

Рис. 2.

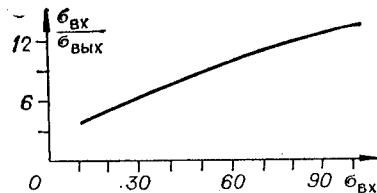


Рис. 3.

гласуются. На рис. 2 и 3 изображена зависимость помехозащищенности следящего измерителя, определяемая как отношение $\sigma_{\text{вх}}/\sigma_{\text{вых}}$ от $\sigma_{\text{вх}}$, где $\sigma_{\text{вх}}^2$ — дисперсия флуктуаций входного сигнала в выбранных единицах дискрета измеряемой величины.

Полученная зависимость хорошо аппроксимируется выражением

$$\sigma_{\text{вх}}/\sigma_{\text{вых}} = 1,32\sqrt{\sigma_{\text{вх}}} - 0,24. \quad (11)$$

Коэффициенты помехозащищенности, определенные по формуле (11), отличаются от вычисленных ранее не более чем на 10% в диапазоне $2 \leq \sigma_{\text{вх}} \leq 100$. Численные коэффициенты в выражении (11) были получены методом наименьших квадратов. Таким образом, $\sigma_{\text{вых}}$ можно определить по формуле

$$\sigma_{\text{вых}} = \sigma_{\text{вх}} / (1,32\sqrt{\sigma_{\text{вх}}} - 0,24). \quad (12)$$

По описанной выше методике могут быть проведены расчеты помехозащищенности и для других видов распределений, отличных от нормального.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Следящий измеритель обладает помехозащищенностью, возрастающей при увеличении дисперсии флуктуаций входного сигнала.
2. При измерении постоянного во времени полезного сигнала, имеющего равновероятные отклонения от среднего значения, получается несмещенная оценка сигнала.
3. Характеристика помехозащищенности может быть рассчитана аналитически.
4. Следящий измеритель может применяться в цифровых измерителях параметров сигнала на уровне помех.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гнеденко Б. В. Курс теории вероятностей. М., «Наука», 1969.
2. Цветнов В. В. Статистические свойства сигналов и помех в двухканальных фазовых системах. — «Радиотехника», 1957, № 5.

Поступило в редакцию 10 марта 1977 г.;
окончательный вариант — 28 января 1978 г.

УДК 621.391

Ю. Е. ДУКАРЕВИЧ, В. Н. НАРВЕР

(Ленинград)

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ СПОСОБ СОЗДАНИЯ ВЫСОКОКОНТРАСТНОГО ОТСЧЕТНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЫ

Известны голографические методы создания и обработки высококонтрастных изображений в фокальной плоскости телескопов [1]. В связи с этим представляет определенный интерес анализ распределения интенсивности света в голограмме, расположенной непосредственно на входной апертуре приемного устройства. Линейное смещение такого распределения x , именуемого далее отсчетным изображением, связано с угловым смещением α , с расстоянием между излучателем и с приемником L соотношением $x \cong \alpha L$. Отсюда следует, что для больших L (≥ 10 км) возможно создание сверхточных систем пространственной ориентации. Однако для реализации подобного рода устройств необходимо обеспечить малый угловой размер микроструктуры $\Delta x/L$ отсчетного изображения и высокую контрастность его, что весьма затруднительно из-за наличия тур-

булентности атмосферы и дифракции на передающей оптике. Практическая реализация идей безлинзовой голографии Фурье [2, 3] для повышения контраста, как следует из [4], сводится к интерференции на входном зрачке волн с разными углами прихода α и, следовательно, с разными траекториями в турбулентной атмосфере. Принцип эквивалентности атмосферных искажений при этом выполняется только для одной точки: $\alpha=0$. Для остальных точек контраст падает на α . В то же время размер полос уменьшается с ростом α . Отсюда следует, что высокий контраст ($\alpha=0$) и малый угловой размер микроструктуры отсчетного изображения в известных схемах не могут быть реализованы одновременно.

В работе предлагается голографический способ создания высококонтрастного отсчетного изображения, основанный на интерференции двух соосных волновых фронтов, один из которых является плоским, а другой — цилиндрическим. В этом случае удается максимально реализовать принцип эквивалентности путей распространения интерферирующих пучков и получить, как будет показано ниже, малый размер микроструктуры отсчетного изображения. Так, в приближении Френеля однокоординатное распределение интенсивности на расстоянии L от двух разноцилиндрических волновых фронтов представимо в виде

$$\begin{aligned}
 I(x, L) = & \frac{E_0^2}{2(l_1+1)} \{ [C(x_1) - C(x_2)]^2 + [S(x_1) - S(x_2)]^2 \} + \\
 & + \frac{E_0^2 \Gamma^2}{2(l_2+1)} \{ [C(x_3) - C(x_4)]^2 + [S(x_3) - S(x_4)]^2 \} + \\
 & + \frac{E_0^2 \Gamma}{\sqrt{(l_1+1)(l_2+1)}} \sqrt{[C(x_1) - C(x_2)]^2 + [S(x_1) - S(x_2)]^2} \times \\
 & \times \sqrt{[C(x_3) - C(x_4)]^2 + [S(x_3) - S(x_4)]^2} \cos \left\{ \frac{kx^2}{2L} \left(\frac{1}{l_2+1} - \frac{1}{l_1+1} \right) + \right. \\
 & \left. + \operatorname{arctg} \frac{S(x_1) - S(x_2)}{C(x_1) - C(x_2)} - \operatorname{arctg} \frac{S(x_3) - S(x_4)}{C(x_3) - C(x_4)} \right\}, \quad (1)
 \end{aligned}$$

где $l_{1,2} = z/\pm F_{1,2}$;

$$\begin{aligned}
 x_1 = & \sqrt{\frac{k}{\pi L} (\pm l_1 + 1)} \left(D - \frac{x}{\pm l_1 + 1} \right); \quad x_2 = -\sqrt{\frac{k}{\pi L} (\pm l_1 + 1)} \left(D + \frac{x}{\pm l_1 + 1} \right); \\
 x_3 = & \sqrt{\frac{k}{\pi L} (\pm l_2 + 1)} \left(D - \frac{x}{\pm l_2 + 1} \right); \quad x_4 = -\sqrt{\frac{k}{\pi L} (\pm l_2 + 1)} \left(D + \frac{x}{\pm l_2 + 1} \right);
 \end{aligned}$$

D — радиус излучающей апертуры; E_0 — начальная амплитуда светового поля; $\pm F_{1,2}$ — начальные радиусы сферичности волновых фронтов; Γ — коэффициент светоделения; $k=2\pi/\lambda$ — волновое число.

Как видно из выражения (1), максимум контраста достигается при $\Gamma^2 \cong l_2 + 1/l_1 + 1$, т. е. зависит от соотношения радиусов сферичности интерферирующих волновых фронтов.

Угловой размер n -го интерференционного максимума $\Delta \alpha_n$, принимаемого в дальнейшем за отсчетное изображение, может быть найден из условия максимума или минимума значения интерференционного члена.

Можно показать, что ширина n -го отсчетного изображения в линейной мере T_n равна (с точностью $\sim 0,1$ рад)

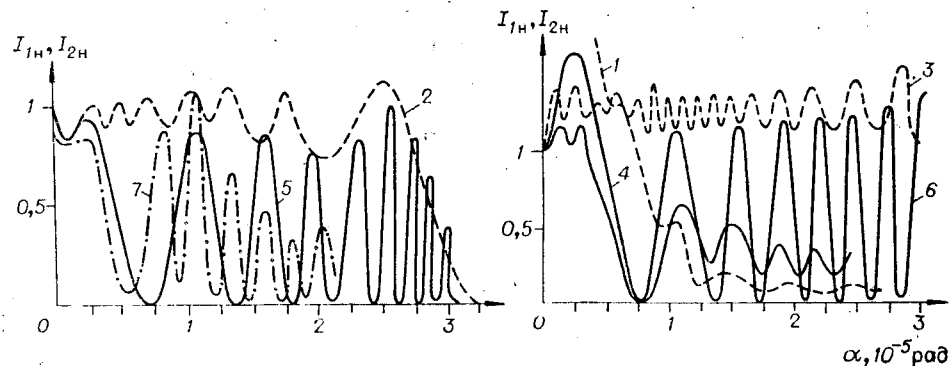
$$T_n = (\alpha_n - \alpha_{n-1}) L = x_n - \sqrt{x_n^2 - \frac{2\pi}{p}}, \quad (2)$$

где

$$p = k/2 L (1/l_2 + 1 - 1/l_1 + 1). \quad (3)$$

Как следует из выражения (2), размер отсчетного изображения тем меньше, чем больше P , т. е. также зависит от соотношения F_1 и F_2 , и, как легко убедиться из (3), уменьшается пропорционально F_1 . Получение высококонтрастного отсчетного изображения с минимальным для данного L угловым размером сопряжено с потерей энергии при светоделении, так как $\Gamma \sim F_1$.

Для оценки минимально возможного углового размера микроструктуры отсчетного изображения и необходимого для этого коэффициента светоделения выражение (1) было исследовано на ЭВМ. Результаты расчетов для $k=10^7$ 1/м, $L=10^4$ м, $F_2=10^7$ м, $F_1=500$ м, $\Gamma^2=l_2+1/l_1+1$ и ряда значений $D=0,1; 0,3; 0,5$ м представлены на рис. 1. Здесь I_{1n} — отнормированная интенсивность суммарного пучка, I_{2n} — отнормированная интенсивность коллимированного пучка, α — угол в радианах. Из рисунка следует, что



Одномерное распределение интенсивности поля на расстоянии 10 км для $F_1=500$ м, $F_2=10^7$ м, $\lambda=0,63$ мкм:
 коллимированный пучок: 1 — $D=0,1$ м, 2 — $0,3$ м, 3 — $0,5$ м; суммарный пучок:
 4 — $D=0,1$ м, 5 — $0,3$ м, 6 — $0,5$ м, 7 — $l_2=-0,5$, $D=0,3$ м.

при соответствующем подборе Γ достигается 100%-ный контраст в отсчетном изображении, а ширина интерференционной полосы убывает пропорционально α^2 и зависит от соотношения F_1 и F_2 и размера апертуры, задающей плоскую волну. Так, для $x=0,5$ м, $D=0,5$ м ширина интерференционного максимума на нулевом уровне составляет 0,2 дуговых секунд. При этом $\Gamma^2 \leq 5 \cdot 10^{-2}$, что указывает на практическую с точки зрения энергетики реализуемость рассмотренного выше способа.

В заключение следует отметить также, что интерферограмма не является пространственной синусоидой, как в случае [4], и обладает симметрией относительно точки $x=0$, что вместе с ожидаемым высоким контрастом может быть использовано при создании сверхпрецизионных систем однозначной угловой ориентации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бакут П. А., Устинов Н. Д., Троицкий И. П., Свиридов К. Н. Методы обработки световых полей при наблюдении объектов через турбулентную среду. Ч. II.— «Зарубеж. радиоэлектроника», 1976, № 7, с. 3—30.
2. Goodman J. W., Huntley W. H., Jackson D. W., Lehmann M. Wavefront reconstruction imaging through random media.— «Appl. Phys. Lett.», 1966, vol. 8, p. 311—313.
3. Gaskill I. D. Imaging through a randomly inhomogeneous medium wavefront reconstruction.— «J. Opt. Soc. Am.», 1968, vol. 58, p. 600—608.
4. Goodman J. W., Jackson D. W., Lehmann M., Knotts J.— «Appl. Opt.», 1969, vol. 8, p. 1581—1586.

Поступило в редакцию 19 июня 1978 г.

УДК 621.378.33

Л. И. РИНТЫЛЬКУТ, Э. Г. САПРЫКИН, Г. И. СМИРНОВ
 (Новосибирск)

ИЗОТОПИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ГЕНЕРАЦИИ СО-ЛАЗЕРОВ

Лазер на окиси углерода, обладающий аномально высоким среди мощных лазеров КПД, получает все более широкое распространение в науке и технике [1, 2]. В последние годы весьма интенсивно разворачиваются исследования, направленные на реализацию его высоких потенциальных возможностей. Ниже излагаются некоторые результаты исследования влияния изотопического состава активной смеси СО-лазера на мощность генерации. Использованная экспериментальная установка описана в работе [3].

В лазерах на окиси углерода достигается существенное увеличение мощности генерации при добавлении буферного газа — гелия. Мощность генерации этих лазеров