

УДК 531.715.1 : 621.375.826

Г. А. ЛЕНКОВА
(Новосибирск)

ОСОБЕННОСТИ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ С ОБЫЧНЫМИ И ЛАЗЕРНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Основное требование, которое предъявляется к интерференционной картине, регистрируемой визуальным или фотоэлектрическим путем, заключается в получении полос высокого контраста и сохранении последнего на определенном уровне в пределах измеряемого перемещения. Под контрастом полос обычно понимается функция

$$m = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (1)$$

где I_{\max} и I_{\min} — максимальное и минимальное значения интенсивности полос или фотоэлектрического сигнала от них.

В общем случае функцию контраста полос можно представить как произведение трех составляющих

$$m = m_1 m_2 m_3, \quad (2)$$

где первая m_1 и вторая m_2 зависят соответственно от временной и пространственной когерентности излучения, а третья m_3 определяется соотношением интенсивностей интерферирующих пучков. В дальнейшем влияние временной когерентности на контраст полос рассматриваться не будет, так как этот вопрос достаточно хорошо изучен [1].

Пространственная когерентность, как известно, характеризует степень взаимосвязи (корреляцию) колебаний в двух точках пучка с различными координатами в продольном и поперечном сечениях. В отличие от временной когерентности, которая полностью определяется свойствами источника света, пространственная зависит дополнительно от параметров интерферометра. В «классических» интерферометрах, т. е. основанных на применении обычных монохроматических источников, нахождение функции корреляции сводится к суммированию интерференционных эффектов в соответствующей точке поля от всех точек источника. Таким образом, m_2 совпадает со степенью пространственной когерентности.

Для получения функции m_2 необходимо предварительно найти аналитическое выражение для разности хода интерферирующих лучей. Обычно оно определяется путем громоздкого просчета длины хода лучей для конкретного случая [2]. Здесь предлагается более простой и

универсальный способ, пригодный для схем полос равной толщины и равного наклона с плоскими и уголковыми отражателями.

Предварительно несколько слов об используемой терминологии. По аналогии с оптическими приборами источник света в интерферометре можно назвать входным зрачком S , а плоскость, в которой наблюдается интерференционная картина, полем интерференции или выходным люком B [3]. В двухлучевом интерферометре свет распространяется по двум различным ветвям и каждая из них дает свои изображения входного зрачка и выходного люка. В результате образуется два зрачка выхода S_1 и S_2 и два люка входа B_1 и B_2 . Совокупность входного зрачка S и двух входных люков B_1 и B_2 образует пространство предметов, а совокупность двух выходных зрачков S_1 и S_2 и выходного люка B — пространство изображений.

Представляется целесообразным следующий путь вывода выражения для разности хода интерферирующих лучей. Наблюдательная система H изображается в полупрозрачной пластине M интерферометра, образованного зеркалами 1 и 2 (рис. 1, a). По законам геометрической оптики в пространстве предметов строятся точка P' , сопряженная с произвольной точкой поля P , и ее изображения P_1 и P_2 в зеркалах интерферометра 1 и 2 . P_1 и P_2 в дальнейшем называются соответственными точками входных люков B_1 и B_2 .

На рис. 1, b показано пространство предметов в увеличенном масштабе. Здесь референтное зеркало 1 расположено перпендикулярно к оптической оси, а подвижное зеркало занимает произвольное положение, смещено относительно первого на l и наклонено на угол α . Точка P_1 лежит на зеркале 1 , так как поле интерференции сопряжено с его поверхностью. Источник света S находится в фокусе объектива L_1 .

Для пары соответственных точек P_1 и P_2 из выбранной точки источника можно провести только два единственных, причем параллельных друг другу луча под углом к оптической оси, равным угловому радиусу точки источника η . Следовательно, разность хода определится как проекция отрезка P_1P_2 на направление лучей SP_1 и SP_2 :

$$\delta = \overline{P_1P_2} \cos(\eta + \alpha). \quad (3)$$

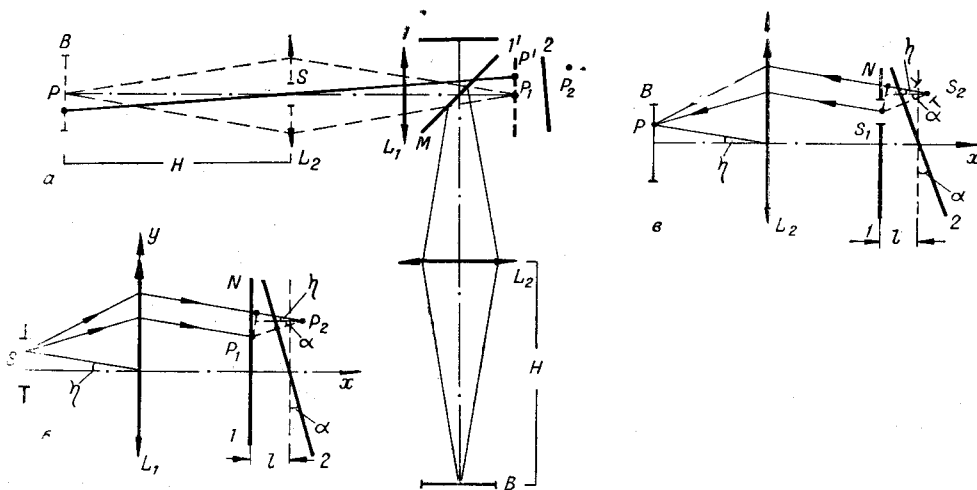


Рис. 1. Схема построения интерферирующих лучей в «классическом» интерферометре.

Преобразуя (3), получаем

$$\delta = (x_2 - x_1) \cos \eta - (y_2 - y_1) \sin \eta, \quad (4)$$

где $(x_2 - x_1)$ и $(y_2 - y_1)$ — разности координат соответственных точек P_1 и P_2 :

$$x_2 - x_1 = 2l \cos^2 \alpha - 2y_1 \sin \alpha \cos \alpha; \quad (5)$$

$$y_2 - y_1 = 2l \cos \alpha \sin \alpha - 2y_1 \sin^2 \alpha. \quad (6)$$

В предположении, что η мало, выражение (4) преобразуем:

$$\delta \approx (x_2 - x_1) (1 - \eta^2/2) + (y_2 - y_1) \eta. \quad (7)$$

Если одно или оба плоские зеркала в интерферометре заменены уголковыми, то разность координат соответственных точек P_1 и P_2 по оси y в общем случае будет равна

$$y_2 - y_1 = 2l \cos \alpha \sin \alpha - 2y_1 \sin^2 \alpha + 2\xi \cos \varphi, \quad (8)$$

где ξ — поперечное смещение вершины уголкового зеркала относительно оптической оси, если второе зеркало плоское, или относительно вершины второго уголкового зеркала. В первом случае в ξ должно быть включено смещение соответственных точек за счет разных условий отражения. φ — угол между направлением смещения и осью y в плоскости, перпендикулярной рисунку.

В интерферометрах с уголковыми зеркалами $\alpha = 0$ и (8) переходит в

$$\delta \approx 2l - l\eta^2 + 2\eta\xi \cos \varphi. \quad (9)$$

В рассмотренной схеме интерферометра наблюдаются полосы равной толщины. Для измерения перемещений можно применять также схему полос равного наклона [4]. В смысле хода лучей и расположения оптических элементов эти схемы представляют зеркальные изображения одна другой. Можно сказать, что в них меняются местами источник и поле интерференции. Таким образом, пространство предметов в схеме полос равной толщины эквивалентно пространству изображений в схеме полос равного наклона. Следовательно, разность хода интерферирующих лучей в обеих схемах будет иметь одно и то же аналитическое выражение (7) в предположении, что в схеме полос равного наклона η — угловой радиус точки поля зрения (см. рис. 1, в).

Следует заметить, что в схеме полос равного наклона в отличие от схемы полос равной толщины контраст полос не зависит от размера источника и, казалось бы, первая схема должна иметь преимущество в отношении светосилы. Однако при фотоэлектрической регистрации для получения «контрастных» электрических сигналов должна быть ограничена апертура приемника, располагаемого в поле полос равного наклона. В практических схемах поле сопряжено с источником, поэтому ограничение апертуры приемника равнозначно ограничению апертуры источника. Таким образом, схемы полос равной толщины и равного наклона эквивалентны по светосиле.

Зная разность хода интерферирующих лучей δ , можно определить интенсивность в выбранной точке поля как

$$I = I_0 \left(1 + m_3 \cos \frac{2\pi}{\lambda} \delta \right), \quad (10)$$

где $I_0 = I_1 + I_2$; $m_3 = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}$ (I_1 и I_2 — интенсивности интерферирующих

пучков). Тогда суммарный световой поток, воспринимаемый фотодетектором, равен

$$F = I_0 \int_0^u \int_0^{2\pi} \left(1 + m_3 \cos \frac{2\pi}{\lambda} \delta \right) \eta d\eta d\varphi, \quad (11)$$

где $\eta d\eta d\varphi$ — элемент поверхности круглого источника в полосах равной толщины или элемент поля в полосах равного наклона; u — апертура источника или приемника.

Интеграл (11) хорошо известен из теории дифракции и решается с помощью функций Ломмеля [4]

$$F = I_0 \pi u^2 \left\{ 1 + m_3 m_2 \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (x_2 - x_1) - \psi \right] \right\}, \quad (12)$$

где ψ — фазовый сдвиг; m_2 — вторая составляющая функции контраста, имеющая в общем случае сложное выражение.

Когда $I_1 = I_2$, то $m_3 = 1$ и контраст сигнала определяется значением m_2 . При отсутствии продольной ($x_2 = x_1$) или поперечной ($y_2 = y_1$) составляющей выражение для m_2 упрощается и принимает вид:

$$m_2 = \left| \frac{2J_1 \left[\frac{2\pi}{\lambda} (y_2 - y_1) u \right]}{\frac{2\pi}{\lambda} (y_2 - y_1) u} \right| \quad \text{при } x_2 = x_1; \quad (13)$$

$$m_2 = \left| \frac{\sin \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x_2 - x_1}{4} u^2}{\frac{2\pi}{\lambda} \frac{x_2 - x_1}{4} u^2} \right| \quad \text{при } y_2 = y_1, \quad (14)$$

где J_1 — функция Бесселя первого порядка.

Из формул (13) и (14) можно определить допустимые значения для угловой апертуры источника (приемника) u , если известны возможные поперечные ($x_2 - x_1$) и продольные ($y_2 - y_1$) смещения соответственных точек и нижний уровень падения контраста.

При работе с плоскими зеркалами поперечные смещения соответственных точек вызываются только наклонами зеркал. Последнее приводит к появлению в поле зрения полос конечной ширины и к уменьшению модуляции сигнала. Поэтому обычно при измерении перемещений для сохранения нормального уровня модуляции требуется выдерживать параллельность зеркал, а следовательно, прямолинейность движения измерительного зеркала с точностью до долей секунды. Отсюда можно считать, что α мало и $y_2 = y_1$, т. е. в этом случае для определения m_2 можно применять формулу (14). При работе с уголковыми зеркалами не происходит угловой расстройки, но появляется чувствительность к поперечным смещениям, поэтому для анализа функции контраста необходимо пользоваться ее общим выражением. Расчеты показывают, что применение уголковых зеркал снижает допуски на непрямолинейность направляющих в среднем на порядок.

Исходя из полученных формул, можно определить для заданной степени когерентности (например, для $m_2 = 0,9$, что соответствует области нормального контраста) размеры пространства (интервалы пространственной когерентности), в котором могут находиться соответственные точки:

$$x_2 - x_1 = \frac{\lambda}{2} \frac{1}{u^2} \quad \text{при } \xi = 0; \quad (15)$$

$$y_2 - y_1 = \frac{\lambda}{7} \frac{1}{u} \quad \text{при } l = 0. \quad (16)$$

Когда $\alpha=0$, то $x_2-x_1=2l$ и $y_2-y_1=2\xi\phi$. В этом случае из (15) и (16) следует, что допустимые поперечные смещения зеркал ξ обратно пропорциональны первой степени $(1/u)$ полной угловой апертуры источника (приемника), а продольные l — второй $(1/u^2)$. Естественно, что действительный объем пространства когерентности несколько меньше, чем произведение (x_2-x_1) и (y_2-y_1) , так как последние вычислены при условии, что $\xi=0$ или $l=0$. Если при $l\neq 0$ имеется поперечное смещение, то допуск на продольное смещение уменьшается.

Для сохранения нормального контраста ($m_2=0,9$) в интерферометре с пространственно некогерентным источником должно выполняться следующее соотношение, которое может быть получено из формулы (15) при $\alpha=0$:

$$u = \frac{r}{f} = \sqrt{\frac{\lambda}{4l}}, \quad (17)$$

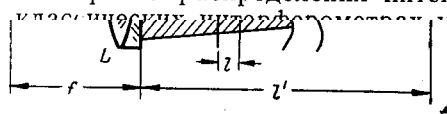
где u — угловая апертура источника; r — радиус щели (источника); f — фокус объектива; l — продольное смещение. Из (17) ясно, что, чем уже щель и больше фокус объектива, тем больше предел измерения l . Однако ограничение входного зрачка (щели) приводит к значительным потерям света, а коллимирование к увеличению габаритов прибора. Поэтому в классических интерферометрах обычно достигается оптимальное соотношение между степенью пространственной когерентности и светосилой прибора при условии, чтобы интервал пространственной когерентности в продольном направлении был больше интервала временной когерентности. Последнее необходимо, так как интервал временной когерентности для обычных монохроматических источников мал и его уменьшение недопустимо.

Невысокая степень пространственной когерентности даже после коллимирования накладывает на классический интерферометр ряд ограничений. Во-первых, требуется дополнительная оптическая система для проектирования картины на экран или фотокатод, так как контрастные полосы наблюдаются в небольшой области. Во-вторых, невозможность применения бесконечно узкой щели приводит к малым допускам на поперечные смещения подвижного элемента (уголковой призмы) [4]. В результате неосуществимы интерференционные схемы с перевернутыми зрачками и люками. В этом случае смещение соответственных точек лежит в пределах от нуля до величины, равной диаметру поля, в то время как допустимы смещения порядка нескольких сотых миллиметра. По этой причине в классических интерферометрах уголкового отражателя должен вставляться в оба плеча или использоваться в измерительном плече только для поворота пучка. В общем оптические элементы в плечах интерферометра необходимо располагать так, чтобы смещение соответственных точек не превышало допустимых значений, определяемых формулами (13), (14).

В противоположность обычным источникам света излучение лазера, работающего в режиме продольного вида колебаний, не имеет геометрической расходимости. Апертура источника в этом случае практически равна нулю и излучение имеет высокую степень пространственной когерентности. С этой точки зрения, необходимость в уменьшении входного зрачка отпадает и схема интерферометра значительно упрощается. Область наблюдения контрастных полос не ограничена. Приемник может располагаться на любом расстоянии от места встречи интерферирующих пучков. Допуск на поперечное смещение мало отличается от диаметра пучка.

Однако при работе с лазерным источником возникает другая проблема, связанная с падением контраста из-за различной интенсивности

интерферирующих пучков. Различие в интенсивности возникает вследствие расходимости излучения (в данном случае дифракционной) и неравномерного распределения интенсивности по поперечному сечению.



сти и интервал пространственной когерентности коллимированного пучка.

ной интенсивности l' значительно превышает область пространственной когерентности l , соответствующей нормальному контрасту полос (рис. 2). Например, при апертуре $u \approx 10^{-3}$, фокусе f и диаметре D объектива коллиматора, соответственно равных 400 и 40 мм, интервал постоянной интенсивности для точек, лежащих на оптической оси, составляет $l' = \frac{D}{2u} = 20$ м, а интервал пространственной когерентности $l = \frac{\lambda}{4} \frac{1}{u^2} = 150$ мм.

Возьмем лазерный источник, излучающий в телесном угле, проекция которого на плоскость составляет 2θ . Предположим, что при наложении интерферирующих пучков сечение одного из них, референтного, имеет радиус ω_0 , что соответствует минимальному сечению пучка лазера — перетяжке, а другого, измерительного, ω (рис. 3). Отношение n интенсивностей в этих пучках в среднем будет обратно пропорционально площадям или квадратам радиусов сечения

$$n = \frac{I_0}{I} = \frac{\omega^2}{\omega_0^2}. \quad (18)$$

Подставляя в (18) выражение ω из [5]

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{2l\lambda}{\omega_0^2 \pi}\right)^2}, \quad (19)$$

где $2l$ — расстояние от минимального сечения пучка, получим

$$n = 1 + \left(\frac{2l\lambda}{\omega_0^2 \pi}\right)^2. \quad (20)$$

На основе соотношения, выведенного в [6] для случая интерференции пучков, отличающихся по интенсивности в n раз, функция контраста m_3 может быть записана в виде

$$m_3 = \frac{2\omega\omega_0}{\omega_0^2 + \omega^2}. \quad (21)$$

Для определения предельного расстояния между зеркалами интерферометра положим $n=2$, что соответствует $m_3=0,9$ [6]. Отсюда

$$l_{\text{пред}} = \frac{\omega_0^2 \pi}{2\lambda} = \frac{\lambda}{2\pi\theta^2}. \quad (22)$$

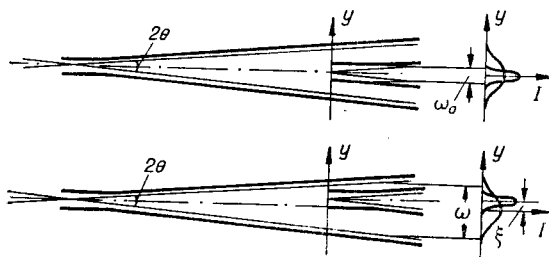


Рис. 3. Наложение интерферирующих пучков в лазерном интерферометре.

Для малогабаритных лазеров $\theta \approx 10^{-3}$ рад и, следовательно, $l_{\text{пред}} = 100$ мм. Чтобы расширить предел измерения, например до 2 м, необходимо в соответствии с (22) уменьшить расходимость приблизительно в 4,5 раза. Для этого обычно используется телескопическая трубка. Если учесть, что диаметр пучка лазера не превышает 0,5 мм, то ясно, что габариты трубки меньше (приблизительно в 10 раз), чем размеры коллиматоров классических интерферометров. Работа с узкими пучками позволяет значительно уменьшить размеры и других оптических деталей: зеркал, разделяющих пластин, призм.

Формула (22) выведена в предположении, что интенсивность излучения равномерно распределена по сечению пучка, поэтому она верна только для пучков, лежащих на оптической оси. В других случаях необходимо учесть, что интенсивность изменяется по закону Гаусса

$$I_y = I_0 e^{-\frac{2y^2}{\omega^2}}, \quad (23)$$

где I_y — интенсивность на расстоянии y от оси пучка; I_0 — интенсивность в центре пучка; ω — радиус пучка на уровне падения интенсивности в e раз. Если при наложении пучков их оси расходятся на расстояние ξ , а щель фотоприемника остается в центре референтного пучка, то интенсивности пучков относятся как

$$n = \frac{I_0}{I_y} = e^{\frac{2y^2}{\omega^2}} \quad (24)$$

и функция контраста соответственно равна

$$m_3 = \frac{2e^{\frac{y^2}{\omega^2}}}{1 + e^{\frac{2y^2}{\omega^2}}}. \quad (25)$$

Для $n=2$ имеем

$$y = 0,59\omega. \quad (26)$$

Отсюда допуск на поперечное смещение для угловых отражателей составляет

$$\xi = \frac{y}{2} = \frac{0,3\lambda}{\pi\theta}. \quad (27)$$

Формула (27) выведена для нулевой разности хода. В общем случае

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{\omega_1^2}{\omega_2^2} \exp\left(-\frac{2y^2}{\omega_2^2}\right); \quad (28)$$

$$m_3 = \frac{2\omega_1\omega_2 \exp\left(-\frac{y^2}{\omega_2^2}\right)}{\omega_1^2 + \omega_2^2 \exp\left(-\frac{2y^2}{\omega_2^2}\right)}, \quad (29)$$

где ω_1 — радиус референтного пучка; ω_2 — радиус измерительного пучка.

По аналогии с обычным интерферометром $2l_{\text{пред}}$ [см. (24)] можно назвать допуском на продольное, а 2ξ [см. (27)] на поперечное смещение соответственных точек. Сравнение формул (15) и (22), (16) и (27) показывает, что характер зависимости смещений от апертуры источника

подобен зависимости смещений от дифракционной расходимости лазера с точностью до постоянного множителя.

При всех конкретных расчетах в данной работе принималось допустимым падение контраста полос не более, чем на 10% ($m=0,9$). Однако выведенные общие формулы позволяют производить расчеты параметров оптических элементов интерферометра для любых допусков на падение контраста.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. М., «Наука», 1970.
2. E. R. Peck. Theory of the Corner-Cube Interferometer.— J. Opt. Soc. Am., 1948, № 12.
3. А. Н. Захарьевский. Интерферометры. М., ГИОП, 1952.
4. M. V. R. Murty. Some More Aspects of the Michelson Interferometer with Cube Corners.— J. Opt. Soc. Am., 1960, № 1.
5. Когельник, Ли. Резонаторы и световые пучки лазеров.— ТИИЭР, 1966, № 10.
6. Ю. В. Колосов. Контрастность картины в двухлучевых интерферометрах при неравенстве интенсивностей пучков лучей и при наличии рассеянного света.— Опτικο-мех. промышленность, 1961, № 11.

*Поступила в редакцию
20 марта 1972 г.*