение амплитуды по фронту волны пучка, преобразованного объективом, удовлетворяющим условию синусов Аббе, имеет вид

$$E = \eta E'_0 (\cos \alpha)^{1/2} \exp\left(-\mu^2 \frac{\sin^2 \alpha}{\sin^2 \alpha_0}\right).$$

Для объективов, удовлетворяющих условию Гершеля, соответственно

$$E = \eta E'_0 \exp\left(-\mu^2 \frac{\sin^2 \alpha/2}{\sin^2 \alpha_0/2}\right).$$

С учетом распределения амплитуды по фронту волны и формы волновой аберрации критерием для определения допуска на толщину подложки будет являться условие падения интенсивности в центре дифракционного пятна не более чем на 20% [9]. Для точки на оси это условие представлено в виде

$$i(0) = 0,8.$$

Здесь $i(0) = I(0)/I_0(0)$; $I(0)$, $I_0(0)$ — интенсивности в центре дифракционного пятна при наличии аберрации и при ее отсутствии.

Амплитуда возмущения в центре дифракционного пятна $U(0)$ определяется интегралом Кирхгофа [5]

$$U(0) = -\frac{i}{\lambda R} \exp(-ikR) \iint_s \frac{E}{s} \exp[ik(N + \bar{s})] ds,$$

где $k = 2\pi/\lambda$; E/R — амплитуда возмущения в произвольной точке волнового фронта Q ; R — радиус опорной сферы Гаусса; \bar{s} — расстояние от центра дифракционного пятна до точки Q ; N — волновая аберрация; ds — элемент поверхности опорной сферы Гаусса.

Этот интеграл можно преобразовать к виду, удобному для расчетов на ЭВМ, используя методику, изложенную в [4]. Тогда для оптической системы, удовлетворяющей условию синусов, выражение для нахождения допуска примет вид

$$C^2 + S^2 = 3,2\beta^{3/2}\{\Gamma[3/4, \beta(\sqrt{\sin^2 \alpha_0} - 1)] - \Gamma(3/4, -\beta)\}, \quad (2)$$

где $\Gamma(b, x) = \int_0^x e^{-t} t^{b-1} dt$ — неполная гамма-функция [10];

$$C, S = \int_{\cos \alpha_0}^1 \sqrt{y} \exp(\beta y^2) \cos, \sin \{k[x(\pi - \sqrt{\pi^2 - 1 + y^2}) + \varepsilon'(y - 1)]\} dy;$$

$$\beta = \mu^2/\sin^2 \alpha_0.$$

Для системы, удовлетворяющей условию Гершеля, имеем

$$\text{где } C^2 + S^2 = 3,2(1 - e^{-\mu^2})^2 \beta^{-2} \exp(-\beta), \quad (3)$$

$$C, S = \int_{\cos \alpha_0}^1 \exp(\beta y \cos, \sin \{k[x(\pi - \sqrt{\pi^2 - 1 + y^2}) + \varepsilon'(y - 1)]\} dy;$$

$$\beta = \mu^2/(1 - \cos \alpha_0).$$

Определение допуска на показатель преломления. Из условия равенства нулю аберрации на краю апертуры можно найти связь между величиной компенсирующей дефокусировки ε и отклонением показателя преломления Δn от номинального значения n при заданной толщине подложки d :

$$\varepsilon (1 - \cos \alpha_0) + pd (\cos \alpha'_0 - 1) + d (n + \Delta n) (1 - \cos \alpha'_{10}) = 0.$$

Угол, при котором волновая аберрация максимальна, определяется соотношением

$$\varepsilon \operatorname{tg} \alpha - d (\operatorname{tg} \alpha'_1 - \operatorname{tg} \alpha') = 0.$$

Используя критерий Рэля $N_{\max} = \lambda/4$, получим систему трех трансцендентных уравнений для трех неизвестных ε , α и Δn , решая которую, можно определить значение допуска на показатель преломления. Абсолютные значения отрицательного и положительного значений Δn при произвольной толщине d будут различными. Это следует из вида функции N .

Нахождение допуска, учитывающее форму волновой аберрации и распределение амплитуды по фронту, сводится к решению уравнений (2) или (3). Для систем, удовлетворяющих условию синусов Аббе, величины C и S , входящие в уравнение (2), имеют вид

$$C, S = \int_{\cos \alpha_0}^1 \sqrt{y} \exp(\beta y^2) \cos, \sin \{k [d(-\Delta n + \sqrt{(n + \Delta n)^2 - 1 + y^2} - \sqrt{n^2 - 1 + y^2}) + \varepsilon(y - 1)]\} dy.$$

Для систем, удовлетворяющих условию Гершеля, величины C и S , входящие в уравнение (3), представлены в виде

$$C, S = \int_{\cos \alpha_0}^1 \exp(\beta y) \cos, \sin \{k [d(-\Delta n + \sqrt{(n + \Delta n)^2 - 1 + y^2} - \sqrt{n^2 - 1 + y^2}) + \varepsilon(y - 1)]\} dy.$$

Вычисление допусков на ЭВМ. На рис. 1 приведены результаты расчета допуска на толщину подложки, изготовленной из стекла К8, по формуле (1) для длин волн $\lambda = 0,5$, $\lambda = 0,63$ и $\lambda = 0,87$ мкм, которые соответствуют наиболее часто применяемым в системах оптической записи лазерам: аргоновому и неодимовому с удвоенной частотой, гелий-неоновому, полупроводниковому.

Решение уравнений (2) и (3) проводилось методом секущих. Нахождение максимума функции $i(0)$ при заданном значении $x(\Delta n)$ путем вариации параметра $\varepsilon'(\varepsilon)$ осуществлялось оптимизационным методом «золотого сечения» [11], который обеспечивал при соответствующем выборе интервала неопределенности надежное определение главного максимума, хотя оптимизируемая функция и не являлась «униmodalной».

На рис. 2 и 3 приведены данные расчетов допуска на толщину по формулам (2) и (3) для вышеуказанных длин волн и стекла К8. Пунктирной линией нарисованы кривые для объективов, удовлетворяющих условию синусов.

Для значений $\mu < 1$ точность (>5%), достаточную для инженерных расчетов допуска на разнотолщинность, дает выражение (1). Расчеты при $\mu \geq 1$ следует производить по формулам (2) и (3). Допуски на толщину подложки НИ для систем, удовлетворяющих условию Аббе или Гершеля, имеют существенное различие (до 50%) только для высокоапертурных объективов ($A > 0,8$) при низких значениях коэффициента заполнения апертуры ($1/\mu < 0,5$).

При вычислении допуска на показатель преломления решение системы трех трансцендентных уравнений дает завышенный результат для апертур $A > 0,5$. Это обусловлено тем, что у функции волновой аберрации

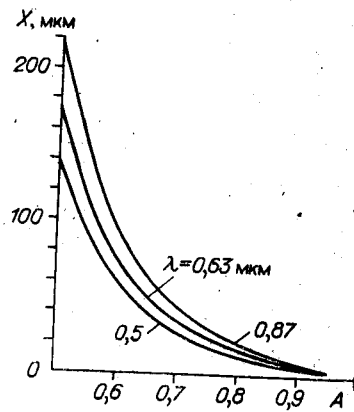


Рис. 1.

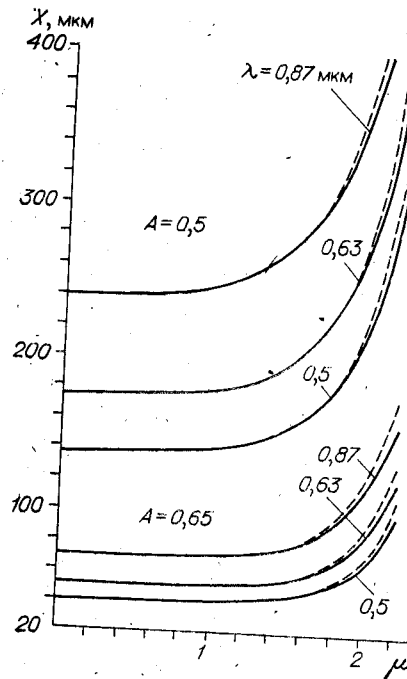


Рис. 2.

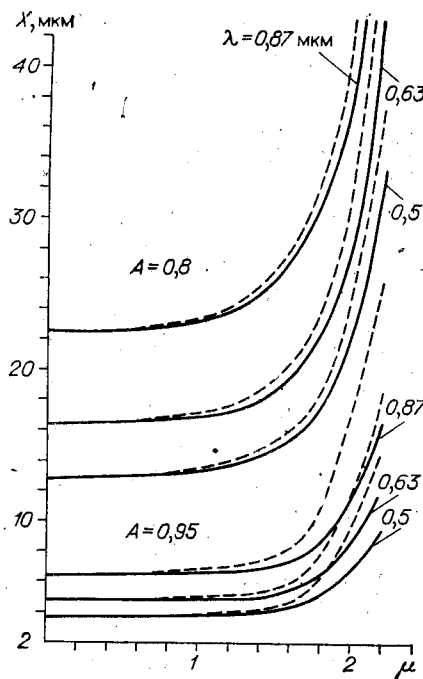


Рис. 3.

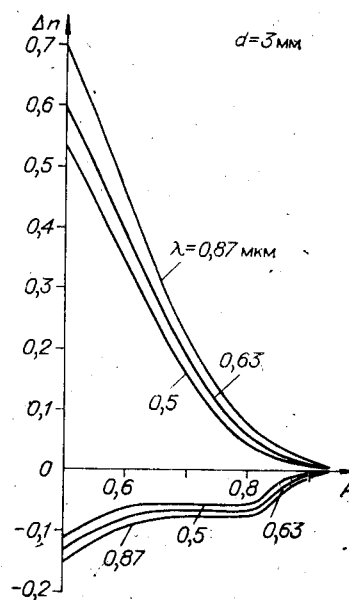


Рис. 4.

$N(\alpha)$ при этих апертурах появляется еще один экстремум и она становится знакопеременной. Поэтому расчет допуска должен производиться с учетом формы функции N по формулам (2) и (3).

На рис. 4 приведены графики зависимости допуска на показатель преломления от апертуры для выбранных ранее длин волн при $\mu = 0$. Особенность поведения графиков в области отрицательных Δn при апертурах от 0,6 до 0,8 объясняется возникновением дополнительного экстремума у функции N .

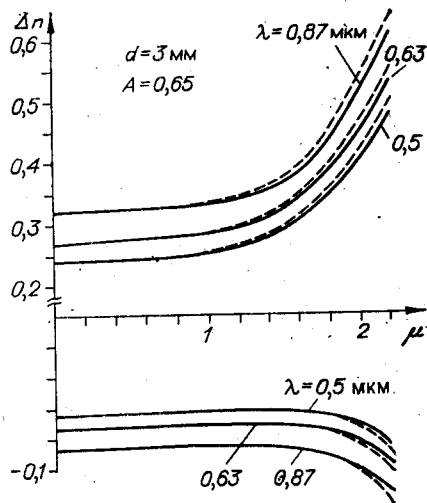


Рис. 5.

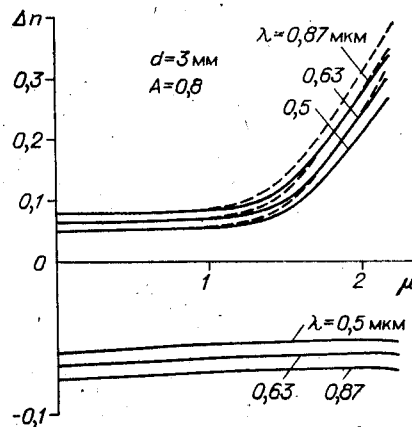


Рис. 6.

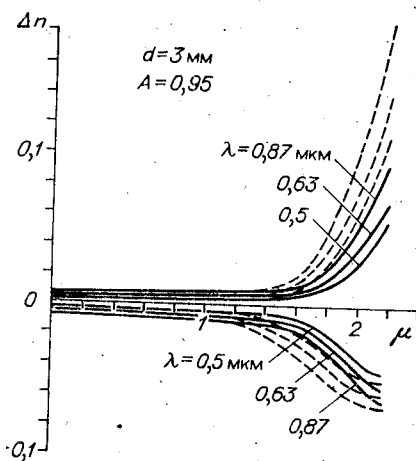


Рис. 7.

На рис. 5—7 даны кривые зависимости допусков на показатель преломления от коэффициента μ для различных апертур, которые обнаруживают следующие закономерности (пунктиром проведены кривые, соответствующие системам, которые удовлетворяют условию синусов):

а) по мере увеличения апертуры значения отрицательного и положительного допусков становятся близкими по абсолютной величине;

б) для апертур 0,6—0,8 отрицательное значение допуска имеет минимум при значениях μ , отличных от нуля;

в) различие в значениях допуска для систем, удовлетворяющих условию синусов, и систем, удовлетворяющих условию Гершеля, проявляется при

высоких апертурах и $\mu > 1$, достигая 100%.

ВЫВОДЫ

1. Для фокусирующих объективов с апертурой $A < 0,5$ допуск на показатель преломления практически перекрывает весь диапазон показателей преломления известных бесцветных оптических стекол [12].

2. Для высокоапертурных объективов ($A = 0,95$) допускам на показатель преломления удовлетворяют оптические стекла с самыми низкими характеристиками: 5 категорий по предельному отклонению показателя преломления и класса В по однородности в партии заготовок (ГОСТ 3514-76, ГОСТ 13659-78).

3. Определяющим параметром при изготовлении подложек для носителя информации будет отступление от номинальной толщины, так как уже для $A = 0,65$ этот допуск становится достаточно жестким.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kenney G. C. et. al. An optical disk replaces 25 mag tapes.— IEEE Spectrum, 1979, v. 16, p. 33—38.
2. Pepperl R. and Sander I. High — density direct read and write (DRAW) recording.— Opt. Acta, 1977, v. 24, p. 427—431.

3. Бартолини Р. А. Оптическая запись. Информационно-поисковые системы с высокой плотностью записи данных.— ТИИЭР, 1982, т. 70, № 6, с. 74—84.
4. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем.— Л.: Машиностроение, 1969.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1973.
6. Заявка на пат. № 2235448 (Франция). Устройство оптического считывания информации с дифрагирующей дорожки носителя информации в виде диска или ленты/К. Брико, И.— К. Леуро.— Оpubл. 28.02.75.
7. Пат. № 3876842 (США). Аппаратура для чтения плоских носителей записи/Г. Бохус.— Оpubл. 8.04.75.
8. Горбунков В. М., Судаков В. П., Таценко Т. Ю. Расчет распределения энергии в дифракционном изображении точки оптических систем с большой апертурой.— ОМН, 1979, № 8.
9. Маршалль А., Франсон М. Структура оптического изображения.— М.: Мир, 1964.
10. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений.— М.: Физматгиз, 1963.
11. Шуп Т. Решение инженерных задач на ЭВМ: Практическое руководство.— М.: Мир, 1982.
12. Вычислительная оптика: Справочник.— Л.: Машиностроение, 1984.

*Поступила в редакцию
14 августа 1984 г.*

УДК 681.3.02

**А. Н. БЕЛОВ, Е. А. ВЕРШИНИН, В. М. ВУКОЛИКОВ, И. Г. ВЫСКРЕБЦОВ,
А. Н. ВЫСТАВКИН, Д. С. ДОБРЯК, А. Д. МОРЕНКОВ,
А. Я. ОЛЕЙНИКОВ, А. В. ЭЛБАКИДЗЕ**

(Москва)

АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ АНАЛИЗА ПОТОКОВ СЛУЧАЙНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ЭКСПЕДИЦИОННЫХ УСЛОВИЯХ

В радиофизических экспериментах зачастую необходимо оценивать в полевых условиях параметры потока случайных импульсов. Ниже описывается разработанный в ИРЭ АН СССР комплекс средств, позволяющий в автоматизированном режиме производить регистрацию и анализ характеристик потока выбросов естественных радиопомех в широкой полосе.

Естественные радиопомехи имеют сложную структуру и представляют собой негауссовый нестационарный случайный процесс. При решении вопросов электромагнитной совместимости для различных средств приема радиосигналов необходимо оперативно определять параметры радиопомех, вариации которых значительны [1].

При разработке комплекса учитывались результаты более ранних исследований, а также ряд соображений, излагаемых ниже. Характеристики входного информационного потока, регистрацию которого должен обеспечивать комплекс, были установлены следующим образом [2]. Выбросы естественных радиопомех имеют в большинстве случаев квазиколоколообразную огибающую. Интерес для исследований представляют статистические характеристики амплитуд этих выбросов и временных интервалов между ними. Длительность одного выброса не превышает 1 мс с вероятностью 95%, поэтому минимальный временной интервал, который целесообразно оценивать, не может быть меньше 1 мс. Максимальный интервал ограничен 20 с из-за влияния нестационарности потока выбросов на статистические оценки. Средняя частота следования выбросов на десяти секундных интервалах в рабочем диапазоне порогов регистрации не превышает 20 выбросов в секунду [1]. Динамический диапазон амплитуд импульсов составляет около 100 дБ. Весь этот диапазон, как показывает опыт, в экспериментах можно исследовать по частям — для выбросов малых и больших амплитуд. Результаты предшествующих исследований,