РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

АВТОМЕТРИЯ

№ 1 1999

УДК 621.391

С. В. Гангнус, А. В. Скрипаль, Д. А. Усанов

(Саратов)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЙ ОБЪЕКТА С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОГО ГОМОДИННОГО МЕТОДА

Показана возможность восстановления характеристик сложного движения объекта в гомодинной интерференционной системе. Метод основан на использовании фурье-представления функции, характеризующей движения объекта. Представлены экспериментальные результаты по восстановлению формы движения несинусоидально вибрирующего зеркала.

Введение. Известна группа гетеродинных методов измерения перемещений [1–3], в которых используются два лазера. Основная трудность при их реализации – обеспечение стабильности частоты лазеров. В [4, 5] для измерения абсолютного расстояния до перемещающегося объекта предложен полупроводниковый лазер, работающий на двух частотах.

Другая группа – это гомодинные интерференционные методы с использованием одного лазера. Измерительная интерференционная система в этом случае реализуется, как правило, по схемам интерферометров Фабри – Перо, Майкельсона и Маха – Цендера. Регистрируемый сигнал в таких системах имеет достаточно сложную форму, и поэтому восстановление по нему характеристик движения объекта оказывается непростой задачей. Для дешифровки выходного интерференционного сигнала предложены различные методы [1, 6–8], большинство из которых построено в предположении, что объект колеблется на одной частоте.

В данной работе предлагается метод обработки сигнала, позволяющий восстанавливать вид функции колебаний объекта, движущегося по негармоническому закону. В разд. 1 представлена теория метода. В разд. 2 приведены результаты моделирования и эксперимента.

1. **Теоретическое рассмотрение.** 1.1. *Восстановление формы движения объекта по интерференционному сигналу.* Переменная составляющая интерференционного сигнала имеет вид [9]:

$$I(t)=A\cos\left(\theta+\frac{4\pi}{\lambda}f(t)\right), \tag{1}$$

где A – амплитудный коэффициент, зависящий от интенсивностей интерферирующих лучей и передаточной характеристики регистрирующей аппаратуры (например, фотодетектора); t – время; θ – фаза сигнала; λ – длина волны лазера; $f(t)$ – функция, характеризующая продольные движения объекта, которая в общем случае может быть представлена в виде

$$f(t)=\int_{-\infty}^{+\infty} c(\nu)\exp(i2\pi\nu t)d\nu. \qquad (2)$$

Здесь $c(\nu)=\int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau)\exp(-i2\pi\nu\tau)d\tau$; ν – частота.

Далее мы будем рассматривать нормированную переменную составляющую интерференционного сигнала:

$$U(t)=\cos\left(\theta+\frac{4\pi}{\lambda}f(t)\right). \qquad (3)$$

Нормированный интерференционный сигнал $U(t)$ вычисляется по формуле

$$U(t)=(2I(t)-(A_{max}+A_{min}))/(A_{max}-A_{min}), \qquad (4)$$

где A_{max} и A_{min} – максимальное и минимальное значения интерференционного сигнала, полученного при перемещении объекта более чем на $\lambda/4$. (Пусть $\theta=0$. Если $f(t)=0$, то $I(t)=A*1=A_{max}$, а $U(t)=1$. Если $f(t)=\lambda/4$, то $I(t)=A*(-1)=A_{min}$, а $U(t)=-1$.)

Если априори не известно, что величина смещения объекта более чем $\lambda/4$, то необходимо провести калибровку установки с помощью тестового объекта, совершающего перемещение более чем на $\lambda/4$, и из полученного интерференционного сигнала взять значения A_{max} и A_{min}.

Проведем дифференцирование нормированного интерференционного сигнала (выражение (3)) с учетом представления (2):

$$\frac{dU(t)}{dt}=-\sin\left(\theta+\frac{4\pi}{\lambda}f(t)\right)\int_{-\infty}^{+\infty} i\frac{8\pi^2\nu}{\lambda}c(\nu)\exp(i2\pi\nu t)d\nu \qquad (5)$$

и введем в рассмотрение функцию $S(t)$ следующего вида:

$$S(t)=\frac{\frac{dU(t)}{dt}}{[1-U^2(t)]^{1/2}}=\int_{-\infty}^{+\infty} i\frac{8\pi^2\nu}{\lambda}c(\nu)\exp(i2\pi\nu t)d\nu. \qquad (6)$$

Для определения знака функции $\sqrt{1-U^2(t)}$ используется следующая процедура. По значениям функции $U(t)$ (рис. 1, *a*) вычисляем значение функции $\sqrt{1-U^2(t)}$. Знак квадратного корня в первой точке задаем произвольно (например, «+», рис. 1, *c*). Определяем знак производной $U'(t)$ (рис. 1, *b*). Затем при построении функции $\sqrt{1-U^2(t)}$ изменяем ее знак на противоположный в точках, где производная $U'(t)$ равна нулю (см. рис. 1, *c*). Из рисунка видно, что в некоторых точках (например, в точках $t=A$ и $t=B$) имеется разрыв функции $\sqrt{1-U^2(t)}$. Тогда, используя условие непрерывности этой

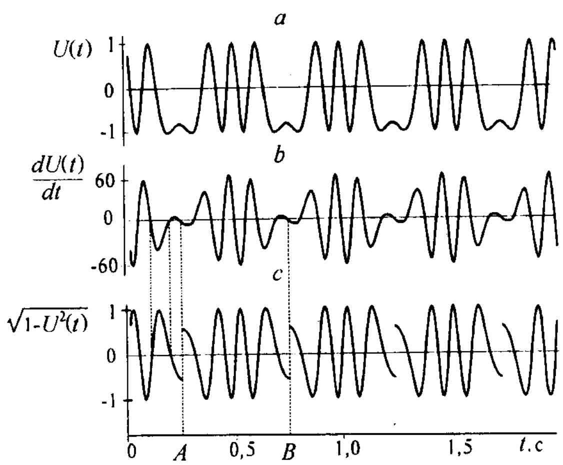

Рис. 1. Процедура определения знака квадратного корня: *a* – нормированная переменная составляющая интерференционного сигнала $U(t) = \cos(4\pi * 0{,}8 * \sin(2\pi f(t)))$, $f = 1$ Гц; *b* – производная интерференционного сигнала; *c* – $\sqrt{1 - U^2(t)}$

функции, изменяем знак функции $\sqrt{1-U^2(t)}$ на участках, лежащих между двумя разрывами (например, участок $[A, B]$), на противоположный. Выполнение этой процедуры приводит к получению непрерывной функции $\sqrt{1-U^2(t)}$ с учетом знака.

Сравнивая интегральные представления функций $f(t)$ и $S(t)$ (выражения (2) и (6)), можно заметить, что спектральные плотности этих функций отличаются множителем $i\dfrac{8\pi^2\nu}{\lambda}$. Таким образом, построив на основе экспериментальных данных функцию $S(t)$, можно определить амплитуды $c(\nu)$ на частотах ν подлежащей определению функции $f(t)$, характеризующей движение объекта:

$$c(\nu) = \frac{\lambda}{i8\pi^2\nu}\int_{-\infty}^{+\infty} S(\tau)\exp(-i2\pi\nu\tau)d\tau, \qquad (7)$$

и, используя представление (2), восстановить саму функцию $f(t)$.

В приведенном алгоритме определения знака функции $\sqrt{1-U^2(t)}$ делается произвольное предположение о ее знаке в первой точке $t = 0$ ($+\sqrt{1-U^2(0)}$ или $-\sqrt{1-U^2(0)}$). Это приводит к тому, что мы можем определить только вид функции, описывающей движения объекта, но не направление движения. Однако предлагаемый нами метод может быть использован для контроля параметров периодических движений, например негармонических вибраций, в тех случаях, когда неопределенность в направлении движения объекта не является практически значимым фактором, а интерес представляет только величина смещения объекта.

Определить направление движения можно с помощью методов сдвига фазы [9, 10]. В [9] направление движения объекта определяется по направлению смещения интерференционных полос. В методе сдвига фазы, предложенном в [10], используются два луча с ортогональной поляризацией.

Рассмотрим частный случай, когда объект совершает сложное, но периодическое колебательное движение. Функция, описывающая такое движение объекта, может быть представлена в виде ряда Фурье:

$$f(t) = \sum_{k=1}^{\infty} c_k \sin(2\pi k\nu t + \varphi_k), \tag{8}$$

где ν – основная частота вибраций объекта; c_k и φ_k – амплитуда и фаза механических вибраций на частоте $k\nu$. Для этого случая

$$S(t) = -\frac{\frac{dU(t)}{dt}}{[1-U^2(t)]^{1/2}} = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{8\pi^2 k\nu}{\lambda} c_k \cos(2\pi k\nu t + \varphi_k). \tag{9}$$

Функцию $S(t)$ можно представить в виде разложения в ряд Фурье:

$$S(t) = \sum_{k=1}^{\infty} b_k \cos(2\pi k\nu t + \varphi_k). \tag{10}$$

Тогда, вычисляя коэффициенты ряда Фурье b_k функции $S(t)$, можно определить соответствующие спектральные составляющие c_k сложного периодического движения объекта (6) из соотношения

$$c_k = \frac{\lambda b_k}{8\pi^2 k\nu} \tag{11}$$

и восстановить вид $f(t)$.

Следует отметить, что в ряде случаев при определении знака функции $S(t)$ разрыв функции $\sqrt{1-U^2(t)}$ может оказаться на уровне шумов измерительной системы. Для устранения неопределенности такого рода необходимо проводить восстановление формы $f(t)$ при различных фазах интерференционного сигнала θ.

1. 2. *Восстановление движения объекта с использованием двух интерференционных сигналов*. Восстановить движение объекта с учетом направления движения можно с помощью двух интерференционных сигналов, один из которых имеет фазовую задержку на $\pi/2$ по сравнению с другим:

$$I_1(t) = A\cos\left(\theta + \frac{4\pi}{\lambda} f(t)\right), \tag{12}$$

$$I_2(t) = A\cos\left(\pi/2 + \theta + \frac{4\pi}{\lambda} f(t)\right) = -A\sin\left(\theta + \frac{4\pi}{\lambda} f(t)\right). \tag{13}$$

В (12) и (13) использованы одинаковые амплитудные коэффициенты. Это означает, что обеспечена идентичность измерительных каналов каждого интерференционного сигнала.

Рассмотрим функцию $S(t)$ вида

$$S(t)=\frac{\dfrac{dI_1(t)}{dt}}{I_2(t)}=-\frac{-A\sin\left(\theta+\dfrac{4\pi}{\lambda}f(t)\right)\int\limits_{-\infty}^{+\infty} i\,\dfrac{8\pi^2\nu}{\lambda}\,c(\nu)\exp(i2\pi\nu t)d\nu}{-A\sin\left(\theta+\dfrac{4\pi}{\lambda}f(t)\right)}=$$

$$=\int\limits_{-\infty}^{+\infty} i\,\frac{8\pi^2\nu}{\lambda}\,c(\nu)\exp(i2\pi\nu t)d\nu. \tag{14}$$

По сравнению с рассмотренным выше методом в этом случае нет необходимости в реализации дополнительной процедуры по определению знака функции $\sqrt{1-U^2(t)}$. Знак функции $S(t)$ зависит от знака производной интерференционного сигнала $I_1'(t)$ и знака второго интерференционного сигнала $I_2(t)$.

Сравнивая выражения (6) и (14), видим, что они совпадают. Поэтому дальнейшее восстановление неизвестной функции движения объекта $f(t)$ проводят по аналогии с рассмотренным ранее. В этом случае восстанавливается и направление движения объекта. Однако реализация метода требует значительного усложнения схемы экспериментальной установки и процедуры измерений.

2. **Моделирование и эксперимент.** Предлагаемый способ определения формы функции движения объекта достаточно просто осуществить с помощью цифровой обработки сигнала на ЭВМ. Трудность при реализации данного метода связана с необходимостью вычисления производной. Чтобы уменьшить, например, влияние шума на результат вычисления производной, ее значения необходимо вычислять по нескольким соседним отсчетам (точкам) исходного интерференционного сигнала [11].

Нами было проведено моделирование восстановления функции движения объекта по предложенному методу с применением одного интерференционного сигнала. В ходе моделирования задавалась функция $f(t)$, характе-

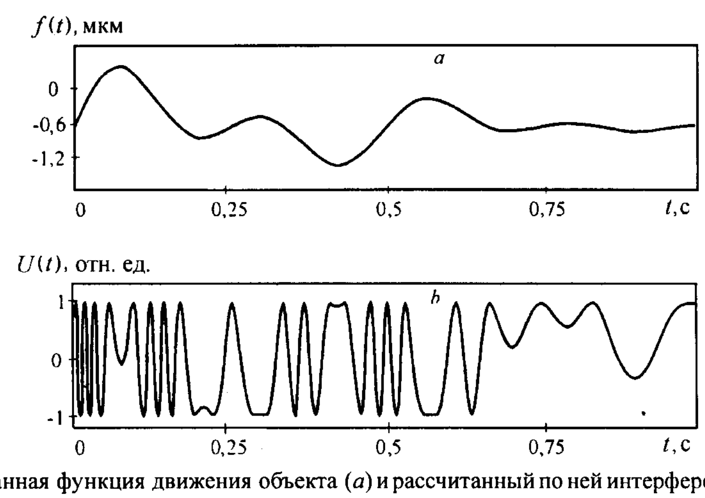

Рис. 2. Заданная функция движения объекта (*a*) и рассчитанный по ней интерференционный сигнал (*b*)

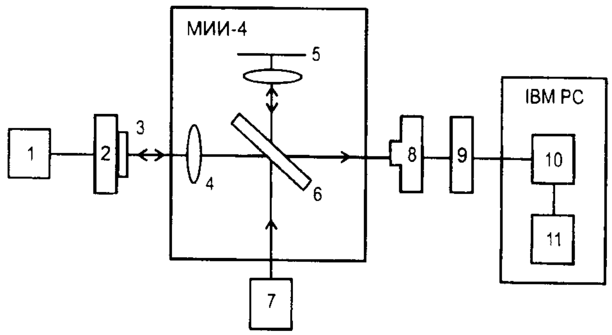

Рис. 3. Схема экспериментальной установки

ризующая продольное движение объекта (рис. 2, *a*). По ней рассчитывался интерференционный сигнал согласно (3). Его форма приведена на рис. 2, *b*. Затем решалась обратная задача: восстановление функции движения объекта по интерференционному сигналу. Проведенное моделирование подтвердило возможность определения вида функции, описывающей движения объекта, предложенным методом. Было получено совпадение рассчитанной и исходной форм движения объекта с относительной погрешностью менее 1 %. Также было установлено, что для вычисления производной необходимо использовать четыре или более точек.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 3. В эксперименте применялся микроинтерферометр МИИ-4 в качестве гомодинной интерференционной системы. Исследуемым объектом было зеркало 3, специальным образом закрепленное на пьезокерамической пластинке 2, колебания которой возбуждались генератором 1 (ГЗ-56/1). Крепление зеркала обеспечивало его негармоническую вибрацию [12]. Источником излучения 7 был He–Ne-лазер (ЛГН-113). Интерференционный сигнал получался на выходе микроинтерферометра, оптическая схема которого включала: микрообъектив 4, опорное зеркало 5, светоделительную пластину 6. Интерференционный сигнал регистрировался точечным фотодетектором (ФД-265) 8, помещенным в плоскости изображения интерференционной картины. Через уси-

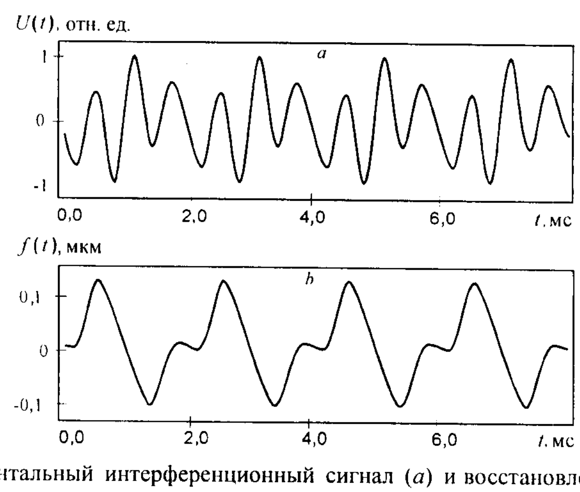

Рис. 4. Экспериментальный интерференционный сигнал (*a*) и восстановленное движение зеркала (*b*)

литель (У4-28) 9 и аналого-цифровой преобразователь 10 сигнал, снимаемый с фотодетектора, поступал для обработки на ЭВМ 11.

В эксперименте использовалось зеркало, совершающее колебание с амплитудой более чем $\lambda/4$. Для этого плавно увеличивалась амплитуда колебаний зеркала при повышении напряжения, подаваемого с генератора 1 на пьезокерамическую пластинку 2. Увеличение амплитуды проводилось до тех пор, пока не начинался процесс увеличения числа интерференционных пиков.

На рис. 4, *a* представлена форма интерференционного сигнала, полученного при отражении оптического излучения от несинусоидально вибрирующего зеркала. По полученному интерференционному сигналу проводилось восстановление функции колебания зеркала. На рис. 4, *b* приведена восстановленная форма колебаний исследуемого объекта по описанной выше методике.

Заключение. Таким образом, предложен метод восстановления движения объекта в гомодинной системе, основанный на одновременном измерении временной зависимости интерференционного сигнала и его производной. Использование предложенного способа обработки сигнала позволяет расширить область применения оптического гомодинного метода для исследования формы негармонических колебаний объекта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Suemoto Y.** Laser heterodyne and homodyne measurements of impulsive displacement // Opt. Commun. 1990. **75**, N 3–4. P. 201.
2. **Takahashi N., Kakuma S., Ohba R.** Active heterodyne interferometric displacement measurement using optical feedback effects of laser diode // Opt. Eng. 1996. **35**, N 3. P. 802.
3. **Lin Y. J., Pan C. L.** Precision displacement measurement by active laser heterodyne interferometry // Appl. Opt. 1991. **30**, N 13. P. 1648.
4. **Suzuki T., Sasaki O., Maruyama T.** Absolute distance measurement using wavelength-multiplexed phase-locked laser diode interferometry // Opt. Eng. 1996. **35**, N 2. P. 492.
5. **Ishii T., Onodera R.** Two-wavelength laser diode interferometry that uses phase-shifting techniques // Opt. Lett. 1991. **16**. P. 1523.
6. **Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Вагарин В. А., Васильев М. Р.** Гомодинные методы измерения // Зарубеж. радиоэлектрон. 1995. № 6. С. 135.
7. **Jin W., Zhang L. M., Uttamchandani D., Culshaw B.** Modified J1 ... J4 method for linear readout of dynamic phase changes in a fiber-optic homodyne interferometer // Appl. Opt. 1991. **30**, N 31. P. 4496.
8. **Wang Y., Chiang F.-P.** New moire interferometry for measuring three-dimensional displacements // Opt. Eng. 1994. **33**, N 8. P. 2654.
9. **Wang Z., Graca M. S., Bryanston Cross P. J., Whitehouse D. J.** Phase-shifted image matching algorithm for displacement measurement // Opt. Eng. 1996. **35**, N 8. P. 2327.
10. **Jin G., Bao N.** Applications of a novel phase-shift method using a computer-controlled polarization mechanism // Opt. Eng. 1994. **33**, N 8. P. 2733.
11. **Корн Г., Корн Т.** Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1978.
12. **Usanov D. A., Skripal A. V., Kurenkova O. N.** Laser vibrodiagnostics of nonhomogeneous materials // Measurement. 1993. **11**, N 3. P. 257.

Поступила в редакцию 25 июня 1998 г.