

07

© 1991

ФОРМИРОВАНИЕ ФУКО-ОБРАЗА ПУЧКА ИЗЛУЧЕНИЯ В ИЗОБРАЖЕНИЯХ ФРЕНЕЛЯ ФАЗОВОЙ РЕШЕТКИ

Э.Н. Балашова, М.В. Неофитный,
В.А. Свич

Известны оптические методы реализации интегральных преобразований Фурье [1-3], Гильберта [2-6] в изображениях Френеля. Важное значение среди известных интегральных преобразований имеет преобразование Фуко, спектр пространственных частот которого обладает свойствами причинного сигнала и позволяет визуализировать оптические неоднородности. Однако реализовать безлинзовое преобразование Фуко в промежуточной зоне дифракции до сих пор не удавалось. С другой стороны, в различных схемах теневых приборов существует необходимость данного преобразования, позволяющего устранить фокусирующую оптику, и тем самым расширить диапазон их применения в сторону больших размеров исследуемых фазовых объектов и плотностей мощности зондирующих пучков излучения.

В настоящей работе сообщается об эффекте формирования размноженного Фуко-образа (ФО) в изображениях Френеля фазовой решетки (ФР), состоящей из двух разнородных участков, имеющих различные значения глубины h_1 , h_2 прямоугольных канавок и отношения их поперечных размеров d_1 , d_2 к периоду T . Геометрия ФР, у которой $T, T-d \gg \lambda$, показана на рис.1. Данный эффект заключается в том, что ФО пучка многократно отображается в распределении интенсивности дифрагированного поля изображения Френеля, наблюдаемых в плоскостях, удаленных от ФР на расстояние

$$z_{pm} = \frac{mT^2}{\rho\lambda}, \quad (1)$$

где $m, \rho = 1, 2, 3, \dots$

В случае, когда отношения $d_1/T, d_2/T$ удовлетворяют следующему дискретному множеству значений,

$$\frac{d_1}{T} = \frac{2(k' - k'') - 1}{2q}, \quad (2)$$

$$\frac{d_2}{T} = \frac{2(k' + k'') + 1}{2q}, \quad (3)$$

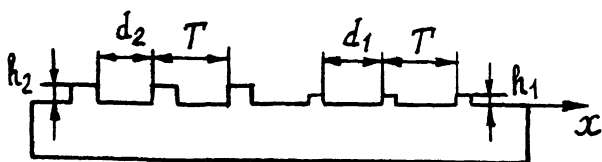


Рис. 1.

где $q = 14, 15, 16, \dots$ - номер дифракционной полосы, в которой осуществляется преобразование Фуко, k' и k'' - целые числа такие, что

$$0 < \frac{2(k' - k'') - 1}{2q} < 1 \quad \text{и} \quad 0 < \frac{2(k' + k'') + 1}{2q} < 1.$$

Представим $U(x, z)$ в плоскостях (1) следующим выражением:

$$\begin{aligned}
 U(\tilde{x}, z) = & C(\tilde{x}, z) \left\{ \sqrt{i\lambda z} (A_2 + 1) \hat{U}(\omega_0) \otimes \exp\left(\frac{-i\pi\tilde{x}^2}{\lambda z}\right) + \right. \\
 & + \sqrt{i\lambda z} (A_2 - 1) \hat{\mathcal{H}}(\omega_0) \otimes \exp\left(\frac{-i\pi\tilde{x}^2}{\lambda z}\right) + (A_1 - A_2) \times \\
 & \times \sum_{r=1}^m \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c(n, m, \rho, r) \sin\left(\frac{\pi n d_2}{m T}\right) \times \left[\hat{U}(\omega_n) + \right. \\
 & + i \hat{\mathcal{H}}(\omega_n) \left. \right] + (A_1 - 1) \sum_{r=1}^m \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c(n, m, \rho, r) \times \\
 & \times \sin\left(\frac{\pi n d_1}{m T}\right) \left[\hat{U}(\omega_n) - i \hat{\mathcal{H}}(\omega_n) \right] \left. \right\}. \tag{4}
 \end{aligned}$$

Здесь \tilde{x} - координата в плоскости наблюдения, знак „уголок“ над функциями обозначает преобразование Фурье-функций, стоящих под этим знаком, $C(\tilde{x}, z)$ - комплексная const, \otimes - операция одномерной свертки, $A_1 = \exp(2ik_1 h_2)$, $A_2 = \exp(2ik_2 \Delta h)$, $\Delta h = h_2 - h_1$, $\hat{\mathcal{H}}(\omega_n) = \hat{U}(\omega_n) \otimes \hat{\text{sign}}(\omega_n)$, $\nu_r = \{m/2 - [1 - (-1)^m]/4 - r\}$,

$$c(n, m, \rho, r) = \frac{(-1)^{mn^2\rho} \lambda^2 z^2}{\pi n} \exp\left[\frac{-i\pi(\nu_r \rho + n)^2}{m\rho}\right],$$

$$\omega_n = \left(\frac{\tilde{x}}{\lambda z} - \frac{n}{mT}\right).$$

При получении (4) использовалось эквивалентное представление гребенки Дирака в виде ряда экспонент с квадра-

тичной фазой, справедливое в плоскостях (1) при соблюдении условий

$$\frac{2d}{mT} \ll 1,$$

$$\tilde{x} \gg NT + \frac{Nd}{2},$$

где N - число периодов решетки.

В случае выбора $h_1/\lambda = 1/8$, $h_2/\lambda = 3/8$ выражение (4) преобразуется к виду

$$U(\tilde{x}, \tilde{z}) = C(\tilde{x}, \tilde{z}) \left\{ \sqrt{i\lambda \tilde{z}} \hat{\mathcal{H}}(\omega_0) \otimes \exp\left(\frac{-i\pi \tilde{x}^2}{\lambda \tilde{z}}\right) + \sum_{r=1}^m \sum_{n=n_r} C(n, m, \rho, r) [\hat{U}(\omega_n) - i\hat{\mathcal{H}}(\omega_n)] + \sum_{r=1}^m \sum_{n \neq n_r} C(n, m, \rho, r) \left[C_1\left(n, \frac{d_1}{mT}, \frac{d_2}{mT}\right) [\hat{\mathcal{H}}(\omega_n) - i\hat{U}(\omega_n)] + C_2\left(n, \frac{d_1}{mT}, \frac{d_2}{mT}\right) [\hat{U}(\omega_n) - i\hat{\mathcal{H}}(\omega_n)] \right] \right\}, \quad (5)$$

где

$$C_1\left(n, \frac{d_1}{mT}, \frac{d_2}{mT}\right) = \sin\left[\frac{\pi n(d_2 + d_1)}{2mT}\right] \cos\left[\frac{\pi n(d_2 - d_1)}{2mT}\right],$$

$$C_2\left(n, \frac{d_1}{mT}, \frac{d_2}{mT}\right) = \sin\left[\frac{\pi n(d_2 - d_1)}{2mT}\right] \cos\left[\frac{\pi n(d_2 + d_1)}{2mT}\right].$$

В (5) выражение $\hat{U}(\omega_n) - i\hat{\mathcal{H}}(\omega_n)$ представляет, согласно [7], преобразование Фуко от $\hat{U}(\omega_n)$. Последний факт и доказывает возможность формирования ФО в полосе Френеля с номером n_1 . Так как при $|q| > 10$ коэффициент $C_1\left(n, \frac{d_1}{mT}, \frac{d_2}{mT}\right)$ в (5) практически равен нулю при n не равном, но близком n_1 , то ФО наблюдаются в нескольких рядом расположенных полосах. Число таких полос увеличивается с ростом q , зависит от уровня кривизны волнового фронта и может служить по аналогии с [4, 9] его мерой. Между главными максимумами, в которых отображается ФО, расположены вторичные максимумы, число которых на одном периоде дифракционного изображения равно N/m и является объективным параметром, характеризующим диаметр пучка.

На рис. 2 приведены численные результаты, позволяющие провести сравнение относительного углового распределения интенсив-

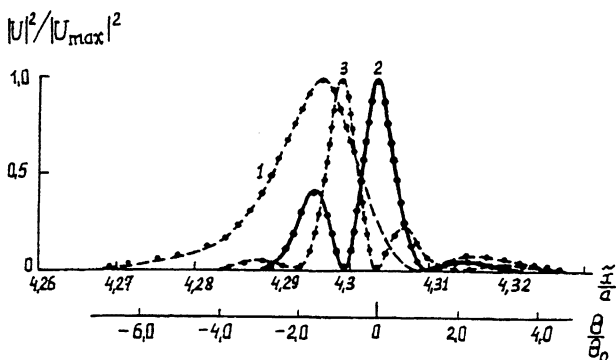


Рис. 2. Безлинзовая реализация преобразования Фуко-пучка излучения в полосе Френеля: $N=20$, $q=35$, $h_1/\lambda=1/8$, $h_2/\lambda=3/8$, 1 - пучок (16), 2 - пучок (17), 3 - пучок (18).

ности в дифракционной полосе, образующейся на расстоянии, задаваемом (1) при $\rho=1$, $m=1$, с аналогичным распределением ФО, полученного при падении пучков с функциями амплитудного распределения видов

$$U(x) = \sin(2\pi x/a), \quad (7)$$

$$U(x) = \exp[-g(x/a)^2], \quad (8)$$

$$U(x) = \text{rect}(x/a), \quad (9)$$

где $a=2NT$ - характерный размер пучка. Сплошной кривой показано относительное распределение интенсивности в дифракционной полосе зоны Френеля. Точки соответствуют дифракционному порядку ФР с „аномальным“ сбоем периода [5, 8], выполняющей в зоне Фраунгофера преобразование Фуко-пучка вида $\tilde{U}(\tilde{x}/\lambda_z)$. Для сравнения с соответствующим распределением ФО при дифракционной полосе зоны Френеля приведена угловая координата θ/θ_0 , где $\theta_0 = \lambda/(2NT)$, $\theta = \tilde{x}/Z$. Из графиков видно, что в угловом распределении интенсивности полосы Френеля, номер которой равен 33, формируется ФО пучка. В плоскостях наблюдения, согласно (1), Фуко-полосы расположены с периодом T/ρ , причем при $\rho \neq 1$ происходит их мультиплицирование с коэффициентом, равным ρ .

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Епишин В.А., Заславский В.Я., Неофитный М.В. Тр. НИЦТЛ АН СССР. 1986. С. 200-205.

- [2] K o l o d z e i j s z y k A. // Opt. Commun. 1986. V. 59. N 2. P. 97-102.
- [3] Смирнов А.П. // Оптика и спектроскопия. 1987. Т. 62. В. 3. С. 636-643.
- [4] Балашова Э.Н., Неофитный М.В., Свич В.А. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 18. С. 55-59.
- [5] Балашова Э.Н., Лукашевич Я.К., Неофитный М.В., Свич В.А. Тез. докл. II Всес. конф. „Оптическое изображение и регистрирующие среды“. Л., 1990. Т. 1. С. 52-53.
- [6] Балашова Э.Н., Неофитный М.В., Свич В.А. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 18. С. 22-26.
- [7] Сороко Л.М. Гильберт-оптика. М.: Наука, 1981. 159 с.
- [8] Балашова Э.Н., Неофитный М.В., Свич В.А. Тез. докл. У1 Всесоюз. конф. „Оптика лазеров“. Л., 1990. С. 270.
- [9] Балашова Э.Н., Неофитный М.В., Свич В.А. // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69. В. 4. С. 896-901.

Харьковский
государственный
университет
им. А.М. Горького

Поступило в Редакцию
1 марта 1991 г.