Письма в ЖТФ, том 17, вып. 14 26 июля 1991 г.

07

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОЙ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ФАЗОВОЙ ПОМЕХИ НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ АДАПТИВНОГО ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Ю.О. Барменков, Н.М. Кожевников

Использование динамической голограммы (ДГ) в качестве смесителя фазомодулированных световых пучков позволяет осуществить адаптивную пространственно-временную стабилизацию рабочей точки оптического интерферометра и повысить чувствительность измерений при воздействии низкочастотных фазовых помех (НФП) [1-4]. Работа таких интерферометров обычно анализируется в приближении небольших амплитуд НФП [3, 5], когда вклад помехи в выходной сигнал можно считать аддитивным. В этом случае НФП эффективно подавляется, если ее частота Ω много меньше частоты отсечки $\Omega_0 = \tau^{-1}$, определяемой постоянной времени записи ДГ τ. В то же время при больших амплитудах НФП является мультипликативной, обусловливая амплитудную модуляцию полезного сигнала и уменьшение его среднего уровня. Подавление сигнала при воздействии сильной мультипликативной НФП экспериментально наблюдалось в [6, 7], однако теоретический анализ этого практически важного режима работы голографического интерферометра до сих пор не проводился. В настоящей работе преобразование высокочастотного сигнала $a\cdot\cos\omega t$, $\omega t \gg 1$ и сильной НФП $A\cdot\cos\Omega t$, $\Omega \ll \omega$, $A > 1$ рассмотрено для случая взаимодействия световых пучков в слабонелинейной фоторефрактивной среде с локальным керровским откликом.

Процесс записи фазовой ДГ в такой среде описывается уравнением

$$\frac{\partial}{\partial t}\Delta\tilde{\mathcal{E}}(z,t)=\xi\sqrt{I_{+1}(z,t)I_{-1}(z,t)}\,\exp(i\varphi(z,t))-\tau^{-1}\Delta\tilde{\mathcal{E}}(z,t), \tag{1}$$

где $\Delta\tilde{\mathcal{E}}(z,t)$ – комплексная амплитуда фазовой решетки, ξ – фоторефрактивный коэффициент, $I_{\pm1}(z,t)$, $\varphi(z,t)$ – интенсивности и оптическая разность фаз световых пучков, ось z направлена в глубь фоточувствительной среды ($z > 0$).

Решение уравнения (1) с нулевым начальным условием ($\Delta\tilde{\mathcal{E}}(z, 0)=0$ имеет вид

$$\Delta\tilde{\mathcal{E}}(z,t)=\xi\int_0^t\sqrt{I_{+1}(z,t')I_{-1}(z,t')}\,\exp\left[\frac{t'-t}{\tau}+i\varphi(z,t')\right]dt'. \tag{2}$$

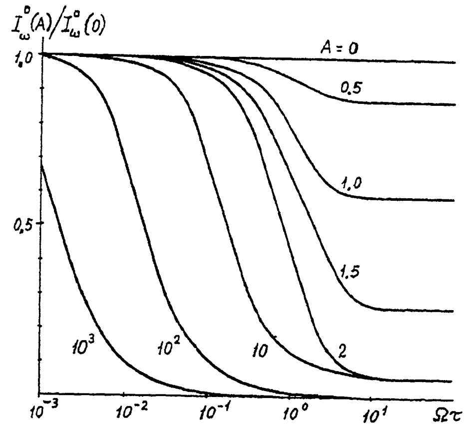

Рис. 1.

Уравнения для $I_{\pm 1}(z,t)$ и $\varphi(z,t)$ легко получаются из укороченных уравнений для медленно меняющихся комплексных амплитуд световых пучков [8, 9]

$$\cos\theta\cdot\frac{\partial}{\partial z}I_{\pm 1}(z,t)=-\alpha I_{\pm 1}(z,t)-\sqrt{I_{+1}(z,t)I_{-1}(z,t)}\ Im\left[k\Delta\tilde{\varepsilon}(z,t)e^{-i\varphi(z,t)}\right], \quad (3)$$

$$2\cos\theta\cdot\frac{\partial}{\partial z}\varphi(z,t)=\frac{I_{-1}(z,t)-I_{+1}(z,t)}{\sqrt{I_{+1}(z,t)\cdot I_{-1}(z,t)}}\ Re\left[k\Delta\tilde{\varepsilon}(z,t)e^{-i\varphi(z,t)}\right], \quad (4)$$

где α – коэффициент поглощения среды, $k=2\pi/\lambda$, 2θ – угол схождения пучков в среде.

В случае слабонелинейной среды ($|\Delta\tilde{\varepsilon}|\ll\varepsilon$) решение системы уравнений (3), (4) с учетом (2) может быть получено методом последовательных приближений. Для интенсивностей $I_{\pm 1}^{(0)}$ и разности фаз $\varphi^{(0)}$ в нулевом приближении имеем

$$I_{\pm 1}^{(0)}(z)=I_{\pm 10}\exp\left(-\alpha z/\cos\theta\right),\quad \varphi^{(0)}(z,t)=\varphi^{(0)}(t)=a\cdot\cos\omega t+A\cdot\cos\Omega t. \quad (5)$$

Подстановка (5) в (3) позволяет получить поправки первого приближения к интенсивностям пучков

$$I_{\pm 1}^{(1)}(z,t)=\mp I_{+10}\,I_{-10}T(z)\,Im\left[k\xi\tilde{K}(t)e^{-i\varphi^{(0)}(t)}\right], \quad (6)$$

$$\tilde{K}(t)=\int_0^t \exp\left[\frac{t'-t}{\tau}+i\varphi^{(0)}(t')\right]dt', \quad (7)$$

где $T(z)=\alpha^{-1}\exp\left(-\alpha z/\cos\theta\right)\left[1-\exp\left(-\alpha z/\cos\theta\right)\right]$.

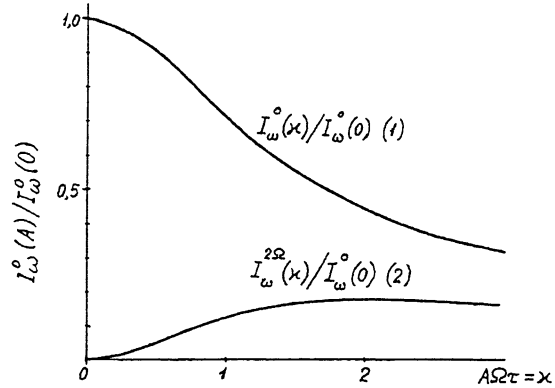

Рис. 2.

В отсутствие НФП (А=0) спектр колебаний интенсивностей пучков $I^{(1)}_{\pm 1}(z,t)$ содержит только нечетные гармоники модулирующей частоты $\omega \gg \tau^{-1}$, амплитуда низшей из которых

$$I^o_\omega(0)=2k\xi\tau I_{+10} I_{-10} J_0(a) J_1(a) T(z), \tag{8}$$

где $J_{1,0}(a)$ – функция Бесселя.

Очевидно, если $a \ll 1$, то $I^o_\omega \sim a$, что обеспечивает высокую чувствительность измерения амплитуды высокочастотной фазовой модуляции при использовании локальных фоторефрактивных сред. Влияние НФП проявляется в дополнительной амплитудной модуляции гармонических составляющих выходного сигнала. При условии $\Omega \ll \omega$ для амплитуды несущего колебания на частоте первой гармоники ω из (6), (7) легко получаем

$$I^o_\omega(A)=\left[J_0^2(A)+2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{J_n^2(A)}{1+(n\Omega\tau)^2}\right] I^o_\omega(0). \tag{9}$$

Графики зависимостей $I^o_\omega(A)/I^o_\omega(0)$ от $\Omega\tau$ при разных значениях амплитуды А НФП приведены на рис. 1.

Выражение (9) показывает, что при $\Omega\tau \gg 1$ $I^o_\omega(A) \sim J_0^2(A)$, что является следствием уменьшения амплитуды записанной фазовой ДГ при увеличении амплитуды относительно быстрых колебаний мгновенной интерференционной картины пучков. Значительно более актуальным является другой предельный случай $\Omega\tau \ll 1$, когда реализуется режим записи квазистационарных бегущих фазовых решеток. Формула (9) в этом случае становится неудобной для анализа, так как связана с суммированием большого числа членов ряда. В то же время легко показать, что при $\Omega\tau \ll 1$ и $t \gg \tau$ выражение (7) может быть записано в виде

$$\tilde{K}(t) \approx J_0(a)\tau\left[1+i\varkappa\sin\Omega t\right]^{-1}\exp\left(iA\cos\Omega t\right), \quad \varkappa = A\Omega\tau, \tag{10}$$

отражая пространственное рассогласование бегущей с переменной скоростью $A\Omega\sin\Omega t$ фазовой решетки относительно бегущей с той же скоростью интерференционной картины пучков. Подставив (10) в (6), получаем зависимость от времени амплитуды первой гармоники колебаний интенсивностей световых пучков

$$I_\omega(t) = I_\omega^0(0)\left(1+\varkappa^2\sin^2\Omega t\right)^{-1}. \tag{11}$$

Элементарные вычисления показывают, что несущая $I_\omega^0(\varkappa)$ амплитудно-модулированного колебания $I_\omega(t)$ уменьшается (рис. 2, кривая 1)

$$I_\omega^0(\varkappa) = I_\omega^0(0)\left(1+\varkappa^2\right)^{-1/2}, \tag{12}$$

а амплитуды $I_\omega^{2\Omega}(\varkappa)$ верхней и нижней боковых частот $\omega \pm 2\Omega$ возрастают (рис. 2, кривая 2)

$$I_\omega^{2\Omega}(\varkappa) = I_\omega^0(0)\frac{\left(\sqrt{1+\varkappa^2}-1\right)^2}{\varkappa^2\sqrt{1+\varkappa^2}} \tag{13}$$

при увеличении амплитуды А НФП.

Из формулы (12) следует важный вывод о том, что в случае сильной НФП условием эффективного подавления помехи является $A\Omega\tau \ll 1$, а не $\Omega\tau \ll 1$, как в случае слабой НФП. Другими словами, постоянная времени записи ДГ в случае сильной НФП должна быть в А раз меньше для обеспечения такой же эффективности подавления, как и при слабой НФП.

Как известно, пороговая чувствительность измерения амплитуды a определяется квадратом амплитуды $I_\omega^0(A)$. Следовательно, при больших амплитудах НФП ($A \gg (\Omega\tau))^{-1}$ чувствительность измерения уменьшается в A^2 раз по сравнению с чувствительностью при А=0. Более того, наличие боковых частот $\omega \pm 2\Omega$ в спектре колебаний интенсивностей выходных пучков приводит при больших А к резкому снижению динамического диапазона измерения модулированных во времени амплитуд $a(t)$, если спектр колебаний этих амплитуд имеет ширину, превышающую 2Ω.

В заключение отметим, что приведенный в настоящей работе анализ позволяет глубже понять природу адаптивного подавления НФП при голографической регистрации сигналов фазовой модуляции и объективно оценить потенциальные возможности такой адаптации при использовании различных локальных фоторефрактивных сред.

Список литературы

[1] Hall T.J., Fiddy M.A., Ner M.S. // Opt. Lett. 1980. V. 5. N 11. P. 485-487.

[2] Барменков Ю.О., Зосимов В.В., Кожевников Н.М., Ляшев Л.М., Сергущенко С.А.// ДАН СССР, Физика. 1986. Т. 290. В. 5. С. 1095-1098.

[3] Степанов С.И. Фоторефрактивные кристаллы для адаптивной интерферометрии. В кн.: Оптическая голография с записью в трехмерных средах. Л.: Наука, 1989. С. 64-74.

[4] Kamshilin A.A., Mokrushina E.V., Petrov M. P. // Opt. Engineering. 1989. V. 28. N 6. P. 580-585.

[5] Барменков Ю.О., Зосимов В.В., Кожевников Н.М., Липовская М.Ю., Ляшев Л.М.// Опт. и спектр. 1988. Т. 64. В. 6. С. 1339-1343.

[6] Stepanov S.I. Adaptive interferometry: a new area of applications of photorefractive crystals / In: International trends in Optics", ed. by J. Goodman. - Academic Press, 1991. P. 125-140.

[7] Stepanov S.I., Sokolov I.A. Adaptive interferometers using photorefractive crystals. - Proceedings of the 2-d Int. Conf. on „Holographic systems, components and applications". - UK, Bath, 1989. P. 95-100.

[8] Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Одулов С.Г., Соскин М.С. // УФН. 1979. Т. 129. В. 1. С. 113-137.

[9] Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Соскин М.С. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 2. С. 420-425.

Поступило в Редакцию
22 апреля 1991 г.