

Таким образом, проведенное теоретическое рассмотрение показало, что пространственное разрешение в режиме КЛ определяется не только диффузионной длиной неосновных носителей заряда, как предполагалось ранее, но зависит и от скорости поверхностной рекомбинации и степени поглощения излучения в веществе. Причем поверхностная рекомбинация для режима КЛ играет очень важную роль, особенно при малых глубинах залегания источника (малые ускоряющие напряжения). Для обычных значений диффузионных длин в 1—5 мкм при ускоряющих напряжениях 10—20 кВ (реальных для режимов локальной КЛ) поверхностная рекомбинация существенно ограничивает степень диффузионного «размытия» изображения и приводит к заметному повышению пространственного разрешения (примерно в 4—5 раз по сравнению со случаем, когда имеет место изотропная диффузия), оставляя его в пределах $(0,3 \div 0,5) L$. Это с учетом реальных размеров области диссипации энергии электронов пучка при указанных ускоряющих напряжениях во многих случаях дает возможность в режиме локальной КЛ реализовать пространственное разрешение $\sim 1,5$ мкм, что часто является достаточным для исследования локальных характеристик оптоэлектронных структур с толщиной слоев 2—3 мкм и более.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Томас Г., Гориндж М. Дж. Просвечивающая электронная микроскопия материалов. М., 1983. С. 35. [2] Добрынина Е. С. О роли азота в процессах излучательной и безызлучательной рекомбинации в фосфиде галлия и арсениде фосфида галлия: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: МГУ, 1985. С. 64. [3] Практическая растровая электронная микроскопия/Под ред. Дж. Гоулдстейна и Х. Яковица. М., 1978. [4] Спивак Г. В., Комолова Л. Ф., Служев В. И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1975. 21. № 1. С. 38. [5] Van Roosbroeck W. // J. Appl. Phys. 1955. 26. N 4. P. 380. [6] Oelgart G., Scholz H. // Phys. Stat. Sol. (a). 1983. 75, N 2. P. 547. [7] Hergert W., Pasemann L. // Ibid. 1984. 85, N 2. P. 641.

Поступила в редакцию
23.10.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 1

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373.8

АДАПТИВНАЯ КОРРЕКЦИЯ ФАЗОВЫХ ИСКАЖЕНИЙ В СИСТЕМЕ С ОПТИЧЕСКИМ КОНТУРОМ УПРАВЛЕНИЯ

М. А. Воронцов, В. Ю. Иванов, А. Н. Матвеев

(кафедра общей физики для физического факультета)

Рассматривается адаптивная система с оптическим контуром управления, использующая нелинейно-оптический анализатор фазы. Показана эффективность коррекции как статических, так и динамических фазовых искажений.

В системах коррекции фазовых искажений световой волны возможна такая организация управления, когда фаза меняется под действием управляющего светового поля, полученного путем некоторого преобразования волны в контуре обратной связи. Это так называемое «полевое» управление. Осуществляющие его адаптивные системы называются системами с оптической обратной связью [1]. Модуляция

фазы волны в них определяется интенсивностью $I_u(r, t)$ управляющего светового поля ($r = \{x, y\}$ — декартовы координаты в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, t — время). Появление фазового сдвига, пропорционального интенсивности падающей волны, характерно для целого ряда нелинейных сред, в частности для сред с нелинейностью керровского типа [2]. При относительно слабых световых потоках ($\sim 10^{-3}$ Дж/см²) требуемого изменения фазы можно достигнуть в оптически управляемых транспарантах [3]. Очевидны преимущества таких систем: возможность коррекции мелкомасштабных фазовых флуктуаций и отсутствие какой-либо электроники в контуре обратной связи.

Рассмотрим схему системы коррекции фазовых искажений с оптическим контуром управления, изображенную на рис. 1. Пусть в нее попадает когерентное световое поле. Фаза $\phi(r, t)$ входной волны, ко-

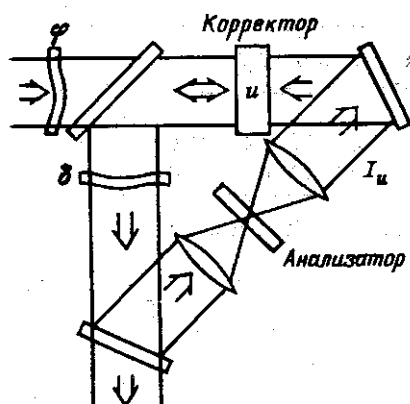


Рис. 1

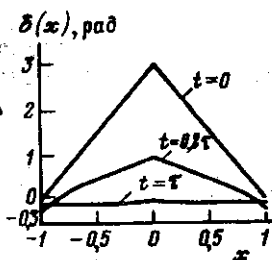


Рис. 2

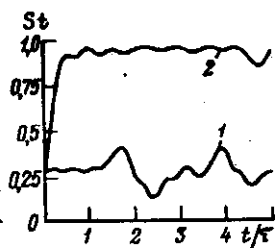


Рис. 3

торую требуется скорректировать, связана с фазой $\delta(r, t)$ поля, отраженного от корректора, соотношением $\delta(r, t) = \phi(r, t) + u(r, t)$, где $u(r, t)$ — модуляция фазы, внесенная корректором. Роль сигнала ошибки в цепи управления играет фаза δ , которую нельзя зарегистрировать непосредственно. Следовательно, чтобы организовать управление, в контур обратной связи системы надо поместить некоторое оптическое устройство (анализатор фазы), интенсивность света на выходе которого I_u зависела бы от рассогласования фаз δ .

Будем рассматривать нелинейно-оптический анализатор фазы (см. рис. 1). В общей фокальной плоскости двух идентичных линз расположен тонкий слой среды с нелинейностью керровского типа. Интенсивность поля на входе в нелинейную среду имеет вид $I(k, t) = |\mathcal{F}\{\tilde{A}(r, t)\}|^2$, где $\tilde{A}(r, t)$ — комплексная амплитуда поля, поступающего в анализатор, $\mathcal{F}\{\cdot\}$ — оператор преобразования Фурье. Проходя слой нелинейной среды, волна приобретает набег фазы, равный $\beta I(k, t)$, где β — коэффициент, зависящий от свойств среды. Распределение интенсивности управляющего поля в выходной плоскости анализатора определяется соотношением

$$I_u(r, t) = |\mathcal{F}\{\tilde{A}(k, t)\}|^2, \quad (1)$$

где $\tilde{A}(k, t)$ — комплексная амплитуда поля на выходе из нелинейной среды. При соответствующем выборе коэффициента β в анализаторе

возможна визуализация фазовых искажений. Действуя аналогично известному фильтру Цернике [4], предлагаемый датчик, однако, не накладывает ограничений на величину визуализируемых флуктуаций фазы.

После анализатора фазы световая волна направляется непосредственно на корректор волнового фронта. Примем наиболее простую модель взаимодействия света с нелинейной средой (корректором), учитывающую лишь инерционность отклика среды на интенсивность управляющего поля. Тогда модуляция фазы, внесенная корректором, будет описываться уравнением

$$\tau du(\mathbf{r}, t)/dt + u(\mathbf{r}, t) = \alpha I_u(\mathbf{r}, t),$$

где τ — характерное время релаксации нелинейности, α — коэффициент, аналогичный β .

Как следует из соотношения (1), интенсивность управляющего поля в рассматриваемой системе связана с фазой $\delta(\mathbf{r}, t)$ весьма сложным образом, поэтому анализ поведения системы возможен лишь численными методами.

На рис. 2 показано рассогласование фаз $\delta(\mathbf{r}, t)$ в моменты времени $t=0$; $t=0,2\tau$; $t=\tau$ при коррекции статических фазовых неоднородностей. При $t \gg \tau$ в системе происходит почти полное подавление фазовых искажений (максимальное значение δ за время τ уменьшается в 30 раз).

Эффективность компенсации системой динамических искажений фазы была исследована на сравнительно простой модели. Представим $\varphi(\mathbf{r}, t)$ в виде разложения по полиномам Цернике $Z_j(\mathbf{r})$: $\varphi(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=1}^N b_j(t) Z_j(\mathbf{r})$. Динамику абберрационных коэффициентов $b_j(t)$ будем описывать следующими уравнениями:

$$\tau_j db_j(t)/dt + b_j(t) = D d_j \xi_j(t), \quad b_j(0) = b_j^{(0)}, \quad j=1, 2, \dots, N, \quad N=8,$$

где $\xi_j(t)$ — случайный дельта-коррелированный процесс с нормальной функцией распределения, нулевым средним и единичной дисперсией, τ_j — характерное время изменения коэффициента b_j (при численном моделировании величины τ_j полагались равными между собой: $\tau_j = \tau$). Коэффициенты d_j характеризуют относительный вклад отдельных аббераций в искажения волнового фронта. Соотношения между ними выбирались в соответствии с результатами, приведенными в [5], для атмосферных трасс. Коэффициент D определяет общий уровень фазовых флуктуаций. Качество компенсации оценивалось числом Штреля St .

На рис. 3 приведены зависимости числа Штреля от времени для разомкнутого (кривая 1) и замкнутого (кривая 2) контуров управления. Результаты получены при отношении $\tau/\tau = 1/4$ и $D=12$. В этом случае включение адаптации приводит к возрастанию среднего значения $\langle St \rangle$ в 3,2 раза, дисперсия σ_{st}^2 уменьшается при этом в 3,1 раза. При $\tau/\tau \sim 1$ система не успевает отслеживать изменяющиеся фазовые искажения и качество коррекции ухудшается.

Полученные результаты свидетельствуют об эффективности использования предложенной системы для адаптивной коррекции искажений фазы световых пучков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Воронцов М. А., Шмальгаузен В. И. Принципы адаптивной оптики. М., 1985. [2] Цернике Ф., Мидвинтер Дж. Прикладная нелинейная оптика. М., 1976. [3] Васильев А. А., Касасент Д., Компанец И. Н., Парфенов А. В. Пространственные модуляторы света. М., 1987. [4] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1970. [5] Wang J. Y., Markey J. K.//J. Opt. Soc. Am. 1978, 68, N 1. P. 78.

Поступила в редакцию
17.08.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 1

УДК 621.383.8

РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ОПТИМИЗАЦИИ ФАЗОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДЕФЛЕКТОРА С ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИМ УПРАВЛЕНИЕМ

Н. Е. Шапкина

(кафедра математики)

Рассмотрен способ улучшения фазовых характеристик диэлектрического дефлектора с электрооптическим управлением (управляющие электроды типа «блестящей» решетки) путем решения обратной задачи коррекции традиционной формы эшелетта.

В работах [1, 2] рассматривалась математическая модель электрооптического дифракционного дефлектора с учетом краевых эффектов. Дифракционная отклоняющая система с индуцированной в электрооптическом кристалле фазовой решеткой типа «блестящая» позволяет теоретически получать 100% перекачки интенсивности из одного дифракционного максимума в другой. Достоинствами отклоняющей системы на основе такой структуры являются также высокая разрешающая способность, быстроедействие и простота конструкции [3]. Дефлектор на основе этой решетки (рис. 1) представляет собой ани-

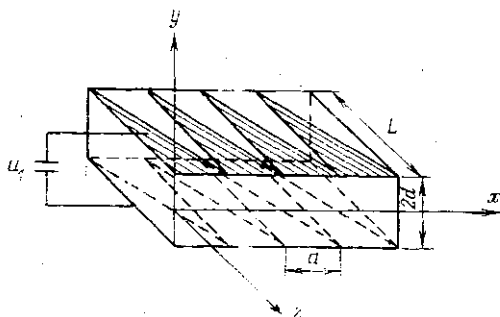


Рис. 1

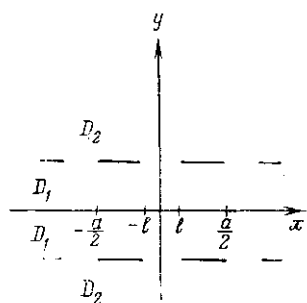


Рис. 2

зотропный кристалл, имеющий форму прямоугольного параллелепипеда, на противоположные грани которого нанесены электроды в форме прямоугольных треугольников. На верхний и нижний электроды подается напряжение $+u_1/2$ и $-u_1/2$ соответственно. Если на дефлектор нормально к плоскости $z=0$ падает плоская световая волна, то в пред-