

07

## Белосветный волоконно-оптический межмодовый интерферометр

© О.И. Котов, Л.Б. Лиюкумович, С.И. Марков,  
А.В. Медведев, В.М. Николаев

С.-Петербургский государственный технический университет

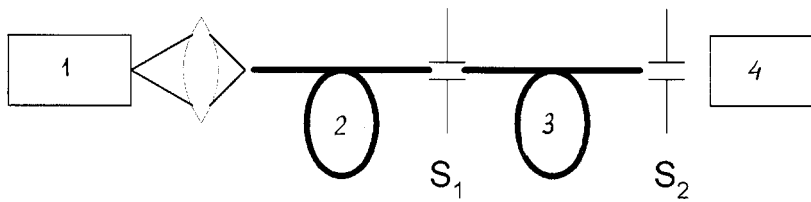
Поступило в Редакцию 15 марта 1999 г.

Теоретически рассмотрена интерферометрическая схема с низкокогерентным источником света с двумя многомодовыми волоконными световодами в режиме межмодовой интерференции. Показано, что применение волоконных межмодовых интерферометров значительно расширяет диапазон допустимого рассогласования длин опорного и сигнального интерферометров. Для излучательных СИД возможно рассогласование до единиц сантиметров. Использование многомодовых световодов и межмодовой интерференции облегчает построение схем с волокнами большой длины и согласование с оптическим источником.

Белосветные волоконно-оптические интерферометры применяются для измерения вибраций, давления, температуры, линейных перемещений и т.п. [1]. Они имеют ряд особенностей и используют, как правило, волокна для подвода и отвода световых потоков. В качестве чувствительных элементов в таких системах применяют классические интерферометры типа Фабри–Перо, Майкельсона, Маха–Цендера, имеющие малые размеры ( $\sim 10^{-3} \div 10^{-2}$  м).

Однако в ряде случаев привлекательно использование белосветной (низкокогерентной) интерферометрии с протяженными волоконно-оптическими интерферометрами ( $\sim 10^2 \div 10^3$  м), например в сигнальных устройствах, распределенных сенсорах. Применение известных белосветных схем затруднительно ввиду сложности выравнивания длин опорного и сигнального интерферометров с точностью  $\sim 10^{-6}$  м. Именно такое выравнивание плеч используется для абсолютных измерений.

В данной работе рассмотрена белосветная схема, в которой применяются волоконные межмодовые интерферометры [2,3]. Это позволяет использовать световоды большой длины и проводить измерения воздействий по сдвигу интерференционных полос при значительном снижении требований к равенству длин опорного и сигнального интерферометров.



**Рис. 1.** Структурная схема межмодовых интерферометров с низкокогерентным источником: 1 — оптический низкокогерентный источник, 2 — опорный межмодовый интерферометр, 3 — сигнальный межмодовый интерферометр,  $S_1, S_2$  — пространственные фильтры, 4 — фотоприемное устройство.

В предлагаемой схеме (рис. 1) рассматриваются два многомодовых волоконных световода с идентичными параметрами и длинами  $L_1$  и  $L_2$ .

Для простоты выражений будем считать световоды изотропными и без потерь, а также регулярными, т. е. без конверсии мод.

Тогда поле для составляющей на частоте  $\omega$  на выходном торце первого световода можно записать в виде

$$E_1(x, y, L_1, \omega) = \sum_{i=1}^N c_i E_i(x, y) \cdot \nu(\omega) \exp \{-j\beta_i L_1 - j\varphi_i\}, \quad (1)$$

где  $N$  — число распространяющихся мод,  $c_i, \beta_i, \varphi_i, E_i$  — амплитудный коэффициент, постоянная распространения, начальная фаза и функция распределения от поперечных координат  $i$ -й моды,  $\nu(\omega)$  — спектральная функция поля источника:

$$\langle \nu^*(\omega) \nu(\omega') \rangle = G(\omega) \delta(\omega - \omega'), \quad (2)$$

$\delta(\omega)$  — дельта-функция Дирака,  $G(\omega)$  — нормированная спектральная плотность мощности оптического источника:

$$\int_0^{\infty} G(\omega) d\omega = 1, \quad (3)$$

в свою очередь связанная с функцией комплексной степени когерентности  $\gamma(\tau)$  источника:

$$\gamma(\omega) = \int_0^{\infty} G(\omega) e^{-j\omega\tau} d\omega. \quad (4)$$

Модовые функции  $E_i$  являются ортонормированными:

$$\int_S E_i E_k^* ds = \begin{cases} 1, & i = k, \\ 0, & i \neq k. \end{cases} \quad (5)$$

Аналогично можно записать поле на выходном торце второго световода:

$$E_2(x, y, L_2, \omega) = \sum_{n=1}^N D_n E_n \cdot \nu(\omega) \exp \{-j \cdot \beta_n L_2\}. \quad (6)$$

Далее необходимо определить коэффициенты  $D_n$  через коэффициенты  $C_i$ . Для этого приравняем поля на выходе первого световода после пространственного фильтра (считаем его бесконечно тонким) и на входе второго световода (при  $L_2 = 0$ ):

$$\sum_{n=1}^N D_n E_n \cdot \nu(\omega) = \sum_{i=1}^N c_i E_i|_{S_1} \cdot \nu(\omega) \exp \{-j \cdot \beta_i L_1 - j\varphi_i\}, \quad (7)$$

где  $E_i|_{S_1}$  — поле  $i$ -й моды после фильтрации на апертуре  $S_1$ .

Домножив (7) на  $E_n^*$  и проведя интегрирование по всему поперечному сечению, с учетом ортонормированности функций  $E_n$ , получим:

$$D_n = \sum_{i=1}^N c_i \cdot \exp \{-j \cdot \beta_i L_1 - j\varphi_i\} \cdot K_{in}, \quad (8)$$

где введено обозначение:

$$K_{in} = \int_S E_i|_{S_1} E_n^* ds. \quad (9)$$

Коэффициенты  $K_{in}$  можно трактовать как коэффициенты связи  $i$ -й и  $n$ -й мод на "неоднородности" апертуры  $S_1$ .

Поле на выходе второго световода можно записать в виде

$$E_2(x, y, L_2, \omega) = \sum_{n=1}^N E_n(x, y) \cdot \nu(\omega) e^{-j \cdot \beta_n L_2 - j \varphi_n} \times \left[ \sum_{i=1}^N c_i K_{in} \cdot e^{-j \cdot \beta_i L_1 - j \varphi_i} \right]. \quad (10)$$

Для нахождения интенсивности, регистрируемой фотоприемным устройством, необходимо выполнить преобразования:

$$I_2(L_2) = \int_0^{\infty} \int_{S_2} \int E_2(x, y, L_2, \omega) E_2^* ds d\omega, \quad (11)$$

где  $S_2$  представляет апертуру второго пространственного фильтра.

Чтобы проинтегрировать по частоте, нужно задать сектор оптического источника (зависимость  $G(\omega)$ ) и зависимость  $\beta_i$  от частоты.

Будем считать спектр источника гауссовским:

$$G(\omega) = \frac{1}{\Gamma \sqrt{\pi}} e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{\Gamma^2}}, \quad (12)$$

где  $\Gamma$  — полуширина линии на уровне максимального значения.

Для  $\beta_i(\omega)$  воспользуемся разложением в ряд Тейлора:

$$\beta_i(\omega) = \beta_i(\omega_0) + (\omega - \omega_0) \frac{1}{V_i} + \dots, \quad (13)$$

где  $V_i = (\delta\beta_i/\delta\omega)^{-1}$  — групповая скорость  $i$ -й моды на центральной частоте.

При интегрировании по частоте возникают интегралы вида:

$$\int_0^{\infty} G(\omega) e^{-j(\beta_i - \beta_k)L} d\omega = \cos[\beta_i(\omega_0) - \beta_k(\omega_0)] L \cdot e^{-\frac{L^2 \Gamma^2}{4} \cdot [\tau_i(\omega_0) - \tau_k(\omega_0)]^2}, \quad (14)$$

где  $\tau_i(\omega_0)$  — групповое время задержки  $i$ -й моды на центральной частоте ( $\omega_0$ ) на единицу длины световода.

Последний экспоненциальный множитель определяет функцию когерентности источника света  $\gamma(\tau)$  и при  $L \neq 0$  представляет малую величину, близкую к нулю. С учетом этого в  $I_2(L_2)$  останутся лишь члены с показателями экспоненты, содержащие множители вида  $(L_1 - L_2)$ , дающие отличный от нуля вклад при условии  $L_1 \approx L_2$ .

При этих условиях выражение для  $I_2$  приобретает вид:

$$I_2(L_2) = \sum_{n=1}^N \sum_{i=1}^N \left( \int_{S_2} E_n^2 ds \right) c_i^2 k_{in}^2 + 2 \sum_{i \neq k}^N \sum_k^N \left( \int_{S_2} E_i E_k^* ds \right) c_i c_k k_{ik}^2 \times \cos \left[ \left\{ \beta_i(\omega_0) - \beta_k(\omega_0) \right\} (L_1 - L_2) \right] \cdot e^{-[\tau_i(\omega_0) - \tau_k(\omega_0)]^2 \cdot \frac{\pi^2}{4} (L_1 - L_2)^2}. \quad (15)$$

Более простое выражение получается для двухмодового режима ( $N = 2$ ):

$$I_2(L_2) = c_1^2 k_{11}^2 \int_{S_2} E_1^2 ds + c_2 k_{21}^2 \int_{S_2} E_1^2 ds + c_1 k_{12}^2 \int_{S_2} E_2^2 ds + c_2 k_{22}^2 \int_{S_2} E_2^2 ds + 2c_1 c_2 k_{12}^2 \left( \int_{S_2} E_1 E_2 ds \right) \cdot \cos \left[ \left\{ \beta_1(\omega_0) - \beta_2(\omega_0) \right\} (L_1 - L_2) \right] \times e^{-[\tau_1 - \tau_2]^2 \cdot \frac{\pi^2}{4} (L_1 - L_2)^2}. \quad (16)$$

С использованием выражения (16) рассчитана зависимость  $I_2(L_1 - L_2)/I_0$ , представленная на рис. 2 ( $I_0$  — постоянная составляющая выходной интенсивности). В расчете принимались следующие условия:

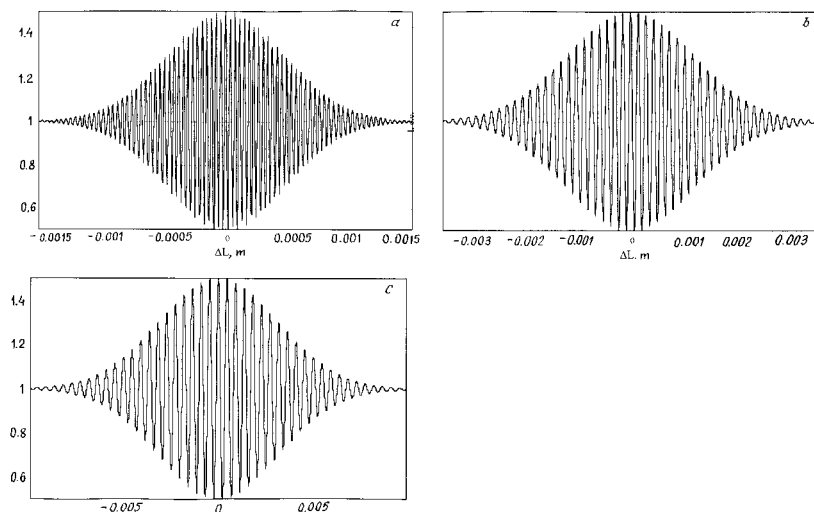
моды возбуждены одинаково  $c_1 = c_2$ ;

диафрагмы  $S_1$  и  $S_2$  закрывают половину сердцевины световодов, что приводит к приближенным соотношениям:

$$k_{11} = k_{22} = k_{12} = k_{21} = 0.5; \quad \int_{S_{1,2}} E_{1,2}^2 ds = \int_{S_{1,2}} E_1 E_2 ds = 0.5;$$

разность постоянных распространения  $(\beta_1 - \beta_2)$  и групповых задержек  $(\tau_1 - \tau_2)$  определена для двухмодового ступенчатого световода по формулам [4]:

$$\beta_1 - \beta_2 = \frac{2\pi n_1}{\lambda} \cdot \frac{3}{4} \Delta, \quad \tau_1 - \tau_2 = \frac{n_1}{c} \cdot \frac{3}{4} \Delta, \quad \text{где } \Delta = (n_1 - n_2)/n_1;$$



**Рис. 2.** Зависимость выходной интенсивности от разности длин световодов ( $L_1 - L_2$ ):  $a - \lambda = 0.85 \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 2 \cdot 10^{-2}$ ,  $b - \lambda = 1.3 \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 8 \cdot 10^{-3}$ ,  $c - \lambda = 1.55 \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 3 \cdot 10^{-3}$ .

Ширина линии излучения оптического источника  $\Gamma$  выбрана соответствующей спонтанным излучателям типа СИД [5]:  $\Gamma \approx 8 \cdot 10^{13} \text{ rad/s}$ . Отметим, что  $\Gamma \sim 2kT$  ( $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура светоизлучающего диода) и не зависит от рабочей длины волны  $\lambda$  [5].

Как видно из рисунка, полуширина корреляционного максимума  $\Delta L_{0.5}$  сильно зависит от величины  $\Delta$  (т.е. от числовой апертуры световода) и для  $\Delta = 3 \cdot 10^{-3}$  достигает почти 1 см. В то же время изменение длины волны света  $\lambda$  не влияет на  $\Delta L_{0.5}$ , но определяет количество интерференционных максимумов в пределах корреляционного пика.

Контраст интерференционных колебаний достигает максимального значения 50% при  $L_1 - L_2 = 0$ . Проблемы, связанные с недостаточным контрастом сигнала, могут быть разрешены при использовании методов многоэлементного и дифференциального приема.

## Список литературы

- [1] *Weir K., Grattan K.T.V., Palmer A.W.* // SPIE. 1994. V. 2248. P. 307–315.
- [2] *Spajer M., Carquille B., Maillotte H.* // Optics communications. 1986. V. 60. N 15. P. 261–264.
- [3] *Hlubina P.* // J. of Modern optics. 1994. V. 41. N 5. P. 1001–1014.
- [4] Основы волоконно-оптической связи / Под ред. Е.М. Дианова. М.: Сов. радио, 1980. 232 с. / Пер. изд. Fundamentals of optical fiber communications (ed. by M.K. Barnosky).
- [5] *Гауэр Дж.* Оптические системы связи / Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1989. 504 с.