



УДК 535.211

© В. И. Иванов, А. И. Ливашвили, Т. Н. Брюханова, Н. Н. Рекунова, 2011

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕРМОИНДУЦИРОВАННОГО МЕХАНИЗМА ЗАПИСИ РЕЛЬЕФНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММ

Иванов В. И. – д-р ф.-м. наук, зав. кафедрой «Теоретическая механика», тел. (4212) 40-73-76, e-mail: ivanov@festu.khv.ru; *Ливашвили А. И.* – канд. ф.-м. наук, доцент кафедры «Высшая математика», тел. (4212) 40-76-04, e-mail: livbru@mail.ru (ДВГУПС); *Брюханова Т. Н.* – преп. кафедры «Физика», тел. (4212) 22-43-47, e-mail: livbru@mail.ru (ТОГУ); *Рекунова Н. Н.* – асп. кафедры «Теоретическая механика», тел. (4212) 40-76-14 (ДВГУПС)

На основе двумерной нестационарной тепловой задачи проанализированы пространственно-временные характеристики коэффициента рельефной нелинейности, обусловленной тепловым расширением среды.

Space-time characteristics of relief nonlinearity coefficient caused by thermal expansion are analyzed on the basis of two-dimensional thermal task.

Ключевые слова: динамическая голография, рельефные голограммы, тепловое расширение среды, обращение волнового фронта.

Различные механизмы оптической нелинейности на поверхности раздела сред широко используются в динамической голографии для хранения и обработки оптической информации [1-3]. При этом динамическая голограмма представляет собой решетку амплитудного френелевского коэффициента отражения ρ («поверхностную» голограмму). Соответствующий метод обращения волнового фронта излучения отражающей поверхностью (ОВФ-П) впервые предложен Б. Я. Зельдовичем с сотрудниками [2]. Особенность этого метода состоит в том, что здесь требуется только одна опорная волна E_0 , которая записывает решетку $\delta\rho$, интерферируя с сигнальной волной E_3 ($\delta\rho \sim E_0 E_3$), и одновременно дифрагирует на этой отражательной решетке. Фазовое сопряжение будет точным, если волновой фронт опорной волны совпадает с формой отражающей поверхности (которая может быть и неплоской).

В одной из первых экспериментальных работ по записи поверхностных динамических голограмм было использовано тепловое расширение среды [4]. Там же проведен анализ нелинейности для стационарного режима записи,

а частотно-временные и пространственные характеристики нелинейности не исследованы.

Целью данной работы является исследование пространственно-временной зависимости коэффициента рельефной нелинейности, обусловленной тепловым расширением среды.

Независимо от природы «поверхностной» нелинейности, ее можно описать, используя зависимость комплексного амплитудного коэффициента отражения от интенсивности $I(r) = |E(r)|^2$ (в обозначениях работы [2]) падающего излучения:

$$\rho(I) = \rho(I_0) + \frac{\partial \rho}{\partial I} [I(r) - I_0] + \dots, \quad (1)$$

где: r – радиус-вектор в плоскости раздела сред, I_0 – среднее значение интенсивности излучения, $\rho = \frac{E_{\text{отр}}(r)}{E_{\text{пад}}(r)}$, $\beta = \frac{\partial \rho}{\partial I}$ – коэффициент поверхностной нелинейности.

Пусть на зеркально отражающую поверхность падает строго нормально плоская волна $E_0 \exp(-ikz)$, под углом θ_3 к нормали когерентная с ней слабая сигнальная волна E_3 (рис. 1). В результате интерференции волн E_0 и E_3 коэффициент отражения становится промодулированным [2]:

$$\rho(r) = \rho_0 + \beta [E_0 E_3^*(r) \exp(-ik_3 r) + E_0^* E_3(r) \exp(ik_3 r) + |E_3|^2]. \quad (2)$$

Поглощение света с поперечно-неоднородным профилем интенсивности $I(r)$ вызывает неоднородный прогрев поверхностных слоев материала зеркала. Из-за теплового расширения в максимуме интенсивности зеркало выпучивается навстречу пучку, т.е. образуется решетка рельефа [2]:

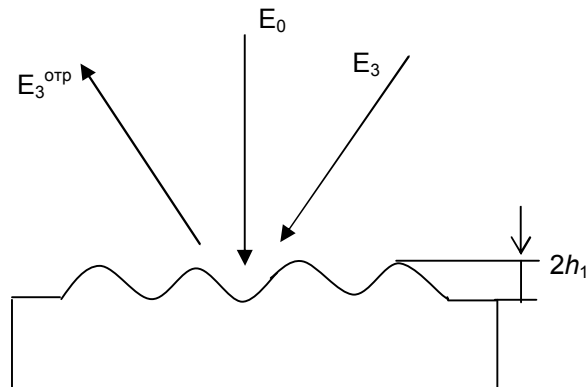


Рис. 1. Схема записи рельефной голограммы



$$\delta h(r) = h_1 \cos(k\theta_3 r + \varphi) = A[E_0 E_3^* \exp(-ik\theta_3 r) + k.c.]. \quad (3)$$

Для нахождения амплитуды рельефа сначала необходимо решить следующую двумерную нестационарную тепловую задачу:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (4)$$

с граничными условиями: $0 \leq x < \infty$, $-\infty < z < \infty$,

$$T(x, z, 0) = T_0, \quad (5)$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = (1 - r_f^2) I_0 (1 + \sin Kz) (1 + \cos \omega t), \quad (6)$$

где: $K = k\theta_3$ – волновой вектор интерференционной решетки, r_f – амплитудный коэффициент френелевского отражения плоской зеркальной поверхности, $a = \frac{\lambda}{c_p \rho}$ – температуропроводность среды, λ – коэффициент теплопроводности материала, c_p и ρ – удельные теплоемкость и плотность среды соответственно.

Частное решение (5)–(6) для переменной части источника (для слагаемого $\approx I_0 \sin Kz \cdot \cos \omega t$) в установившемся режиме можно получить, используя метод функции Грина:

$$T(x, z, t) = T_0 + \frac{a I_0}{\lambda} \int_0^t \int_{-\infty}^{\infty} \sin K\eta \cos \omega\tau G(x, z, 0, \eta, t - \tau) d\eta d\tau, \quad (7)$$

где функция Грина данной тепловой задачи [5]:

$$G = (x, z, \xi, \eta, t) = \frac{1}{4\pi\lambda} \left\{ \exp \left[-\frac{(x - \xi)^2 + (z - \eta)^2}{4at} \right] + \exp \left[-\frac{(x + \xi)^2 + (z - \eta)^2}{4at} \right] \right\}. \quad (8)$$

Используя формулы (4-8), получаем для температуры:

$$T(x, z, t) = T_0 + \frac{I_0 \lambda^{-1} \sqrt{a}}{\sqrt[4]{K^4 a^2 + \omega^2}} \cdot \sin Kz \left[e^{-\frac{x}{\sqrt{a} \sqrt{K^4 a^2 + \omega^2}}} \right] \cos \left[\omega t - \frac{x \sqrt{K^4 a^2 + \omega^2}}{\sqrt{a}} \cdot \cos \frac{\varphi_0}{2} - \frac{\varphi_0}{2} \right], \quad (9)$$

где: $\operatorname{tg} \frac{\varphi_0}{2} = \frac{\omega}{K^2 a}$.



Модуляция рельефа определяется тепловым расширением среды:

$$\delta h(z) = \gamma \int_0^{\infty} (T - T_0) dx, \quad (10)$$

где: γ – коэффициент линейного теплового расширения среды.

Учитывая, что $\beta = r_f k h_1 / 2I_0$ [2], найдем коэффициент поверхностной нелинейности:

$$\beta = r_f (1 - r_f^2) \frac{a}{\sqrt{K^4 a^2 + \omega^2}} \cdot \kappa \gamma \lambda^{-1}, \quad (11)$$

Полученное выражение показывает, как коэффициент рельефной нелинейности зависит от частоты модуляции падающего излучения и волнового вектора динамической голограммы. Проведенный анализ может представлять интерес для расчета пространственно-временных характеристик фазосопреженных зеркал, используемых в прикладных задачах нелинейной оптики [6, 7].

Библиографические ссылки

1. *Иванов В. И.* Термоиндуцированные механизмы записи динамических голограмм. – Владивосток, 2006.
2. *Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В.* Обращение волнового фронта. – М., 1985.
3. *Кузьменко А. П., Жуков Е. А., Ли Ц.* Резонансное возбуждение магнитоупругих колебаний в ортоферритах одиночной доменной границей // Вестник Тихоокеанского государственного университета. – 2005. – № 1.
4. *Обращение* волнового фронта при светоиндуцированном профилировании формы поверхности поглощающего вещества / А. А. Голубцов, Н. Ф. Пилипецкий, А. Н. Сударкин, В. В. Шкунов // Квантовая электроника. – 1981. – Т. 8.
5. *Полянин А. Д.* Справочник по линейным уравнениям математической физики. – М., 2000.
6. *Иванов В. И., Илларионов А. И.* Характеристики нелинейного отражения при обращении волнового фронта излучения поверхностью // Изв. вузов. / Сер. физ. – 1997. – № 6.
7. *Иванов В. И., Симаков С. Р.* Эффективность и динамический диапазон нелинейного отражения при четырехволновом смещении излучения // Изв. вузов. / Физика. – 2001. – № 1.