

Оптический журнал

Физическая оптика

DOI: 10.17586/1023-5086-2022-89-12-03-12

УДК 535.41

Двухлучевая интерферометрия с определённостью знака фазового сдвига

Александр Васильевич Агашков✉*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*a.agashkov@ifanbel.bas-net.by <https://orcid.org/0000-0002-2297-6990>

Аннотация

Предмет исследования. В рамках двухлучевой интерферометрии исследовалось направление сдвига интерференционных полос в зависимости от знака локального фазового сдвига, вносимого в одну из интерферирующих волн. **Цель работы.** Доказательство факта, что двухлучевая интерферометрия на основании одиночной интерферограммы позволяет однозначно получить знак фазового сдвига из направления сдвига интерференционной полосы. **Метод.** Расчёт положения интерференционных полос и их сдвига проведён на основе учёта фазовых распределений интерферирующих волн в плоскости наблюдения. Экспериментальная проверка полученных теоретических результатов проведена на интерферометре Маха–Цендера. В качестве объекта использовались две рядом расположенных подложки. На часть поверхности одной подложки был нанесён субволновой слой обычного материала, а второй — слой метаматериала. **Основные результаты.** Получены выражения, определяющие направление и величину смещения интерференционных полос в зависимости от знака и величины локального фазового сдвига в одной из двух интерферирующих волн с плоским или сферическим фронтом. На основании проведённых расчётов сформулированы строгие правила смещения интерференционных полос в зависимости от знака фазового сдвига. Результаты эксперимента на интерферометре Маха–Цендера с различными комбинациями пучков со сферическими и плоскими волновыми фронтами полностью подтвердили теоретические расчёты. **Практическая значимость.** Традиционные методы интерферометрии требуют значительных затрат времени и применения сложных экспериментальных процедур для определения знака фазового сдвига. Использование полученных в работе результатов позволяет получить знак внесённого локального фазового сдвига на основе одиночной интерферограммы без дополнительных затрат времени, что значительно упрощает методику исследования слоёв метаматериалов субволновой толщины.

Ключевые слова: двухлучевая интерферометрия, локальный фазовый сдвиг, сдвиг интерференционных полос, субволновой слой, отрицательный показатель преломления

Благодарность: работа выполнена при частичной финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф18АЗ-003).

Ссылка для цитирования: Агашков А.В. Двухлучевая интерферометрия с определённостью знака фазового сдвига // Оптический журнал. 2022. Т. 89. № 12. С. 3–12. <http://doi.org/10.17586/1023-5086-2022-89-12-03-12>

Коды OCIS: 260.3160, 160.3918, 310.6628.

1. ВВЕДЕНИЕ

Явление интерференции света широко используется при создании оптических приборов, применяемых для точного измерения различных физических величин. Для описания интерференционной картины в двухлуче-

вой интерферометрии используется классическое выражение [1]:

$$I(x, y) = I_1(x, y) + I_2(x, y) + \\ + [I_1(x, y)I_2(x, y)]^{1/2}g_{12}(\tau)\cos D\phi(x, y), \quad (1)$$

где $I_1(x, y)$ и $I_2(x, y)$ — интенсивности параллельно поляризованных, распространяющихся в одном направлении интерферирующих волн; (x, y) — координаты точки наблюдения; $\gamma_{12}(\tau)$ — комплексная степень когерентности; τ — временной сдвиг; $\Delta\phi(x, y)$ — фазовый сдвиг между волнами. В различных вариациях данное выражение приводится в многочисленных монографиях и научных публикациях. При анализе структуры интерференционных полос возникают трудности, связанные с проблемой неопределённости знака: вследствие чётного характера функции косинуса $\cos\Delta\phi = \cos(-\Delta\phi)$, знак фазового сдвига $\Delta\phi$ не может быть получен на основании одиночной интерферограммы без априорного знания [2–6]. В соответствии с обзорами, приведёнными в [2, 3, 6], для решения проблемы неопределённости знака предлагается ряд фазовых методов:

- Временное гетеродирование (включающее бегущие полосы).
- Пространственное гетеродирование (метод Фурье-преобразования и метод фазового сдвига пространственной несущей).
- Временной и пространственный фазовый сдвиг.

Все приведённые выше методы требуют значительных затрат времени, применения сложного оборудования, обеспечивающего высокую стабильность рабочих параметров, и, в принципе, регистрация многих интерферограмм. Так как измерения основаны на основе данных, полученных в последовательные моменты времени, то временная нестабильность снижает достоверность полученных результатов.

Для подтверждения реальности идеи отрицательного показателя преломления выполнено большое количество экспериментальных работ. Широко используемое применение R -, T -метода и его модификаций [7–12], основанных на измерении спектров отражения R и пропускания T , требует соответствия расчётной модели и исследуемого образца, что зачастую не вполне достоверно. В работе [13] показано, что неравноплечие интерферометры, например, однопроходный — Маха—Цендера или двухпроходный — Майкельсона, освещаемые когерентным точечным источником (сферический волновой фронт) или когерентным линейным источни-

ком (цилиндрический волновой фронт), позволяют однозначно определить знак фазового сдвига на основании одиночной интерферограммы.

Целью данной работы является доказательство факта, что двухлучевая интерферометрия на основании одиночной интерферограммы позволяет однозначно получить знак фазового сдвига из направления сдвига интерференционной полосы.

ФОРМИРОВАНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ В ПЛОСКОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ

Расчёт распределения фаз волн на плоскости наблюдения для всех перечисленных вариантов интерференции может быть произведён с помощью схем, представленных на рис. 1.

Интерферирующие волны поляризованы в плоскости, перпендикулярной плоскости рисунка (приближение скалярных волн). В соответствии с [14], скалярную волну можно представить в виде $E(r) = A(r)\exp[\phi(r)]$, где амплитуда волны A — действительная функция, медленно меняющаяся с изменением вектора положения r , фаза волны ϕ — действительная функция, а комплексный множитель $\exp[\phi]$ меняется быстро с изменением r . Центры падающих волн со сферической или цилиндрической симметрией находятся на оптической оси Z на расстоянии R_1 и R_2 от плоскости наблюдения (XY). Центры расходящихся волн находятся слева от плоскости наблюдения, а центры сходящихся волн находятся справа от плоскости наблюдения. Свет во всех случаях распространяется слева направо в области положительных значений координаты z . Для цилиндрических волн примем, что оси цилиндров перпендикулярны плоскости YZ (параллельны оси X). В результате интерференции двух сферических волн или сферической и плоской волны в плоскости наблюдения формируется колцевая структура. При интерференции двух цилиндрических волн или цилиндрической и плоской волны распределение интенсивности в плоскости наблюдения имеет линейную структуру.

В соответствии со схемой рис. 1а, если фаза волны в точке $r = 0$ равна $\phi_i(0)$, то распределение фаз расходящихся или сходящихся сфе-

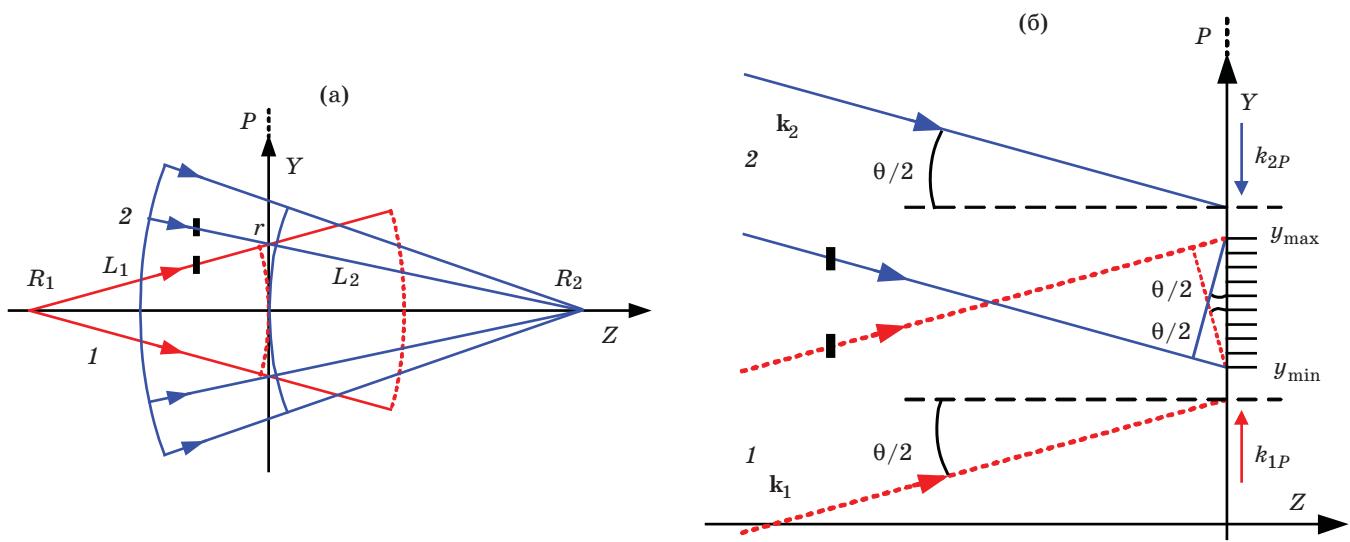


Рис. 1. Схематическое представление распространения интерферирующих волн 1 и 2: (а) две сферические (цилиндрические) волны, L_i ($i = 1, 2$) — расстояния от центра волн R_i до точки r в плоскости наблюдения P , $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ — расстояние от оси Z ; (б) две плоские волны. \mathbf{k}_i — волновые векторы, k_{ip} — проекции волновых векторов на плоскость наблюдения. Чёрные прямоугольники условно обозначают место, где локально сдвигается фаза волны

рических (цилиндрических волн) по радиусу r (в частности, по оси Y) в плоскости наблюдения равно

$$\varphi_i(r) = \pm k(L_i - R_i) + \varphi_i(0), \quad (1)$$

где индекс $i = 1, 2$ — номер волны, r — расстояние от оси Z в плоскости наблюдения, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны излучения. Знак “+” используется для расходящейся волны и означает рост фазы с ростом r . Знак “−”, используемый для сходящейся волны, означает уменьшение фазы с ростом r . Так как $L_i = (R_i^2 + r^2)^{1/2}$, то

$$\varphi_i(r) = \pm kR_i \left(\sqrt{1 + \frac{r^2}{R_i^2}} - 1 \right) + \varphi_i(0), \quad (2)$$

Применив стандартное приближение $[1 + (r/R_i)^2]^{1/2} \approx 1 + (r/R_i)^2/2$ при $r/R_i \rightarrow 0$, получаем

$$\varphi_i(r) = \pm k \frac{r^2}{2R_i} + \varphi_i(0). \quad (3)$$

Если одна из волн, падающая перпендикулярно плоскости наблюдения, является плоской волной, $R_i = \infty$, то её распределение фаз равно $\varphi_i(r) = \varphi_i(0)$.

Расчёт интерференции двух плоских волн производится на основании схемы, представленной на рис. 1б. Две плоские волны падают на плоскость наблюдения под углами $\theta_1 = \theta/2$ и $\theta_2 = -\theta/2$. Тогда проекция вектора первой волны на ось Y k_{1P} параллельна вектору y ($k_{1P} \uparrow\uparrow y$), а проекция вектора второй волны k_{2P} — антипараллельна ($k_{2P} \downarrow\downarrow y$). Распределение фаз в области регистрации $[y_{\max}, y_{\min}]$ равно

$$\varphi_1(y) = k(y - y_{\min}) \sin(\theta/2) + \varphi_1, \quad (4)$$

$$\varphi_2(y) = k(y_{\max} - y) \sin(\theta/2) + \varphi_2, \quad (5)$$

где $\varphi_1, \varphi_2 = \text{const}$, но, в общем случае, не равны друг другу. Интерференция двух плоских волн создаёт линейную структуру, перпендикулярную оси Y .

Две интерферирующие волны создают в плоскости наблюдения распределение интенсивности, максимумы интенсивности (яркие полосы) определяются условием

$$|\varphi_2(r_m) - \varphi_1(r_m)| = 2m\pi, \quad (6)$$

а минимумы интенсивности (тёмные полосы) возникают, когда

$$|\varphi_2(r_m) - \varphi_1(r_m)| = (2m + 1)\pi, \quad (7)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$. Значение r_m характеризует расстояние экстремумов (максимумов или минимумов) от оси Z в плоскости наблюдения.

Пусть в одну из волн, первую или вторую, вносится локальный фазовый сдвиг $\delta\phi = k\Delta P$, где ΔP — оптическая разность хода (OPD). Определим влияние знака фазового сдвига $\delta\phi$ на направление смещения интерференционных полос для ряда комбинаций интерферирующих волн. Для максимумов и минимумов интенсивности можно записать следующее условие:

если фазовый сдвиг $\delta\phi$ вносится в волну 1

$$\varphi_2(r_m) - \varphi_1(r_m) = \varphi_2(r'_m) - \varphi_1(r'_m) - \delta\phi, \quad (8a)$$

если фазовый сдвиг $\delta\phi$ вносится в волну 2

$$\varphi_2(r_m) - \varphi_1(r_m) = \varphi_2(r'_m) + \delta\phi - \varphi_1(r'_m), \quad (8b)$$

где r'_m — смещение полос интерференционной картины того же порядка m относительно оси Z из-за внесения фазового сдвига $\delta\phi$. Выражения (8a, 8b) используется далее в расчётах всех вариантов интерференции волн.

В любой точке r на плоскости наблюдения, в соответствии с выражением (3), приращение фазы расходящейся волны приблизительно равно $(1/R_i)$, а убывание фазы сходящейся волны — $-(1/R_i)$. Поэтому мы можем сгруппировать волны в следующем порядке (убывающая последовательность), представленном на рис. 2, где R_A, R_B, \dots, R_E — расстояния от центров интерферирующих волн до плоскости наблюдения. На схеме пары интерферирующих волн соединены стрелками, большему значению из последовательности соответствует R_1 , а меньшему соответствует R_2 . В соответствии с этим рассмотрим варианты интерференции двух волн в следующем порядке: расходящаяся волна — расходящаяся волна, расходящаяся волна — плоская волна, расходящаяся волна — сходящаяся волна, плоская волна — сходящаяся волна, сходящаяся волна — сходящаяся волна. Отдельно рассмотрим вариант плоская волна — плоская волна.

2.1. Интерферируют две расходящиеся волны $R_1 < R_2$

Волна 1 характеризуется большим приращением фазы с ростом r . Фазовый сдвиг $\delta\phi$ вно-

сится в волну 1, центр которой находится ближе к плоскости наблюдения, тогда

$$\varphi_1(r) = k \frac{r^2}{2R_1} + \delta\phi + \varphi_1(0). \quad (9)$$

Из выражений (3), (8a) и (9) после выполнения необходимых преобразований получаем

$$\begin{aligned} r'_m - r_m &= -\frac{2R_1R_2}{k(R_2 - R_1)(r'_m + r_m)} \delta\phi \approx \\ &\approx -\frac{R_1R_2}{k(R_2 - R_1)r_m} \delta\phi, \end{aligned} \quad (10)$$

т.к. $r'_m + r_m \approx 2r_m$.

Фазовый сдвиг $\delta\phi$ вносится в волну 2 ($R_2 > R_1$).

$$\varphi_2(r) = k \frac{r^2}{2R_2} + \delta\phi + \varphi_2(0). \quad (11)$$

Тогда

$$\begin{aligned} r'_m - r_m &= \frac{2R_1R_2}{k(R_2 - R_1)(r'_m + r_m)} \delta\phi \approx \\ &\approx \frac{R_1R_2}{k(R_2 - R_1)r_m} \delta\phi. \end{aligned} \quad (12)$$

Обобщенное выражение для правила смещения полос

$$r'_m - r_m = (-1)^i \frac{R_1R_2}{k(R_2 - R_1)r_m} \delta\phi, \quad (13)$$

где i — номер волны, в которую вносится фазовый сдвиг. Из выражения (13) следует, что если фазовый сдвиг $\delta\phi$ вносится расходящуюся волну 1, центр которой находится ближе к плоскости наблюдения ($R_1 < R_2$), то

$$\left. \begin{array}{l} r'_m < r_m, \delta\phi > 0, \\ r'_m > r_m, \delta\phi < 0 \end{array} \right\}, \quad (14)$$

а при внесении фазового сдвига в расходящуюся волну 2, центр которой находится дальше от плоскости наблюдения ($R_2 > R_1$)

$$\left. \begin{array}{l} r'_m > r_m, \delta\phi > 0, \\ r'_m < r_m, \delta\phi < 0 \end{array} \right\}. \quad (15)$$

2.2. Интерферируют расходящаяся волна 1 и плоская волна 2

В соответствии с рис. 2 волна 1 характеризуется большим приращение фазы с ростом r . Фазовый сдвиг $\delta\phi$ вносится в расходящуюся волну 1, тогда распределение фаз первой волны в плоскости наблюдения описывается выражением

$$\varphi_1(r) = -k \frac{r^2}{2R_1} + \delta\phi + \varphi_1(0). \quad (16)$$

Фазовый сдвиг $\delta\phi$ вносится в плоскую волну 2, тогда её распределение фаз в плоскости наблюдения имеет вид:

$$\varphi_2(r) = \delta\phi + \varphi_2(0). \quad (17)$$

В общем случае смещение интерференционных полос определяется следующим выражением:

$$r'_m - r_m = (-1)^i \frac{R_1}{kr_m} \delta\phi. \quad (18)$$

Знак смещения полос интерференционной картины расходящейся волны 1 и плоской волны 2 совпадает с правилом варианта 2.1, т.к. $R_2 = \infty$, $R_2 > R_1$.

2.3. Интерферируют расходящаяся волна 1 и сходящаяся волна 2

Расходящаяся волна 1 характеризуется большим приращение фазы с ростом r . Фазовый сдвиг $\delta\phi$ вносится в одну из волн, расходящуюся волну ($i = 1$) или в сходящуюся волну ($i = 2$). Смещение полос в данном случае равно

$$r'_m - r_m = (-1)^i \frac{R_1 R_2}{k(R_1 + R_2)r_m} \delta\phi, \quad (19)$$

Знак смещения полос интерференционной картины совпадает с правилом варианта 2.1.

2.4. Интерферируют плоская волна 1 и сходящаяся волна 2

Плоская волна 1 характеризуется меньшим убыванием фазы (фаза постоянна для всех значений r). Фазовый сдвиг $\delta\phi$ вносится в одну из волн, тогда

$$r'_m - r_m = (-1)^i \frac{R_1}{kr_m} \delta\phi. \quad (20)$$

Знак смещения интерференционных полос плоской и сходящейся волны совпадает с правилом варианта 2.1.

2.5. Интерферируют две сходящиеся волны, $R_1 > R_2$

Волна 1 характеризуется меньшим убыванием фазы с ростом r . Фазовый сдвиг $\delta\phi$ вносится в сходящуюся волну с центром в R_1 ($i = 1$) или в сходящуюся волну с центром в R_2 ($i = 2$). В результате

$$r'_m - r_m = (-1)^i \frac{R_1 R_2}{k(R_1 - R_2)r_m} \delta\phi. \quad (21)$$

Знак смещения полос интерференционной картины в случае двух сходящихся волн совпадает с правилом варианта 2.1.

Таким образом, предложенный выше порядок выбора пар интерферирующих волн оправдал себя. Все варианты правил для знака смещения полос совпадают. В соответствии с этим, изложенные выше правила смещения полос при интерференции двух волн обобщаются следующим образом: внесение локального положительного сдвига фазы в одну из волн, характеризуемую в плоскости наблюдения большим приращением или меньшим убыванием фазы с ростом r , приводит к сдвигу полос к оси Z (уменьшению радиусов). Внесение локального отрицательного сдвига фазы приводит к сдвигу полос от оси Z (увеличению радиусов). А для волны с меньшим приращением или большим

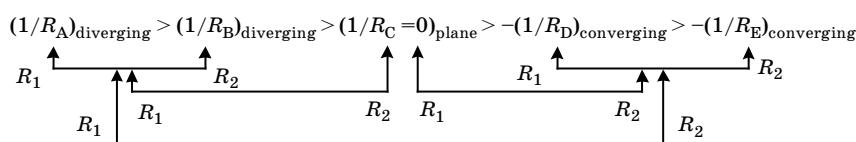


Рис. 2. Группировка волн в соответствии со скоростью изменения фазы в плоскости наблюдения

убыванием фазы с ростом r направление сдвига интерференционных полос противоположно.

2.6. Интерферируют две плоские волны, $\theta_1 = \theta/2$, $\theta_2 = -\theta/2$

Данный вариант интерференции двух волн наиболее интересен с практической точки зрения. Пусть фазовый сдвиг $\delta\phi$ вносится в волну 1 или 2. Соответствующие распределения фаз в плоскости наблюдения определяются выражениями

$$\varphi_1(y) = k(y - y_{\min}) \sin(\theta/2) + \delta\phi + \phi_1, \quad (22)$$

$$\varphi_2(y) = k(y_{\max} - y) \sin(\theta/2) + \delta\phi + \phi_2. \quad (23)$$

Используя выражения (4), (5), (8а), (8б), (22) и (23) получаем

$$y'_m - y_m = (-1)^i \frac{1}{2k \sin(\theta/2)} \delta\phi = (-1)^i p \frac{\delta\phi}{2\pi}, \quad (24)$$

где p — период интерференционной структуры.

Из выражения (24) следует, что если фазовый сдвиг $\delta\phi$ вносится в плоскую волну 1 ($k_{1P} \uparrow\downarrow y$), то

$$\left. \begin{array}{l} y'_m < y_m, \delta\phi > 0, \\ y'_m > y_m, \delta\phi < 0 \end{array} \right\}, \quad (25)$$

а при внесении фазового сдвига $\delta\phi$ в плоскую волну 2 ($k_{1P} \uparrow\downarrow y$)

$$\left. \begin{array}{l} y'_m > y_m, \delta\phi > 0, \\ y'_m < y_m, \delta\phi < 0 \end{array} \right\}. \quad (26)$$

Интересен также частный случай, когда $\theta_1 = \theta$, $\theta_2 = 0$. В этом случае

$$y'_m - y_m = (-1)^i \frac{1}{ks \in \theta} \delta\phi = (-1)^i p \frac{\delta\phi}{2\pi}, \quad (27)$$

а правило сдвига интерференционных полос остаётся прежним.

Таким образом, когда в одну из двух интерферирующих плоских волн вносят положительный фазовый сдвиг, то направление смещения полос противоположно направлению проекции её волнового вектора на плоскость наблюдения. При внесении отрицательного

фазового сдвига направление смещения полос совпадает с направлением проекции волнового вектора на плоскость наблюдения.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Для экспериментальной проверки полученных теоретических результатов могут быть использованы различные устройства на основе двухлучевой интерферометрии. Нами выбрана схема с интерферометром Маха–Цендера, позволяющая легко реализовать различные варианты, рассмотренные выше. Схема эксперимента приведена на рис. 3.

В качестве источника когерентного излучения S используется одномодовый Не–Не-лазер JDSU 1144Р с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм и с плоскостью поляризации, перпендикулярной плоскости рисунка. Его излучение последовательно проходит через расширитель пучка BE, интерферометр Маха–Цендера и затем попадает на цифровую камеру. При падении на интерферометр излучения точечного или линейного источника интерференционные полосы не локализованы, а существуют везде, где пучки перекрываются. За выходным светофильтром они действительные и наблюдаются на экране, а внутри интерферометра — мнимые. Изображение интерференционной картины, сформированной в плоскости наблюдения P , регистрируется на цифровой камере. Для пучков со сферическим волновым фронтом мы получаем кольцевое распределение интенсивности (closed-fringe interferogram), а для пучков с плоским волновым фронтом — линейное распределение интенсивности (open-fringe interferogram). Так как параметры экспериментальной установки не стабилизированы на высоком уровне, то положение интерференционных полос на разных интерферограммах может быть различным. Это не снижает достоверность полученных результатов, так как измерение смещения полос, вызванное внесением локального фазового сдвига, производится на основе одиночной интерферограммы.

Для проверки каждого варианта интерференции двух волн, рассмотренного в теоретической части работы, в плечи интерферометра вносятся соответствующие линзы, а исследуемый объект помещается в одно из плеч, что схематично представлено на рис. 3. Настройка

установки для регистрации кольцевых структур, образующихся при интерференции двух волн, когда хотя бы одна волна имеет сферический фронт (рис. 3а), довольно проста. Настройка установки для регистрации линейных структур, образующихся при интерференции двух плоских волн, требует особой тщательности. Для обеспечения контроля за пучками при настройке на входе интерферометра помещалась диафрагма диаметром 0,7 мм. Ход лучей должен соответствовать схеме рис. 3б, тогда эксперимент полностью

воспроизводит вариант 2.6 интерференции двух плоских волн. В эксперименте пучки на выходе интерферометра сходятся под углом около $2'$, что при диаметре пучков 16 мм обеспечивает перекрытие мнимых пучков внутри интерферометра. Следует иметь в виду, что при использовании стандартной схемы, когда пучки сходятся внутри интерферометра в плоскости объекта, а вне интерферометра расходятся, то лучи 1 и 2 перед объектом меняются местами. Данный факт следует учитывать при интерпретации направления смещения полос при локальном внесении фазового сдвига.

В качестве тестового объекта в эксперименте использованы две стеклянные пластины, расположенные рядом, как представлено на врезке рис. 3а. На часть поверхности одной из пластин нанесён слой ZrO_2 с геометрической толщиной $d_Z = 120$ нм, характеризуемый обычными оптическими свойствами. На часть поверхности второй пластины нанесена двухслойная пленка $Ag(25\text{ нм})/SiO_2(20\text{ нм})$ с суммарной геометрической толщиной $d_A = 45$ нм. Данные образцы характеризуются $|OPD| < \lambda/2$, что позволяет однозначно интерпретировать полученные экспериментальные результаты. Более подробно их описание приведено в работе [13]. Двухслойная пленка Ag/SiO_2 относится к классу планарных метаматериалов со структурой изолятор-металл-изолятор, свойства которых достаточно хорошо известны [15–19]. Проведённые ранее прямые измерения показали, что в широком диапазоне углов падения лазерного пучка с длиной волны излучения 632,8 нм данный образец характеризуется отрицательным показателем преломления [20, 21]. Для измерений использовалась экспериментальная установка на основе дифференциального поляризационного интерферометра [22].

Результаты эксперимента по подтверждению всех вариантов интерференции двух волн, рассмотренных в теоретической части работы, приведены на последующих рисунках. На каждой фотографии в верхней части отображён результат прохождения излучения лазера через слой, нанесённый на подложку, в нижней части излучение проходит только через подложку.

На рис. 4 представлены полосы, формируемые при интерференции двух волн со сфе-

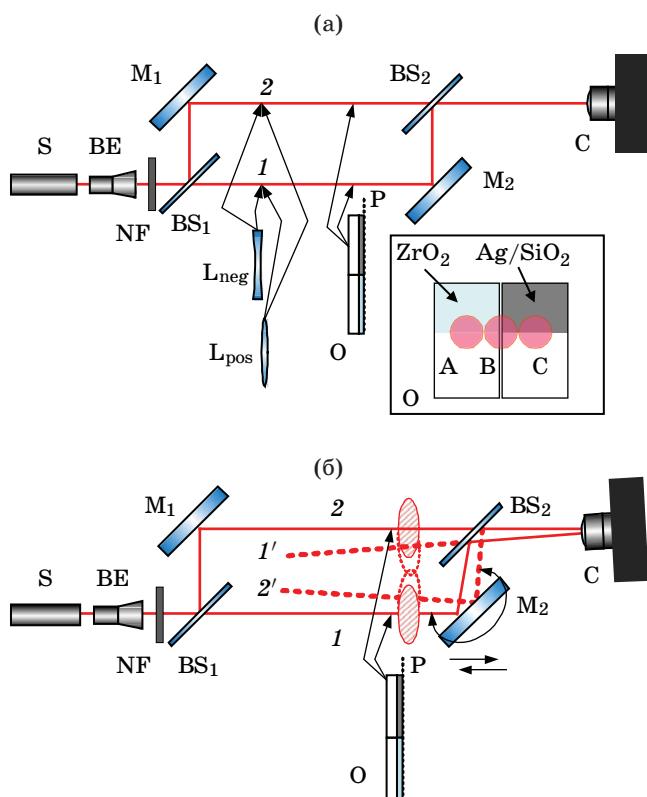


Рис. 3. Схема экспериментальной установки. (а) Регистрация кольцевых структур, на врезке схематически представлен объект наблюдения O , вид со стороны цифровой камеры; А, В и С — области, которые регистрируются на интерферограмме. (б) Регистрация линейных структур, 1' и 2' — мнимые пучки, эллипсы схематически представляют сечения мнимых пучков внутри интерферометра. S — источник когерентного излучения. BE — расширитель пучка, NF — нейтральные светофильтры, BS₁ и BS₂ — светоотделители, M₁ и M₂ — зеркала, L_{neg} и L_{pos} — отрицательная и положительная линзы, O — тестовый объект, Р — плоскость наблюдения, С — цифровая камера, 1 и 2 — номера интерферирующих пучков

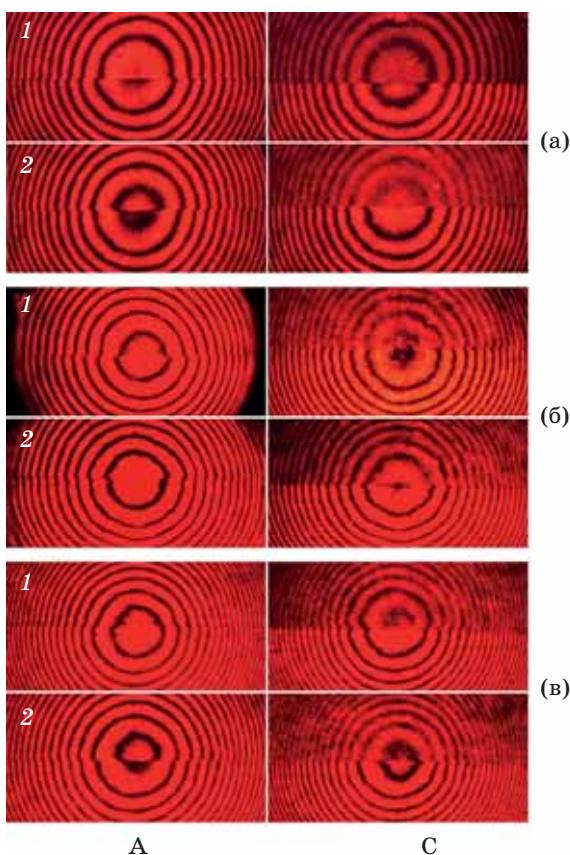


Рис. 4. Фрагменты интерферограмм: (а) интерферируют расходящаяся волна 1 и расходящаяся волна 2; (б) интерферируют расходящаяся волна 1 и сходящаяся волна 2; (в) интерферируют две сходящиеся волны. Цифры 1 или 2 обозначают плечо интерферометра, в котором устанавливается объект

рическими фронтами. Для формирования необходимых фронтов использованы линзы с фокальными расстояниями $F_1 = -2,5$ м и $F_2 = -4$ м (рис. 4а); $F_1 = -4$ м и $F_2 = 3$ м (рис. 4б); $F_1 = 3$ м и $F_2 = 1$ м (рис. 4в).

Как видно из рис. 4, экспериментально зарегистрированные смещения полос, обусловленные внесением локального фазового сдвига в одну из интерферирующих сферических волн, подтверждают соответствующие правила вариантов 2.1, 2.3 и 2.5.

Полосы, формируемые при интерференции расходящейся/сходящейся волны и плоской волны, представлены на рис. 5. Фронты волн формируется линзами с $F_1 = -4$ м (рис. 5а) и $F_2 = 3$ м (рис. 5б). Здесь также экспериментально зарегистрированные смещения полос подтверждают соответствующие правила вариантов 2.2 и 2.4.

Полосы, формируемые при интерференции двух плоских волн, представлены на рис. 6.

Экспериментальные результаты смещения полос при интерференции двух плоских волн подтверждают правило 2.6.

Таким образом, результаты экспериментальной проверки полностью подтвердили новый подход, который показал, что двухлучевая интерферометрия характеризуется определённостью знака фазового сдвига.

Измерения OPD плёнок ZrO_2 и Ag/SiO_2 , проведённые с помощью интерферограмм на рис. 6, дали следующие результаты: $\Delta P(\text{ZrO}_2) \approx 135$ нм,

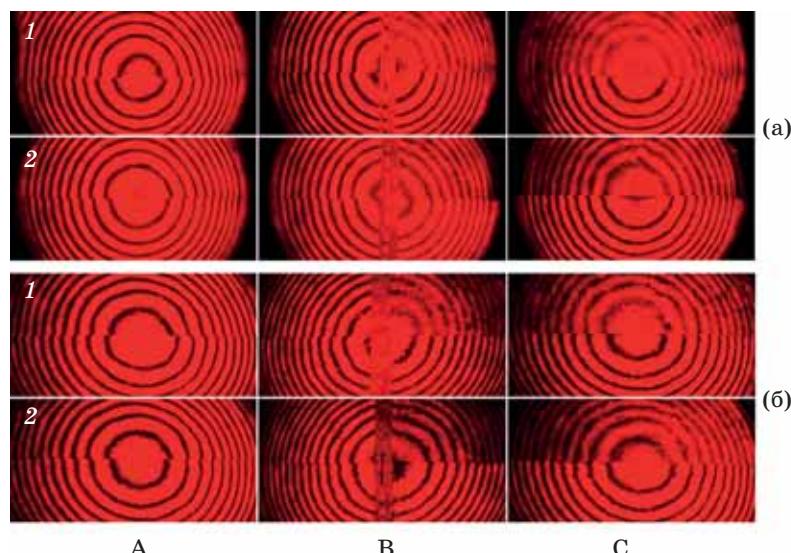


Рис. 5. Фрагменты интерферограмм: (а) интерферируют расходящаяся волна 1 и плоская волна 2; (б) интерферируют плоская волна 1 и сходящаяся волна 2

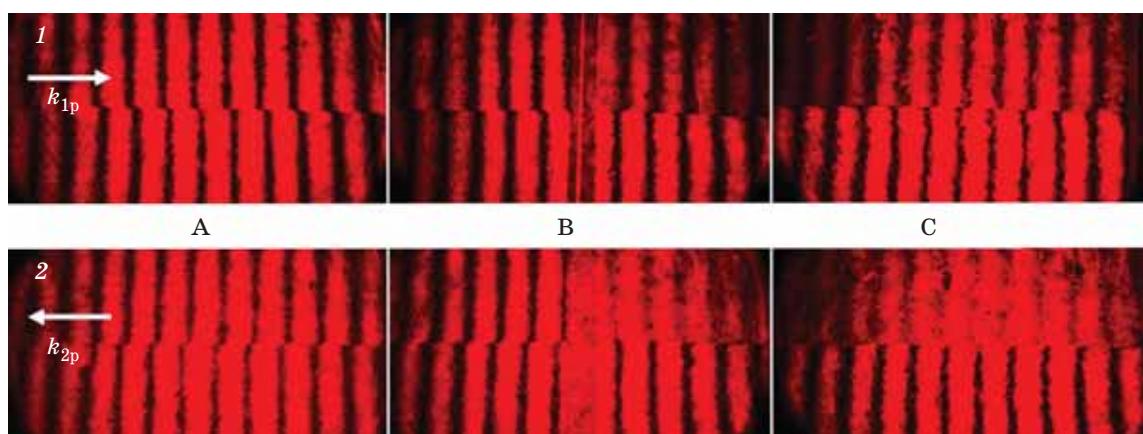


Рис. 6. Фрагменты интерферограмм: интерферируют две плоские волны

$\Delta P(\text{Ag}/\text{SiO}_2) \approx -160$ нм, что демонстрирует хорошее совпадение с результатами работы [13].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые показано, что двухлучевая интерферометрия характеризуется однозначными правилами смещения интерференционных полос в зависимости от знака вносимого локального фазового смещения.

Особый интерес с практической точки зрения представляет правило смещения полос при интерференции двух плоских волн, которое формулируется следующим образом: при внесении в одну из двух интерферирующих плоских волн положительного фазового сдвига направление смещения полос противоположно направлению проекции её волнового вектора на плоскость наблюдения. При внесении отрицательного фазового сдвига направление смещения полос совпадает с направ-

лением проекции волнового вектора на плоскость наблюдения.

Обобщённое правило для различных комбинаций интерферирующих волн со сферическими/цилиндрическими или плоскими фронтами утверждает следующее: внесение локального положительного фазового сдвига в волну, которая характеризуется максимальным увеличением или минимальным уменьшением фазы в некотором направлении в плоскости наблюдения, приводит к смещению структуры полос в противоположном направлении, а внесение локального отрицательного сдвига приводит к сдвигу структуры полос в том же направлении.

Полученные результаты устраниют «проблему неопределённости знака» в двухлучевой интерферометрии. Возможность определения знака внесённого локального фазового сдвига на основе одиночной интерферограммы значительно упрощает методику исследования слоёв метаматериалов субволновой толщины.

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
2. Rastogi P.K. Holographic interferometry. Berlin: Springer-Verlag, 1994. 329 р.
3. Kreis T. Handbook of holographic interferometry: Optical and digital methods. Weinheim: Wiley-VCH, 2005. 542 р.
4. Sirohi R.S. Optical methods of measurement: Wholefield techniques. N.Y.: CRC Press, 2009. 316 р.
5. Servin M., Quiroga J.A., Padilla J.M. Fringe Pattern analysis for optical metrology: Theory, algorithms, and applications. Weinheim: Wiley-VCH, 2014. 344 р.
6. Servín M., Kujawinska M., Padilla J.M. Modern fringe pattern analysis in interferometry // Handbook of Optical Engineering. Vol. 2 / Eds. D. Malacara, B.J. Thompson. N.Y.: CRC Press, 2018. P. 101–152.

7. Smith D.R., Schultz S., Markos P., Soukoulis C.M. Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. P. 195104–1951041–5. <http://doi.org/10.1103/PhysRevB.65.195104>.
8. Shalaev V.M., Cai W., Chettiar U.K. et al. Negative index of refraction in optical metamaterials // Opt. Lett. 2005. V. 30. № 24. P. 3356–3358. <http://doi.org/10.1364/OL.30.003356>.
9. Cai W., Chettiar U.K., Yuan H.-K. et al. Metamagnetics with rainbow colors // Opt. Express. 2007. V. 15. № 6. P. 3333–3341. <http://doi.org/10.1364/OE.15.003333>.
10. Chettiar U.K., Kildishev A.V., Yuan H.-K. et al. Dual-band negative index metamaterial: double negative at 813nm and single negative at 772nm // Opt. Lett. 2007. V. 32. № 12. <http://doi.org/10.1364/OL.32.001671>.
11. Xiao S., Drachev V.P., Kildishev A.V. et al. Loss-free and active optical negative-index metamaterials // Nature. 2010. V. 466. P. 735–738. <http://doi.org/10.1038/nature09278>.
12. Grahn P., Shevchenko A., Kaivola M. Interferometric description of optical metamaterials // New J. Phys. 2013. V. 15. P. 113044–113044–13. <http://doi.org/10.1088/1367-2630/15/11/113044>.
13. Agashkov A. Two-beam interferometry for characterizing subwavelength layers with a negative optical path length // Opt. Commun. 2020. V. 462. P. 125306–125306–4. <http://doi.org/10.1016/j.optcom.2020.125306>.
14. Goodman J.W. Introduction to Fourier optics. New York: McGraw-Hill, 1996. 441 p.
15. Fang N., Lee H., Sun C., Zhang X. Subdiffraction-limited optical imaging with a silver superlens // Science. 2005. V. 308. P. 534–537. <http://doi.org/10.1126/science.1108759>.
16. Wangberg R., Elser J., Narimanov E.E., Podolskiy V.A. Nonmagnetic nanocomposites for optical and infrared negative-refractive-index media // J. Opt. Soc. Am. B. 2006. V. 23. P. 498–505. <http://doi.org/10.1364/JOSAB.23.000498>.
17. Dionne J.A., Verhagen E., Polman A., Atwater H.A. Are negative index materials achievable with surface plasmon waveguides? A case study of three plasmonic geometries // Opt. Express. 2008. V. 16. № 23. P. 19001–19017. <http://doi.org/10.1364/OE.16.019001>.
18. Pastuszczak A., Stolarek M., Kotyński R. Engineering the point spread function of layered metamaterials // Opto-Electron. Rev. 2013. V. 21. № 4. P. 355–366. <http://doi.org/10.2478/s11772-013-0106-6>.
19. Ott P., Al Shakhs M.H., Lezec H.J., Chau K.J. Flat lens criterion by small-angle phase // Opt. Express. 2014. V. 22. № 24. P. 29340–29355. <http://doi.org/10.1364/OE.22.029340>.
20. Agashkov A., Belyi V., Binhusain M.A., Kazak N., Agabekov V., Khilo N. Negative phase shift in a layered metal-dielectric structure: theory and experiment // 9th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics (METAMATERIALS). 7–12 Sept. 2015. P. 592–594. <http://doi.org/10.1109/MetaMaterials.2015.7342597>.
21. Агашков А.В., Казак Н.С. Применение дифференциального поляризационного интерферометра для измерения оптической длины пути в тонких слоях метаматериалов с потерями на отражение и поглощение // Приборы и техника эксперимента. 2019. № 4. С. 84–88. <http://doi.org/10.1134/S0032816219040013>.
22. Agashkov A.V., Kazak N.S., Agabekov V.E., Alshammari M.S.O, Binhusain M.A. Differential polarization interferometer // Patent US 9778019. 2017.

АВТОР

Александр Васильевич Агашков — канд. физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник, Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, 220072, Минск, Беларусь, Scopus ID: 55939281300, <https://orcid.org/0000-0002-2297-6990>, a.agashkov@ifanbel.bas-net.by

AUTHOR

Alexander V. Agashkov — PhD, leading scientific researcher, Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, 220072, Minsk, Belarus, Scopus ID: 55939281300, <https://orcid.org/0000-0002-2297-6990>, a.agashkov@ifanbel.bas-net.by