

Ю. М. Селиванов

## Применение комбинированных голографических интерферограмм к исследованию неустановившихся деформаций

(Представлено членом-корреспондентом НАН Украины В. С. Гудрамовичем)

*An approach to the investigation of nonstationary deformations for an inhomogeneous shell with utilization of the holographic time-average method for the preliminary exposure of a static state is proposed.*

Определение неустановившегося напряженно-деформированного состояния (НДС) сложных элементов конструкций, особенно пластин и оболочек с неоднородным распределением материала, которые характеризуются высокоградиентными полями деформаций и напряжений, является трудной задачей. Использование аналитических и численных методов [1, 2] сопряжено с рядом допущений при выборе расчетной модели, а экспериментальные методы, предусматривающие локальность измерений и контакт с исследуемой поверхностью [3], могут приводить к значительным ошибкам и неверным выводам относительно НДС. Распространенные голографические методы (двухимпульсный, реально-временной) [4] требуют дорогостоящего оборудования либо ограничены качественным анализом динамических процессов.

Неустановившиеся деформации поверхности достаточно просто можно оценивать голографическим методом усреднения во времени с помощью обычного лазера непрерывного излучения [5]. Однако в связи с тем, что диапазон смещений, измеряемых этим методом, довольно узок, исследование высокоградиентных полей неустановившихся деформаций становится проблематичным.

Известен способ исследования гармонических колебаний поверхности методом усреднения во времени с предварительным экспонированием ее статического состояния [4], который позволяет вдвое увеличить диапазон измеряемых виброперемещений. Ниже рассматриваются возможности применения этого способа к исследованию высокоградиентных распределений неустановившихся деформаций.

Пусть некоторая точка  $(x, y, z)$  исследуемой поверхности движется со скоростью  $\bar{V}(\tau)$ . Если на одну и ту же регистрирующую среду экспонировать в течение времени  $T_0 = \alpha T$  статическое состояние этой поверхности, а затем в течение времени  $T_H = (1 - \alpha)T$  ее неустановившееся состояние, то, очевидно,  $T_0 + T_H = T$ , и выражение для освещенности изображения, восстановленного с такой комбинированной интерферограммы, может быть представлено в виде [4]

$$I \approx I_0 \left| \alpha + \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T(1-\alpha)} \exp \left[ -i \int_{t_0}^t (\bar{K} \cdot \bar{V}(\tau)) d\tau \right] dt \right|^2. \quad (1)$$

Здесь  $I_0$  — освещенность изображения поверхности в стационарном состоянии;  $\alpha$  — коэффициент;  $T$  — длительность экспозиции;  $t$  и  $\tau$  — время;  $t_0$  — время начала экспонирования;  $\bar{K}(x, y, z)$  — вектор чувствительности оптической схемы.

Предположим, что каждая точка исследуемой поверхности движется со своей постоянной скоростью  $\bar{V}(\tau) = \bar{V}(x, y, z) = \bar{V}$ . Подставляя  $\bar{V}$  в (1), интегрируя и тождественно преобразуя, получаем выражение для освещенности изображения

$$I \approx I_0 |\alpha^2 + 2\alpha(1 - \alpha) \text{sinc}[2(1 - \alpha)X] + (1 - \alpha)^2 \text{sinc}^2[(1 - \alpha)X]|, \quad (2)$$

где  $\text{sinc}[\dots]$  — синк-функция;  $X = \bar{K} \cdot \bar{V}T/2$ .

Из графиков, построенных по формуле (2), следует, что максимальная яркость интерференционных полос убывает с ростом параметра  $X$ , а количество различаемых полос существенно зависит от величины коэффициента  $\alpha$ . Так, если на графике, соответствующем усредненной интерферограмме (при  $\alpha = 0$ ), различаются две полосы, то на графике  $\alpha = 0,25$  хорошо различаются уже восемь; максимальное число заметных полос ( $\sim 10$ ) отвечает значением  $\alpha = 0,4 \div 0,6$ .

Если каждая точка наблюдаемой поверхности с момента  $t_0 = 0$  движется с постоянным ускорением  $\bar{a}(x, y, z) = \bar{a}$ , то  $\bar{V}(\tau) = \bar{a}\tau$  и получим

$$I \approx I_0 \frac{\pi}{2X} \left[ \alpha \sqrt{\frac{2X}{\pi}} + C(X(1 - \alpha)^2) \right]^2 + S^2(X(1 - \alpha)^2), \quad (3)$$

где  $X = \bar{K} \cdot \bar{a}T^2/2$ ;  $C(\dots)$  и  $S(\dots)$  — интегралы Френеля.

Построив графики функции (3), можно убедиться в том, что и в этом случае количество различаемых интерференционных полос зависит от коэффициента  $\alpha$  и при  $\alpha = 0,4 \div 0,6$  в два раза больше, чем при  $\alpha = 0$ .

Положим, что каждая точка наблюдаемой поверхности движется по закону  $\bar{L}(x, y, z, t) = \bar{A}(1 - e^{-\beta t})$ , где  $\bar{A}(x, y, z)$  — амплитуда смещения;  $\beta$  — коэффициент. Учитывая, что  $\bar{V}(\tau) = \bar{A}\beta e^{-\beta t}$ , получаем

$$I \approx I_0 \left| \alpha^2 - \frac{2\alpha}{\beta T} \{ (1) \cos(X \cdot \kappa_1) + (2) \sin(X \cdot \kappa_1) \} + \frac{1}{(\beta T)^2} [(1)^2 + (2)^2] \right|. \quad (4)$$

Здесь  $X = \bar{K} \cdot \bar{A}$ ;  $\kappa_1 = e^{-\beta t_0}$ ;  $\kappa_2 = e^{-\beta[t_0 + T(1 - \alpha)]}$ ; (1) =  $\text{Ci}(X \cdot \kappa_2) - \text{Ci}(X \cdot \kappa_1)$ ; (2) =  $\text{Si}(X \cdot \kappa_2) - \text{Si}(X \cdot \kappa_1)$ ;  $\text{Ci}(\dots)$  и  $\text{Si}(\dots)$  — интегральные косинус и синус. К этой же формуле приходим, если точка движется по закону  $\bar{L}(x, y, z, t) = \bar{A}e^{-\beta t}$ .

Из характерных графиков функции (4) (рис. 1, б) следует, что в данном случае предварительное экспонирование позволяет увеличить количество различаемых интерференционных полос в четыре раза (при  $\alpha = 0,4 \div 0,6$ ).

Допустим, что каждая точка наблюдаемой поверхности движется по более сложной траектории, определяемой формулой

$$\bar{L}(x, y, z, t) = \bar{k}[a_1(t - t_0) + a_2\{1 - e^{-\beta(t - t_0)}\}], \quad (5)$$

где  $\bar{k}(x, y, z)$  — единичный вектор смещения;  $a_1, a_2, \beta$  — коэффициенты.

Построив графики освещенности для этого случая, можно убедиться, что число различаемых интерференционных полос при  $\alpha = 0,5$  в три раза больше, чем при  $\alpha = 0$ .

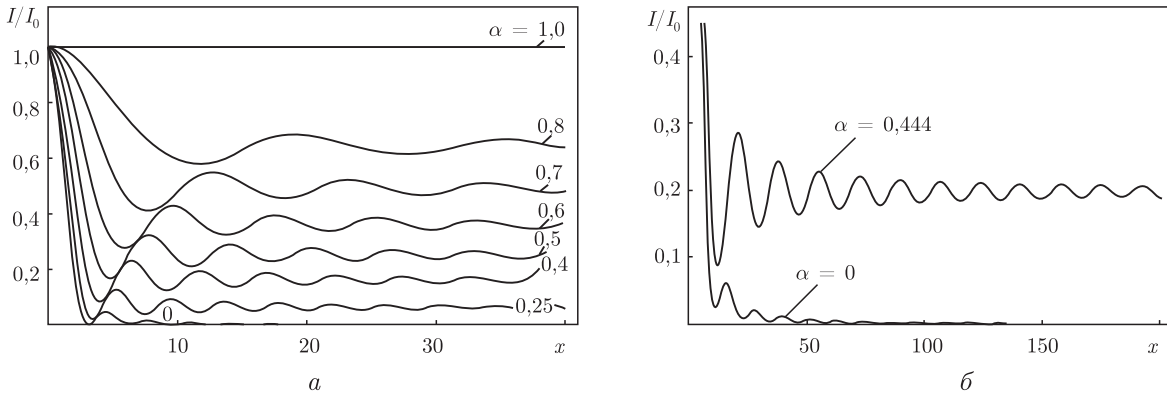


Рис. 1. Графики освещенности полос: *a* — движение с постоянной скоростью; *б* — движение по экспоненциальной зависимости при  $t_0 = 5$  с,  $T = 45$  с,  $\beta = 0,029$

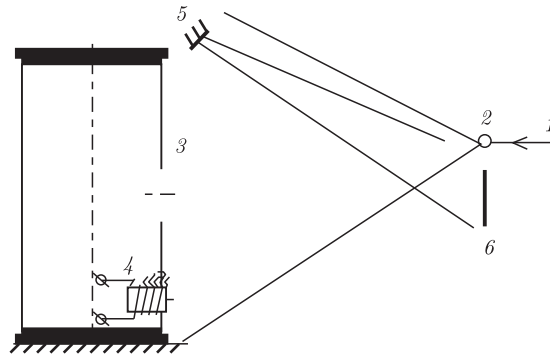


Рис. 2. Схемы термонагружения и голографирования оболочки:  
 1 — луч лазера; 2 — линза; 3 — образец; 4 — источник тепла; 5 — зеркало; 6 — фотопластика

Аналогично можно получить графики освещенности изображения поверхности на комбинированной интерферограмме для многих других законов ее движения. При наличии этих графиков определение величины смещения можно осуществить в соответствии с алгоритмом, изложенном в [5].

Апробация подхода выполнялась посредством двух экспериментов на образце тонкой стальной цилиндрической оболочки с двумя круговыми вырезами: центральным и нецентральным, на контур которого бесконтактно подается тепло (рис. 2).

В первом эксперименте образец нагревался от комнатной температуры и с момента  $t_0 = 5$  с экспонировался на протяжении  $T = 45$  с, т. е. была зарегистрирована усредненная интерферограмма оболочки (рис. 3, *a*). Во втором эксперименте образец при комнатной температуре экспонировался на протяжении 20 с, потом также нагревался и с момента  $t_0 = 5$  с экспонировался на протяжении 25 с, т. е. была зарегистрирована комбинированная интерферограмма оболочки при  $\alpha = 0,444$  (рис. 3, *б*).

С помощью тензопреобразователя было установлено, что кривые “прогиб — время” образца удовлетворительно описывались функциями  $\bar{L}(x, y, z, t) = \bar{A}(x, y, z)(1 - e^{-0,029t})$ . Причем в точке  $\tilde{x} = x/L = 0,15$ ;  $\tilde{s} = s/\pi D$  (сечение III-III) при  $t = 50$  с прогиб составлял  $-9$  мкм.

Расчетные графики освещенности, соответствующие этому закону и параметрам эксперимента, приведены на рис. 1, *б*.

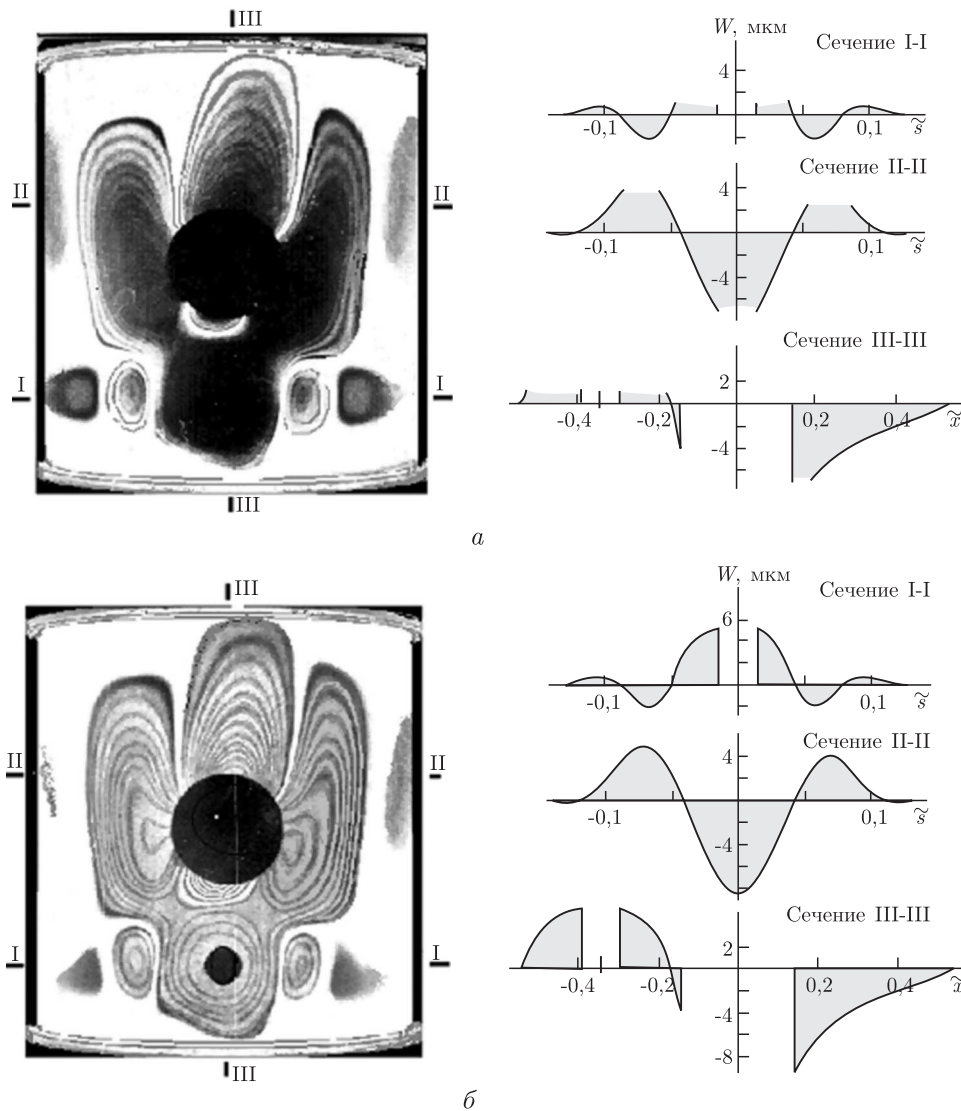


Рис. 3. Усредненная (а) и комбинированная при  $\alpha = 0,444$  (б) интерферограммы нагреваемой оболочки и соответствующие распределения прогибов вдоль характерных сечений при  $t = 50$  с

Для данных экспериментов основным параметром, определяющим НДС и критические состояния оболочек, является прогиб, поэтому по интерферограммам были построены его распределения вдоль некоторых сечений (I-I) – (III-III) (рис. 3, справа).

Из рис. 3 видно, что по усредненной интерферограмме удается построить только начальные участки распределений прогибов. По комбинированной интерферограмме эти распределения были построены в полном объеме. Причем максимальные по модулю значения прогиба (8,7 мкм) хорошо согласуются с данными тензометрических измерений (–9 мкм).

Полученные результаты наглядно показывают эффективность предложенного подхода. Он позволяет в зависимости от закона движения поверхности в 2–5 раз расширить диапазон неустановившихся смещений, которые могут быть определены с помощью голографической интерферометрии усреднения во времени и лазера непрерывного излучения небольшой выходной мощности.

Данный подход может быть использован в научно-исследовательских и испытательных лабораториях для бесконтактных измерений нестационарных полей деформаций сложных неоднородных элементов конструкций при воздействии на них тепловых, механических, электромеханических, магнитных и других нагрузок при относительно дешевых и компактных измерительных установках. Для выбора оптимальных характеристик лазера и регистрирующей среды при технической реализации подхода разработано соответствующее информационно-программное обеспечение.

1. *Подстригач Я. С., Швец Р. Н.* Термоупругость тонких оболочек. – Киев: Наук. думка, 1978. – 344 с.
2. *Шевченко Ю. Н., Савченко В. Г.* Механика связанных полей в элементах конструкций. Т. 2 Термо-вязкопластичность. – Киев: Наук. думка, 1987. – 264 с.
3. *Экспериментальная механика: В 2-х кн. / Под ред. А. Кабаяси. Пер. с англ. Кн. 1.* – Москва: Мир, 1990. – 616 с.
4. *Островский Ю. И., Щепинов В. П., Яковлев В. В.* Голографические интерференционные методы измерения деформаций. – Москва: Наука, 1988. – 248 с.
5. *Селиванов Ю. М.* Голографический анализ неустановившихся деформаций сложных пластин и оболочек // *Вісн. Донецьк. ун-ту.* – 2002. – № 2. – С. 55–61.

*Днепропетровский национальный университет*

*Поступило в редакцию 30.10.2006*