

## О ПРИМЕНЕНИИ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ГОЛОГРАФИИ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ НАПРАВЛЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА

В. С. Зуев, Т. И. Кузнецова

Хорошо известно, что под действием накачки в объеме лазерного вещества возникают неоднородности показателя преломления, которые искажают диаграмму излучения лазера. Одна из возможностей коррекции лазерного излучения состоит в применении методов голографии. Так, в работе [1] для улучшения диаграммы излучения лазера применялись однократно экспонированные голограммы. Использование аналогичной схемы позволило бы компенсировать статические неоднородности, но не могло бы исправить неоднородности, развивающиеся во времени. Здесь, в принципе, могла бы оказаться полезной динамическая голография [2], однако существующие тепловые динамические голограммы позволяют следить лишь за медленными процессами ( $\sim 10^{-3}$  сек), а получение голограмм на основе малоинерционных эффектов требует применения высоких мощностей.

В данной работе для динамической компенсации неоднородностей предлагается применить схему непрерывной голографической записи и воспроизведения нестационарных световых полей (см. [3, 4]). В этой схеме применяется специальная опорная волна и запись ведется на объемный светочувствительный элемент (в разработке объемных материалов для голографии в последнее время достигнуты значительные успехи [5]). Отметим, что эффективность предлагаемого метода компенсации зависит от воспроизводимости условий в последовательных циклах работы лазера.

Пусть имеется усилитель, диэлектрическая проницаемость которого  $\epsilon' - i\epsilon''$  неоднородна по поперечному сечению и изменяется во времени. Допустим, что монохроматическая плоская волна частоты  $\omega$ , пройдя через усилитель принимает на выходе вид

$$\exp \left\{ -i\omega t + i \frac{\omega}{c} 2L \epsilon'(x, y, t) + \frac{\omega}{c} 2L \epsilon''(x, y, t) \right\} \equiv \\ \equiv F(x, y, t) e^{-i\omega t} \quad (1)$$

( $L$  — длина усилителя).

Для записи голограммы нестационарного сигнала  $F(x, y, t)$  следует использовать объемный светочувствительный материал. Пусть этот материал занимает объем  $|x| \leq (D/2)$ ,  $|y| \leq (D/2)$ ,  $|z| \leq (l/2)$ . С помощью линзы выходной сигнал усилителя отображается на плоскость  $z = 0$ , и в этой плоскости поле имеет вид  $f(x, y, t)e^{-i\omega t}$ . Будем считать, что волновой фронт сигнала является квазиплоским, а именно, занимает интервал углов  $\theta < \sqrt{\lambda/l}$  ( $\lambda$  — длина волны). Тогда

да на всей толщине регистрирующего элемента поле можно представить в виде

$$f\left(x, y, t - \frac{z}{c}\right) e^{-i\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)}. \quad (2)$$

На регистрирующий элемент подается опорная волна

$$A e^{-i\omega\left(t - \frac{x}{c}\right) - i\alpha z\left(t - \frac{x}{c}\right)}. \quad (3)$$

Такая волна с изменяющейся по поперечнику частотой может быть сформирована с помощью специальной электрооптической ячейки или вращающегося зеркала. Скорость поворота волнового фронта, характеризующая константой  $\alpha$ , должна быть достаточно большой: необходимо, чтобы выполнялось условие  $\alpha \ell > \Delta\omega$ , где  $\Delta\omega$  — спектральная ширина регистрируемого сигнала. Воздействие волн (2) и (3) дает засветку светочувствительного материала, пропорциональную интегральной интенсивности поля этих двух волн

$$S = \int dt' \left\{ A^2 + |f(x, y, t')|^2 + A e^{-i\frac{\omega}{c}(x-z) + i\alpha z t'} f(x, y, t') + A e^{i\frac{\omega}{c}(x-z) - i\alpha z t'} f^*(x, y, t') \right\}, \quad (4)$$

Формула (4) выписана в предположении, что время распространения световой волны по голограмме много меньше характерного времени изменения сигнала:  $D/c \ll 1/\Delta\omega$ ,  $\ell/c \ll 1/\Delta\omega$ . Результатом засветки является возникновение зависящей от координат добавки к диэлектрической проницаемости материала  $\Delta\epsilon(x, y, z) \sim S(x, y, z)$ .

Для восстановления сигнала должна быть использована волна такого же вида, как опорная, но распространяющаяся по голограмме в обратном направлении  $A \exp\left[-i\omega\left(t + \frac{x}{c}\right) + i\alpha z\left(t + \frac{x}{c}\right)\right]$ . Дифракция восстанавливающей волны на объемной голограмме дает в направлении, противоположном оси  $z$ , (и под малыми углами к этому направлению) рассеянное излучение вида

$$E(X, Y, Z, t) = \text{const} \int dx dy dt' e^{-i\omega\left(t - \frac{R}{c}\right)} f^*(x, y, t') \times \\ \times \sin \left[ \frac{\alpha \ell}{2} \left( t - \frac{R}{c} - t' \right) \right] / \left[ \frac{\alpha \ell}{2} \left( t - \frac{R}{c} - t' \right) \right] \quad (5)$$

$$\begin{aligned} |x| &< D/2 \\ |y| &< D/2, \end{aligned}$$

где  $R = [(X-x)^2 + (Y-y)^2 + Z^2]^{1/2}$ .

Отметим, что вклад в рассеяние дает только добавка к  $\epsilon$ , пропорциональная последнему слагаемому в (4). Вклад остальных слагаемых пренебрежимо мал, так как соответствующие им источники содержат быстрые пространственные осцилляции. Учтем условие  $\Delta\omega < \alpha\ell$ , которое означает, что функция  $f^*(x, y, t)$  изменяется во времени медленнее, чем функция  $\sin[\alpha\ell(t/2)] / [\alpha\ell(t/2)]$ , и заменим (5) следующим выражением:

$$E(X, Y, Z, t) = \text{const} \int dx dy e^{-i\omega(t - \frac{R}{c})} f^*(x, y, t). \quad (6)$$

$$|x| < D/2, \quad |y| < D/2$$

Отсюда следует, что от голограммы к усилителю распространяется волна, которая в плоскости  $z = 0$  имеет вид  $f^*(x, y, t)$ . Если на пути этой волны стоит та же линза, что и при записи, то на входе в усилитель мы получим, очевидно, поле  $F^*(x, y, t)$ .

Поскольку для каждого момента времени фаза восстановленной волны противоположна фазовому сдвигу, вносимому усилителем, то после прохождения усилителя фазовый фронт этой волны окажется плоским. При этом расходимость излучения будет определяться только неоднородностями амплитуды. В усилителе мощности, который работает в режиме сильного насыщения, неоднородности амплитуды выравниваются и определяются только неоднородностями накачки.

Следует подчеркнуть, что точность воспроизведения волнового фронта  $f^*(x, y, t)$  ограничена. Число разрешаемых во времени элементов  $N_T \equiv \Delta\omega t_{\text{полн}}$  составляет  $\approx 0,1(\ell/\lambda)$ , число разрешаемых пространственных элементов  $N_x = N_y \approx (D^2/\lambda\ell)^{1/2}$ . Предлагаемая схема будет работать эффективно, если число существенно различающихся во времени и пространстве элементов сигнала не будет выходить за пределы указанных выше соответствующих значений  $N_T, N_x, N_y$ . Для голограммы в виде кубика  $D = \ell = 1 \text{ см}$  и длины волны  $\lambda = 10^{-4} \text{ см}$  получаем, что допустимое число элементов сигнала достаточно велико:  $N_T = 10^3, N_x = 10^2, N_y = 10^2$ .

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
8 сентября 1972 г.

### Литература

- [ 1 ] М.С.Соскин, М.Д.Бондаренко, А.В.Гнатовский. Письма в ЖЭТФ, 14, 27, 1971.
- [ 2 ] Б.И.Степанов, Е.В.Ивакин, А.С.Рубанов. ДАН СССР, 196, 567, 1971.
- [ 3 ] В.А.Зубов, А.В.Крайский, Т.И.Кузнецова. Письма в ЖЭТФ, 13, 443, 1971.
- [ 4 ] В.А.Зубов, А.В.Крайский, Т.И.Кузнецова. Сборник докладов, представленных на I Всесоюзную конференцию по голографии, 1972 г. в печати.
- [ 5 ] В.В.Аристов, В.Ш.Шехтман. УФН, 104, 51, 1971.