

## НЕРАВНОПЛЕЧИЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР МАХА–ЦЕНДЕРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ФАЗОВЫХ ОБЪЕКТОВ

© 2015 г. А. В. Агашков, канд. физ.-мат. наук

Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси,  
Минск, Беларусь

E-mail: a.agashkov@ifanbel.bas-net.by

Разработан неравноплечий интерферометр Маха–Цендера, в котором интерференционные полосы формируются в результате прохождения через интерферометр непараллельного гомоцентрического пучка лучей. Управление масштабом интерференционных полос относительно исследуемого объекта или оптических неоднородностей осуществляется простой заменой линзы системы когерентного освещения или перемещением объекта в плече интерферометра, что позволяет выполнить его в виде монолитной конструкции. Предложена методика использования интерферометра для определения изменения оптической толщины дихроичных жидкокристаллических транспарантов при их переключении внешним электрическим полем.

*Ключевые слова:* неравноплечий интерферометр Маха–Цендера, дихроичный жидкокристаллический транспарант, обработка оптического сигнала.

Коды OCIS: 120.3180, 230.0230, 070.6020.

*Поступила в редакцию 04.08.2014*

Важное применение оптической интерферометрии — детектирование модуляции фазы оптического зондирующего пучка, отраженного от дефектной поверхности или прошедшего через транспарантный объект с нарушениями оптической однородности. В нематических жидких кристаллах (НЖК) нелинейный оптический отклик может меняться от точки к точке как внутри слоя, так и в интерфейсе ЖК — ориентирующий слой [1]. Вследствие этого, показатель преломления становится пространственно неоднородным. Методы, основанные на интерферометрии, являются наиболее информативными для точного описания нелинейного оптического отклика НЖК. Например, точное значение постоянных упругости НЖК было определено с помощью интерферометрической системы [2]. При исследовании прозрачных объектов с различными поперечными размерами необходимо выбирать оптимальную с точки зрения информативности пространственную частоту интерференционных полос, что обычно реализуется посредством поворота одного из зеркал интерферометра. В производственных условиях такие интерферометры из-за своей чувствительности к вибрациям имеют ограниченное применение. В известном ме-

тоде, основанном на голографической интерферометрии бокового сдвига, необходима запись пары голографических интерферограмм и их последующая оптическая обработка [3]. Это исключает его использование для оперативного контроля исследуемых объектов, в частности, микробиологических.

Двухлучевые интерферометры, особенно интерферометр Маха–Цендера, в настоящее время нашли широкое применение в квантовой оптике, достаточно широкий обзор приведен в работе [4], в нелинейной оптике с пространственным, спектральным и временным разрешением [5, 6]. Во всех этих работах не учитывался факт, что пропускание объектов, с которыми проводятся интерферометрические исследования, может значительно меняться с течением времени, при изменении температуры, при подаче внешних электрических и (или) магнитных полей и т.д. Например, при интерферометрическом исследовании зависимости оптической толщины дихроичной жидкокристаллической (ЖК) ячейки от приложенного напряжения трудно получить даже качественную оценку, т.к. результат сильно искажается из-за одновременного изменения ее пропускания. Поэтому весьма актуальна задача уменьшения или

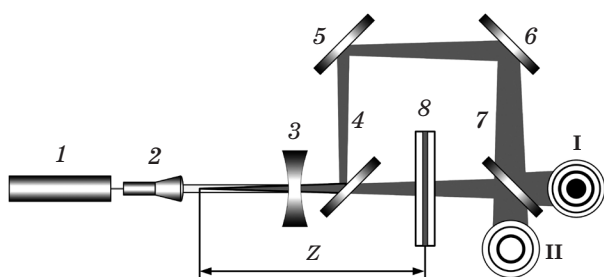
полного устранения влияния данного негативного фактора.

В данной работе представлен неравноплечий интерферометр Маха–Цендера, который позволяет решить обе задачи. Во-первых, установить оптимальную пространственную частоту интерференционных полос без поворота зеркал интерферометра. Во-вторых, провести интерферометрические исследования переключаемых дихроичных слоев, когда во времени меняется не только их оптическая толщина, но и пропускание света.

В приближении медленно изменяющейся амплитуды и фазы волны проанализированы как основные особенности формирования интерференционной структуры, так и выделение из полных выходных сигналов фазовой составляющей.

### Схема интерферометра

Оптическая схема разработанного устройства приведена на рис. 1. За основу взят неравноплечий интерферометр Маха–Цендера. В эксперименте оптическая разность хода плеч составляла  $L = 44$  см. В качестве источника когерентного излучения использовался одномодовый He-Ne-лазер 1 с длиной волны 633 нм мощностью 0,7 мВт и с плоскостью поляризации, перпендикулярной плоскости рисунка. После прохождения излучения через расширитель пучка 2, линзу 3 и плечи интерферометра на выходах I и II формируются интерференционные картины.



**Рис. 1.** Принципиальная схема экспериментальной установки. 1 – одномодовый He-Ne-лазер, 2 – расширитель пучка, 3 – линза, 4, 7 – зеркала с коэффициентом отражения  $R = 50\%$ , 5, 6 – зеркала с  $R = 100\%$ ; 8 – исследуемый объект; I и II – выходы интерферометра;  $z$  – расстояние от центра сферической волны до объекта.

### Формирование интерференционной картины

При падении на вход интерферометра пучка со сферическим (цилиндрическим) волновым фронтом картина интерференции на плоском экране, расположенном на расстоянии  $z$  от центра сферической волны, может быть рассчитан с помощью схемы, представленной на рис. 2. Для пучка, прошедшего через объектное плечо интерферометра, распределение фазы по радиусу  $r$  определяется следующим выражением:

$$\varphi_{\text{obj}}(r) = k(\sqrt{z^2 + r^2} - z) + \varphi_0, \quad (1)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны излучения,  $r$  – смещение от оптической оси интерферометра в плоскости экрана,  $\varphi_0$  – фаза в точке  $r = 0$ . Аналогично для пучка, прошедшего через опорное плечо интерферометра

$$\varphi_{\text{ref}}(r) = k(\sqrt{(z+L)^2 + r^2} - z - L) + \varphi_r, \quad (2)$$

где  $\varphi_r$  – фаза в точке  $r = 0$ . Разность фаз пучков на экране

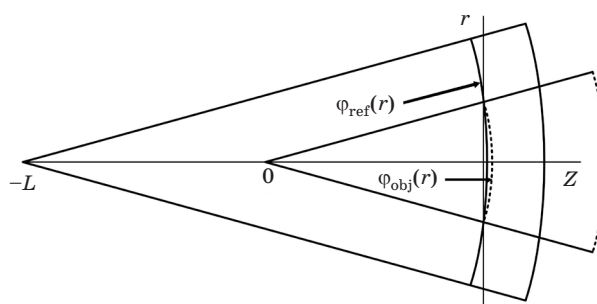
$$\begin{aligned} \Delta\varphi(r) &= \varphi_{\text{obj}}(r) - \varphi_{\text{ref}}(r) = \\ &= k \left[ z \left( \sqrt{1 + \left(\frac{r}{z}\right)^2} - 1 \right) - (z+L) \left( \sqrt{1 + \left(\frac{r}{z+L}\right)^2} - 1 \right) \right] + \delta\varphi, \end{aligned}$$

где  $\delta\varphi = \varphi_0 - \varphi_r$ . Учитывая, что  $[1 + (r/z)^2]^{1/2} \approx 1 + (r/z)^2/2$  при  $r/z \rightarrow 0$ , окончательно получаем

$$\Delta\varphi(r) - \delta\varphi = \frac{kr^2L}{2z(z+L)}, \quad (3)$$

Для ярких полос  $\Delta\varphi = 2\pi m$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$ . В общем случае

$$\left. \begin{aligned} r_m^{\text{br}} &= r_1 \sqrt{m + \varepsilon} \\ r_1 &= \sqrt{\frac{2\lambda z(z+L)}{L}} \end{aligned} \right\}, \quad (4)$$



**Рис. 2.** Схематическое представление распространения сферических волн в интерферометре с некомпенсированной разностью хода  $L$ .

где  $\varepsilon = |\delta\varphi/2\pi|$  – дробная часть порядка интерференции,  $0 \leq \varepsilon \leq 1$ . Если интерферометр настроен на светлые полосы, т.е. в центре картины расположен максимум ( $\varepsilon = 0$ ), то для ярких  $r_m^{\text{br}}$  и темных  $r_m^{\text{d}}$  полос получаем

$$\left. \begin{aligned} r_m^{\text{br}} &= r_1 \sqrt{m} \\ r_m^{\text{d}} &= r_1 \sqrt{m + \frac{1}{2}} \end{aligned} \right\}. \quad (5)$$

Для темных полос  $\Delta\varphi = \pi(2m + 1)$  и, соответственно,

$$r_m^{\text{d}} = r_1 \sqrt{m + \frac{1}{2} + \varepsilon}. \quad (6)$$

Если интерферометр настроен на темные полосы, т.е. в центре картины расположен минимум ( $\varepsilon = 1/2$ ), то положение полос определяется следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} r_m^{\text{d}} &= r_1 \sqrt{m} \\ r_m^{\text{br}} &= r_1 \sqrt{m + \frac{1}{2}} \end{aligned} \right\}. \quad (7)$$

Таким образом, яркие и темные полосы в соответствии с выражениями (5) и (7) можно поменять местами с помощью соответствующей перестройки интерферометра. Интерференционная картина не локализована в пространстве, для пучков со сферическим волновым фронтом имеем кольцевую, а для пучков с цилиндрическим волновым фронтом – линейную структуру полос. Расстояние между порядками  $m + 1$  и  $m$  для настроенного интерферометра равно  $\Delta r_{m+1,m} = r_1[(m + 1)^{1/2} - m^{1/2}]$ . График зависимости радиуса первого кольца  $r_1(L, z)$  настро-

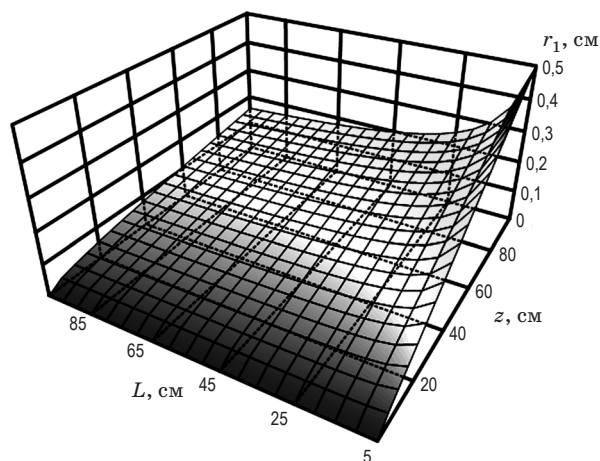


Рис. 3. График зависимости радиуса первого кольца  $r_1(L, z)$  настроенного интерферометра.

енного интерферометра (в центре картины находится максимум или минимум) приведен на рис. 3. Диаметр колец (расстояние между линейными полосами для варианта цилиндрической оптики) увеличивается с ростом  $z$  и уменьшением  $L$ .

Поместим в предметное плечо настроенного интерферометра объект, локально увеличивающего оптическую длину предметного луча на  $\delta nl < \lambda$ , где  $\delta n = n - 1$ ,  $n$  – показатель преломления на длине  $l$ . Тогда измененный радиус  $m$ -го кольца ( $m \geq 1$ ) равен

$$r_m^{\delta nl} = r_1 \sqrt{m + \frac{\delta nl}{\lambda}}. \quad (8)$$

Значения смещения полосы

$$\left. \begin{aligned} \delta r_m &= r_m - r_m^{\delta nl} = r_1 \left( \sqrt{m + \frac{\delta nl}{\lambda}} - \sqrt{m} \right), \\ \frac{\delta r_m}{r_m} &= \sqrt{1 + \frac{\delta nl}{m\lambda}} - 1, m = 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \right\}. \quad (9)$$

Очевидно, что для заданных размеров транспаранта можно подобрать оптимальную структуру полос, изменяя расстояния  $z$  и  $L$ . Относительное смещение радиуса кольца  $\delta r_m/r_m$  не зависит от параметров  $z$  и  $L$ . Используя экспериментальные значения  $r_m$  и  $r_m^{\delta nl}$  (в произвольном масштабе), можно рассчитать  $\delta nl$

$$\delta nl = m\lambda \left[ \left( 1 - \frac{r_m^{\delta nl} - r_m}{r_m} \right)^2 - 1 \right]. \quad (10)$$

На практике могут использоваться интерферометры без настройки  $\varepsilon$ . В этом случае, используя экспериментально полученные значения радиусов колец (в произвольном масштабе), можно рассчитать  $\varepsilon$  и  $r_1$  на основании выражений (4) и (6). Для темных колец

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon &= \frac{m + \frac{1}{2} - \left( p + \frac{1}{2} \right) \left( \frac{r_m^{\text{d}}}{r_p^{\text{d}}} \right)^2}{\left( \frac{r_m^{\text{d}}}{r_p^{\text{d}}} \right)^2 - 1}, \\ r_1' &= \frac{r_m^{\text{d}}}{\sqrt{m + \frac{1}{2} + \varepsilon}}; p, m = 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \right\}. \quad (11)$$

где  $r_1'$  – условный радиус первого кольца в масштабе полученного изображения интерференци-

онной картины,  $m > p$ . Аналогично для светлых колец

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon &= \frac{m - p \left( \frac{r_m^{\text{br}}}{r_p^{\text{br}}} \right)^2}{\left( \frac{r_m^{\text{br}}}{r_p^{\text{br}}} \right)^2 - 1}, \\ r_1' &= \frac{r_m^{\text{br}}}{\sqrt{m + \varepsilon}} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Обычно при расчетах используются данные для темных полос интерференционной картины, поэтому в эксперименте расчет  $\varepsilon$  и  $r_1'$  проводился с помощью выражения (11). Для уменьшения погрешности расчета при вычислении  $\varepsilon$  бралось отношение максимального к минимальному радиусу колец, а для  $r_1'$  – значение максимального радиуса кольца. Для проверки применимости методики по вычисленным значениям  $\varepsilon$  и  $r_1'$  проводился расчет всех радиусов светлых и темных колец

$$r_m^{\text{br}} = r_1' \sqrt{m + \varepsilon}, \quad r_m^{\text{d}} = r_1' \sqrt{m + \frac{1}{2} + \varepsilon}. \quad (13)$$

Расчетные и экспериментальные значения показали хорошее совпадение (лучше 1%). Следует отметить, что данные выражения дают правильный результат только для сферической волны. Поэтому, они применимы для проверки пустого интерферометра на отсутствие aberrаций. Для ненастроенного интерферометра расчет  $\delta nl$  проводится по следующей формуле:

$$\delta nl = \left( m + \frac{1}{2} + \varepsilon \right) \lambda \left[ \left( \frac{r_m^{\delta nl}}{r_m^{\text{d}}} \right)^2 - 1 \right], \quad (14)$$

где значение  $\varepsilon$  рассчитывается по формуле (11).

В эксперименте увеличенное с помощью оптической системы изображение объектов с интерференционными полосами регистрировалось на цифровой камере. На рис. 4а приведены интерферограммы электрически управляемой ЖК ячейки с толщиной слоя  $d = 12$  мкм. Ориентация директора ячейки без подачи напряжения параллельна поляризации лазерного излучения. Значение приложенного постоянного напряжения указано под рисунком. При напряжении 5 В хорошо заметны фазовые искажения вблизи границ прозрачного токопроводящего электрода, имеющего прямоугольную форму. Здесь внешнее электрическое поле практически полностью экранируется зарядами примесей, мигрировавшими под его воздействием к электродам. При увеличении напряжения до 9 В распределение экранирующих зарядов практически выравнивается по всей поверхности управляющих электродов. На рис. 4б отображены фотографии прозрачной миры с периодом решетки 100 мкм, помещенной в интерферометр. Для визуализации тестового объекта дополнительно использовалось косое освещение источником белого света. Как очевидно, из приведенного рисунка, замена линзы системы когерентного освещения или изменение места объекта в плече интерферометра позволяют управлять масштабом интерференционных полос относительно исследуемого объекта или оптических неоднородностей. Расчеты и опыт практической работы с неравноплечим интерферометром Маха–Цендера показывают, что при разъюстировках зеркал на угол  $1'$  происходит незначительное смещение центра интерференционной картины,

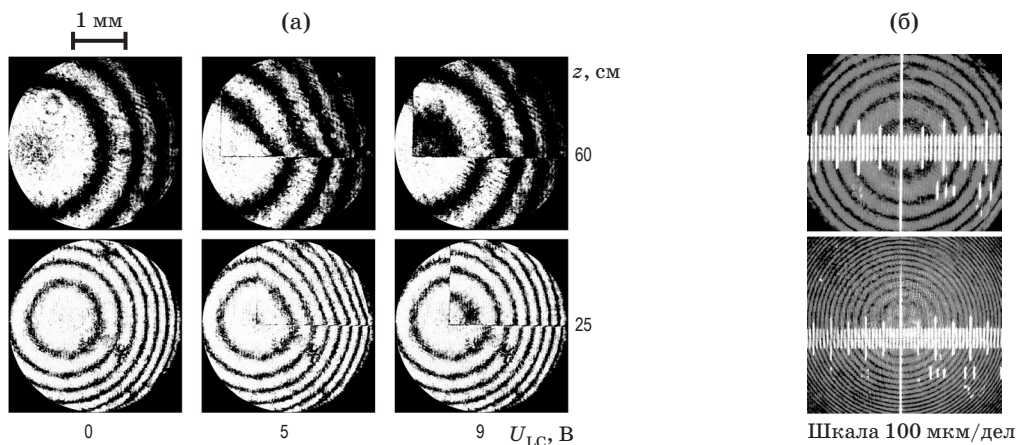


Рис. 4. Интерферограммы электрически управляемой ЖК ячейки. Изменение масштаба полос с помощью замены линзы осветительной системы (а) и положения объекта в плече интерферометра (б).

не влияющее на параметры прибора. Таким образом, в неравноплечем интерферометре Маха–Цендера значительно снижаются требования к зеркалодержателям, что позволяет существенно снизить их себестоимость. В неравноплечем интерферометре Маха–Цендера можно смещать интерференционную картину относительно его оси путем поворота одного из зеркал на угол  $10^{-1}$ °, что является некоторым аналогом перестройки частоты полос в обычном интерферометре Маха–Цендера.

### Выделение фазовой составляющей из полных сигналов на выходах интерферометра

Пусть на интерферометр Маха–Цендера, входной светоделитель которого имеет коэффициент отражения  $R_1$ , падает плоская волна с амплитудой  $A_0$  (интенсивностью  $I_0$ ). На выходной светоделитель с коэффициентом отражения  $R_2$  поступают две волны  $A_{\text{ref}}$  и  $A_{\text{obj}}$ , прошедшие по опорному и предметному плечам соответственно

$$\begin{aligned} A_{\text{ref}} &= A_0 \sqrt{R_1} e^{i\phi_{\text{ref}}}, \\ A_{\text{obj}} &= A_0 \sqrt{(1-R_1)T(t)} e^{i[\phi_{\text{obj}}(t)]}, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $T(t)$  – пропускание объекта,  $\phi_{\text{ref}}$  и  $\phi_{\text{obj}}(t)$  – соответствующие набеги фаз волн. Фаза волны, прошедшей по предметному плечу, изменяется сложным образом  $\phi_{\text{obj}}(t) = \phi_c + \phi_l(t)$ , где  $\phi_c$  – простой набег фазы, а  $\phi_l(t)$  – изменение фазы объектом. Интенсивности опорной  $I_{\text{ref}}$  и предметной  $I_{\text{obj}}$  волн равны

$$I_{\text{ref}} = I_0 R_1, \quad I_{\text{obj}} = I_0 (1 - R_1) T(t), \quad (16)$$

На выходе интерферометра для опорной  $A_{\text{ref}}$  и предметной  $A_{\text{obj}}$  волн получаем

$$\begin{aligned} A_{\text{refR}} &= A_0 \sqrt{R_1 R_2} e^{i\phi_{\text{refR}}}, \\ A_{\text{refT}} &= A_0 \sqrt{R_1 (1 - R_2)} e^{i\phi_{\text{refT}}}, \\ A_{\text{objR}} &= A_0 \sqrt{(1 - R_1) R_2 T(t)} e^{i\phi_{\text{objR}}(t)}, \\ A_{\text{objT}} &= A_0 \sqrt{(1 - R_1) (1 - R_2) T(t)} e^{i\phi_{\text{objT}}(t)}. \end{aligned} \quad (17)$$

где  $A_{\text{refR}}$  и  $A_{\text{objR}}$  – амплитуды отраженных, а  $A_{\text{refT}}$  и  $A_{\text{objT}}$  – амплитуды прошедших через выходной светоделитель волн. Их фазы равны  $\phi_{\text{refR}}$ ,  $\phi_{\text{objR}}(t)$ ,  $\phi_{\text{refT}}$  и  $\phi_{\text{objT}}(t)$ , соответственно. В общем случае изменение фаз может происходить при отражении или прохождении волны через светоделители.

Интенсивности излучения на выходах интерферометра равны

$$\begin{aligned} I_1 &= (A_{\text{refR}} + A_{\text{objT}})(A_{\text{refR}}^* + A_{\text{objT}}^*), \\ I_2 &= (A_{\text{refT}} + A_{\text{objR}})(A_{\text{refT}}^* + A_{\text{objR}}^*); \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} I_1(t) &= I_0 \{ R_1 R_2 + (1 - R_1)(1 - R_2) T(t) + \\ &+ 2\sqrt{R_1 R_2 (1 - R_1)(1 - R_2) T(t)} \times \\ &\times |\gamma_{12}(\tau)| \cos[\phi_{\text{objT}}(t) - \phi_{\text{refR}}] \}; \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} I_2(t) &= I_0 \{ R_1 (1 - R_2) + R_2 (1 - R_1) T(t) + \\ &+ 2\sqrt{R_1 R_2 (1 - R_1)(1 - R_2) T(t)} \times \\ &\times |\gamma_{12}(\tau)| \cos[\phi_{\text{objR}}(t) - \phi_{\text{refT}}] \}, \end{aligned} \quad (21)$$

где  $\gamma_{12}(\tau)$  – степень временной когерентности [7], для симметричной конфигурации интерферометра  $|\gamma_{12}(\tau)| = 1$ , а для асимметричной  $|\gamma_{12}(\tau)| < 1$ ;  $\tau = L/c$ ,  $c$  – скорость света. При отсутствии потерь на выходном светоделителе в соответствии с законом сохранения энергии сумма интенсивностей

$$I_1 + I_2 = \Sigma I \equiv I_{\text{ref}} + I_{\text{obj}}, \quad (22)$$

что выполняется только при

$$\begin{aligned} \cos[\phi_{\text{objT}}(t) - \phi_{\text{refR}}] &\equiv \\ \equiv -\cos[\phi_{\text{objR}}(t) - \phi_{\text{refT}}] &= \cos\Phi(t). \end{aligned} \quad (23)$$

Примем следующие допущения для сигналов фотоприемников:  $U_i = S_U I_i$ ,  $\Sigma U = U_1 + U_2 = S_U \Sigma I$ ,  $\Delta U = U_1 - U_2 = S_U \Delta I$ ,  $\Sigma I = I_1 + I_2$ ,  $\Delta I = I_1 - I_2$ ,  $S_U$  – коэффициент преобразования интенсивность–напряжение,  $i = 0, 1, 2$ . Все расчеты значительно упрощаются при  $R_1 = R_2 = 0,5$ . Рассмотрим два важных случая.

а)  $T(t) \equiv 1$ .

$$\left. \begin{aligned} \Sigma U &= U_0 \\ \Delta U &= U_0 |\gamma_{12}(\tau)| \cos\Phi(t) \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

б)  $T(t) < 1$ .

В соответствии с выражениями (20)–(23)

$$\left. \begin{aligned} U_1(t) &= U_0 [0,25 + 0,25T(t) + \\ &+ 0,5\sqrt{T(t)} |\gamma_{12}(\tau)| \cos\Phi(t)] \\ U_2(t) &= U_0 [0,25 + 0,25T(t) - \\ &- 0,5\sqrt{T(t)} |\gamma_{12}(\tau)| \cos\Phi(t)] \\ \Sigma U(t) &= 0,5U_0 [1 + T(t)] \\ \Delta U(t) &= U_0 \sqrt{T(t)} |\gamma_{12}(\tau)| \cos\Phi(t) \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Таким образом, сумма сигналов фотоприемников  $\Sigma U$  пропорциональна пропусканию объекта  $T(t)$  с точностью до постоянного слагаемого. Определение фазовых изменений объекта,

характеризуемых функцией  $\cos\Phi(t)$ , с помощью разности сигналов  $\Delta U(t)$  по-прежнему затруднено из-за искажений, вносимых изменением пропускания  $T(t)$ . Как можно заметить, зависимость разности сигналов  $\Delta U$  от пропускания  $T$  несколько ослаблена. К примеру, если пропускание  $T$  изменяется в 10 раз, то сигнал только в 3,2 раза. Для расчета изменения пропускания и фазы объекта можно использовать следующие выражения:

$$T(t) = 2(\Sigma U / U_0) - 1; \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \cos\Phi(t) &= \frac{\Delta U}{U_0 |\gamma_{12}(\tau)| \sqrt{T(t)}} = \\ &= \frac{\Delta U}{U_0 |\gamma_{12}(\tau)| \sqrt{2\Sigma U / U_0 - 1}}. \end{aligned} \quad (27)$$

Схема регистрации сигналов на выходах интерферометра со сферической оптикой представлена на рис. 5. Отрицательная линза с фокусным расстоянием  $f = -10$  см и диафрагма

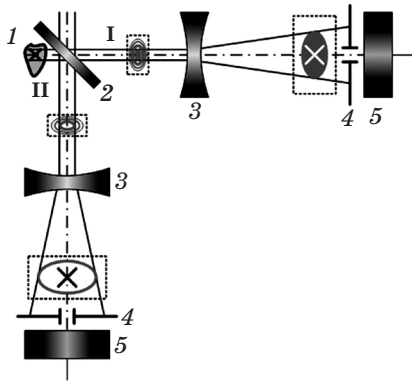
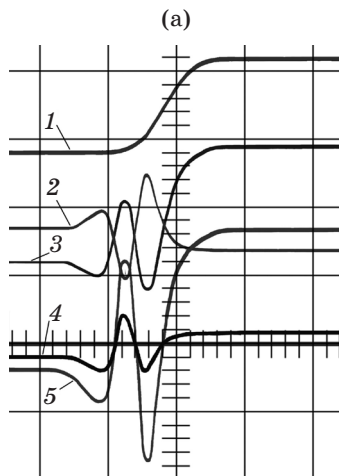


Рис. 5. Схема регистрации сигналов на выходах интерферометра I и II. 1 – исследуемый объект, 2 – выходной светоделитель, 3 – линза, 4 – диафрагма, 5 – фотоприемник.



диаметром 2 мм в каждом из каналов обеспечивали выделение излучения центральной части нулевого порядка кольцевой интерференционной структуры, которое затем направлялось на вход фотоприемника. С выходов фотоприемников сигналы  $U_1(t)$  и  $U_2(t)$  подавались на входы осциллографа, на экране которого отображались сигналы  $U_1(t)$ ,  $U_2(t)$ ,  $\Sigma U(t)$  и  $\Delta U(t)$ . Для уменьшения влияния шумов лазера полоса пропускания каналов на входе осциллографа ограничивалась 100 кГц. Для достижения идентичности каналов фотоприемников проводилась их настройка. Настройка считалась успешной, когда при закрытом опорном канале ( $I_{\text{ref}}(t) \equiv 0$ ) разностный сигнал  $\Delta U(t) \equiv 0$ . В эксперименте на планарную ЖК ячейку с дихроичным красителем [8] подавалась ступенька напряжения амплитудой 30 В, в результате чего ее пропускание увеличивалось с 9% до 67%. Осциллограммы сигналов  $U_1$ ,  $U_2$ ,  $\Sigma U$ ,  $\Delta U$  и расчетная кривая  $\cos\Phi$  для значения  $|\gamma_{12}(\tau)| = 0,8$ , полученного из обработки интерферограмм, приведены на рис. 6а.

Положим изменение разности фаз волн  $\Delta\Phi(t) = \Phi(t) - \Phi(t_0) = (2\pi/\lambda)\Delta l(t)$  при изменении оптической длины объекта на  $\Delta l(t) = l(t) - l(t_0)$ . При однонаправленном характере изменения оптической толщины объекта (только увеличение или только уменьшение) один цикл кривой  $\cos\Phi(t)$  соответствует  $\Delta\Phi = 2\pi$ , т.е.  $\Delta l = \lambda$ . Сумма циклов и дробной части дает полное изменение оптической толщины  $\Delta l$ , которое может превышать  $\lambda$ , что поясняет рис. 6б.  $\Delta\Phi(t_0) = 0$ ,  $\Delta\Phi(t_1) = 2\pi$ ,  $\Delta\Phi(t_2) = (5/2)\pi - |\arccos\Phi(t_0)|$ ,  $\Delta\Phi(t_3) = 3\pi + |\arccos\Phi(t_3)| - |\arccos\Phi(t_0)|$ ,  $\Delta l = \lambda[3\pi + |\arccos\Phi(t_3)| - |\arccos\Phi(t_0)|]/2\pi$ . Анализ расчетной кривой показал, что при переключе-

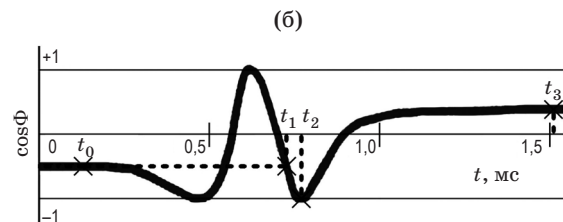


Рис. 6. Осциллограммы сигналов  $\Sigma U$  (1),  $U_2$  (2),  $U_1$  (3),  $\Delta U$  (5), расчетная кривая  $\cos\Phi$  (4) (а) и схема, поясняющая расчет полного изменения фазы  $\Delta\Phi$  (б). Развертка – 0,5 мс/дел.

чении ячейки ее оптическая толщина изменяется на  $\Delta l = \Delta n d = 1,52\lambda$ , откуда усредненное изменение показателя преломления  $\Delta n \approx 0,08$ . При переключении аналогичной ЖК ячейки без красителя  $\Delta n d = 2,8\lambda$  и  $\Delta n \approx 0,15$ . Данный факт объясняется частичным экранированием внешнего приложенного поля полем зарядов ионов активатора [9].

В неравноплечем интерферометре Маха–Цендера наблюдается некоторое ослабление выходных сигналов  $U_1(t)$  и  $U_2(t)$  из-за конечной длины когерентности используемого лазера. Однако, имеется существенное преимущество по сравнению с симметричной конфигурацией, связанное с простотой позиционирования фотоприемников на одну и ту же точку объекта, находящуюся в центре интерференционной картины, что иллюстрирует рис. 5. В обычном интерферометре для использования данной методики необходимо каким-то образом маркировать объект, чтобы гарантированно выйти на одну и ту же точку объекта в обоих каналах. Это весьма неудобно и крайне затруднительно.

Следует отметить, что при отсутствии потерь в интерферометре пространственно-временная

структура выходных пучков является строго дополнительной  $I_1(r, t) + I_2(r, t) \equiv I_0$ . При наличии потерь максимумы в одном из пучков соответствуют минимумам в другом.

## Заключение

Таким образом, использование неравноплечего интерферометра Маха–Цендера позволяет оперативно подстраивать период интерференционных полос под размеры исследуемого объекта или оптических неоднородностей, при этом нет необходимости в изменении наклона его зеркал. Используя сигналы фотоприемников на выходах интерферометра, даже при наличии сильных искажений из-за изменения пропускания объекта несложно рассчитать динамику изменения его оптической толщины. Наиболее перспективно применение подобных интерферометров в микробиологии и при исследовании электрически управляемых транспарантов. В дальнейшем, при теоретическом описании неравноплечего интерферометра Маха–Цендера будут учтены дифракционные эффекты.

\* \* \* \* \*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Yeh P. Introduction to photorefractive nonlinear optics. NY: Wiley Interscience, 1993. 410 p.
2. De Feo D., De Nicola S., Ferraro P., Maddalena P., Pierattini G. A Fourier-transform-based interferometric technique for measuring the elastic anisotropy of a nematic liquid crystal // Pure Appl. Opt. 1998. V. 7. P. 1301–1308.
3. Лявшук И.А., Ляликов А.М. Высокочувствительный интерференционно-голографический метод исследования прозрачных объектов с малыми поперечными размерами // ЖТФ. 2008. Т. 78. № 11. С. 72–76.
4. Dell'Anno F., De Siena S., Illuminati F. Multiphoton quantum optics and quantum state engineering // Phys. Rep. 2006. V. 428. № 2–3. P. 53–168.
5. De Nicola S., Ferraro P., Finizio A., De Natale P., Grilli S., Pierattini G. A Mach–Zehnder interferometric system for measuring the refractive indices of uniaxial crystals // Opt. Commun. 2002. V. 202. № 1–3. P. 9–15.
6. Optical Shop Testing / Edited by Malacara D. New Jersey: John Wiley & Sons, 2007. 862 p.
7. Born M., Wolf E. Principles of Optics. NY: Pergamon Press, 1986. 853 p.
8. Агашков А.В. Резонансная доменная фоторефрактивность в структуре жидкий кристалл–фотопроводящий ориентирующий слой // ЖТФ. 2010. Т. 80. № 2. С. 96–104.
9. Agashkov A.V., Kovalev A.A., Parka J. Effect of space charge transport on dynamic photorefractivity // Proc. SPIE. 2007. V. 6725. P. 672511-1–672511-8.