

Корреляционная обработка сигналов одноволоконного многомодового интерферометра в режиме возбуждения малого числа мод при измерениях деформационных воздействий

Ю.Н.Кульчин, О.Б.Витрик, А.Д.Ланцов

Теоретически и экспериментально изучены особенности корреляционной обработки картины, получаемой при пропускании излучения одноволоконного многомодового интерферометра (ОМИ) с малым числом мод через диффузный транспарант. Показано, что использованный подход исключает характерные для двухмодового режима возбуждения ОМИ проблемы влияния поляризационных биений мод и влияния мод высших порядков и позволяет измерять удлинение чувствительного отрезка световода в многомодовом интерферометре в режиме возбуждения нескольких мод.

Ключевые слова: корреляционная обработка спекл-картины, диффузный транспарант, межмодовая интерференция, измерение деформации.

Одним из перспективных типов интерферометров для создания волоконно-оптических измерительных преобразователей (ВОИП) является одноволоконный многомодовый интерферометр (ОМИ) [1], в основе которого лежит принцип интерференции мод одного и того же волоконного световода (ВС). В случае возбуждения двух линейно поляризованных мод (LP-мод) низшего порядка ОМИ способны сочетать предельную простоту оптической схемы с высокой чувствительностью к деформирующим воздействиям и устойчивостью к неконтролируемым температурным воздействиям [1]. Однако широкому использованию таких устройств препятствуют слабодетерминированные искажения картины межмодовой интерференции вследствие поляризационных изменений моды LP₁₁ и трудноустраняемого влияния мод высоких порядков. Как было показано в работе [2], для обработки стохастических оптических сигналов с успехом применяются корреляционные методы. В то же время для ВС с малым числом возбуждаемых мод методы, основанные на статистике, оказываются неэффективными, поскольку такие ВС не формируют случайно-неоднородной картины спеклового поля. Вместе с тем случайно-неоднородное спекловое поле может быть создано искусственно пропусканием излучения световода через диффузный транспарант [3]. Поэтому целью настоящей работы является изучение особенностей обработки картины, получаемой при пропускании излучения ОМИ с малым числом мод через диффузный транспарант, применительно к возможности получения количественной информации о деформационных воздействиях на интерферометр с использованием метода корреляционной обработки сигналов ОМИ.

В предложенном методе ПЗС-матрица видеокамеры регистрирует опорное изображение спекл-картины, которое формируется при прохождении излучения недефор-

мированного ОМИ через диффузный транспарант и соответствует начальному состоянию волоконного световода в интерферометре. Деформация световода вследствие внешних воздействий приводит к изменению пространственного расположения спеклов в регистрируемой картине. Сравнение распределений интенсивностей спекловых картин до (I_1) и после (I_2) деформационного воздействия на ВС проводится при измерении коэффициента корреляции этих сигналов

$$\rho_{12} = \frac{\langle I_1 I_2 \rangle - \langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle}{(\langle I_1^2 \rangle - \langle I_1 \rangle^2)^{1/2} (\langle I_2^2 \rangle - \langle I_2 \rangle^2)^{1/2}}, \quad (1)$$

где под угловыми скобками понимается операция усреднения по пространственным координатам:

$$\langle I_j \rangle = \frac{1}{S} \int I_j(x, y) dx dy, \quad \langle I_1 I_2 \rangle = \frac{1}{S} \int I_1(x, y) I_2(x, y) dx dy;$$

x, y – декартовы координаты в плоскости ПЗС-матрицы; S – площадь ПЗС-матрицы; $j = 1, 2$.

На вставке рис.1 показано взаимное расположение торца ОМИ, диффузного транспаранта и плоскости регистрации излучения. В случае, когда излучение ОМИ рассеивается прозрачным диффузным транспарантом, будем полагать, что каждый из элементов его площади

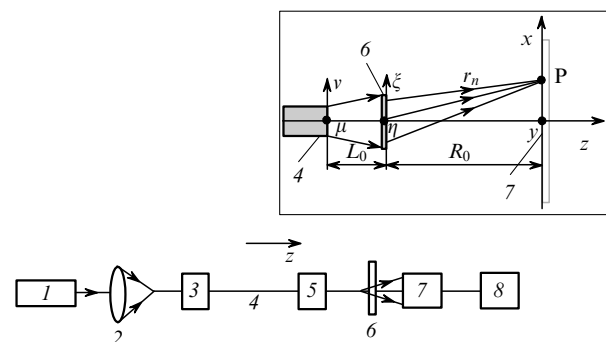


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

1 – He–Ne-лазер; 2 – микрообъектив; 3, 5 – опоры; 4 – ОМИ; 6 – диффузный транспарант; 7 – ПЗС-матрица видеокамеры (320 × 240 пикселей); 8 – ЭВМ; сверху на вставке показано прохождение излучения через диффузный транспарант.

Ю.Н.Кульчин, О.Б.Витрик, А.Д.Ланцов. Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Россия, 690041 Владивосток, ул. Радио, 5; e-mail: oleg_vitrik@mail.ru, alexeyla@mail.ru

Поступила в редакцию 15 мая 2007 г., после доработки – 26 сентября 2007 г.

$\Delta\sigma = \Delta\xi\Delta\eta$ не изменяет амплитуды падающей на него световой волны, но вносит случайную добавку к ее фазе. При этом линейные размеры элементов $\Delta\xi$ и $\Delta\eta$ сравнимы с длиной волны, и нет никакой связи между случайными фазовыми добавками, внесенными двумя разными элементами диффузного транспаранта. Полагая, что среда между диффузным транспарантом и плоскостью регистрации является однородной, комплексное возмущение электромагнитного поля в точке Р в плоскости регистрации, которое обусловлено всеми элементами транспаранта в отсутствие ($j = 1$) внешних воздействий на ОМИ и при их наличии ($j = 2$), запишется в виде

$$V_j(x, y) \approx \sum_n \frac{1}{r_n} E_j(\xi_n, \eta_n) \exp[i\varphi(\xi_n, \eta_n) + ikr_n]\Delta\sigma_n,$$

где $E_j(\xi_n, \eta_n)$ характеризует напряженность формируемой ОМИ волны, падающей на n -й элемент диффузного транспаранта; $\varphi(\xi_n, \eta_n)$ – случайная фазовая добавка, вносимая этим элементом транспаранта; $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны излучения; r_n – расстояние между n -м элементом и точкой Р с координатами (x, y) (рис.1). Далее будем полагать, что малы как линейные размеры диффузного транспаранта по сравнению с расстоянием R_0 между ним и плоскостью наблюдения, так и углы между осью z и любыми лучами r_n . С учетом данных предположений, произведение световых интенсивностей до и после деформационного воздействия с точностью до несущественного множителя может быть рассчитано как

$$\begin{aligned} I_1(x, y)I_2(x, y) &= V_1(x, y)V_1^*(x, y)V_2(x, y)V_2^*(x, y) \\ &= \sum_l \sum_n \sum_p \sum_q E_l(\xi_l, \eta_l)E_l^*(\xi_n, \eta_n)E_2(\xi_p, \eta_p)E_2^*(\xi_q, \eta_q) \\ &\quad \times \Delta\sigma_l\Delta\sigma_n\Delta\sigma_p\Delta\sigma_q \exp \left\{ i[\varphi(\xi_l, \eta_l) - \varphi(\xi_n, \eta_n) \right. \\ &\quad \left. + \varphi(\xi_p, \eta_p) - \varphi(\xi_q, \eta_q)] \right. \\ &\quad \left. + ik \frac{x(\xi_l - \xi_n + \xi_p - \xi_q) + y(\eta_l - \eta_n + \eta_p - \eta_q)}{R_0} \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

где l, n, p, q – индексы суммирования, а * – знак комплексного сопряжения. В настоящей работе предполагается, что статистические моменты первого и второго порядков распределений интенсивностей I_1 и I_2 , в том числе смешанные, которые вычислены для одной реализации спеклового поля, остаются неизменными и для других реализаций, получаемых, например, при замене диффузного транспаранта. С этой точки зрения среднее от произведения интенсивностей I_1 и I_2 не должно зависеть от какого-либо определенного вида функции $\varphi(\xi, \eta)$. Поэтому вклад в среднее дадут только те члены суммы в соотношении (2), для которых аргумент мнимой экспоненты оказывается равным нулю. Это возможно только для случаев, когда $l = n$ и $p = q$ или когда $l = q$ и $n = p$. Учитывая обе эти возможности и переходя в (2) от суммирования к интегрированию, получаем

$$\langle I_1 I_2 \rangle = \int_{\sigma} E_1 E_1^* d\xi d\eta \int_{\sigma} E_2 E_2^* d\xi d\eta + \left| \int_{\sigma} E_1 E_2^* d\xi d\eta \right|^2. \quad (3)$$

Интегрирование в выражении (3) ведется по всей поверхности диффузного транспаранта σ , и кроме того, для простоты опущены обозначения координатной зависимости для напряженностей полей E_1 и E_2 .

Поле электромагнитной волны, которая падает на поверхность диффузного транспаранта, представляет собой суперпозицию возмущений A_{jm} , вносимых всеми модами одноволоконного интерферометра:

$$E_j(x, y) = \sum_{m=1}^N A_{jm},$$

где N – число мод одноволоконного интерферометра.

Расходимость светового пучка на выходе ОМИ определяется дифракцией и числовой апертурой NA световода. Если учесть только дифракцию из-за малости NA, то выражение для A_{jm} запишется как

$$\begin{aligned} A_{jm}(\xi, \eta) &= C_0 \int_{\zeta} F_m(v, \mu) \\ &\quad \times \exp \left\{ i[\varphi_m + (j-1)\delta\varphi_m] + ik \frac{\xi v + \eta \mu}{L_0} \right\} dv d\mu, \quad (4) \end{aligned}$$

где v, μ – декартовы координаты в плоскости выходного торца ОМИ (рис.1); C_0 – постоянный амплитудно-фазовый коэффициент, зависящий от расстояния L_0 между выходным торцом ОМИ и плоскостью диффузного транспаранта; $F_m(v, \mu)$ – распределение амплитуды поля моды в плоскости поперечного сечения ОМИ; φ_m – фаза m -й моды на выходе из ОМИ; $\delta\varphi_m$ – приращение фазы моды, которое в случае изменения длины ОМИ, вызванного внешним воздействием на интерферометр, может быть рассчитано [4] как

$$\delta\varphi_m = k \left(\frac{dn_m}{dL} + n_m \right) dL; \quad (5)$$

L – длина световода; n_m – эффективный показатель преломления m -й моды. Интегрирование в соотношении (4) ведется по всей поверхности ζ выходного торца ОМИ.

С учетом выражения (4) и свойства ортогональности полей мод в оптических волноводах [5], интегралы, входящие во второе слагаемое в выражении (3), можно представить в виде

$$\begin{aligned} \int_{\sigma} E_1(\xi, \eta)E_2^*(\xi, \eta)d\xi d\eta &= \frac{(C_0 L_0 \lambda)^2}{4} \sum_{m=1}^N \exp(i\delta\varphi_m) \\ &\quad \times \int_{\zeta} F_m^2(v, \mu) dv d\mu. \quad (6) \end{aligned}$$

Комбинируя (3) и (6) получаем, что

$$\langle I_1 I_2 \rangle = \left(\sum_{m=1}^N P_m \right)^2 + \left| \sum_{m=1}^N P_m \exp(i\delta\varphi_m) \right|^2, \quad (7)$$

где $P_m = \frac{1}{2} C_0 L_0 \lambda^2 \int_{\zeta} F_m^2(v, \mu) dv d\mu$ – параметр, который характеризует мощность, переносимую m -й модой. Проведя аналогичные рассуждения, легко получить, что $\langle I_1 \rangle = \langle I_2 \rangle = \sum_{m=1}^N P_m$, а $\langle I_1^2 \rangle = \langle I_2^2 \rangle = 2 \left(\sum_{m=1}^N P_m \right)^2$. Подставляя найденные значения моментов в соотношение (1), получаем следующее выражение для коэффициента корреляции интенсивностей световых полей в плоскости регистрации:

$$\rho_{12} = \left| \sum_{m=1}^N P_m \exp(i\delta\varphi_m) \right|^2 \left(\sum_{m=1}^N P_m \right)^{-2}. \quad (8)$$

Согласно выражению (8), значение коэффициента корреляции определяется разностью фаз между модами ОМИ и поэтому по его измеренному значению можно судить о величине внешнего воздействия, вызвавшего это изменение.

На рис.2 (кривая 1) приведена зависимость $\rho_{12}(\Delta L)$, рассчитанная с использованием выражений (5), (8) и ре-

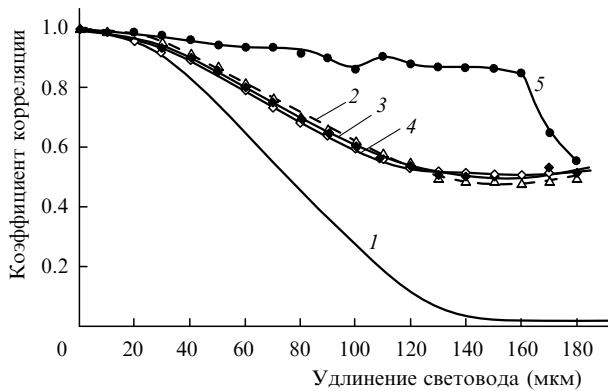


Рис.2. Расчетная (1) и экспериментальные (2–5) зависимости коэффициента корреляции от удлинения световода; кривые 2–4 получены с применением диффузного транспаранта при аксиальном растяжении ВС, а кривая 5 – без применения диффузного транспаранта.

зультатов работы [4] для случая, когда внешние воздействия вызывают изменение длины ВС. Расчеты выполнялись для кварцевого ВС с числовой апертурой $NA = 0.11$ и диаметром сердцевины 10 мкм. При этом предполагалось, что мощность, переносимая каждой из пяти направляемых (на длине волны 0.63 мкм) LP-мод, одинакова.

Из представленных результатов следует, что существует такое характерное удлинение ΔL_c чувствительного световода в ОМИ (для используемого ВС $\Delta L_c = 160$ мкм), по достижении которого наблюдается полная декорреляция картин межмодовой интерференции и опорного изображения. В этом случае дальнейшая корреляционная обработка невозможна. Если $\Delta L < \Delta L_c$, коэффициент корреляции может быть достаточно высок, чтобы по его измеренному значению можно было рассчитать величину изменения длины ВС.

Для экспериментальной проверки сделанных выводов использовалась установка, схема которой показана на рис.1. Аксиальная деформация чувствительного участка световода в ОМИ 4, достигается перемещением опоры 5 вдоль оси z . Выходящий из ОМИ световой пучок направляется на диффузный транспарант 6 и далее на ПЗС-матрицу 7 видеокамеры, сопрягаемой с ЭВМ 8.

В настоящей работе были выбраны следующие условия эксперимента: радиус светового пятна на транспаранте ~ 200 мкм, средний размер зерна матовой поверхности стеклянной пластинки, используемой в качестве диффузного транспаранта, ~ 1 мкм. Средний размер спекла в плоскости ПЗС-матрицы составлял ~ 60 мкм и намного превышал размер ячейки матрицы (12 мкм), оставаясь значительно меньше, чем линейные размеры матрицы (~ 4 мм), что в соответствии с результатами работы [6] удовлетворяет оптимальным условиям регистрации спекловой картины. Чтобы исключить влияние на результат измерений взаимных продольных и поперечных перемещений излучающего торца ВС, диффузного транспаранта и видеокамеры, все эти элементы закрепляются в едином жестком корпусе.

Измерения зависимости $\rho_{12}(\Delta L)$ проводились при использовании различных опорных изображений картины спеклового поля. Полученные результаты представлены на рис.2 (кривые 2–4). Видно, что зависимости $\rho_{12}(\Delta L)$ в целом совпадают. Имеющийся разброс объясняется статистическим характером измеряемого параметра, а также шумом, который возникает при приеме светового пуч-

ка ограниченной апертуры, прошедшего через случайную фазовую пластинку [7]. В настоящей работе этот разброс является источником погрешности при определении величины ΔL . Как следует из представленных на рис.2 результатов, данная погрешность зависит от удлинения ВС ΔL и для выбранного типа ВС на линейном участке зависимости $\rho_{12}(\Delta L)$ может достигать ± 10 мкм. Рабочий диапазон измерений ограничивается величиной ΔL_c ; в нашем случае он составил ~ 160 мкм, что вдвое превышает таковой при использовании существенно многомодовых световодов [2]. Диапазон измерений может быть увеличен за счет перезаписи опорных изображений [2]. Из представленных на рис.2 результатов также видно, что при удлинении световода в ОМИ более 160 мкм наблюдаются небольшие осцилляции значений коэффициента корреляции, что согласуется с поведением расчетной кривой.

Как следует из рис.2, основное отличие расчетной кривой от экспериментальных (кривые 2–4) состоит в наличии у последних постоянной составляющей. Это может быть объяснено тем, что существенным моментом при расчетах явилось пренебрежение расходимостью светового пучка вследствие ненулевого значения NA . В конечном итоге такое приближение позволило использовать свойство ортогональности полей мод при выводе выражения (6). По-видимому, условие ортогональности в дальнем поле излучения ОМИ выполняется не полностью, из-за чего коэффициент корреляции между опорными и сигнальными распределениями интенсивностей не уменьшается до нуля.

Для сравнения на рис.2 (кривая 5) представлен результат измерения зависимости $\rho_{12}(\Delta L)$ без использования диффузного транспаранта. Видно, что в этом случае результат корреляционной обработки испытывает сильные флуктуации.

Таким образом, полученные результаты демонстрируют возможность обработки картины интерференции нескольких (более чем двух) пространственно неоднородных когерентных световых пучков при пропускании их суммарного светового потока через диффузный транспарант. Используемый подход исключает характерные для двухмодовых ОМИ проблемы влияния поляризационных биений мод и влияния мод высших порядков и позволяет реализовать измерения удлинения чувствительного отрезка световода в одноволоконных многомодовых интерферометрах в режиме возбуждения в них нескольких мод. Для использованного в настоящей работе ОМИ с пятью направляемыми модами погрешность измерения удлинения световода составляет ± 10 мкм на линейном участке рабочей характеристики.

Работа выполнена при частичной поддержке INTAS (грант № 04-78-7227).

1. Кульчин Ю.Н., Витрик О.Б., Кириченко О.В., Петров Ю.С., Каменев О.Т. *Автометрия*, **32** (5), 35 (1995).
2. Кульчин Ю.Н., Витрик О.Б., Ланцов А.Д. *Квантовая электроника*, **36** (4), 339 (2006).
3. Франсон М. *Оптика стеклов* (М.: Мир, 1980).
4. Бусурин Б.И., Носов Ю.Р. *Волоконно-оптические датчики* (М.: Энергоатомиздат, 1990).
5. Снайдер А., Лав Дж. *Теория оптических волокон* (М.: Радио и связь, 1980).
6. Vannoni M., Molesini G. *Amer. J. Phys.*, **72** (7), 906 (2004).
7. Зубов В.А., Крайский А.В. *Квантовая электроника*, **7** (9), 2014 (1980).