

## ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ И ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СИГНАЛОВ

УДК 535.417

В. Н. БУРНАШОВ

(Новосибирск)

### ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГРУППОВЫХ ПАРАМЕТРОВ В ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ ДЛЯ АБСОЛЮТНОГО ИЗМЕРЕНИЯ РАССТОЯНИЙ С ИСТОЧНИКОМ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАВНОПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

Применение источников излучения плавноперестраиваемой длины волны [1] в интерферометрических системах (ИС) для абсолютного измерения расстояния (ИСАИР) [2, 3] позволяет в настоящее время этим системам конкурировать по погрешности и времени измерения с ИС (аналогичного назначения), основанными на измерении перемещений (ИСИП).

ИСАИР реализует интерференционный метод абсолютного измерения расстояния (ИМАИР). Как видно из ряда источников [1, 2], этот метод не имеет корректного теоретического обоснования, что может привести к ошибкам при его использовании. В статье дано теоретическое обоснование ИМАИР на базе анализа и сопоставления результатов измерений, получаемых с помощью ИСАИР и ИСИП.

На рис. 1 представлена схема интерферометра, используемого в ИСАИР. На схеме обозначены:  $\lambda_1 \rightarrow \lambda \rightarrow \lambda_2$  — источник излучения плавноперестраиваемой длины волны; ОЗ, ППЗ и ИЗ — опорное, полупрозрачное и информационное зеркала соответственно; Ф — фотоприемник. В рассматриваемой ИСАИР результат измерения представляет собой разность  $L_{и2} - L_0$  постоянных длин информационного и опорного плеч интерферометра, пропорциональную приращению фазы выходного сигнала фотоприемника, вызванному плавным изменением длины волны источника излучения от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$ .

На рис. 2 приведена схема интерферометра ИСИП. Источник излучения этой ИС может быть как монохроматическим с длиной волны, равной  $\lambda_1$  или  $\lambda_2$ , так и двухволновым с длинами волн его излучения, равными  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . В рассматриваемой ИСИП результат измерения представляет собой приращение  $L_{и2} - L_0$  длины информационного плеча интерферометра при плавном ее изменении от  $L_{и1} = L_0$  до  $L_{и2}$ . Это изменение условно обозначим как  $L_{и1} \rightarrow L_{и} \rightarrow L_{и2}$ . Результат измерения в ИСИП пропорционален приращению фазы выходного сигнала фотоприемника или огибающей этого сигнала при использовании соответственно монохроматического или двухволнового источника излучения.

Покажем, что ИСАИР, в которой  $L_{и2} = \text{const}$ , и ИСИП, в которой  $L_{и1} = L_0$ ,  $L_{и1} \rightarrow L_{и} \rightarrow L_{и2}$  и используется двухволновый источник излучения с длинами волн его монохроматических компонентов, равными  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , имеют идентичные формулы для вычисления результата измерения ( $L_{и2} - L_0$ ).

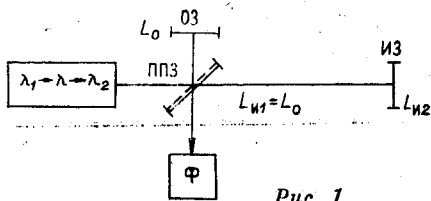


Рис. 1.

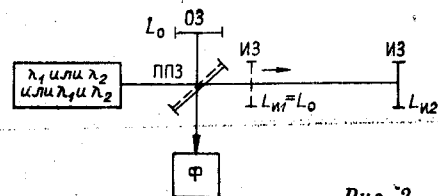


Рис. 2.

Нетрудно показать, что в ИСАИР разности фаз информационного и опорного оптических сигналов, поступающих на фотоприемник и соответствующих крайним значениям  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  длины волны его источника излучения (с  $\lambda_1 \rightarrow \lambda \rightarrow \lambda_2$ ), можно представить в виде

$$\varphi_1/2\pi = 2(L_{и2} - L_0)/\lambda_1 \quad (1)$$

и

$$\varphi_2/2\pi = 2(L_{и2} - L_0)/\lambda_2,$$

где  $\lambda_1 = C_{\text{вак}}/n_1\nu_1$  и  $\lambda_2 = C_{\text{вак}}/n_2\nu_2$ ;  $C_{\text{вак}}$  — скорость света в вакууме;  $n_1$  и  $n_2$  — фазовые показатели преломления диспергирующей среды, соответствующие крайним значениям частоты источника излучения  $\nu_1$  и  $\nu_2$ .

Приращение фазы выходного сигнала фотоприемника при  $\lambda_1 \rightarrow \lambda \rightarrow \lambda_2$  можно записать, исходя из (1), в виде

$$\Delta\varphi/2\pi = \varphi_2/2\pi - \varphi_1/2\pi = 2(L_{и2} - L_0)/\lambda_{12}. \quad (2)$$

Здесь

$$\lambda_{12} = \lambda_1\lambda_2/(\lambda_1 - \lambda_2) \quad (3)$$

— величина, названная в [2] «синтетической длиной волны». Из (2) следует формула для вычисления результата измерения, получаемого с помощью ИСАИР:

$$L_{и2} - L_0 = \lambda_{12}\Delta\varphi/4\pi. \quad (4)$$

В ИСИП с двухволновым источником излучения [4, 5] при равенстве интенсивностей его монохроматических компонентов и одинаковых и малых коэффициентах затухания их по мере распространения в диспергирующей среде выходной сигнал фотоприемника можно записать так:

$$U = A \cos 2\pi((L_{и1} - L_0)/\lambda_{12}) \cos 2\pi(L_{и1} - L_0)(1/\lambda_2 + 1/\lambda_1), \quad (5)$$

где  $A$  — постоянная величина, пропорциональная интенсивности излучения;  $\lambda_{12}$  определяется в соответствии с (3), причем удвоенное значение  $2\lambda_{12}$  является линейной протяженностью группы волн (состоящей из двух монохроматических волн с длинами, равными  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  [6]), т. е., проще, групповой длиной волн.

При  $L_{и1} = L_0$ ,  $L_{и1} \rightarrow L_{и1} - L_{и2}$  приращение фазы (первой гармоники) огибающей выходного сигнала (5) — медленно изменяющейся функции  $|\cos 2\pi(L_{и1} - L_0)/\lambda_{12}|$  — можно представить в виде

$$\Delta\varphi_{ог}/2\pi = 2(L_{и2} - L_0)/\lambda_{12}. \quad (6)$$

Из (6) следует формула для вычисления результата измерения с помощью рассматриваемой ИСИП:

$$L_{и2} - L_0 = \lambda_{12}\Delta\varphi_{ог}/4\pi. \quad (7)$$

Таким образом, ясно, что формулы для вычисления результата измерения с помощью ИСАИР (4) и ИСИП (7) идентичны, но  $\Delta\varphi$  в (4) представляет собой приращение фазы выходного сигнала фотоприемника ИСАИР, а  $\Delta\varphi_{ог}$  в (7) — приращение фазы огибающей выходного сигнала фотоприемника ИСИП. Следует заметить, что входящая в (4)  $\lambda_{12}$  в [1, 2] помимо корректной формулы (3) задана также ошибочно, как далее будет показано, в виде

$$\lambda_{12} = C/(\nu_2 - \nu_1), \quad (8)$$

где  $C$  — скорость света в воздухе, принятая одинаковой для крайних значений частот ( $\nu_1$  и  $\nu_2$ ) источника излучения плавноперестраиваемой

торов [1, 2] приближёнла Главным образом в силу объективной причины — ограниченности понятий групповых параметров: показателя преломления ( $n_{гр}$ ), скорости ( $V_{гр}$ ) и длины волны ( $\lambda_{гр}$ ), введенных только для случая одновременных волн с примерно одинаковыми длинами. В результате гораздо более обширный круг явлений (когда  $\lambda_1 \neq \lambda_2$  и волны разновременны) оказался не охваченным теорией группы волн. Поясним это более подробно.

В литературе широко известна формула Рэлея, отражающая связь между групповой и фазовой скоростями (см., например, [7]):

$$V_{гр} = V_{\phi} - \lambda \frac{dV_{\phi}}{d\lambda}. \quad (9)$$

Эта формула относится к простейшей группе волн, состоящей из двух монохроматических компонентов, имеющих напряженности, равные

$$E_1 = E_m \cos 2\pi(\nu_1 t - x/\lambda_1)$$

и

$$E_2 = E_m \cos 2\pi(\nu_2 t - x/\lambda_2), \quad (10)$$

где  $E_m$  — амплитуда напряженности волны;  $\nu_1 \approx \nu_2$  и  $x$  — расстояние, пройденное волной.

Получим суммарную напряженность простейшей группы волн в общем случае, когда  $\nu_1 \neq \nu_2$ . В соответствии с (10) эту напряженность можно записать так:

$$E = E_1 + E_2 = 2E_m \cos 2\pi((\nu_2 - \nu_1)t/2 - x/2\lambda_{12}) \times \\ \times \cos 2\pi[(\nu_2 + \nu_1)t/2 - x(1/\lambda_2 + 1/\lambda_1)/2]. \quad (11)$$

Используя равенства

$$\nu_1 = V_{\phi}(\lambda_1)/\lambda_1 \text{ и } \nu_2 = V_{\phi}(\lambda_2)/\lambda_2, \quad (12)$$

получим скорость распространения огибающей правой части (11)

$$V_{12} = V_{\phi}(\lambda_1) - \lambda_1(V_{\phi}(\lambda_2) - V_{\phi}(\lambda_1))/(\lambda_2 - \lambda_1) = \\ = V_{\phi}(\lambda_2) - \lambda_2(V_{\phi}(\lambda_2) - V_{\phi}(\lambda_1))/(\lambda_2 - \lambda_1) = \lambda_{12}(\nu_2 - \nu_1), \quad (13)$$

где в соответствии с (3) и (12)

$$\lambda_{12} = C_{\text{вак}}/(n_2\nu_2 - n_1\nu_1) = C_{\text{вак}}/n_{12}(\nu_2 - \nu_1) \quad (14)$$

— длина волны огибающей (11), а

$$n_{12} = C_{\text{вак}}/V_{12} = (n_2\nu_2 - n_1\nu_1)/(\nu_2 - \nu_1) = n_1 + \nu_2(n_2 - n_1)/(\nu_2 - \nu_1) = \\ = n_2 + \nu_1(n_2 - n_1)/(\nu_2 - \nu_1) \quad (15)$$

— показатель преломления, характеризующий скорость распространения указанной огибающей в диспергирующей среде.

При  $\nu_1 \approx \nu \approx \nu_2$  ( $\nu$  — текущее значение частоты излучения) величины  $V_{12}$  (13),  $\lambda_{12}$  (14) и  $n_{12}$  (15) мало отличаются от групповых параметров (соответственно), заданных известными формулами [6, 8]:

$$V_{гр} = C_{\text{вак}}/n_{гр}, \quad (16)$$

$$\lambda_{гр}/2 = V_{гр}/(\nu_2 - \nu_1) \quad (17)$$

и

$$n_{гр} = n + \nu \frac{dn}{d\nu} = n - \lambda_{\text{вак}} \frac{dn}{d\lambda_{\text{вак}}}. \quad (18)$$

Следовательно, (13)–(15) характеризуют групповые параметры при любых  $\nu_2 \neq \nu_1$  и являются формулами общего вида, а (16)–(19) харак-

теризуют эти параметры при  $v_1 \approx v_2$  и являются формулами частного вида. Здесь следует заметить, что переход от (3) к (14) дает наиболее короткий путь получения формул для  $n_{12}$  и  $V_{12}$ . Сравнение формул (3) и (14) для  $\lambda_{12}$  показывает, что формула (13) при кажущейся законченности ее вида обеспечивает меньшую информацию о  $\lambda_{12}$ .

Определенное представление о соотношении  $n_{12}$ ,  $n_{гр}(v_1)$  и  $n_{гр}(v_1 + v_2)/2$  можно получить, вычислив их, например, для стандартного воздуха, фазовый показатель преломления которого задан дисперсионной формулой Эдлена [9]. Выполненные нами расчеты для  $v_1 = 5 \cdot 10^{14}$  Гц ( $\lambda_1 \approx 0,6$  мкм) показали, что:

- а)  $n_{12}$ ,  $n_{гр}(v_1)$  и  $n_{гр}(v_1 + v_2)/2$  отличаются друг от друга не более чем на  $10^{-9}$  при  $v_2 - v_1 \leq 2 \cdot 10^9$ ;
- б)  $n_{12} - n_{гр}(v_1) \leq 5,6 \cdot 10^{-8}$  при  $v_2 - v_1 \leq 2 \cdot 10^{12}$ ;
- в)  $n_{12} - n_{гр}(v_1) \leq 6,4 \cdot 10^{-8}$  при  $v_2 - v_1 \leq 2 \cdot 10^{14}$ ;
- г)  $n_{12} - n_{гр}(v_2 - v_1)/2 \leq 5,5 \cdot 10^{-8}$  при  $v_2 - v_1 \leq 10^{14}$ .

Приведенные результаты позволяют (при  $\lambda_1 \approx 0,6$  мкм) оценить допустимость использования  $n_{гр}(v_1)$  или  $n_{гр}(v_1 + v_2)/2$  вместо  $n_{12}$ , вычисляемого по наиболее простой формуле. Этот вопрос возникает в том случае, если заданная погрешность вычисления  $n_{12}$  порядка  $10^{-8}$ , а  $v_2 - v_1$  превышает  $10^{12}$  Гц. Трудно найти примеры применения такой разности частот в качестве масштабной частоты (используемой для амплитудной модуляции оптического излучения) даже в новейших образцах фазовых светодальномеров. Это обстоятельство позволяло до настоящего времени применять для вычисления групповых параметров формулы частного вида (16)–(18), не заботясь об обосновании правомерности такого применения.

Решающую роль в том, что авторы [1, 2] не смогли интерпретировать появившуюся в их рассуждениях  $\lambda_{12}$  как групповой параметр, сыграл фактор отсутствия одновременной группы волн в предлагаемых ими ИСАИР. Однако, как это видно из (1) и (2), приращение фазы выходного сигнала фотоприемника такой системы представляет собой разность запаздываний фаз на пути длиной  $2(L_{п2} - L_0)$  двух разновременных волн, длины которых равны  $\lambda_2$  и  $\lambda_1$ .

Таким образом, существенным фактором появления группового параметра  $\lambda_{12}$  для вычисления результата измерения ИСАИР или ИСИП следует считать неравенства  $\lambda_1 \neq \lambda_2$  и  $n_1 \neq n_2$ . При этом не имеет никакого значения, обеспечиваются ли эти неравенства за счет применения в ИС источника одновременной группы из двух волн (с длинами, равными  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ) или источника излучения плавноизменяемой длины волны ( $\lambda_1 \rightarrow \lambda \rightarrow \lambda_2$ ), т. е. источника разновременной группы волн (с длинами, равными  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ).

Проведенные в статье рассуждения в одинаковой мере справедливы для других видов волн (например, звуковых), распространяющихся в диспергирующих средах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Пат. 3970389 (США). Variable frequency interferometer/M. J. Mendrin, R. H. Taylor.— Publ. Off Gaz, 1976, v. 948, N 3.
2. Bien F., Camac M., Caulfield H. J., Ezekiel S. Absolute distance measurements by variable wave length interferometry.— Appl. Opt., 1981, v. 20, N 3, p. 400–403.
3. Gillard C. W., Buholz N. E., Rider D. W. Absolute distance interferometry.— Opt. Eng., 1981, v. 20, N 1, p. 129–134.
4. Большаков В. Д. и др. Методы и приборы высокоточных геодезических измерений в строительстве.— М.: Недра, 1976.
5. Андрусенко А. М., Купко В. С., Лукин И. В., Сугачев О. П. Прецизионный фазовый дальномер.— В кн.: Исследования по геодезии, аэрофотосъемке и картографии.— М.: МИИГАиК, 1980, № 6/5, с. 110–113.
6. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Справочник по физике.— М.: Наука, 1964.
7. Годжаев Н. М. Оптика.— М.: Высшая школа, 1977.
8. Проворов К. Л., Носков Ф. П. Радиогодезия.— М.: Недра, 1973.
9. Edlen B. The dispersion of air.— Metrologia, 1966, v. 2, N 2, p. 71–80.

Поступила в редакцию 29 марта 1984 г.