

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

534 854

**МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ МАЛЫХ ИЗМЕНЕНИЙ РАЗНОСТИ  
ФАЗ В ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ УСТРОЙСТВАХ*****А. И. Карташев, И. Ш. Эцин***

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	687
2. Принципиальные ограничения точности интерференционных измерений . . .	688
3. Визуальные методы . . . . .	694
а) Метод измерения смещения полос (694). б) Метод равномерного поля (697). в) Метод уравнивания яркости соседних полос (698). г) Метод чувствительного цвета (700). д) Метод темного поля (701). е) Метод мерцаний (703). ж) Метод эквиденситометрии (704).	
4. Фотоэлектрические методы . . . . .	705
а) Модуляционный метод (707). б) Фазовый метод (711). в) Метод временного преобразования (714). г) Осциллографические методы (715).	
5. Компенсационный метод . . . . .	717
6. Заключение . . . . .	718
Цитированная литература . . . . .	718

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Как правило, измерение физических величин при использовании явления интерференции света сводится к определению разности фаз интерферирующих пучков. В большинстве интерферометров, применяемых на практике, при визуальном способе наблюдения погрешность определения изменений разности фаз составляет  $2\pi/10 \div 2\pi/20$ . Хотя такая погрешность и обуславливает высокую точность измерений длины, угла, длины волны и показателя преломления<sup>1-4</sup>, научно-технический прогресс выдвигает требование дальнейшего ее повышения.

Точность интерференционных измерений определяется, в конечном счете, точностью определения малых изменений разности фаз  $\varphi$ . В последнее время разработаны новые методы измерения и созданы оригинальные устройства, позволяющие повысить на несколько порядков величины чувствительности к весьма малым изменениям  $\varphi$ . Тем не менее работы в этом направлении нельзя считать завершенными, поскольку для решения некоторых физических задач, например, проблемы обнаружения гравитационных волн<sup>5</sup>, чувствительность недостаточно высока.

## 2. ПРИНЦИПИАЛЬНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ТОЧНОСТИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Возможности повышения чувствительности интерферометрических устройств не безграничны. Имеются два принципиальных ограничения, обусловленных корпускулярно-волновой природой света. Хотя они всегда сопутствуют друг другу, в каждом конкретном интерференционном приборе в зависимости от конструкции и назначения чувствительность лимитируется лишь одним из этих ограничений. По назначению все устройства можно разделить на две большие группы.

Устройства первой группы служат для выявления распределений фазы анализируемого фазового объекта в поле интерференции. Вторую группу составляют устройства, в которых получают информацию о разности фаз, усредненной по поперечному сечению светового пучка. К этой группе относятся, например, приборы, применяемые для метрологических исследований изменений показателя преломления прозрачных сред, контуров спектральных линий, для измерения перемещений, углов, оптической толщины эталонов Фабри — Перо.

В соответствии со спецификой методики измерений и особенностями аппаратуры задачи, решаемые устройствами второй группы, можно разделить на три типа: 1) измерение весьма малых изменений  $\Delta\varphi$  разности фаз  $\varphi$  ( $\Delta\varphi \ll 2\pi$ ). При этом, как правило, допускается большая относительная погрешность (до 10—30%), но требуется очень высокая чувствительность. 2) Измерение малых изменений  $\varphi$  ( $\Delta\varphi \leq 2\pi$ ). 3) Измерение изменений разности фаз, превышающих  $2\pi$ , которое обычно расчленяется на два этапа: измерение числа периодов (или изменение целой части порядка интерференции) и измерение фазового сдвига в пределах  $2\pi$  (или изменения дробной части порядка интерференции), соответствующее второму типу задач.

Для приборов первой группы более существенно ограничение, вызываемое дифракционными явлениями на фазовых объектах. Под фазовыми объектами имеются в виду любые неоднородности, вызывающие искажения фронта плоской волны: микронеровности поверхности зеркал, неоднородности включений в прозрачных образцах, неравномерности скачка фаз на зеркалах интерферометра, потоки газа, возникающие, например, в аэродинамической трубе и т. п. Исследование структуры фазовых объектов производится в двулучевых и многолучевых интерференционных микроскопах, микроскопах фазового контраста, интерферометрах Жамена и Цендера — Маха.

Впервые анализ дифракционного ограничения сделал Ингельстам<sup>6</sup>, исследуя предельные возможности многолучевой интерференционной микроскопии. Он установил, что увеличение разрешения в глубину (т. е. в направлении  $z$  распространения волны) возможно только в случае уменьшения разрешения в плоскости, перпендикулярной к направлению волны (т. е. в плоскости объекта обычного микроскопа). Соотношение Ингельстама между пределами разрешения в плоскости объекта и «в глубину» обсуждалось в работах<sup>6-10</sup>, его математическое выражение, уточненное Розенбергом<sup>8</sup> и Коппельманом<sup>9</sup>, имеет вид

$$(\Delta x)^2 \Delta z \geq m\lambda^3/4, \quad (1)$$

где  $\Delta x$  — наименьшая разрешаемая деталь в плоскости объекта,  $\Delta z$  — предел разрешения «в глубину», т. е. наименьшее обнаруживаемое изменение толщины в направлении  $z$ ,  $m$  — порядок интерференции,  $\lambda$  — длина волны света. Следует отметить, что фазовый сдвиг  $\Delta\varphi$  связан с  $\Delta z$  соотношением  $\Delta\varphi = (4\pi/\lambda) \Delta z$ .

Введение фазового объекта в поле плоской волны изменяет фазу волны таким образом, что распределение фаз выходящего волнового фронта является точным изображением фазового объекта. Это фазовое распределение превращается в распределение амплитуд в поле интерференции с помощью соответственно подобранных оптических систем. Если объекты малы, то уже при искривлении фронта, характеризующем фазовый объект, возникают искажения, обусловленные эффектами дифракции. Вследствие некоторой связи полей излучения в соседних точках пространства, результирующее поле испытывает влияние внесенного в него фазового объекта не только за объектом, но и в пограничных областях, что и вызывает ограничение, выражаемое соотношением неопределенностей Ингельстама.

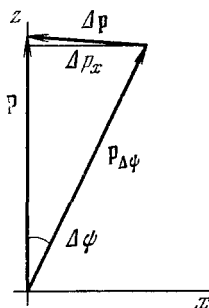


Рис. 1. Изменение импульса фотона.

Выражение (1) характеризует объемное разрешение интерференционного прибора. Знак неравенства означает, что в практических устройствах по причинам, называемым техническими, разрешение ухудшается. Формула (1) легко получается из соотношения неопределенностей Гейзенберга

$$\Delta p_x \Delta x \geq h, \quad (2)$$

где  $\Delta x$  — погрешность определения координаты фотона,  $\Delta p_x$  — погрешность определения соответствующей компоненты импульса фотона,  $h$  — постоянная Планка.

Первый сомножитель равен (см. рис. 1)

$$\Delta p_x = p \Delta\phi = (h/\lambda) \Delta\phi, \quad (3)$$

где  $\Delta\phi \ll 1$  — малый угол, характеризующий рассеяние фотонов. Направление  $z$  движения фотонов соответствует направлению распространения фронта волны. Из условия максимума интерференции  $2l \cos \psi = m\lambda$  (где  $l$  — расстояние между зеркалами интерферометра,  $\psi$  — угол между лучом и нормалью к поверхности зеркала,  $m$  — порядок интерференции, получаем

$$\Delta\phi = 2 (\Delta l / m\lambda)^{1/2}; \quad (4)$$

здесь  $\Delta l = \Delta z$ . Подстановка (3), (4) в (2) и возведение обеих частей неравенства в квадрат приводит к соотношению (1).

Формула (1) позволяет правильно определять порядок величин наименьших разрешаемых деталей в тех случаях, когда предел разрешения равен приблизительно половине ширины аппаратной функции<sup>11</sup> прибора (определяемой на уровне интенсивности, равной половине интенсивности в максимуме). Такое соотношение между пределом разрешения и шириной контура аппаратной функции имеет место при применении классических критериев разрешения, например Рэля или Аббэ<sup>12</sup>, которые хорошо характеризуют возможности оптических систем, используемых для визуального наблюдения мелких объектов. Однако в интерферометрических устройствах наименьшая обнаруживаемая величина фазового сдвига может быть значительно меньше. Например, при определении искажений или смещений полос равной толщины легко обнаруживаются сдвиги, равные десятой доли видимой ширины полосы, что соответствует примерно одной десятой ширины контура аппаратной функции интерферометра. Поэтому более точно экспериментальным условиям

отвечает соотношение

$$(\Delta x)^2 \Delta z \geq \gamma m \lambda^3 / 4. \quad (1')$$

где  $\gamma$  — наименьшее разрешаемое смещение, отнесенное к ширине контура аппаратной функции и зависящее от способа наблюдения.

В устройствах второй группы микронеоднородности не являются объектами исследования. Если выступы микронеровностей зеркал много меньше длины волны света, то они мало влияют на результаты измерений<sup>13-16</sup>. Дифракционное ограничение в этих измерениях определяется площадью светового пучка. Расчет по (1') при  $m = 10^2$ ,  $\Delta x = 10$  мм,  $\gamma = 0,1$ ,  $\lambda = 0,6$  мкм, например, дает  $\Delta z \geq 3 \cdot 10^{-9}$  мкм. Очевидно, в устройствах второй группы при визуальном способе наблюдения ограничение Ингельстама практически не имеет значения. При визуальных измерениях минимальные разрешаемые фазовые сдвиги составляют обычно  $1/2 \div 1/30$  долю ширины аппаратной функции прибора, и количественное несоответствие между получаемым на практике пределом разрешения и классическими понятиями разрешающей способности не очень велико. При фотоэлектрических измерениях минимальные обнаруживаемые фазовые смещения на несколько порядков меньше ширины аппаратной функции, и становится очевидной непригодность классических критериев разрешения для оценки возможностей современных оптикоэлектронных приборов. В связи с этим в последнее время делаются попытки ввести новые критерии разрешения, более отвечающие экспериментальным результатам в оптике вообще и в интерферометрии в частности<sup>11,17</sup>.

Разработка нового критерия осложняется следующим обстоятельством: в общем случае, при интерференционных измерениях определяется пространственное, временное или спектральное распределение какой-либо физической величины. Это распределение является входным воздействием для измерительной установки. Регистрируемый в приборе выходной сигнал, по которому производят восстановление входного воздействия, представляется функцией от одного или нескольких параметров интерференционного устройства. Например, в интерференционных приборах фурье-спектроскопии выходной сигнал является функцией распределения интенсивности на выходе от разности хода лучей в интерферометре, по которой с помощью преобразования Фурье определяют спектральное распределение исследуемого излучения. Как показывают исследования<sup>17</sup>, пороговая чувствительность при таких измерениях зависит не только от параметров прибора, но и от вида входного воздействия.

Задача выбора критерия разрешения значительно упрощается в частном случае интерференционных измерений, когда определяется не распределение, а простое изменение некоторой физической величины. Этот случай наиболее распространен в измерительной практике, поэтому в настоящей работе мы ограничимся только его рассмотрением. Тогда проблема разрешения превращается в проблему обнаружения малых изменений измеряемой величины, которые можно характеризовать изменениями разности фаз, а повышение разрешения лимитируется флуктуационными явлениями в измерительной установке.

Вообще говоря, на результаты объективных измерений влияет много мешающих факторов случайного характера, таких, например, как изменения температуры и давления окружающего воздуха, вибрации, электрические помехи и наводки, вариации передаточных коэффициентов отдельных оптико-механических и электрических звеньев, вариации показаний электроизмерительных приборов. Но эти факторы, обычно называемые техническими, принципиально не ограничивают чувствительность, так как специальными мерами можно свести их мешающее воздействие

к достаточно малой допустимой величине. Принципиальное ограничение вносят лишь шумовые флуктуации потока излучения и внутренние шумы приемника лучистой энергии, которые не удается устранить никакими конструктивными мерами. Если приемником служит фотопластинка, то, в конечном счете, при достаточно больших значениях количества освещения чувствительность определяется внутренними шумами, обусловленными внутренним строением фотоматериала. Для фотоэлектрических измерений чувствительность ограничивается дробовым шумом фотоприемника, обусловленным дискретным характером излучения и дискретным характером эмиссии носителей заряда<sup>18,19</sup>. Добавочные шумовые флуктуации вследствие корреляции между фотонами в пучке света обычных источников столь незначительны, что не могут быть обнаружены с помощью одного фотоприемника<sup>20</sup>. Световой шум, вызванный колебанием плазмы в газовом разряде спектральных ламп, при употреблении соответствующих схем электрического питания также вносит пренебрежимо малую добавку к дробовому шуму<sup>21</sup>.

При использовании в интерферометрах лазерного излучения появляется дополнительный шум, обусловленный спонтанным излучением атомов активной среды<sup>19,22,23</sup>. В отличие от дробового, этот шум является узкополосным. При генерации на одном типе колебаний контур спектрального распределения мощности шума мало отличается от лоренцова, причем максимум распределения соответствует нулевому значению частоты. Спектральная плотность мощности шума на частотах, близких к нулю, обратно пропорциональна мощности генерации.

Очевидно, что для получения наибольшей чувствительности интерференционных измерений наиболее выгодной является работа при больших значениях мощности генерации. В этих случаях ширина линии шума, пропорциональная мощности генерации, может достигать значительной величины. Так, при мощности генерации 50 *мквт* на длине волны 0,63 *мкм* одночастотного гелий-неонового лазера ширина линии шума составляет приблизительно  $10^5$  *гц*<sup>22</sup>, т. е. практически охватывает всю область звуковых частот, которая наиболее удобна для обработки и исследования сигналов в фотоэлектрических устройствах.

Флуктуации интенсивности излучения лазера, регистрируемой с помощью фотоприемника, удобно характеризовать коэффициентом глубины хаотической модуляции фототока, определяемым как  $M(t) = \sqrt{2} \bar{i}(t)/i_0$ , где  $i(t)$  — флуктуация фототока в момент времени  $t$ ,  $i_0$  — постоянная составляющая фототока<sup>22</sup>. На опыте обычно определяют величину спектральной плотности (на частоте  $f$ ) этого коэффициента. По данным работы<sup>22</sup> для мощности генерации 50 *мквт* на длине волны 0,63 *мкм* средний квадрат  $\overline{M^2}$  спектральной плотности коэффициента глубины хаотической модуляции на горизонтальном участке частотного спектра шума составляет приблизительно  $10^{-12}$  *гц*<sup>-1</sup> и превышает  $\overline{M^2}$  дробового шума ( $10^{-13}$  *гц*<sup>-1</sup>) приблизительно в 10 раз.

При малых значениях разности хода не предъявляется высоких требований как к временной, так и к пространственной когерентности поступающего в интерферометр света. Вследствие этого может быть использован практически весь поток излучения лазера и большая часть света обычного источника. Однако даже с наиболее яркими нелазерными источниками, такими, как газоразрядная ртутная лампа высокого давления, в реальных интерференционных устройствах можно получить лишь фототоки \*)  $10^{-8}$ — $10^{-7}$  *а*, что в 100 раз меньше максимального фототока,

\*) При применении фотоумножителя имеется в виду ток фотокатода, т. е. первичный фототок.

достижимого при использовании лазера. Для дробового шума коэффициент глубины модуляции обратно пропорционален постоянной составляющей фототока. Вследствие этого определяющая предельную чувствительность измерений глубина хаотической модуляции фототока при использовании обычного света ( $\overline{M_f^2} = 6 \cdot 10^{-12} - 6 \cdot 10^{-11} \text{ гц}^{-1}$ ) несколько больше глубины модуляции ( $\overline{M_f^2} = 10^{-12} \text{ гц}^{-1}$ ), вызываемой при благоприятных условиях шумом лазерного излучения. Тем не менее при малых разностях хода применение обычных источников в интерферометрах с фотоэлектрической регистрацией предпочтительнее из-за большей стабильности их излучения по сравнению с лазерным. В отличие от обычных источников, лазер характеризуется большим непостоянством интенсивности излучения во времени, которое нужно учитывать с помощью специальных компенсирующих и стабилизирующих устройств.

При увеличении разности хода  $\Delta$  в устройствах с плоскими фронтами интерферирующих волн повышаются требования к коллимации входного пучка света. Для их выполнения накладывается геометрическое ограничение световых пучков. Среднее значение фототока и соответственно полезный сигнал существенно уменьшаются. Например, при разности хода в 1 см в интерферометре Майкельсона можно получить фототок силой, не превышающей  $10^{-11} \text{ а}$ . При этом глубина хаотической модуляции соответствующего дробового шума ( $\overline{M_f^2} \approx 10^{-7} \text{ гц}^{-1}$ ) значительно больше величин, достижимых при малых  $\Delta$ .

Выходной поток излучения лазера сосредоточен в значительно меньшем телесном угле, чем излучение обычных источников. Согласующая телескопическая система, которая служит для расширения лазерного пучка, делает этот угол еще меньше. Поэтому даже при больших разностях хода (до 2—3 м) используется весь выходной поток, за исключением потерь в элементах развязки, иногда помещаемых между лазером и интерферометром. В результате величины полезного сигнала и шума фотоприемника существенно не отличаются от соответствующих величин при малых  $\Delta$ . Вследствие этого при разностях хода, превышающих несколько миллиметров, применение лазеров в фотоэлектрических интерферометрах предпочтительнее.

Кроме отмеченных выше преимуществ лазеров, их внедрение в интерферометрию открывает новые возможные для создания оригинальных интерференционных схем и для новых применений известных устройств, ранее используемых с обычными источниками света (см., например, <sup>24</sup>).

Теория предела точности интерференционных измерений <sup>25-28</sup>. обусловленного шумами, для наиболее общего случая измерений развита в работе <sup>28</sup>. Предполагается, что фотоприемник регистрирует освещенность центрального участка картины линий равного наклона. Такой способ регистрации <sup>29</sup> дает значительный выигрыш в светосиле, а также в резкости полос для случая многолучевой интерференции по сравнению с использованием полос равной толщины.

Установка на максимум интенсивности, соответствующая условию  $\varphi_0 = 2\pi n$ , где  $n = m_0$  — целое число (рис. 2), производится следующим образом: в течение времени  $\Delta t/2$  (первого полупериода) на фотоприемник падает поток излучения при разности фаз  $\varphi_1$ , затем при помощи устройства, входящего в интерферометр, разность фаз скачком меняют на фиксированную величину  $2\delta$ , и фотоприемник в течение времени  $\Delta t/2$  регистрирует поток при разности фаз  $\varphi_2 = \varphi_1 + 2\delta$ . Разность усредненных электрических сигналов первого и второго полупериодов характеризует отклонение  $\Delta\varphi$  от  $\varphi_0$ .

Максимальная возможная точность интерференционных изменений, ограничиваемая только дробовым шумом, определяется следующим выражением<sup>28</sup>:

$$\varphi_0/\Delta\varphi_{\min} = [(\pi^2/2\hbar c) D^2 \Delta t \theta (B_0/\Delta k) Q]^{1/2}, \quad (5)$$

где  $\Delta\varphi$  — среднеквадратичное отклонение ряда измерений,  $c$  — скорость света,  $D$  — диаметр светового пучка,  $\Delta t$  — время одного измерения,  $\theta$  — квантовый выход приемника лучистой энергии,  $B_0$  — энергетическая яркость источника,  $\Delta k$  — ширина спектральной линии в волновых числах.

$$Q = \mu \bar{\tau} [I(\varphi'_1) - I(\varphi''_1)]^2 / \int_{\varphi'_1}^{\varphi''_1} I(\varphi) d\varphi$$

— величина, характеризующая зависимость  $I$  от  $\varphi$  на выходе интерферометра (см. рис. 2); здесь  $\mu$  — доля порядка, занимаемая линией ширины  $\Delta k$ ,  $I(\varphi)$  — функция распределения интенсивностей, которая нормируется следующим образом:

$$\int_{\varphi_0 - \pi}^{\varphi_0 + \pi} I(\varphi) d\varphi = 1,$$

$\bar{\tau}$  — пропускание прибора при отсутствии интерференции,  $\varphi'_1 = \varphi_1 - (\varepsilon/2)$ ,  $\varphi''_1 = \varphi_1 + (\varepsilon/2)$  — границы интервала  $\varepsilon$  разности фаз, соответствующего телесному углу (обусловленному конечным размером источника света), в пределах которого производится регистрация потока.

Для интерферометров, предназначенных для спектральных измерений, зависимость  $I$  от  $\varphi$  при освещении идеально монохроматическим источником является аппаратной функцией  $I(\nu)$ . В общем случае функция распределения интенсивности представляет собой свертку аппаратной функции и функции, характеризующей контур линии излучения источника. Как видно из (5), предельная точность зависит как от свойств прибора ( $D$ ,  $Q$ ), так и от свойств источника ( $B_0$ ,  $\Delta k$ ) и приемника ( $\theta$ ,  $\Delta t$ ) излучения. Интересно заметить, что наличие члена  $D^2$  в выражении (5) объясняется не дифракционными явлениями (как в соотношении Ингельстама), а зависимостью величины выходного потока от эффективной площади светового пучка внутри интерферометра. Явления же дифракции в тех случаях, когда они имеют существенное значение, учитываются в аппаратной функции (см., например,<sup>30</sup>), которая неявно входит в  $Q$ .

Применение формулы (5) для излучения оранжевой линии Кг<sup>86</sup>, длина волны которой служит первичным эталоном длины ( $\Delta k = 1.4 \text{ м}^{-1}$ ,  $B_0 = 3 \cdot 10^{-1} \text{ Вт/м}^2 \text{ стер}$ ),  $D = 4 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ ,  $\theta = 7 \cdot 10^{-2}$ ,  $\Delta t = 1 \text{ сек}$  и интерферометра Фабри — Перо при оптимальном коэффициенте отражения  $\rho = 0,73$  и оптимальных значениях  $\delta$ ,  $\varepsilon$  и разности хода  $\Delta = 0,1 \text{ м}$ , соответствующих  $Q = 7,4 \cdot 10^{-1}$  и  $\mu = 0,14$ , дает  $\varphi_0/\Delta\varphi_{\min} = 2 \cdot 10^{10}$ .

Расчет для интерферометра Майкельсона при тех же условиях и оптимальных  $\delta$ ,  $\varepsilon$  и  $\Delta = 0,4 \text{ м}$  приводит к такому же значению  $\varphi_0/\Delta\varphi_{\min} = 2 \cdot 10^{10}$ . Удивительно низкий оптимальный коэффициент отражения зеркал интерферометра Фабри — Перо и равенство предельных точностей для интерферометров Майкельсона и Фабри — Перо объясняется

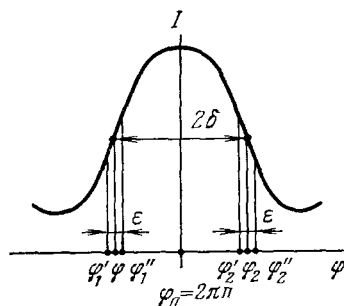


Рис. 2. Кривая зависимости выходной интенсивности  $I$  от разности фаз  $\varphi$  в интерферометре.

зависимостью отношения сигнал/шум от средней величины потока излучения, падающего на фотоприемник.

При использовании лазерного излучения отношение  $\varphi_0/\Delta\varphi_{\min}$  достигает значений <sup>31</sup>  $10^{12}$ — $10^{13}$ . Может сложиться впечатление, что в этом случае создаются условия для получения среднеквадратичной относительной погрешности измерений  $10^{-13}$ . Однако при практических измерениях какой-либо величины например, длины или показателя преломления, в погрешность результата измерений входит погрешность значения длины волны. В связи с тем, что длина волны линии генерации не может быть определена с погрешностью меньше погрешности табличного значения первичной эталонной длины световой волны — оранжевой линии  $\text{Kr}^{86}$  ( $10^{-8}$ ), измеряемая величина не может быть определена с погрешностью меньше  $10^{-8}$ .

Методы измерений малых изменений разности фаз столь многообразны, что их описание в пределах небольшого обзора невозможно. Мы рассмотрим только наиболее простые и эффективные методы и их применение только с тем устройством, где они дают наилучшие результаты.

### 3. ВИЗУАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

а) Метод измерения смещения полос. Этот метод заключается в том, что измеряют смещение интерференционных полос в поле зрения прибора относительно неподвижной визирной линии (рис. 3, а) или идентичной картины полос (рис. 3, б). Он чаще всего применяется при наблюдении полос равной толщины и равного хроматического порядка. Точность измерения в обоих случаях примерно одинакова,

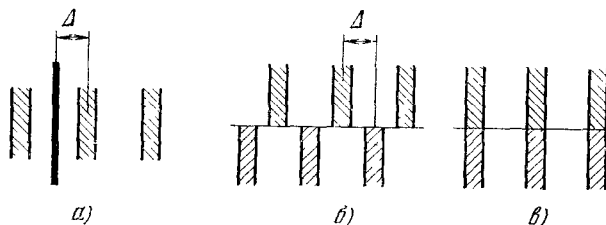


Рис. 3. Вид поля зрения в интерферометре.

но имеется некоторое различие в возможностях использования полос этих типов. Например, при изучении микрорельефа хорошо обработанных поверхностей с помощью полос равной толщины получают микротопографическую карту поверхности, в то время как полосы равного хроматического порядка позволяют выявить профиль рельефа вдоль выбранной линии <sup>32</sup>.

При оценке относительного расположения интерференционных полос и визирной линии погрешность определения сдвига фаз равна приблизительно  $2\pi/10$ . Однако погрешность установки смещения центров интерференционной полосы и визирной линии, а также двух систем (рис. 3, в) полос (наиболее благоприятный для измерений случай) значительно меньше. Погрешность совмещения определяется нониальным эффектом и составляет приблизительно  $1/10$  часть видимой ширины полосы. Вследствие нелинейности процесса реагирования глаза на световое воздействие видимая ширина полос при распределениях интенсивностей с плавными переходами от одной точки поля к другой зависит от средней яркости поля интерференции. При благоприятных условиях освещения, хорошей видимости полос и синусоидальном распределении интенсивностей, характер-



ным для двухлучевой интерференции, ширина черных полос равна трети расстояния между полосами, а погрешность совмещения полос соответственно равна  $2\pi/30^2$ .

Повышение точности установки совмещения полос (рис. 3, в) в два раза было получено в работе<sup>33</sup> с помощью следующего приема. Между выходным объективом интерферометра Уверского (типа Майкельсона) и экраном, на котором объектив проектировал полосы равной толщины, была установлена призма двойного изображения. В результате на экране наблюдались два смещенных по высоте изображения полос, причем одно из них перевернутое в направлении, перпендикулярном к полосам. При изменении ф. полосы движутся в противоположные стороны, что и вызывает удвоение точности.

Аналогичный эффект в многолучевом клиновидном интерферометре можно получить, поместив между полупрозрачными зеркалами кристаллическую пластинку, вырезанную параллельно оптической оси, и расположив зеркала таким образом, чтобы углы результирующих клиньев для обыкновенных и необыкновенных лучей были равны по величине и противоположны по направлению<sup>34</sup>.

Точность измерения малых изменений некоторых величин в двухлучевом интерферометре можно повысить путем искусственного умножения этих изменений при многократных отражениях одного из интерферирующих пучков в системе из двух или нескольких зеркал (см., например,<sup>35</sup>). Действие системы умножения можно пояснить с помощью упрощенной схемы, изображенной на рис. 4. Световой пучок претерпевает в измерительной ветви интерферометра несколько отражений между зеркалами 1 и 2, выделяется с помощью диафрагмы 3 и при дальнейшем прохождении интерферирует с пучком сравнения. Если оптическая толщина промежутка между зеркалами 1 и 2 меняется, то изменения оптической длины пути лучей в несколько раз больше изменения толщины промежутка. Это приводит к соответствующему повышению чувствительности к перемещениям зеркала или изменениям показателя преломления окружающей среды.

Представляет интерес интерферометр, в котором умножение оптической длины пути получается при многократных отражениях луча между исследуемой поверхностью и стеклянной пластинкой, расположенной вблизи поверхности под небольшим углом к ней<sup>36, 37</sup>. Интерферометр позволяет обнаруживать деформации поверхности порядка  $1 \text{ нм}$ . Это устройство хорошо иллюстрирует принцип неопределенностей Ингельстама, так как повышение чувствительности «в глубину» неизбежно приводит к понижению разрешения в исследуемой плоскости, в результате чего интерферометр можно использовать лишь для определения медленно меняющихся отклонений от плоскости.

Существенной особенностью систем умножения является повышение чувствительности за счет увеличения изменения разности фаз при изменении измеряемой величины, в то время как чувствительность к фазовым сдвигам остается неизменной.

Принципиально иные возможности повышения чувствительности открываются при использовании многолучевых интерферометров. Вследствие интерференции между большим количеством пучков, образованных делением амплитуды волны (интерференция типа Ньютона<sup>38</sup>) или делением фронта волны на парциальные фронты (интерференция типа

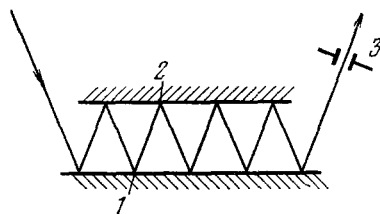


Рис. 4. Упрощенная схема системы умножения оптической длины пути луча.

Френеля), в кривой зависимости выходной интенсивности излучения от разности фаз получаются узкие максимумы (или минимумы)<sup>39</sup>. Сужение контура аподатной функции многолучевых интерферометров вызывает повышение разрешающей способности по сравнению с двухлучевыми. Интенсивное развитие техники нанесения тонких металлических и диэлектрических слоев, имевшее место за последние три десятилетия, позволило создавать многолучевые интерферометры первого типа с большим эффективным числом  $N_{\text{эфф}}$  интерферирующих пучков. Эти интерферометры являются мощным средством для точных спектральных измерений, изучения микрорельефа поверхностей, измерения длин и перемещений, определения показателя преломления прозрачных сред, изучения воздушных потоков, исследований плазмы<sup>8, 37, 40-44</sup>, исследований частотного состава лазерного излучения<sup>45, 46</sup> и т. п.

Ширина полосы интерферометра Фабри — Перо соответствует интервалу разности фаз  $2\pi/N_{\text{эфф}}$ <sup>39</sup>. Эффективное число интерферирующих пучков определяется коэффициентом отражения  $\rho$  зеркал и коэффициентом пропускания  $\tau$  слоя между зеркалами:  $N_{\text{эфф}} = \pi (\tau\rho)^{1/2} / (1 - \tau\rho)$ ; для воздуха  $\tau \approx 1$ .

Поскольку наименьшее ощутимое смещение равно  $2\pi/10N_{\text{эфф}}$ , может сложиться впечатление, что соответствующим увеличением  $\rho$  можно добиться сколь угодно высокой чувствительности. Однако увеличение коэффициента отражения  $\rho$  неизбежно вызывает увеличение коэффициента поглощения  $\alpha$  отражающего слоя и соответствующее уменьшение пропускания интерферометра в максимуме, выражаемого отношением<sup>8</sup>  $[1 - (\rho + \alpha)^2] / (1 - \rho)^2$ . В связи с тем, что удается изготавливать многослойные покрытия с  $\alpha \approx 0,05 \div 0,01$  и  $\rho \approx 0,97 \div 0,99$ , имеется возможность получать достаточно узкие полосы при значительном пропускании.

Другие факторы, ограничивающие увеличение  $\rho$  — несовершенство поверхностей<sup>8, 13-16</sup> и непараллельность<sup>8, 13, 41, 42, 47</sup> отражающих зеркал. Эти факторы становятся существенными, когда наблюдают «бесконечно широкую» полосу равной толщины или линии равного наклона. Для интерферометра Фабри — Перо с плоскими зеркалами увеличение  $\rho$  больше 0,94 не имеет смысла, и реально достижимые значения  $N_{\text{эфф}}$  не превышают 30—40. В многолучевых интерферометрах с конфокальной геометрией<sup>48</sup> рабочие размеры зеркал существенно уменьшаются, в результате чего можно получить большие значения  $N_{\text{эфф}}$  до 100—150. При наблюдении полос равной толщины не производится усреднения разности фаз по большим поверхностям зеркал интерферометра. Поэтому использование зеркал с большим  $N_{\text{эфф}}$  приводит к соответствующему увеличению резкости полос, что составляет одно из основных преимуществ многолучевых клиновидных интерферометров<sup>39, 49</sup>. Большое значение  $\rho$ , а следовательно, и  $N_{\text{эфф}}$ , можно получить без применения отражающих покрытий с помощью эффекта нарушенного полного внутреннего отражения<sup>50</sup>. Интерферометр, основанный на использовании этого эффекта, позволял обнаруживать разности толщин пленок 0,1 нм<sup>51</sup>.

Характерной особенностью многолучевого интерферометра является повышенная чувствительность к малым изменениям  $\phi$  лишь в очень малом интервале, составляющем небольшую долю периода. Применительно к интерференционному контролю высококачественных поверхностей, этот недостаток в значительной степени устраняется с помощью метода много-частотной интерферометрии<sup>37</sup>. Использование многочастотного источника (или источников излучения) позволяет существенно увеличить количество информации в интерферограмме, что достигается путем наложения добавочных систем полос, перекрывающих промежутки между полосами основной системы<sup>52</sup>.

Сужение контура аппаратной функции интерферометра Фабри — Перо можно получить, если поместить между его зеркалами активную среду, коэффициент усиления которой меньше значения, соответствующего переходу в режим генерации<sup>53, 54</sup>. Если равномерно изменять расстояние между зеркалами в пределах  $\pi/2$  (например, с помощью пьезокерамического элемента) и одновременно записывать изменения электрического сигнала фотоприемника, регистрирующего прошедший через интерферометр поток излучения, то при помещении между зеркалами усиливающей среды обнаруживается повышение остроты интерференционного максимума. Наименьшая ширина контура аппаратной функции получается в том случае, когда в качестве источника используется одночастотный газовый лазер, а активная среда создается возбуждением электрического разряда в газе, имеющем такой же состав, как и рабочее вещество лазера. Полученная экспериментально ширина контура составляла<sup>54</sup>  $2\pi/250$ .

б) Метод равномерного поля. Метод равномерного поля заключается в регистрации яркости равномерно освещенного поля, представляющего собой полосу «бесконечной ширины», образующуюся при параллельном расположении зеркал. По изменению яркости поля судят об изменении разности фаз.

Очень высокая чувствительность измерений получается при использовании полутеневого устройства<sup>55</sup>. Способ измерения с полутеневым устройством, часто применяемый в фотометрии, основан на принципе уравнивания яркостей двух соприкасающихся частей поля зрения прибора. В момент уравнивания яркостей с помощью компенсатора граница между половинами поля пропадает. Способ использует высокую чувствительность глаза к контрасту, т. е. способность глаза улавливать минимальную разность  $\Delta B$  яркостей обеих половин поля  $B_1$  и  $B_2$ . Контрастная чувствительность  $\Delta B/B$  является индивидуальной характеристикой глаза и зависит от внешних факторов, в частности, от величины  $B$  и угловых размеров поля. При оптимальных условиях наблюдения  $\Delta B/B = 0,02 + 0,05^4$ . Интерферометр с полутеневым устройством построен таким образом, что разность фаз в одной половине поля отличается на фиксированную величину  $2\delta$  от разности фаз в другой половине. Разность  $2\delta$  можно создать различными способами. Наиболее удобно напылить на половину одного из зеркал интерферометра дополнительную тонкую пленку соответствующей толщины (см., например,<sup>56</sup>).

В двухлучевых интерферометрах и в интерферометре Фабри — Перо, имеющих симметричную форму контура аппаратной функции, яркости половин поля зрения уравниваются при разности фаз  $\varphi_1 = n\pi - \delta$  ( $n$  — целое число) в одной половине и  $\varphi_2 = n\pi + \delta$  в другой половине поля. Среднее значение разности фаз равно  $\varphi = (\varphi_1 + \varphi_2)/2 = n\pi$ . При малом изменении  $\Delta\varphi$  разности фаз в интерферометре (когда  $\varphi_1 = n\pi + \delta + \Delta\varphi$ ,  $\varphi_2 = n\pi - \delta + \Delta\varphi$ ) равенство яркостей половин поля зрения нарушается, что позволяет наблюдателю обнаруживать малые отклонения  $\varphi$  от значений, кратных  $\pi$ .

В двухлучевых интерферометрах, характеризующихся синусоидальным распределением интенсивности:  $I = I_0(1 + V \cos \varphi + \eta)$  (где  $I_0$  — среднее значение интенсивности без учета паразитной засветки,  $V$  — видимость интерференционной картины,  $\eta$  — доля паразитной засветки интерференционного поля), наибольшая чувствительность получается при установке на центр черной «полосы», соответствующей  $\varphi = (2n + 1)\pi$ . Легко показать, что при  $\Delta B/B = \Delta I/I = 0,05$  и  $V = 1$  минимально обнаружимое смещение выражается в виде

$$\Delta\varphi_{\min} = 0,025 [\operatorname{tg}(\delta/2) + (\eta/\sin \delta)]. \quad (6)$$

Для значений  $\eta = 0,05$ ,  $\delta = 0,3$  получаем  $\Delta\varphi_{\min} = 2\pi/800$ . Очевидно, что при полном отсутствии паразитной засветки соответствующим уменьшением  $\delta$  можно было бы получить существенное повышение чувствительности.

Как показало исследование<sup>57</sup> визуального поляриметра с полутеневым устройством, действие которого подобно действию двухлучевого интерферометра с аналогичным устройством, уменьшение угла полутени (соответствующего в нашем случае  $\delta$ ) приводит к повышению чувствительности лишь в определенных пределах. При очень малых значениях  $\delta$  чувствительность понижается из-за уменьшения контрастной чувствительности глаза при малых яркостях поля зрения. Наименьшее изменение разности фаз, которое можно зарегистрировать при отсутствии паразитной засветки, равно  $\Delta\varphi_{\min} = 2\pi/10^5$ .

Для многолучевого интерферометра типа Фабри — Перо  $\Delta\varphi_{\min} \approx 2\pi/100 N_{\text{эфф}}$  при  $\Delta I/I = 0,05$  и  $\delta$ , соответствующей точкам наибольшей крутизны кривой зависимости  $I$  от  $\varphi$ . Если  $\rho = 0,92$  ( $N_{\text{эфф}} = 38$ ), то  $\Delta\varphi_{\min} = 2\pi/3800$ , что при  $\lambda = 0,5$  мкм соответствует сдвигу зеркала на  $0,07$  нм. В тех случаях, когда сам исследуемый объект, например, поверхность оптического детали, представляет собой «ступеньку», наименьшее обнаруживаемое смещение плоскостей в два раза больше, т. е.  $0,14$  нм. Такое разрешение при благоприятных условиях достигается в многолучевых интерференционных микроскопах<sup>43,58</sup>.

в) Метод уравнивания яркости соседних полос. Этот метод в принципе схож с полутеневым и применим к таким интерференционным устройствам, в которых изменение разности фаз вызывает перераспределение интенсивности в соседних полосах. Это в первую очередь относится к трехлучевым интерферометрам<sup>59-62</sup> и двухлучевым интерферометрам с двукратным прохождением лучей<sup>63-68</sup>.

Особенности трехлучевых интерферометров хорошо иллюстрируются на примере трехщелевой модификации<sup>60</sup> интерферометра Жамена, предложенной для рефрактометрических целей (рис. 5, е), где  $I$  — источник

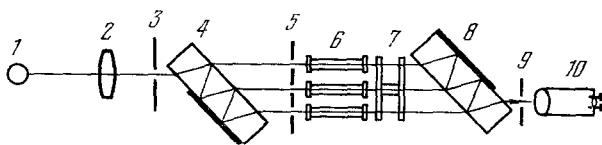


Рис. 5. Трехлучевой интерферометр Жамена.

света, 2 — конденсор, 3, 9 — щели, 8 — разделяющая пластинка, 6 — кюветы, 7 — компенсационная камера, 10 — зрительная труба. Толстой линией показана часть внешних поверхностей пластин 4, 8, покрытая непрозрачным, полностью отражающим слоем алюминия. Пучок света, идущий от осветителя, разделяется в пластинке 4 на три пучка, размеры которых определяются параллельными щелями 5. На практике удобно использовать два крайних пучка как пучки сравнения, а рабочую камеру помещать в средний пучок.

Распределение интенсивностей  $I$  в системе полос трехлучевого интерферометра может быть легко получено рассмотрением светового колебания в любой точке картины как результирующей суммы колебаний, получающихся в системе полос, образованных внешними пучками, и колебаний когерентного фона, создаваемого средним пучком<sup>60</sup>:

$$I(x, \varphi) = I_0 [3 + 2 \cos(2\pi x/a) + 4 \cos(\pi x/a) \cos \varphi],$$

где  $I_0$  — интенсивность одного пучка,  $x$  — координата в направлении, перпендикулярном к полосам,  $a$  — расстояние между центрами соседних полос.

Таким образом, введение среднего пучка приводит к качественному изменению распределения интенсивностей. Если центральный пучок находится в фазе или противофазе с внешними пучками, то результирующий эффект состоит в усилении или ослаблении соответствующих полос (рис. 6). Наоборот, все полосы имеют одинаковую интенсивность, когда

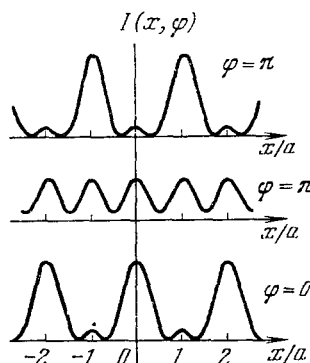


Рис. 6. Распределение интенсивности в поле зрения трехлучевого интерферометра.

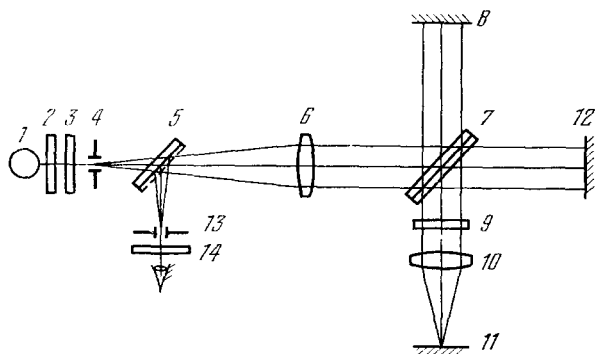


Рис. 7. Оптическая схема двойного интерферометра Майкельсона.

разность фаз между центральными и внешними пучками  $\varphi = 2\pi n + (\pi/2)$ . В последнем случае очень небольшие изменения фазы центрального пучка приводят к ощутимой разнице в яркости соседних полос<sup>59</sup>. Аналогичные явления имеют место и в других типах трехлучевого интерферометра — Рэлея и Юнга<sup>61</sup>. Погрешность установки положения  $\varphi = 2\pi n + (\pi/2)$  путем уравнивания яркостей полос составляла в экспериментах<sup>59,60</sup>  $2\pi/100 \div 2\pi/200$ . Точность установки нулевых положений может быть несколько повышена при несимметричном расположении щелей<sup>62</sup>.

Если лучи, выходящие из двухлучевого интерферометра, возвращаются обратно в интерферометр<sup>63-66</sup>, наблюдаются полосы, подобные по виду и свойствам полосам трехлучевого интерферометра. Наибольшее применение в практике<sup>67,68</sup> получил двойной интерферометр Майкельсона (рис. 7), где 1 — спектральная лампа; 2 — светофильтр; 4 — диафрагма; 5 — полупрозрачное зеркало; 6 — объектив; 7 — разделительная пластина. Для возвращения пучков обратно в интерферометр служит оптическая система, состоящая из объектива 10 и зеркала 11, находящегося в его фокальной плоскости. Чтобы исключить лучи, попадающие в выходную диафрагму 13 после однократного прохождения интерферометра, используются поляризаторы 3 и 14 со взаимно перпендикулярными направлениями пропускания в сочетании с четвертьволновой пластинкой 9, главные направления которой составляют угол  $45^\circ$  с направлениями поляризаторов. Так как поляризаторы 3 и 14 скрещены, лучи, прямо отраженные от зеркал 8 и 12, не проходят в выходную диафрагму. В то же время пучки двойного прохождения дважды пересекают четвертьволновую пластинку. Направление колебаний в этих пучках поворачивается на  $90^\circ$ , вследствие чего они проходят через анализатор 14. На выходе наблюдается интерференционная картина, образованная при сложении четырех пучков, прошедших разные пути внутри интерферометра. Как и в случае трехлучевого интерферометра, положения, соответствующие равенству освещенностей поля в соседних полосах, могут устанавливаться

с высокой точностью. Теория<sup>63,68</sup> дает для погрешности установки этих положений значение  $\Delta\varphi_{\min} = 2\pi/500$ . В экспериментах с двойными интерферометрами Жамена и Майкельсона — Тваймана — Грина была получена погрешность, близкая к теоретической.

г) Метод чувствительного цвета. Известно, что положение различных цветов, соответствующих крайним участкам видимого спектра, дает пурпурно-бордовый оттенок, называемый чувствительным цветом. Если пурпурно-бордовый цвет получить с помощью поглощающего фильтра, срезающего центральный участок спектра падающего на него белого света, то чувствительный свет быстро переходит от красного к фиолетовому при незначительном изменении длины волны поглощения фильтра. Поскольку глаз чувствителен к различию оттенков, это изменение можно использовать для измерения малых фазовых сдвигов в интерферометрах. Действительно, при освещении интерферометра белым светом

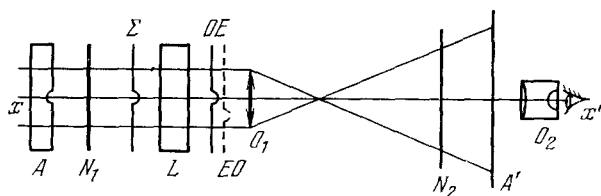


Рис. 8. Схема поляризационного интерферометра двойного лучепреломления.

для группы длин волн выполняется условие максимума, для другой группы — условие минимума интенсивности. Если разность фаз велика, длины волн с максимальной интенсивностью мало отличаются по величине, в результате чего сумма группы цветов, пропускаемых интерферометром, воспринимается глазом как белый цвет. Если же разность фаз очень мала, то имеет место наложение лишь нескольких цветов, которые воспринимаются как один цвет, причем цвета наиболее насыщены при значениях  $\varphi$ , близких к нулю. Цвет, воспринимаемый глазом, характеризует разность фаз в интерферометре.

Очень чистые цвета получаются в поляризационных интерферометрах. Рассмотрим интерферометр двойного лучепреломления (рис. 8)<sup>69,70</sup>, предназначенный для изучения фазовых объектов ( $N_1$ ,  $N_2$  — поляризаторы ( $N_1 \parallel N_2$ ),  $L$  — двоякопреломляющая система,  $O_1$  — объектив,  $O_2$  — окуляр). Предположим, что фазовый объект, освещаемый параллельным пучком белого света, представляет собой стеклянную пластинку  $A$ , содержащую маленькую область  $M$ , оптическая толщина которой слегка отличается от толщины остальной части. До прохождения двоякопреломляющей системы  $L$  падающая волна представляет собой плоскую волну всюду, кроме центральной части, где она слегка деформирована вследствие изменения оптической толщины объекта в этой области. После прохождения  $L$  волна  $\Sigma$  раздваивается на две поляризованные под прямым углом волны  $OE$  и  $EO$ . Смещение этих двух волновых поверхностей в направлении, перпендикулярном к  $xx'$ , является результатом двойного лучепреломления в  $L$ , а смещение в направлении  $xx'$  определяется разностью хода, создаваемой  $L$ .

Пусть система  $L$  такая (например полярископ Савара), что при нормальном падении волны  $OE$  и  $EO$  находятся в фазе. Тогда введение в ход лучей перед анализатором  $N_2$  пластинки в полволны для желтого цвета приведет к окрашиванию областей  $A$ ,  $B$  и  $C$  (рис. 9), окружающих изобра-

жения  $M'_{OE}$  и  $M'_{EO}$ , в пурпурный чувствительный цвет. Действительно, в этих областях волны  $OE$  и  $EO$  смещены только в направлении распространения света и остаются на расстоянии  $\lambda/12$  друг от друга. В областях  $M_{OE}$  и  $M_{EO}$  это уже не так. Разность хода становится равной  $\lambda/2$  плюс или минус разность хода, вводимая объектом. Чувствительный цвет немедленно изменяется и обнаруживает непосредственно структуру объекта. Метод чувствительного цвета позволяет обнаруживать фазовые сдвиги  $^{71} 2\pi/100 \div 2\pi/300$ .

В схеме интерферометра на рис. 8  $A$  может представлять собой как сам объект, так и его изображение. Это обстоятельство Франсон<sup>69,72</sup> использовал для создания интерференционного микроскопа двойного лучепреломления, заменив окуляр обычного поляризационного микроскопа «интерференционным окуляром» (см. рис. 10, где  $F$  — щель;  $C$  — объектив;  $N_1, N_2$  — поляризаторы;  $O_1$  — объектив;  $O_2$  — коллектор,  $O_3$  — окуляр;  $L$  — двоякопреломляющая пластина. Элементы  $O_2LO_3$

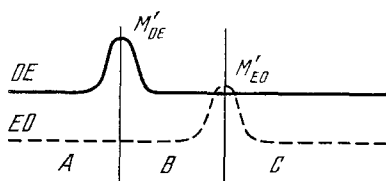


Рис. 9. Смещение волновых фронтов на выходе интерферометра сдвига.

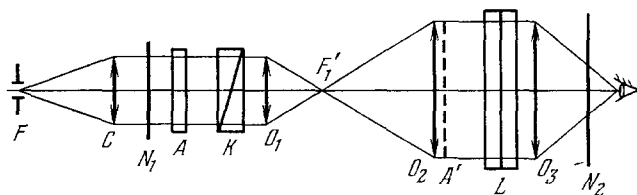


Рис. 10. Схема интерференционного микроскопа двойного лучепреломления.

составляют «интерференционный окуляр»). Использование в приборе компенсатора  $K$ , измеряющего разность фаз между колебаниями во взаимно перпендикулярных плоскостях, дает возможность производить количественную оценку фазовых сдвигов.

д) Метод темного поля. Этот метод широко применяется при изучении двойного лучепреломления в кристаллах и оптической активности прозрачных сред. Метод основан на гашении плоскополяризованного света с помощью поляризатора.

В различных поляризационных компенсаторах, применяемых для анализа эллиптически-поляризованного света, используются различные приемы гашения света<sup>73</sup>. Наиболее высокая чувствительность достигается в тех компенсаторах, где эллиптически-поляризованный свет преобразуется в линейно поляризованный с направлением колебаний, характеризующим разность фаз лучей, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Считываемый с лимба угол поворота анализатора или поляризатора до положения полного затемнения поля определяет искомый сдвиг фаз.

Самым распространенным компенсатором такого типа (анализатор азимута — по классификации Джеррарда<sup>73</sup>) является компенсатор Сенармона. Он представляет собой  $\lambda/4$ -пластинку, установленную так, что главные направления пластинки совпадают с полуосями эллипса исследуемого света. Из пластинки выходит линейно-поляризованный свет, который

гасится анализатором. Освещенность поля зрения прибора при применении компенсатора Сенармона определяется выражением

$$E = E_0 \cos^2 [\psi + (\Delta\varphi/2)], \quad (7)$$

где  $E_0$  — максимальная освещенность поля,  $\psi$  — угол поворота анализатора,  $\Delta\varphi$  — измеряемый сдвиг фаз. При  $\Delta\varphi = 0$  угол  $\psi_0 = \pi/2$ . Из формулы (7) следует, что при повороте анализатора на угол  $\psi$  освещенность меняется на такую же величину, как при изменении разности фаз на  $2\psi$ .

Чувствительность метода темного поля увеличивается на один-два порядка при использовании полутеневого устройства. Приборы для изучения двулучепреломления с полутеневым устройством позволяют обнаруживать фазовые сдвиги порядка  $2\pi/2 \cdot 10^4$ <sup>73</sup>. Поляриметры с полутеневым устройством дают возможность определять углы плоскости поляризации с погрешностью  $2\pi/10^4 \div 2\pi/10^5$ .

Вообще говоря, метод темного поля представляет собой поляризационный вариант метода равномерного поля (при настройке на минимум интерференции). В связи с тем, что зависимость интенсивности от разности фаз выражается синусоидальной функцией как в двухлучевых интерферометрах, так и в поляризационных приборах, чувствительность к малым изменениям  $\varphi$  в принципе одинакова для двухлучевых интерферометров, поляриметров и приборов для измерения двойного лучепреломления. Получающаяся на практике разница объясняется [см. формулу (6)] неодинаковой долей паразитной засветки в выходном излучении различных приборов.

Если с помощью соответствующих приспособлений превратить интерферометр в оптическую систему, эквивалентную по своим свойствам кристаллической одноосной пластинке, вырезанной параллельно оптической оси, или в систему, вращающую подобно активным средам плоскость поляризации света, то тем самым точность, достигаемая при изучении явлений двойного лучепреломления и вращения плоскости поляризации, будет распространена и на область интерферометрии. Такая возможность повышения точности интерференционных измерений была рассмотрена С. И. Покровским еще в 1910 г.<sup>74</sup> и в дальнейшем более детально А. А. Лебедевым<sup>75</sup>.

В последние годы были исследованы схемы поляризационных интерферометров, предназначенных для измерения длины<sup>76-78</sup>. В основу интерферометра, построенного по идее С. И. Покровского и рассмотренного в работе<sup>76</sup>, положена схема компаратора Кестерса. Поскольку эта схема представляет собой усложненную модификацию интерферометра Майкельсона, мы для сокращения рассуждений ограничимся рассмотрением только основных элементов поляризационного интерферометра Майкельсона (см. рис. 11, где 1 — поляризатор, 4 —  $\lambda/4$ -пластинка, 7 — объектив, 9 — диафрагма). Пучки лучей, отразившихся от зеркал 3 и 5, встретившись на поверхности разделительной пластины 2, идут по одному направлению и образуют эллиптически-поляризованный свет. Компенсатор Сенармона 6 ( $\lambda/4$ -пластинка), предназначенный для исследования эллиптичности, ориентирован под углом  $45^\circ$  к направлению плоскостей колебаний исследуемых световых пучков. После прохождения пластинки 6 свет становится плоскополяризованным. Его полного гашения добиваются поворотом анализатора 8. Угол поворота анализатора характеризует измеряемую разность фаз колебаний лучей, отразившихся от зеркал 5 и 3.

При экспериментальном исследовании интерферометра зеркалом 3 служила рабочая поверхность концевой меры. Несовершенства поверхностей меры не позволили получить равномерную освещенность поля



зрения, следствием чего была недосаточно высокая воспроизводимость измерений.

Сравнительно недавно был построен интерферометр, в котором после сложения световых колебаний достигается эффект поворота плоскости поляризации света <sup>78</sup>. Интерферометр освещается светом, поляризованным по кругу. Основу прибора составляет двухлучевой интерферометр типа Майкельсона, в одном плече которого отражателем служит плоское зеркало, а в другом — уголкового трехгранный отражатель. Вследствие этого лучи, прошедшие пути в разных плечах, имеют противоположные направления круговой поляризации. При сложении выходящих из интерферометра пучков с лево- и правосторонней круговой поляризацией образуется плоскополяризованный свет. Угол  $\psi$  между направлением световых колебаний в пучке света, падающего на интерферометр, и направлением колебаний

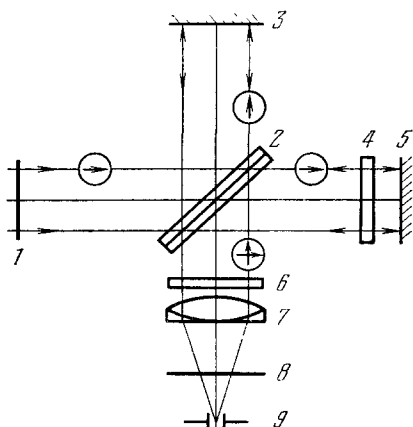


Рис. 11. Схема поляризационного интерферометра <sup>69</sup>.

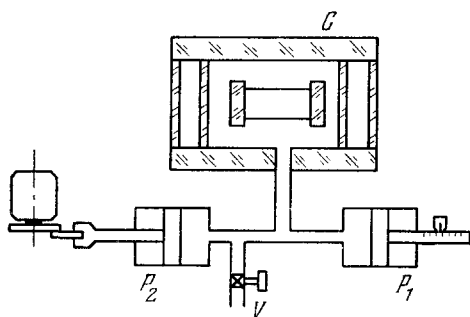


Рис. 12. Схема экспериментальной установки Бэрда.

в выходящем пучке зависит от разности фаз  $\varphi$  в интерферометре:  $\psi = (\varphi - 2\pi l)/2 = \Delta\varphi/2$ , где  $\Delta\varphi$  — фазовый сдвиг между интерферирующими колебаниями, соответствующий дробной части порядка интерференции. Измеряя угол  $\psi$  с помощью анализатора, снабженного лимбом, можно определить  $\Delta\varphi$ . По характеру происходящих в нем физических процессов этот интерферометр можно считать аналогом поляриметра, подобно тому как рассмотренные выше интерференционные приборы — аналоги установок для определения двулучепреломления.

е) Метод мерцаний <sup>79</sup>. Он основан на высокой чувствительности глаза к мерцаниям интенсивности равномерно освещенного поля. Для наблюдения мерцаний разность фаз в интерферометре, настроенном на «бесконечно широкую» полосу, меняют периодически с частотой, равной нескольким колебаниям в секунду. Амплитуда колебаний равна приблизительно половине ширины функции распределения интенсивности  $I(\varphi)$ . Если разность фаз соответствует склону кривой  $I(\varphi)$ , то наблюдается наиболее сильное мерцание поля. При значениях  $\varphi$ , удовлетворяющих условию максимума интенсивности, мерцание становится минимальным и фактически почти пропадает.

Метод мерцаний установки на максимум интенсивности был применен Бэрдом <sup>79</sup> для определения порядка интерференции в эталоне Фабри — Перо (см. рис. 12, где  $C$  — камера с эталоном Фабри — Перо;  $P_1$  — поршень компенсатора,  $P_2$  — поршень пульсатора,  $V$  — клапан для установки атмосферного давления в камере  $C$ ). Среднеквадратичная погрешность установки положений максимума составляла  $2\pi/250$  для эталона

с расстоянием между зеркалами 100 мм и безэлектродной лампы с  $\text{Hg}^{198}$  в качестве источника света.

Во всех приведенных выше методах малые изменения разности фаз определялись по изменениям интенсивности. Представляет интерес рассмотренная в книге <sup>8</sup> возможность определения в интерферометре Фабри — Перо малых изменений  $\varphi$  вблизи максимума интерференции путем измерения фазового сдвига  $\beta$ , вносимого интерферометром в проходящую сквозь него волну. При прохождении плоской волны монохроматического света через интерферометр Фабри — Перо с параллельными зеркалами фаза световых колебаний изменяется на величину, равную

$$\beta = 0,5 [\varphi - (\delta + \delta')] + \arctg [\rho \sin \varphi / (1 - \rho \cos \varphi)],$$

где  $\delta, \delta'$  — скачки фаз на зеркалах интерферометра.

В окрестности максимума прозрачности погрешность определения разности фаз выражается <sup>8</sup> как  $\Delta\varphi = \pi\Delta\beta/N_{\text{эф}}$ , где  $\Delta\beta$  — погрешность измерения фазового сдвига. Измерение фазового сдвига может быть выполнено, например, при помощи трехлучевого интерферометра с погрешностью  $1/40$ , что позволяет определять положение максимума с погрешностью  $\Delta\varphi \approx 2\mu/80N_{\text{эф}}$ . Следует заметить, что метод применим только в очень малом интервале  $\varphi$  вблизи максимума, когда изменение интенсивности выходящей волны пренебрежимо мало.

ж) М е т о д э к в и д е н с и т о м е т р и и. Если использовать в качестве приемника света фотопластинку или фотоприемник, то точность измерения смещений полос можно повысить с помощью метода эквиденситометрии. Метод эквиденситометрии <sup>80</sup> сводится к определению кривых одинакового почернения на фотопластинке, на которой имеется изображение интересующего нас объекта. Если объектом является поле двухлучевого интерферометра, то выделение тонких линий одинаковой интенсивности вместо размытых полос с синусоидальным распределением интенсивности по полю вызывает повышение чувствительности к искажениям и смещениям полос.

Для пояснения процесса получения эквиденситометрических кривых полезно провести аналогию с формированием кратковременных острых электрических импульсов в точках прохождения синусоидального напряжения через нулевые значения. Чтобы получить короткие импульсы, сначала формируются прямоугольные импульсы с помощью электронного устройства, производящего нелинейное преобразование сигнала, например, амплитудного дискриминатора или триггера Шмитта, а затем осуществляется дифференцирование этих прямоугольных периодических импульсов. В эквиденситометрии производятся аналогичные операции нелинейного преобразования, которое обусловлено особенностями фотографического процесса, и вычитания распределений плотностей почернения двух снимков объекта.

Для вычитания две копии снимка, негатив и позитив, накладывают таким образом, чтобы контуры изображения объекта совпадали. Светлые места негатива перекрываются темными местами позитива, и тогда вследствие нелинейности зависимости почернения от количества освещения на общем фоне значительного почернения выделяются лишь узкие места контура, соответствующие равным плотностям почернения. Наибольший эффект получается при использовании контрастных фотоматериалов.

Для выявления еще больших подробностей, не замеченных ранее, повторяют операцию получения эквиденситометрических кривых с уже полученных узких линий равных плотностей почернения, при этом эффект

усиливается. С помощью эквиденситометрии можно добиться повышения чувствительности в 10 и даже более раз.

Однако процедура получения линий равных плотностей трудоемка и требует много времени. Кроме того, для хорошей воспроизводимости результатов требуется очень тщательно контролировать условия фотографических процессов, идентичность фотоматериалов и проявляющих растворов. Неодинаковые условия обработки фотоматериалов при получении эквиденситометрических кривых для двух сравниваемых интерференционных картин могут привести к значительным погрешностям измерения.

Более эффективно применение электронной эквиденситометрии. В этом случае для получения кривых равной интенсивности нужно произвести операции сканирования по полю и фиксации точек с экстремальными значениями интенсивности или крутизны ее изменения по полю. При получении изображения картины с помощью телевизионного приемно-передающего устройства сканирование осуществляется автоматически блоками развертки, и для получения эквиденситометрических линий нужно лишь провести соответствующую электронную обработку видеосигнала <sup>81</sup>.

#### 4. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

Фотоэлектрические методы интерференционных измерений имеют значительные преимущества по сравнению с визуальными, выражающиеся в более высокой чувствительности и отсутствии субъективных систематических ошибок. Кроме того, малая инерционность фотоприемников дает возможность получить информацию о разности фаз, пользуясь сигналом биений между монохроматическими составляющими спектра излучения источника света. Такой сигнал создается в фотоприемнике, регистрирующем поток излучения на выходе двухлучевого интерферометра, настроенного на «бесконечно широкую» полосу. С помощью радиочастотного анализатора спектра, например, перестраиваемого полосового усилителя, можно получить частотный спектр фототока.

Рассмотрение фотоприемника как квадратичного детектора, производящего усреднение за время, характеризуемое его постоянной времени <sup>82</sup>, приводит к следующим выражениям для постоянной составляющей  $i_0$  и составляющих спектра фототока <sup>83</sup>:

$$i_0 = (1 + b^2 + 2b \cos \varphi) i_0, \quad (8a)$$

$$[\overline{i^2(\Omega)}]^{1/2} = (1 + b^2 + 2b \cos \varphi) \left[ 2\Delta\Omega \int_0^\infty G(\omega) G(\omega + \Omega) d\omega \right]^{1/2 *}, \quad (8б)$$

где  $[\overline{i^2(\Omega)}]^{1/2}$  — приведенное к фотоприемнику эффективное значение сигнала, выделяемого полосовым усилителем,  $\Omega$  — частота сигнала,  $i_0$  — ток, вызываемый светом, прошедшим через опорную ветвь интерферометра,  $b = I_1/I_2$  — коэффициент, выражающий отношение интенсивностей  $I_1$  и  $I_0$  света, прошедшего измерительную и опорную ветви,  $\Delta\Omega$  — ширина полосы пропускания усилителя,  $\omega$  — частота световых колебаний,  $G(\omega)$  — спектральная плотность интенсивности излучения света, нормированная таким образом, что

$$\int_0^\infty G(\omega) d\omega = i_0.$$

\*) Формула (8б) справедлива при гауссовском распределении фаз монохроматических составляющих излучения <sup>84</sup> и значениях  $\Delta\Omega$  много меньше ширины спектра  $G(\omega)$ .

Из формул (8а) и (8б) видно, что не только постоянная, но и переменная составляющие фототока зависят от разности фаз в интерферометре. Определяя амплитудную модуляцию сигнала, выделяемого полосовым усилителем, можно найти фазовый сдвиг между интерферирующими световыми колебаниями. Следует отметить, что достаточное отношение сигнал/шум для подобных измерений получается лишь при использовании лазеров.

Аналогичным образом можно получить информацию об изменениях фазы световых колебаний при использовании дополнительного генератора (гетеродина) в качестве источника опорного излучения. Однако для достижения высокой чувствительности к малым изменениям фазы супергетеродинное детектирование более целесообразно применять в устройствах, где интерферометр является одновременно и резонатором лазера. При этом определяют не амплитудную, а частотную модуляцию сигнала фотоприемника. В работе <sup>85</sup> излучение одного лазера, являющегося опорным генератором, и другого лазера, длина которого менялась при подаче напряжения на пьезоэлемент, направлялись на фотоприемник, служивший в данном случае смесителем. Частота сигнала биений измерялась с помощью радиочастотного анализатора спектра. Установка дала возможность измерить амплитуду  $10^{-3}$  *нм* колебаний на частоте 5 *кГц* с погрешностью, не превышающей 10%.

Целый ряд интерференционных измерений, связанных с двойным лучепреломлением, вызываемым, например, электрооптическими эффектами, может быть проведен также методом биений <sup>86</sup>. Для осуществления метода внутри резонатора одночастотного лазера располагают двулучепреломляющую среду. В этом случае может быть реализовано условие, обеспечивающее возникновение двухчастотной генерации, причем разность частот для данного лазера определяется параметрами двулучепреломляющей среды. Направляя излучение на поверхность фотоприемника, можно выделить сигнал разностной частоты  $\Delta\nu$  (сигнал биений), равной <sup>86</sup>

$$\Delta\nu = \nu \delta\Delta/\Delta = \nu \Delta n \Delta_r/\Delta, \quad (9)$$

где  $\nu$  — частота генерации,  $\Delta$  — разность хода лучей в многолучевом интерферометре, который служит резонатором лазера \*),  $\delta\Delta < \lambda/2$  — разность разностей хода для двух генерируемых волн,  $\Delta_r$  — та часть разности хода, на которой наблюдается двойное лучепреломление,  $\Delta n$  — разность показателей преломления.

Из уравнения (9) следует, что при  $\Delta = 100$  *см*, например, двойное лучепреломление кристалла исландского шпата толщиной 2 *мм* создает расщепление частоты 200 *МГц*, а оптическая активность кристалла кварца толщиной 100 *мм* приведет к частоте биений порядка 3 *МГц*. Следовательно, измеряя значение частоты  $\Delta\nu$  биений, можно регистрировать весьма малые значения двойного лучепреломления. Для измерений может быть применен как кольцевой \*\*), <sup>87</sup>, так и линейный лазер. При исследованиях электрооптических эффектов использование кольцевого лазера предпочтительнее, так как его конструкция более удобна для экранирования активной среды от влияния электрических и магнитных полей, накладываемых на исследуемый образец.

\*) Очевидно, что для кольцевого лазера разность хода  $\Delta$  равна периметру резонатора, для линейного лазера с плоскими зеркалами — удвоенной длине резонатора и т. п.

\*\*) Для определения величины двойного лучепреломления достаточно регистрировать выходной поток излучения лишь одного из двух встречных пучков, распространяющихся по объему контура.

Приступая к описанию фотоэлектрических методов, заметим, что наиболее чувствительные устройства измеряют фазовый сдвиг между интерферирующими колебаниями лишь в пределах  $2\pi$ . Этот фазовый сдвиг равен  $2\pi\Delta t$ , где  $\Delta t$  — дробная часть порядка интерференции. В тех случаях, когда требуется определить и целую часть порядка интерференции  $m$ , можно, проведя измерения для нескольких длин волн, воспользоваться методом совпадения дробных частей порядков интерференции<sup>1</sup>.

а) **Модуляционный метод.** Простая регистрация потока излучения на выходе интерферометра (см., например, <sup>88</sup>) или запись изменений потока в процессе сканирования<sup>89</sup> еще не дает значительного выигрыша в чувствительности. Для выявления предельных возможностей фотоэлектрической регистрации нужно повышать коэффициент усиления электронного устройства до такой величины, чтобы усиленный вместе с полезным сигналом шум превысил предел чувствительности выходного прибора, и использовать хорошо разработанные в радиоэлектронике приемы выделения полезного сигнала, обеспечивающие наибольшее отношение сигнал/шум на выходе измерительной системы.

Высокую чувствительность, близкую к пороговой, можно получить, используя дифференциальную схему включения фотоприемников, регистрирующих освещенность сдвинутых по фазе участков поля интерференции, и измеряя усиленную разность входных сигналов<sup>90</sup>. Однако получить высокую точность таким способом практически невозможно. Неодинаковые изменения во времени коэффициентов преобразования фотоприемников, дрейф нуля усилителя постоянного тока, помехи на входе усилителя приводят к непрерывному изменению показаний выходного прибора при неизменной разности фаз. По тем же самым причинам мало перспективен метод квантования сигналов по уровням (см., например, <sup>91</sup>).

Влияние медленно меняющихся случайных факторов можно в значительной степени устранить, применяя модуляционный метод, разработанный Гореликом и Берштейном<sup>25, 26, 92</sup>. Он успешно применяется как для измерения малых изменений разности фаз, являющихся *периодическими* функциями времени, так и для измерения малых изменений двух *постоянных* (во времени) разностей фаз. Этот метод заключается в том, что меняют в небольших пределах разность фаз (разность хода) интерферирующих колебаний по периодическому закону и тем самым осуществляют модуляцию потока излучения на выходе интерферометра. При помощи фотоприемника регистрируют освещенность в небольшой области поля интерференции и производят (например, с помощью резонансного фильтра) гармонический анализ электрического сигнала фотоприемника. Обычно выделяют первую гармонику сигнала, по амплитуде которой судят об изменении разности фаз.

Чувствительность метода, в принципе, может быть как угодно велика, так как при достаточно узкой полосе фильтра он может выделить на фоне собственного шума аппаратуры сколь угодно малый периодический сигнал. Другим достоинством метода является достижение повышенной помехоустойчивости к быстрым хаотическим изменениям разности хода, не превышающим  $\lambda/2$ . Такие изменения могут происходить, в частности, вследствие механических возмущений. Нечувствительность к механическим возмущениям объясняется тем, что соответствующая помеха отсекается узкополосным фильтром.

Большое значение имеет правильность выбора частоты модуляции. При ее значительном уменьшении возможно ухудшение чувствительности, так как фильтр начнет пропускать наряду с полезным сигналом низкочастотные колебания, обусловленные медленными изменениями (случайного

характера) интенсивности источника света, а также увеличивающимся (например, из-за фликкер-эффекта для фотоэлементов и ФЭУ) шумом фотоприемника и дрейфом коэффициента усиления электронной аппаратуры. В некоторых случаях при измерении однократных изменений  $\Delta\varphi$  разности фаз влияние медленных уходов полностью исключают, выделяя одновременно первую и вторую гармоники фототока и определяя  $\Delta\varphi$  по соотношению между их амплитудами<sup>93, 94</sup>.

Первым применением модуляционного метода было измерение малых амплитуд механических колебаний<sup>26, 95</sup>. Пусть колеблющийся предмет жестко связан с зеркалом двухлучевого интерферометра типа Майкельсона. Тогда ток фотоприемника будет равен

$$i = i_0 [1 + \nu \cos(\varphi + \delta \sin \Omega t)], \quad (10)$$

где  $i_0$  — постоянная составляющая фототока, вызываемая попаданием на фотоприемник света в отсутствие интерференции (т. е.  $\nu = 0$ ),  $\varphi$  — среднее значение разности фаз,  $\delta = 4\pi/\lambda a$  — амплитуда модуляции фазы,  $a$  — амплитуда колебаний,  $\Omega$  — частота колебаний.

Разложение правой части (10) в ряд Фурье дает

$$i = i_0 \left\{ 1 + \nu J_0(\delta) \cos \varphi + \nu \cos \varphi \sum_{s=1}^{\infty} [1 + (-1)^s] J_s(\delta) \cos s\Omega t - \right. \\ \left. - \nu \sin \varphi \sum_{s=1}^{\infty} [1 - (-1)^s] J_s(\delta) \sin s\Omega t \right\}, \quad (11)$$

где  $J_s(\delta)$  — функция Бесселя первого рода  $s$ -го порядка,  $s > 0$  — целое число.

Рассмотрим случай, когда измеряемая амплитуда модуляции весьма мала ( $\delta \ll 1$ ). Пользуясь выражением (11), можно показать, что при  $\varphi = \pi$  +  $(\pi/2)$  весьма малая амплитуда равна  $\delta = 2i_1/(i_0^{\max} - i_0^{\min})$ , где  $i_1$  — амплитуда первой гармоники, а  $i_0^{\max}$  — постоянная составляющая сигнала. Таким образом, измерение  $\delta$  сводится к относительным измерениям  $i_1$  и  $i_0^{\max}$ . Минимально обнаруживаемая амплитуда в этом случае определяется выражением<sup>26</sup>  $\delta_{\min} = (10 e \Delta f / i_0)^{1/2}$ , где  $e$  — заряд электрона,  $\Delta f$  — ширина полосы пропускания электронного устройства. При подстановке в (13)  $i_0 = 2 \cdot 10^{-8}$  а,  $\Delta f = 0,5$  гц получаем  $\delta_{\min} = 2\pi/5 \cdot 10^5$ , что соответствует  $a_{\min} = 0,0005$  нм для  $\lambda = 0,5$  мкм. В реальных измерительных установках<sup>26, 96</sup> обнаруживались амплитуды колебаний такого же порядка величины.

Хорошие результаты получаются и при измерении амплитуд колебаний, сравнимых с длиной волны света. В том случае, когда измеряемое  $\delta$  не удовлетворяет условию  $\delta \ll 1$ , показание  $\alpha$  выходного прибора, регистрирующего величину первой гармоники сигнала, удобно представить в виде  $\alpha = (\alpha_{\max}/0,58) J_1(\delta)$ , где  $\alpha_{\max}$  — первый максимум показаний прибора при плавном увеличении  $\delta$  от нуля. Отсчитав  $\alpha$ , по этой формуле можно найти амплитуду  $\delta$ <sup>95</sup>. Неоднозначность функции, обратной  $J_1(\delta)$ , не вызывает затруднений, если можно проследить за ходом  $\alpha$  при изменении  $\delta$  от весьма малых значений до измеряемого.

Очень эффективен еще один способ применения модуляционного метода. Если диапазон изменений амплитуды колебаний составляет несколько микрон и достаточно провести точные измерения лишь в нескольких точках этого диапазона, то можно ограничиться только теми значениями  $\delta$ , при которых функция  $J_1(\delta)$  обращается в нуль. В этом случае точность определяется только шумами фотоприемника и практически не зависит от медленно меняющихся случайных факторов, таких, например, как нестабильность потока излучения источника света или вариации коэффициента

усиления усилителя. При увеличении предела измерения больше (2—3)  $\lambda$  целесообразно пользоваться сигналами второй, третьей и т. д. гармоник, описываемых функциями Бесселя порядка, равного номеру гармоники.

В рассматриваемой выше измерительной установке модуляция осуществлялась колебаниями предмета, которые сами представляли объект исследования. В то же время при построении приборов для измерения постоянных смещений должен быть предусмотрен специальный модулятор. При работе модулятора разность фаз становится переменной (во времени) величиной и в процессе измерения, по существу, определяются изменения  $\Delta\varphi$  среднего значения  $\varphi$  разности фаз. Пользуясь терминологией радиосвязи, можно сказать, что модулятор осуществляет фазовую модуляцию, поскольку при этом модулируется разность фаз, а не амплитуда световых колебаний. Однако иногда в интерферометрических устройствах применяют амплитудную модуляцию. В работе <sup>97</sup>, например, описан следующий способ модуляции: вращающийся диск с вырезанными секторами пропускает на фотоприемник поочередно то световой пучок, выходящий из интерферометра, то часть пучка сравнения, идущего непосредственно от источника света. По величине переменной составляемой сигнала фотоприемника судят об измеряемой разности фаз. Сравнительно малая чувствительность, полученная при такой модуляции ( $\Delta\varphi_{\min} = 2\pi/10^3$  при освещении лазером), показывает, что модуляция интенсивности менее эффективна, чем модуляция фазы.

Наиболее часто на практике используются синусоидальная и прямоугольная формы модуляции фазы <sup>98</sup>. В случае прямоугольной модуляции, когда разность фаз в течение второго полупериода отличается на постоянную величину от разности фаз в первом полупериоде, сигнал фотоприемника представляет собой прямоугольные периодические импульсы. При изменении разности фаз  $\varphi$  величина сигнала меняется, но форма его остается неизменной. При синусоидальной модуляции форма сигнала непрерывно меняется при изменении  $\varphi$ . Простую симметричную форму сигнал имеет только в двух крайних случаях: в точках экстремума функции распределения  $I(\varphi)$ , когда он содержит только четные гармоники (см. формулу (11)), и в точках перегиба, где при малых  $\delta$  форма сигнала повторяет форму модуляции. Чувствительность измерений при оптимальных значениях амплитуды модуляции приблизительно одинакова для обоих способов модуляции <sup>98</sup>.

В связи с этим выбор вида модуляции целиком определяется степенью сложности ее технической реализации. Прямоугольную модуляцию легче всего осуществить при помощи вращающегося диска, перекрывающего пучок то в одном, то в другом световых каналах, которые отличаются друг от друга сдвигом фаз  $2\delta$ . Для получения синусоидальной модуляции нет необходимости иметь два сравниваемых оптических канала, чем и объясняется ее более широкое распространение.

Рассмотрим случай  $\Delta\varphi \ll 2\pi$ . Из выражения (11) следует, что при весьма малых изменениях  $\Delta\varphi$  среднего значения разности фаз от значения, кратного  $\pi$ , амплитуда первой гармоники пропорциональна измеряемому изменению разности фаз. Фаза сигнала первой гармоники меняется на  $180^\circ$  при изменении знака смещения  $\Delta\varphi$ . Коэффициент пропорциональности между показаниями выходного прибора, регистрирующего величину первой гармоники, и изменениями среднего значения разности фаз можно определить, используя излучение двух спектральных линий, длина волны которых известна с высокой точностью <sup>31</sup>. Порог чувствительности <sup>98,99</sup> при измерении  $\Delta\varphi$  — приблизительно такой же, как и при измерении весьма малых амплитуд колебаний <sup>26</sup>.

При малых изменениях среднего значения разности фаз ( $\Delta\varphi \leq 2\pi$ ) от значений, кратных  $\pi$ , сигнал первой гармоники в соответствии с выражением (11) определяется функцией  $\sin(\Delta\varphi)$ . В этом случае, сняв показание  $\alpha$  выходного прибора, можно вычислить  $\Delta\varphi$  по формуле  $\Delta\varphi = \arcsin(\alpha/b)$ .

Следует отметить, что для получения одинаковых точностей при измерениях  $\delta$  и  $\Delta\varphi$  во втором случае конструкция должна обеспечивать более высокую механическую и температурную стабильность. Это объясняется тем, что при измерении  $\Delta\varphi$  медленные изменения разности фаз случайного характера непосредственно входят в результат измерений, а при определении  $\delta$  эти изменения вблизи значений  $\varphi = n\pi + (\pi/2)$  (где крутизна функции  $I(\varphi)$  почти не меняется) могут вызвать лишь незначительные изменения полезного сигнала.

Предельные возможности многолучевого модуляционного интерферометра исследовались в работе <sup>98</sup>. Выражение для электрического сигнала модуляционного интерферометра Фабри — Перо, работающего в проходящем свете, получается при подстановке  $\varphi = 2\pi n + \Delta\varphi + \delta \sin \Omega t$  в формулу Эри:

$$i = i_{\max} / \{1 + F \sin^2 [\pi n + (\Delta\varphi/2) + (\delta/2) \sin \Omega t]\}, \quad (12)$$

где  $i_{\max}$  — максимальное значение фототока,  $F = 4\tau\rho/(1 - \tau\rho)^2$  коэффициент резкости.

Можно показать, что амплитуда первой гармоники сигнала, определяемого (12), равна

$$i(\Omega) = -4i_{\max} \left\{ [(1 - \tau\rho)/(1 + \tau\rho)] \sum_{s=1}^{\infty} (\tau\rho)^s s J_1(s\delta) \right\} \Delta\varphi. \quad (13)$$

Вычисление, сделанное с помощью формулы (13), при реальных значениях  $i_{\max} = 10^{-8}$  а,  $\tau\rho = 0,92$ ,  $\Delta\varphi = 1$  гц и оптимальном  $\delta$  дает значение сдвига  $\Delta\varphi_{\min} = 2\pi/5 \cdot 10^6$ , при котором сигнал равен дробовому шуму фотоприемника.

Экспериментально обнаруживались смещения зеркала на  $0,001$  нм <sup>98</sup>, что соответствует изменению  $\varphi$  на  $2\pi/3 \cdot 10^5$ . Для освещения использовалась зеленая линия ртути с длиной волны  $546$  нм, коэффициент отражения зеркал с диэлектрическими покрытиями был равен  $0,92$ , диаметр светового пучка —  $10$  мм, расстояние между зеркалами —  $0,1$  мм, ширина полосы пропускания усилителя —  $5$  гц. Полученные при этих условиях результаты хорошо согласуются с теорией <sup>28</sup>.

Техническое осуществление модулятора фазы может быть различным. В установке Бэрда и Смита <sup>100</sup> для исследования изменений длины волны линии излучения при изменениях температуры и тока спектральных ламп модуляция производилась колебаниями давления воздуха на частоте  $15$  гц в камере с интерферометром Фабри — Перо при помощи пульсатора. Применение такого способа модуляции ограничено областью низких частот из-за большой инерционности процесса установления состояния равновесия в газовой камере.

Наибольшее распространение получили электромеханические модуляторы, в которых одно из зеркал или система, составленная из нескольких оптических элементов <sup>94</sup> интерферометра, приводится в колебательное состояние с помощью электромеханического преобразователя. В различных устройствах применялись электромагнитные, магнитоотрицательные и пьезоэлектрические преобразователи <sup>93, 101</sup>.

Интересные возможности открывает использование для модуляции явления поляризации света <sup>77, 102–104</sup>. В одном из первых поляризационных модуляторов <sup>105</sup> линза объектива  $2$  изображала картину  $1$  полос равной



толщины в плоскости узкой щели 6. расположенной перед фотоумножителем 7 (см. рис. 13, где 3 —  $\lambda/2$ -пластинка, которая служит для уравнивания средней яркости двух изображений интерференционных полос). Пучок света проходил через призму Волластона 4, где разделялся на два поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях пучка света. Изображения полос, образованные этими пучками, смещены на половину периода друг относительно друга. Поток излучения на фотоумножителе был равен сумме потоков  $P_1$  и  $P_2$  обоих пучков, прошедших через щель 6. При введении в ход лучей поляроида 5, вращающегося с угловой скоростью  $\Omega$ , поток на фотоумножителе равен  $P = 0,5 (P_1 + P_2) + 0,5 (P_1 - P_2) \cos 2\Omega t$ . Переменный сигнал, который вызывался действием этого потока, определяется выражением  $i_{\text{пер}} = i_0 v \sin \varepsilon \times \Delta\varphi \cos 2\Omega t$ , где  $v$  — видимость интерференционной картины,  $\varepsilon$  — интервал разностей фаз, охватываемый щелью,  $\Delta\varphi \ll 2\pi$  — малое изменение разности фаз от значений  $\varphi_0 = (2n + 1)\pi/2$ . Устройство позволяло производить установку нулевых положений со среднеквадратичной погрешностью  $2\pi/400$ .

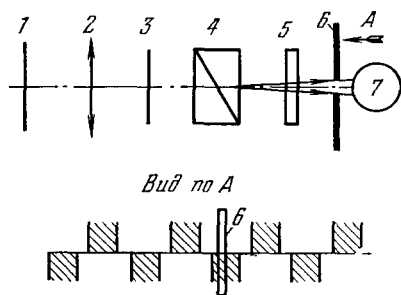


Рис. 13. Поляризационный модулятор.

Несовершенства механических модуляторов, содержащих движущиеся оптические детали, могут вызвать значительные систематические погрешности. Значительно меньших погрешностей следует ожидать от модуляторов, основанных на электрооптических эффектах. Такие модуляторы, использующие эффекты Покейса, Фарадея, Зеемана или Керра, могут быть применены в поляризационных интерферометрах<sup>77, 104</sup> и в классических интерферометрах с поляризационными модуляторами<sup>102, 103, 105</sup>.

В настоящее время интенсивно ведутся работы по проектированию автоматических систем для измерения изменений порядка интерференции (см., например,<sup>101</sup>). Устройства для определения изменений целой части порядка интерференции при измерениях длины (реверсивные счетчики полос)<sup>106</sup> разработаны достаточно хорошо, устройства же для точного измерения дробной части порядка интерференции (интерполяторы) находятся в стадии исследования.

**б) Фазовый метод.** Если интенсивность на выходе интерферометра меняется синусоидально в зависимости от  $\varphi$ , то измерение освещенности в четырех точках поля интерференции, соответствующих разностям фаз, отличающимся на определенную известную величину, дает возможность вычислить видимость интерференционной картины и значения  $\varphi$  в каждой точке. Эта возможность была реализована в установке<sup>107</sup> для изучения контуров спектральных линий методом преобразования Фурье. Чтобы ускорить процесс измерений, расчет разности фаз по величине сигналов фотоумножителя при четырех значениях  $\varphi$  производился с помощью электронно-вычислительной машины.

В фазовом методе, предложенном Обреимовым (см.<sup>108</sup>) и развитом в ряде работ<sup>109–114</sup>, также производится регистрация освещенности в нескольких точках поля, отличающихся по  $\varphi$  на определенную величину. Сущность метода заключается в следующем: сигналы фотоприемников, регистрирующих освещенность небольших участков поля в двухлучевом интерферометре, рассматриваются как составляющие электрического вектора  $\mathbf{R}$ . Изменение фазы одного из интерферирующих колебаний

на угол  $\Delta\varphi$  вызывает поворот вектора  $\mathbf{R}$  на тот же самый угол. Для измерения полярного угла вектора  $\mathbf{R}$  обычно используется фазовая модуляция синусоидального сигнала, получаемого в измерительной аппаратуре, и последующее определение угла сдвига его фазы относительно некоторого опорного сигнала той же частоты с помощью радиочастотного фазометра.

Все эти преобразования фактически сводятся к решению системы тригонометрических уравнений, связывающих величины освещенности участков поля со значениями разности фаз. Поэтому иногда фазовый метод называют тригонометрическим. Основное преимущество тригонометрического метода по сравнению с модуляционным — отсутствие необходимости в отградуированном компенсаторе разности хода при измерениях в интервале  $2\pi$ .

В первом устройстве <sup>108</sup>, основанном на фазовом методе, из интерференционной картины щелью выделяется достаточно узкий участок полосы. С помощью делящего устройства (клина) на два фотоэлемента направляются световые потоки от левой и правой половин этого участка. На третий фотоэлемент поступает ослабленный свет от всей интерференционной картины (фон). При соответствующем подборе коэффициента ослабления и равенстве коэффициентов преобразования фотоприемника сигналы фотоэлементов связаны между собой соотношениями <sup>108</sup>

$$U_1 - U_2 = A \sin \varphi = U_I, \quad U_1 + U_2 - U_3 = A \cos \varphi = U_{II},$$

где  $U_1, U_2, U_3$  — сигналы первого, второго и третьего фотоэлементов соответственно,  $A$  — постоянный коэффициент,  $\varphi$  — значение разности фаз, соответствующее середине участка, выделяемого щелью.

В связи с тем, что в качестве источника света применена ртутная дуга переменного тока, световой поток модулирован на частоте 100 гц. В выражениях для суммы и разности сигналов это может быть учтено введением временного множителя  $\sin \Omega t$ , где  $\Omega = 2\pi f = 200\pi$  — круговая частота модуляции. Тогда  $U_I = A \sin \varphi \sin \Omega t$ , а  $U_{II} = A \cos \varphi \sin \Omega t$ . Сигналы  $U_I$  и  $U_{II}$  получают путем использования электронных схем сложения и вычитания. С помощью фазовращателя напряжения  $U_I$  и  $U_{II}$  сдвигают на  $90^\circ$  друг относительно друга и затем складывают. Результирующий сигнал, полученный после этих преобразований, равен  $U = A \sin(\Omega t + \varphi)$ .

Фазовый сдвиг  $\varphi$  электрического сигнала относительно опорного напряжения измеряется с помощью вращающегося трансформатора. Ротор вращающегося трансформатора поворачивается на угол, равный фазовому сдвигу, который регистрируется фотоэлектрическим устройством со счетчиком импульсов.

Сходной по способу осуществления фазового метода является автоматическая система с цифровым отсчетом изменений разности хода, предназначенная для рефрактометрических целей <sup>109, 110</sup>. Отличительные особенности системы — получение трех сигналов, соответствующих участкам поля, сдвинутым по фазе на  $120^\circ$  вместо двух со сдвигом на  $90^\circ$ , и использование сельсина вместо вращающегося трансформатора. Отсчет фазового сдвига производился с интервалом  $2\pi/100$ . В обоих приборах изменения  $\varphi$  определяются по углу поворота ротора электрической машины. Такое построение измерительных систем логически оправдано в связи с высокой точностью измерения угла. Оптические кодовые датчики, например, позволяют определять углы в диапазоне  $2\pi$  с погрешностью в несколько секунд, что соответствует фазовому сдвигу порядка  $2\pi/2 \cdot 10^5$ . Вследствие этого погрешность значений угла практически на результате измерений не сказывается.



разности фаз в интерферометре \*). Зарегистрировав выходной поток с помощью фотоприемника и измерив фазу электрического сигнала, можно было бы определить  $\varphi$ .

Плавное смещение зеркала соответствует непрерывному изменению фазы одного из интерферирующих колебаний. Равномерное изменение фазы при постоянной частоте колебаний аналогично малому изменению частоты. Следовательно, для выполнения фазовых измерений можно использовать смещение частоты одного из интерферирующих колебаний вместо технически трудно выполнимого равномерного движения зеркала.

Интересно отметить, что для измерения малых, быстро меняющихся во времени фазовых сдвигов предложено использовать обратный эффект — изменение  $\Delta f$  частоты сигнала фотоприемника при изменении  $\varphi$ :  $d\varphi/dt = 2\pi \Delta f$ <sup>83, 115</sup>. Используя частотный детектор и накопитель, получим напряжение, пропорциональное изменению фазы во времени, так как

$$2\pi \int \Delta f dt = \varphi(t).$$

Чтобы осуществить сдвиг частоты, в одно плечо интерферометра Майкельсона помещали специальное оптическое устройство<sup>37</sup> рис. 15),

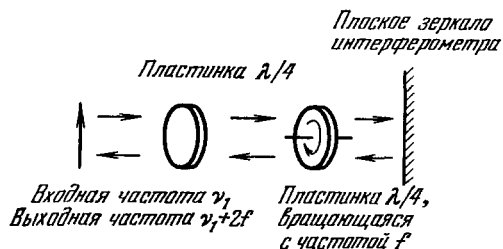


Рис. 15. Оптическая система для сдвига частоты.

где свет проходит через вращающуюся  $\lambda/4$ -пластинку дважды, вследствие чего она оказывает такое же действие как вращающаяся  $\lambda/2$ -пластинка.

Действие этого устройства основано на изменении частоты циркулярно поляризованного света при прохождении через вращающуюся пластинку в полволны. Прибор был использован для оценки качества изготовления зеркал. За опорный был

принят сигнал, получаемый от центральной точки зеркала, служащего отражателем в измерительном плече интерферометра. Информацию о положении различных точек получали в результате медленного сканирования по всей поверхности зеркала. Как показал эксперимент, погрешность измерения практически зависит только от погрешности радиочастотного фазометра и может быть сделана равной *тысячной доле периода*.

В работе<sup>114</sup> для смещения частоты использовался эффект Доплера при прохождении света через дифракционную решетку, образованную ультразвуковой волной. Сдвиг частоты световых колебаний можно получить и с помощью амплитудной модуляции. В этом случае необходимо подавить несущую и использовать для работы одну из боковых частот спектра амплитудно-модулированного сигнала. Для модуляторов одной боковой полосы лучше всего использовать эффект Покельса на кристаллах с кубической структурой решетки. Получающееся при модуляции различие направлений поляризации несущей и боковых частот позволяет подавить несущую частоту и выделить боковые<sup>116</sup>.

в) Метод временно́го преобразования. Метод сводится к получению и измерению временно́го интервала, характеризующего разность фаз в интерферометре. Для этого с помощью электромеханического или электрооптического преобразователя изменяют разность

\*) Такой способ преобразования частоты из оптического в радиодиапазон, в отличие от гетеродинного, часто называют гомодинным.

фаз по определенному закону на величину, несколько превышающую  $2\pi$ , т. е. производят временную модуляцию ф. Пучок света, соответствующий небольшому участку поля интерференции, направляют на фотоприемник. Измеряют временной интервал между фиксируемыми точками (например, точками максимумов или нулевых значений) сигнала фотоприемника и модулирующего сигнала, подаваемого на электромеханический преобразователь.

В работе <sup>117</sup> был использован линейно-временной преобразователь. Этот преобразователь представляет собой датчик линейных перемещений, например, пьезоэлемент, жестко связанный с зеркалом интерферометра, который питается от генератора линейного электрического сигнала. При включении преобразователя происходит линейное изменение ф во времени. Изменяя интервал времени между импульсом, запускающим генератор линейного сигнала, и импульсом, сформированным в фиксируемой точке распределения интенсивностей, можно определить фазовый сдвиг.

Величина сдвига равна отношению  $2\pi\tau/T$ , где  $\tau$  — измеренный временной интервал,  $T$  — время, за которое преобразователь изменяет ф на  $2\pi$ . Временной интервал между импульсами обычно измеряют с помощью пересчетного устройства, считающего число импульсов от генератора стабильной частоты. Подобрав нужное соотношение между  $T$  и частотой генератора, можно получить отсчет фазового сдвига  $\Delta\varphi$  в цифровой форме. Точность измерения  $\Delta\varphi$  ограничивается несовершенствами электромеханических преобразователей. При использовании пьезокерамических элементов была получена среднеквадратичная погрешность  $2\pi/30$  <sup>117</sup>.

г) **О с ц и л л о г р а ф и ч е с к и е м е т о д ы.** В тех случаях, когда не ставится требование полной автоматизации процесса измерения, довольно высокую точность можно получить, наблюдая определенным образом полученные осциллографические фигуры. Широко распространен осциллографический метод (см., например, <sup>68</sup>), который заключается в том, что на ось  $y$  осциллографа подается сигнал, равный  $b \sin \varphi$ , а на ось  $x$  — сигнал  $b \cos \varphi$ , где  $b$  — постоянный коэффициент. При изменении разности фаз пятно на экране электронно-лучевой трубки движется по окружности, причем один оборот соответствует изменению ф на  $2\pi$ . Пользуясь угловой шкалой, можно отсчитывать фазовые сдвиги в пределах всего периода с погрешностью  $2\pi/100$ .

В работе <sup>93</sup> для получения составляющих, пропорциональных  $\sin \varphi$  и  $\cos \varphi$ , использовались соответственно первая и вторая гармоника сигнала двухлучевого модуляционного интерферометра.

Другой метод основан на фиксации положения, при котором частота электрического сигнала равна удвоенной частоте модуляции. Для его осуществления меняют ф по периодическому закону. Как уже отмечалось ранее, в положениях, соответствующих экстремуму функции  $I(\varphi)$ , сигнал содержит только четные гармоники, причем доминирующей является вторая гармоника. Форма сигнала в этом случае мало отличается от синусоиды и сильно изменяется при незначительных изменениях ф. Внешне вид картины сигнала, наблюдаемой на экране электронно-лучевой трубки, и ее изменения очень похожи на изображения на рис. 6. При благоприятных условиях погрешность установки нулевых положений равна  $2\pi/2500$  <sup>118</sup>.

Представляет интерес следующий метод <sup>119</sup>, применяемый ранее при наводке на штрих в фотоэлектрических микроскопах <sup>120</sup>. Сигнал, полученный в модуляционном интерферометре, подается на ось  $y$  осциллографа, а на ось  $x$  подается часть напряжения, питающего модулятор. Изменяя с помощью фазовращателя фазу сигнала, подаваемого на ось  $x$ , можно

при  $\varphi = 2\pi n$  получить на экране симметричную фигуру, напоминающую бабочку (рис. 16, а). При незначительном изменении разности фаз фигура становится несимметричной (рис. 16, б и в). Среднеквадратичная погрешность установки нулевых положений в интерферометре Фабри — Перо

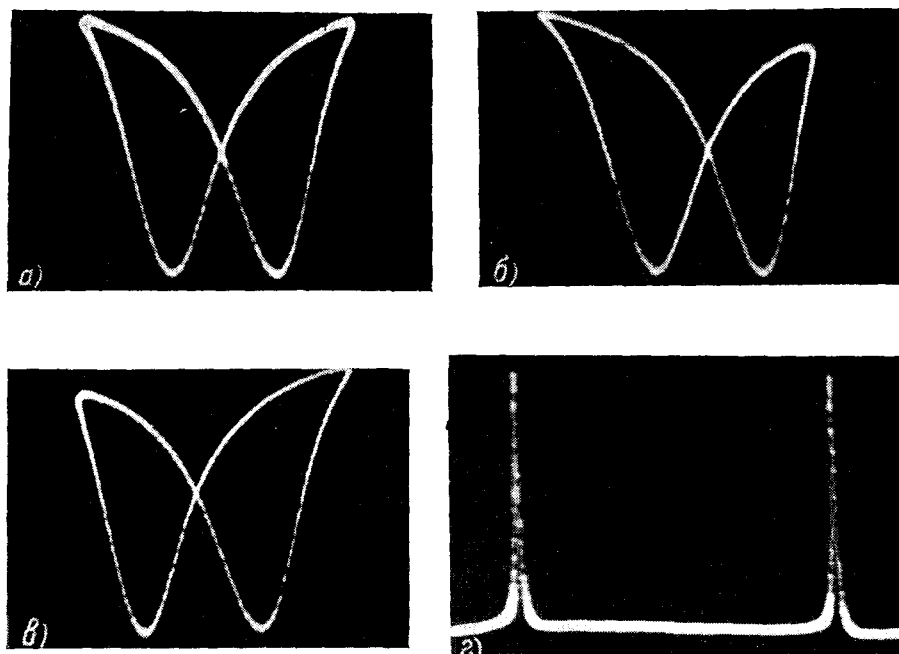


Рис. 16. Осциллографические фигуры, полученные на установке с многолучевым модуляционным интерферометром.

составляла  $2\pi/3000$  при  $N_{\text{эфф}} \approx 30$  (рис. 16, г) (а — в — фигуры, служащие для индикации положения максимума интерференции; г — осциллограмма, выражающая зависимость выходной интенсивности от разности фаз).

Интересный метод измерения дополнительного набегу фазы при прохождении света через диспергирующую среду рассмотрен в работе<sup>121</sup>. Метод основан на анализе формы электрического сигнала, получаемого при синусоидальной модуляции в двухлучевом модуляционном интерферометре. Если амплитуда модуляции  $\delta$  равна  $\pi$ , то выражение (10) для сигнала фотоприемника принимает вид

$$i = i_0 [1 \pm v \cos(2\pi n \pm \Delta\varphi \pm \pi \sin \Omega t)], \quad (14)$$

где  $n$  — целое число,  $\Delta\varphi$  — среднее значение фазового сдвига между интерферирующими световыми колебаниями. Для графика зависимости (14) (рис. 17) характерно то, что положение линии 3 промежуточных экстремумов\*) по отношению к линиям 1 и 2 максимальных и минимальных значений  $i$  определяется величиной  $\Delta\varphi$ . Если воспользоваться обозначениями, введенным на рис. 17, то фазовый сдвиг между интерферирующими световыми колебаниями можно представить в виде

$$\Delta\varphi = (\pi/2) \pm \arcsin(h/d). \quad (15)$$

При изменении частоты  $\nu$  излучения источника света на величину

\*) Если  $\delta$  не равна  $\pi$ , то, как легко видеть, произойдет раздвоение линии 3; это и обеспечивает простоту установки  $\delta = \pi$ .

$\Delta v \ll v$  разность фаз практически не зависит от  $v$  и положение линии 3 не будет меняться. Если в одной ветви интерферометра помещена диспергирующая среда, то разность фаз будет существенно меняться даже при малом изменении частоты, и, следовательно, положение линии 3 для различных частот будет различным. Обработка осциллограмм, представляющих график зависимости (14), проводимая с учетом формулы (15), дает

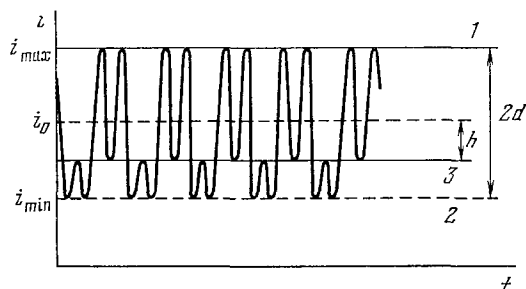


Рис. 17. График зависимости тока фотоприемника от времени при  $v = 0,55$  и  $\Delta\varphi = \pi/3$ .

возможность получить зависимость набегу фазы от частоты излучения. Этим методом уверенно определялись изменения среднего значения разности фаз  $2\pi/60$  на фоне случайных изменений  $\varphi$  в метровом интерферометре Цендера — Маха.

## 5. КОМПЕНСАЦИОННЫЙ МЕТОД

Большинство рассмотренных выше методов позволяет получить повышенную чувствительность к  $\Delta\varphi$  лишь вблизи определенных значений разности фаз. Поэтому для определения достаточно больших изменений разности фаз целесообразно применять нулевой компенсационный метод. Он заключается в том, что с помощью интерференционного компенсатора изменяют  $\varphi$  до ближайшего нулевого положения и снимают отсчет фазового сдвига по компенсатору. За нулевые принимают такие положения, которые можно фиксировать с меньшей погрешностью.

Погрешность измерения в нулевой компенсационной системе складывается из погрешности установки нулевых положений и погрешности отсчета по компенсатору. Наибольшее употребление нашли в интерферометрии компенсаторы со стеклянными пластинками<sup>1, 2, 122</sup>, компенсаторы, основанные на изменении давления воздуха в интерферометре (см., например, <sup>79, 89</sup>), и электромеханические компенсаторы<sup>90, 101</sup>.

Результаты некоторых исследований<sup>83, 90, 101</sup> показывают, что при благоприятных условиях погрешность компенсаторов в интервале  $2\pi$  не превышает  $2\pi/10^3 \div 2\pi/10^4$ . Однако методика их градуировки с такой высокой точностью пока разработана недостаточно хорошо.

В поляризационных интерферометрах используются в основном компенсаторы двух типов<sup>73</sup>: прямой компенсации и анализаторы азимута. Компенсаторы первого типа, например, компенсатор Бабиня — Солейля, вносят дополнительную разность фаз между ортогональными световыми колебаниями. Погрешность этих компенсаторов составляет  $2\pi/20 \div 2\pi/10^3$ . Обычно прямая компенсация применяется в поляризационных интерферометрах сдвига, использующих метод чувствительного цвета. В компенсаторах второго типа, например, компенсаторе Сенармона, погрешность измерения фазового сдвига равна приблизительно  $2\pi/10^5$ .

Из сравнения погрешностей компенсаторов с погрешностями установок нулевых положений следует, что во всех приборах, за исключением

интерферометров с анализаторами азимута, точность измерений практически определяется точностью компенсатора, которая, в принципе, может быть повышена. В связи с этим являются актуальными работы по улучшению компенсаторов разности хода и их аттестации.

При измерении быстрых изменений разности фаз компенсацию изменений  $\varphi$  можно произвести автоматически. Для этой цели в интерферометр нужно ввести цепь обратной связи, передающую электрический сигнал с выхода интерферометра на управление одним из оптических элементов интерферометра. Если оптический элемент будет выполнять функции компенсатора, то величину фазового сдвига можно определить по управляющему сигналу в цепи обратной связи.

#### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрение визуальных методов показывает, что имеется довольно большое количество различных сочетаний метода регистрации с интерференционной схемой, позволяющих производить установку нулевых положений с погрешностью  $2\pi/3 \cdot 10^2$  —  $2\pi/10^4$ . Наименьшие погрешности можно получить при использовании метода темного поля в поляризационном интерферометре ( $2\pi/2 \cdot 10^4$ ) и метода равномерного поля в многолучевом интерферометре с полутеневым устройством ( $2\pi/4 \cdot 10^3$ ). Это вовсе не означает, что во всех случаях данные сочетания дают наибольший эффект. Дело в том, что при анализе различных методов мы не учитывали влияния изменений температуры и давления окружающей среды, вибраций и акустических помех. Очень часто именно эти факторы (называемые техническими) определяют точность измерений.

Поэтому в ряде случаев целесообразно применение интерферометрических установок с меньшей чувствительностью, но устойчивых против внешних мешающих воздействий. Например, для измерений показателя преломления газов и жидкостей очень удобны трехлучевые интерферометры, а для изучения структуры малых фазовых включений в стеклянных пластинах — поляризационные интерферометры сдвига.

Из фотоэлектрических методов наиболее эффективен модуляционный метод. Его возможности лучше всего проявляются при измерениях весьма малых смещений. По всей вероятности, в ближайшее время будет изготовлена и исследована аппаратура для измерения однократных смещений, составляющих тысячные доли нанометра. Возможно, стабилизация температуры и защита от механических помех не будут удовлетворительными для проведения таких измерений. В этом случае придется использовать два модуляционных интерферометра и определять смещения по корреляции между их сигналами.

В настоящее время основным направлением развития техники интерферометрии является автоматизация процесса измерений. Применение для автоматизации модуляционного метода связано с большими техническими трудностями. Поэтому при построении интерференционных измерительных автоматов более рационально использование фазового метода.

Всесоюзный научно-исследовательский институт метрологии  
им. Д. И. Менделеева, Ленинград

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М. Ф. Романова, Интерференция света и ее применения, Л.— М., ОНТИ, 1937.
2. А. Н. Захарьевский, Интерферометры, М., «Оборонгиз», 1952.
3. Ю. В. Коломийцов, И. В. Артемьев, ОМП, № 11, 43 (1967); S. H. Steel, Interferometry, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1967.



4. А. М. Борбат и др., Оптические измерения, Киев, «Техника», 1967, гл. 6.
5. М. Е. Герценштейн, В. И. Пустовойт, ЖЭТФ 43, 605 (1962).
6. E. Ingelstam, Ark. fys. 7, 309 (1953).
7. P. M. Duffieux, Rev. d'Opt. 33, 521 (1954); B. S. Thornton, Opt. Acta 4, 41 (1957).
8. Г. В. Розенберг, Оптика тонкослойных покрытий, М., Физматгиз, 1958, гл. 7 и 8.
9. G. Korpelman, Opt. Acta 13, 211 (1966).
10. J. E. Lang, G. D. Scott, J. Opt. Soc. Am. 58, 81 (1968).
11. С. Г. Раутман, УФН 66, 475 (1958).
12. Дж. Стретт (Рэлей), Волновая теория света, М., Гостехиздат, 1940, § 11; А. И. Тудоровский, Теория оптических приборов, изд. 2-е, перераб. и доп., ч. 1, М.—Л., Изд-во АН СССР, 1948, гл. 14.
13. R. Chabbal, J. Centre Nat. Rech. Scient. 13, 138 (1953).
14. R. Chabbal, J. Phys. Radium 12, 295 (1958).
15. Ю. В. Коломийцов, Оптика и спектроскопия 14, 705 (1963).
16. R. M. Hill, Opt. Acta 10, 141 (1963).
17. Я. И. Хургин, В. П. Яковлев, Методы теории целых функций в радиофизике, теории связи и оптике, М., Физматгиз, 1962, § 6.3.
18. В. Л. Грановский, Электрические флуктуации, М., ОНТИ, 1936, стр. 44.
19. J. A. Armstrong, A. W. Smith — Progr. Opt. 6, 210 (1967).
20. H. R. Brown, R. Q. Twiss, Proc. Roy Soc. A242, 300; A243, 291 (1957).
21. D. S. Smith, Canad. J. Phys. 38, 983 (1960).
22. Ю. И. Зайцев, ЖЭТФ 50, 526 (1966).
23. С. А. Алякишев и др., РЭ 12, 1769 (1967); И. А. Андропова, Ю. И. Зайцев, Изв. вузов (Радиофизика) 11, 149 (1968).
24. D. R. Herriott, см. <sup>19</sup>, p. 172.
25. Г. С. Горелик, ДАН СССР 83, 549 (1952).
26. И. Л. Берштейн, *ibid.* 94, 655 (1954).
27. J. Terrien, J. Phys. Radium 19, 390 (1958); R. M. Hill, C. F. Bruce, Austr. J. Phys. 15, 194 (1962); G. R. Nanes, Appl. Opt. 2, 465 (1963).
28. G. R. Nanes, Canad. J. Phys. 37, 1283 (1959).
29. S. Tolansky, D. J. Bradley, — Symposium on Interferometry (Nat. Phys. Lab.), HMSO, L., 1959, p. 375.
30. М. Хашан, Изв. вузов (Физика), № 9, 73 (1967).
31. И. Ш. Эцин, Канд. диссертация (Л., ВНИИМ, 1969 г.).
32. В. П. Линник, ДАН СССР, № 1, 18 (1939).
33. И. Т. Уверский, Изм. тех., № 1, 29 (1968).
34. В. Е. Буслаева, И. Ш. Эцин, Оптика и спектроскопия 26, 326 (1969).
35. Н. В. Трофимова, Д. И. Зорин, Авторское свидетельство № 203972 (21. II 1967 г.), Бюлл. изобр. № 21 101 (1967).
36. P. Langenbeck, Appl. Opt. 6, 1425 (1967).
37. H. Polster et al., *ibid.* 8, 521 (1969).
38. С. И. Вавилов, Микроструктура света, М., Изд-во АН СССР, 1950, стр. 92.
39. Ф. А. Королев, Теоретическая оптика, М., «Высшая школа», 1966, гл. 15.
40. М. Ф. Романова, А. А. Ферхмин, ОМП, № 2, 7 (1931); Н. Р. Батарчукова, ДАН СССР 58, 1013 (1947).
41. S. Tolansky, Multiple-beam Interferometry of Surfaces and Films, Oxford, Clarendon Press, 1948.
42. С. Толанский, Спектроскопия высокой разрешающей силы, М., ИЛ, 1955, гл. 14, 15 и приложение 1.
43. Г. В. Розенберг, УФН 47, 3, 173 (1952).
44. Ф. А. Королев, Спектроскопия высокой разрешающей силы, М., Гостехиздат, 1953, гл. 6; И. В. Скоков, Вест. МГУ, сер. физ., астроном., № 2, 81 (1962); А. Н. Акимов и др., ПТЭ, № 5, 173 (1964); J. V. Ramsay, Opt. Technol., No. 1, 27 (1968).
45. R. L. Fork et al., Appl. Opt. 3, 1471 (1964).
46. А. П. Пичугин, А. В. Чекан, Зарубежная радиоэлектроника, № 12, 88 (1966).
47. J. Brosset, Proc. Phys. Soc. 59, 224 (1947); K. Kinoshita, J. Phys. Soc. Japan 8, 219 (1953).
48. P. Connes, Rev. d'Opt. 35, 37 (1956); G. D. Boyd, H. Kogelnik, Bell Syst. Tech. J. 41, 1347 (1962); M. Herscher, Appl. Opt. 7, 951 (1968).
49. И. Н. Шкляревский, Г. Д. Никишова, Уч. зап. ХГУ, Тр. физ. отд. физ.-матем. фак. 4, 239 (1953); Ф. А. Королев, Вест. МГУ, сер. физ., матем., № 8, 101 (1953); К. Д. Синельников, Г. Д. Никишова, Уч. зап. ХГУ, Тр. физ. отд. физ.-матем. фак. 6, 126 (1955).
50. P. Leurgans, A. F. Turner, J. Opt. Soc. Amer. 37, 983 (1947).
51. A. E. Gee, H. D. Polster, *ibid.* 39, 1044 (1949).

52. D. R. Herriott, *ibid.* 51, 1142 (1961).
53. Ю. М. Каган и др., *Оптика и спектроскопия* 12, 427 (1962).
54. H. Boersch, G. Hersiger, *IEEE J. Quantum Electron* QE-2, 549 (1966).
55. А. А. Майкельсон, *Световые волны и их применения*, М.—Л., ГТТИ, 1934, лекция 3; M. Bottema, *Optics in Metrology*, Oxford, Clarendon Press, 1960; P. Langenbeck, *Appl. Opt.* 8, 2029 (1969).
56. Л. Н. Логачева, *Изм. тех.*, № 7, 53 (1965).
57. G. Bruhat, *Traité de Polarimétrie*, Edit. Rev. Opt., P., 1930, § 47.
58. J. S. Courthey-Pratt, *Nature* 165, 346 (1950).
59. F. Zernike, *J. Opt. Soc. Amer.* 40, 326 (1950).
60. P. Hariharan, D. Sen, *J. Sci. Instr.* 36, а) 70; б) 72 (1959).
61. R. E. Kinzly, *Appl. Opt.* 6, 137 (1967).
62. R. C. Tyagi, K. Singh, *ibid.* 7, 1971 (1968).
63. P. Hariharan, D. Sen, *J. Opt. Soc. Amer.* 50, 357 (1960).
64. P. Hariharan, *ibid.*, p. 1026.
65. P. Hariharan, *ibid.* 51, 617 (1961).
66. P. Hariharan, *ibid.*, p. 1212.
67. В. П. Коронкевич, В. П. Голубкова, *Изм. тех.*, № 4, 3 (1962).
68. Г. А. Ленкова, В. П. Коронкевич, *Оптика и спектроскопия* 22, 800; 23, 312 (1967).
69. M. Francon, *J. Opt. Soc. Amer.* 47, 528 (1957).
70. М. Франсон, *Фазово-контрастный и интерференционный микроскопы*, М., Физматгиз, 1960, § 24.
71. E. Ingelstam, *J. Opt. Soc. Amer.* 47, 536 (1957).
72. М. Франсон, С. Сланский, *Когерентность в оптике*, М., «Наука», 1967, стр. 54.
73. H. G. Jerrard, *J. Opt. Soc. Amer.* 38, 35 (1948).
74. С. И. Покровский, *ЖРФХО* 42 (2), 43 (1910).
75. А. А. Лебедев, *Тр. ГОИ* 5, вып. 53, 1 (1931).
76. Е. А. Волкова, *Труды 2-го совещания по техническим измерениям в машиностроении*, М., Изд-во АН СССР, 1963, стр. 301.
77. H. J. M. Lebesque, B. S. Blaisse, *Optik* 21, 574 (1964).
78. S. Minkowitch, *Opt. Spectra* 2, 64 (1968).
79. K. M. Baird, *J. Opt. Soc. Amer.* 44, 11 (1954).
80. E. Lau, W. Krug, *Die Äquidensitometrie*, Academie-Verlag, B., 1957; А. И. Карташев, *Шероховатость поверхности и методы ее измерения*, М., Изд-во стандартов, 1964, стр. 66.
81. A. Lehman, *Phys. Verb.* 7, 140 (1956).
82. Г. С. Горелик, *ДАН СССР* 58, 45 (1947); A. T. Forrester et al., *Phys. Rev.* 99, 1691 (1955); A. T. Forrester, *J. Opt. Soc. Am.* 51, 253 (1961).
83. Л. А. Душин, О. С. Павличенко, *Исследование плазмы с помощью лазеров*, М., Атомиздат, 1968, гл. 3, § 1 и 5.
84. И. П. Мазанько, *Оптика и спектроскопия* 17, 272 (1964).
85. G. Hersiger, H. Linder, *Phys. Lett.* A24, 684 (1967).
86. A. H. Rosenthal, *J. Opt. Soc. Amer.* 52, 1143 (1962).
87. И. М. Померанцев, Г. В. Скроцкий, *УФН* 100, 361 (1970).
88. А. Л. Ошеровичи др., *ЖТФ* 19, 184 (1949).
89. И. Р. Батарчукова, Ю. П. Ефремов, *Труды ВНИИМ*, вып. 56 (116), 15 (1961).
90. K. Onaga, D. S. Smith, *Rev. Sci. Instr.* 30, 707 (1959).
91. И. С. Зилитенкевич, *Изв. вузов (Приборостроение)*, № 8, 20 (1969).
92. Г. С. Горелик, *Изм. тех.*, № 3, 10 (1955).
93. R. D. Huntton et al., *J. Opt. Soc. Amer.* 44, 264 (1954).
94. C. F. Bruce, R. M. Duffy, *Appl. Opt.* 9, 743 (1970).
95. И. Я. Бруснян др., *ДАН СССР* 83, 553 (1952).
96. А. А. Фотченков, *Кристаллография* 2, 653 (1957).
97. A. R. Tynes, D. L. Bisble, *IEEE J. Quantum Electron* QE-3, 459 (1957).
98. И. Ш. Эцин, *Изм. тех.*, № 5, 24 (1968).
99. O. J. Raymond, *Appl. Opt.* 9, 1140 (1970).
100. K. M. Baird, D. S. Smith, *Canad. J. Phys.* 35, 455 (1957).
101. А. В. МIRONENKO, *Фотоэлектрические измерительные системы*, М., «Энергия», 1967.
102. S. Namba, *Rev. Sci. Instr.* 30, 642 (1959).
103. R. Torge, *Appl. Opt.* 6, 575 (1967).
104. H. Takasaki, Y. Yoshino, *Appl. Opt.* 8, 2344 (1969).
105. J. Peter, G. Stroko, *J. Opt. Soc. Amer.* 43, 668 (1953).
106. Е. Р. Реск, W. Obetz, *ibid.*, p. 505; Д. И. Зорин, Ю. Н. Шестопалов, *Тр. метр. ин-тов СССР*, вып. 97 (157), 162 (1968).
107. W. R. C. Rowley, J. Hamon, *Rev. d'Opt.* 42, 10 (1963).

108. В. И. Дианов-Клоков, В. А. Колбасов, ПТЭ, № 5, 95 (1957).
  109. W. Kinder et al., Appl. Opt. 7, 341 (1968).
  110. W. Kinder, H. Plesse, Optik 28, 222 (1968/1969).
  111. A. H. McIlraith, J. Sci. Instr. 41, 34 (1964).
  112. H. D. Cook, L. A. Marzetta, J. Res. NBS C65, 129 (1961).
  113. A. H. McIlraith, Патент Англии № 957. 916, Cl. G-1 (1964).
  114. Л. А. Душин и др., сборник «Диагностика плазмы», вып. 2, М., Атомиздат, 1968, стр. 25.
  115. И. Ю. Адамов и др., Укр. физ. ж. 11, 615 (1966).
  116. C. Buhner et al., Appl. Opt. 2, 839 (1963).
  117. Д. П. Зорин, Ю. Н. Шестопалов, Тр. метр. ин-тов СССР, вып. 101 (161), 69 (1969).
  118. N. Gros, G. Roblin, Rev. d'Opt. 46, 249 (1967).
  119. И. П. Эцип, Изм. тех., № 12, 20 (1969).
  120. А. П. Карташев, Тр. ВНИИМ, вып. 26 (86), 17 (1955).
  121. И. А. Андропова, Ю. П. Зайцев, Изв. вузов (Радиофизика) 9, 942 (1966).
  122. G. Hansen, Zs. Instr. 50, 430 (1930); К. А. Халиллин, Сб. трудов Ленингр. мех. ин-та, № 33, 4 (1963).
-