

УДК 535.512+535.854

ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ФАЗЫ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

В. А. Андреев, К. В. Индукаев¹, А. В. Тавров²

Проведен анализ структуры фазы, возникающей у светового луча при прохождении объектного плеча интерферометра. Ее величина определяется длиной пути, пройденного объектным лучом, тем, насколько его траектория выходит из плоскости, и свойствами поверхностей, от которых он отражается при прохождении своей траектории, т.е. является суммой линейной фазы, фазы Рывова–Владимирского и фазы Френеля. Каждая из этих фаз определяет свою характеристику исследуемого объекта: его высоту, ориентацию и оптические свойства его поверхности. Найден метод, позволяющий разделять вклады отдельных составляющих в общую фазу, и тем самым определять отвечающие им параметры объекта. Приведены явные формулы для случая, когда изучаемый объект является изотропным. Прибор, основанный на использовании такого подхода, сочетает в себе свойства профилометра и эллипсометра.

Данная работа посвящена анализу тех возможностей, которые возникают при использовании топологических фаз в интерферометрии. Большинство изложенных здесь результатов было получено в 1995 – 1996 годах. Они частично были опубликованы в виде материалов различных конференций [1 – 3] и на их основе был оформлен патент [4], но в систематическом изложении в виде журнальной статьи эти материалы никогда не

¹Лаборатория АМФОРА.

²Институт структурной макрокинетики РАН.

публиковались. Поскольку мы продолжаем наши исследования в данной области, нам представляется целесообразным дать полный и подробный вариант этих результатов.

Топологические фазы возникают во многих областях физики и имеют различный физический смысл. В оптике наиболее распространены фазы Рытова–Владимирского φ_{RV} [5, 6] и Панчарантнама φ_P [7].

Фаза Панчарантнама φ_P возникает в том случае, когда поляризация луча, двигающегося по оптической системе, меняется циклическим образом, так что соответствующая ей точка на сфере Пуанкаре описывает замкнутый контур. В этом случае начальное и конечное состояния света будут отличаться на фазу φ_P , величина которой определяется значением телесного угла, опирающегося на контур, который описала точка на сфере Пуанкаре.

Фаза Рытова–Владимирского имеет чисто геометрическую природу. Для ее описания, аналогично сфере Пуанкаре, вводят сферу направлений и откладывают на ней траекторию луча, проходящего через оптическую систему [8]. В случае, когда направления входящего и выходящего лучей совпадают, эта траектория имеет вид замкнутого контура. Изменение поляризации луча определяется как величиной телесного угла, опирающегося на такой контур, так и его исходной поляризацией.

Рассмотрим какой-либо интерферометр, в котором входящий луч разделяется на два, каждый из которых идет по своему плечу. После прохождения своих путей лучи попадают на детектор, где интерферируют друг с другом. Интерференционная картина определяется разностью фаз $\Delta\varphi$ этих лучей. При этом величина $\Delta\varphi$ складывается из нескольких отдельных фаз $\Delta\varphi_i$, каждая из которых обусловлена своей конкретной причиной

$$\Delta\varphi = \sum_i \Delta\varphi_i. \quad (1)$$

Наблюдая одну интерференционную картину, можно определить суммарный сдвиг фаз $\Delta\varphi$, но нельзя выделить из него отдельные слагаемые. А именно эти слагаемые и несут в себе информацию о свойствах элементов, образующих интерферометр. Этими характеристиками могут быть как оптические, так и геометрические параметры. В данной работе мы обсудим методы выделения некоторых типов слагаемых $\Delta\varphi_i$ из суммы (1).

Пусть мы имеем интерферометр, который используется как профилометр. Это может быть интерферометр Линника, но конкретная схема в данный момент не важна.

Исследуемый образец помещается в объектное плечо прибора. При работе с интерферометром в обычном режиме предполагается, что поверхность образца имеет ступенчатую структуру, причем поверхность каждой ступеньки горизонтальна. Предполагается также, что при отражении света от поверхности никакого дополнительного сдвига фаз не происходит. В этом случае разность фаз опорного и объектного лучей определяется только разностью хода этих лучей. Мы будем называть ее линейной разностью фаз $\Delta\varphi_L$.

Предположим, что нам не известна ни форма поверхности образца, ни материал, из которого он сделан. В этом случае разность фаз имеет более сложную структуру. К той разности фаз, которая возникает за счет разности хода, добавляется сдвиг фаз, возникающий при отражении объектного луча от поверхности исследуемого объекта. Величина этой дополнительной фазы определяется коэффициентами Френеля материала, из которого сделан объект, поэтому мы будем называть ее фазой Френеля (Φ) $\Delta\varphi_F$.

Поверхность образца может иметь более сложную структуру, чем ранее предполагалось. В этом случае мы аппроксимируем ее не горизонтальными, а наклонными площадками, каждая из которых характеризуется своим центром и ориентацией. Ориентацию площадки будем задавать нормалью к этой площадке. Отражаясь от такой наклонной площадки, объектный луч выходит из плоскости, в которой он двигался вместе с опорным лучом. В результате, при совмещении на детекторе между этими лучами возникает дополнительная разность фаз – фаза Рытова–Владимирского (РВ) $\Delta\varphi_{RV}$.

Таким образом, в данном случае сумма (1) содержит три слагаемых

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_L + \Delta\varphi_F + \Delta\varphi_{RV}. \quad (2)$$

При этом линейная фаза $\Delta\varphi_L$ характеризует положение центра наклонной площадки, фаза Рытова–Владимирского $\Delta\varphi_{RV}$ – ее ориентацию, а фаза Френеля $\Delta\varphi_F$ – материал, из которого она сделана.

В данной работе мы опишем процедуру, позволяющую разделить эти фазы и тем самым определить параметры площадки, к которой они относятся.

Отметим еще один важный момент. Когда интерферометр работает в режиме профилометра, то предполагается, что оптические характеристики поверхности, т.е. ее коэффициенты Френеля, известны, и ищется ее геометрия. Если же интерферометр работает в режиме эллипсометра, то наоборот, исходят из того, что геометрия поверхности известна, а ищут ее оптические характеристики. Процедура, которую мы

предлагаем, позволяет совместить в одном приборе возможности как профилометра, так и эллипсометра.

Взаимодействие поляризованного света с поверхностью. Непосредственно измеряемой величиной является суммарная фаза $\Delta\varphi$ в (2). Получим выражения для ее составляющих. Для этого введем лабораторную систему координат XYZ и сорентируем интерферометр так, чтобы объектный луч света, падая на изучаемую поверхность, двигался в отрицательном направлении оси Z. Пусть этот свет является поляризованным, тогда его состояние описывается вектором Джонса

$$l = \begin{pmatrix} l_x \\ l_y \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где l_x, l_y – проекции вектора поляризации соответственно на оси X и Y лабораторной системы координат. Взаимодействие поляризованного света с объектом описывается матрицей Джонса

$$R = \begin{pmatrix} R_{pp} & R_{ps} \\ R_{sp} & R_{ss} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Эта матрица описывает преобразования p - и s -компонент луча, т.е. той компоненты, которая лежит в плоскости падения и которая ортогональна этой плоскости. Поэтому, прежде чем действовать на состояние (3) матрицей (4), мы должны преобразовать его к p - и s -компонентам

$$\begin{pmatrix} l_p \\ l_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \xi & \sin \xi \\ -\sin \xi & \cos \xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_x \\ l_y \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Найдем как меняется поляризация объектного луча при отражении от поверхности, характеризуемой матрицей Джонса (4):

$$\begin{pmatrix} l'_x \\ l'_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \xi & -\sin \xi \\ \sin \xi & \cos \xi \end{pmatrix} R \begin{pmatrix} \cos \xi & \sin \xi \\ -\sin \xi & \cos \xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_x \\ l_y \end{pmatrix} = R(\xi) \begin{pmatrix} l_x \\ l_y \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Матрица $R(\xi)$ имеет вид:

$$R(\xi) = \begin{pmatrix} R(\xi)_{xx} & R(\xi)_{xy} \\ R(\xi)_{yx} & R(\xi)_{yy} \end{pmatrix},$$

где

$$R(\xi)_{xx} = \cos^2 \xi R_{pp} - \sin \xi \cos \xi (R_{ps} + R_{sp}) + \sin^2 \xi R_{ss}, \quad (7)$$

$$R(\xi)_{xy} = \cos^2 \xi R_{ps} + \sin \xi \cos \xi (R_{pp} - R_{ss}) - \sin^2 \xi R_{sp},$$

$$R(\xi)_{yx} = \cos^2 \xi R_{sp} + \sin \xi \cos \xi (R_{pp} - R_{ss}) - \sin^2 \xi R_{ps},$$

$$R(\xi)_{yy} = \cos^2 \xi R_{ss} + \sin \xi \cos \xi (R_{ps} + R_{sp}) + \sin^2 \xi R_{pp}.$$

Поясним геометрический смысл угла ξ . Для этого рассмотрим наклонную площадку, на которую падает объектный луч (рис. 1). Вектор e_n , нормальный к этой поверхности, в лабораторной системе координат имеет вид

$$e_n = \begin{pmatrix} \cos \xi \sin \eta \\ \sin \eta \cos \eta \\ \cos \eta \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Здесь η – угол между нормалью e_n и осью Z , а ξ – угол между проекцией вектора e_n на плоскость XY и осью X .

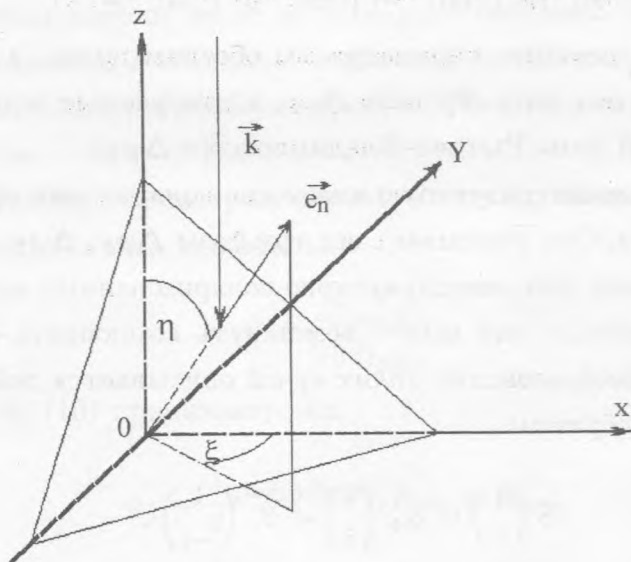


Рис. 1. Схема лучей, падающих и отраженных от элементарной площадки на поверхности исследуемого объекта.

Направление движения падающего луча задается вектором

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

а отраженному лучу соответствует вектор

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} \cos \xi \sin 2\eta \\ \sin \xi \sin 2\eta \\ \cos 2\eta \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Элементы матрицы $R(\xi)$ характеризуют изучаемый объект, его ориентацию в лабораторной системе координат и оптические свойства поверхности. Чтобы определить их, можно произвести четыре независимых измерения, выбирая два положения поляризатора и два положения анализатора. Измеряя каждый раз фазу и амплитуду электрического поля света, получим восемь вещественных параметров. Элементы матрицы $R(\xi)$ зависят от девяти параметров: угла ξ и четырех комплексных матричных элементов матрицы Джонса R (4):

$$\{|R_{pp}|, \delta_{pp}, |R_{ps}|, \delta_{ps}, |R_{sp}|, \delta_{sp}, |R_{ss}|, \delta_{ss}, \xi\}. \quad (11)$$

Проблему измерения девятого параметра мы обсудим позже, а пока отметим, что параметры (11) определяют фазу Френеля $\Delta\varphi_F$, а измеряемые величины зависят еще от линейной фазы $\Delta\varphi_L$ и фазы Рытова-Владимирского $\Delta\varphi_{RV}$.

Введем матрицу S , характеризующую изменение поляризации объектного луча при прохождении всего плеча. Она учитывает все три фазы $\Delta\varphi_F$, $\Delta\varphi_L$, $\Delta\varphi_{RV}$. Пусть в интерферометр входит право- или левозакрученно поляризованный луч света. После прохождения объектного плеча у него может возникнуть компонента с противоположной поляризацией. Общее преобразование таких лучей описывается действием матрицы S на вектор l следующим образом:

$$\begin{aligned} S \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} &= \alpha_+ \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} + \beta_+ \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}, \\ S \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} &= \alpha_- \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} + \beta_- \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (12)$$

Коэффициенты α_{\pm} , β_{\pm} имеют вид:

$$\alpha_+ = \frac{1}{2} e^{\Delta\varphi_L + \Delta\varphi_{RV}} (R_{PP} + R_{SS} + i(R_{PS} - R_{SP})),$$

$$\begin{aligned}\alpha_- &= \frac{1}{2} e^{\Delta\varphi_L - \Delta\varphi_{RV}} (R_{PP} + R_{SS} - i(R_{PS} - R_{SP})), \\ \beta_+ &= \frac{1}{2} e^{\Delta\varphi_L - \Delta\varphi'_{RV}} e^{2i\xi} (R_{PP} - R_{SS} + i(R_{PS} + R_{SP})), \\ \beta_- &= \frac{1}{2} e^{\Delta\varphi_L - \Delta\varphi'_{RV}} e^{-2i\xi} (R_{PP} - R_{SS} - i(R_{PS} + R_{SP})).\end{aligned}\quad (13)$$

Здесь $\Delta\varphi_L$ – линейная фаза, которую приобретает объектный луч, проходя свое плечо. Эта фаза не зависит от поляризации, поэтому во всех четырех коэффициентах (13) она одинакова. Фаза $\Delta\varphi_{RV}$ – это обычная фаза Рытова–Владимирского, возникающая у компоненты с той поляризацией, которая изначально присутствовала в луче. А $\Delta\varphi'_{RV}$ – это аналог фазы РВ, которая возникает у той компоненты объектного луча, которой не было первоначально, но которая появилась после отражения от исследуемого объекта.

Элементы матрицы S – это те величины, которые непосредственно находятся из измерений. Наша задача состоит в том, чтобы выразить характеристики (11) объекта через эти измеряемые величины. Очевидно, что в общем случае это невозможно, поскольку непосредственно измеряется восемь вещественных параметров, а неизвестных величин – девять. Позже мы обсудим возможности проведения независимого девятого измерения, сейчас же лишь отметим, что существует большой класс веществ, для которых матрица Джонса зависит не от восьми, а от меньшего числа параметров. К их числу относятся, например, изотропные вещества, их матрицы Джонса диагональны. Для них такая задача решается наиболее просто. В следующем разделе мы рассмотрим именно такие объекты.

Изотропные объекты. Рассмотрим случай, когда изучаемый объект является изотропным. Его матрица Джонса диагональна

$$R = \begin{pmatrix} R_{PP} & 0 \\ 0 & R_{SS} \end{pmatrix}.\quad (14)$$

Коэффициенты $\alpha_{\pm}, \beta_{\pm}$ (10) принимают вид:

$$\begin{aligned}\alpha_+ &= \frac{1}{2} e^{\Delta\varphi_L + \Delta\varphi_{RV}} (R_{PP} + R_{SS}), \\ \alpha_- &= \frac{1}{2} e^{\Delta\varphi_L - \Delta\varphi_{RV}} (R_{PP} + R_{SS}), \\ \beta_+ &= \frac{1}{2} e^{\Delta\varphi_L - \Delta\varphi'_{RV}} e^{2i\xi} (R_{PP} - R_{SS}), \\ \beta_- &= \frac{1}{2} e^{\Delta\varphi_L - \Delta\varphi'_{RV}} e^{-2i\xi} (R_{PP} - R_{SS}).\end{aligned}\quad (15)$$

Отсюда видно, что для изотропных объектов пары коэффициентов α_+ , α_- и β_+ , β_- отличаются между собой только фазой. Эти условия можно принять за критерий изотропности изучаемого объекта.

Уравнения (15) можно решить и найти выражения для элементов матрицы Джонса (11) и угла ξ через измеряемые величины α_{\pm} , β_{\pm}

$$R_{PP} = e^{-i\Delta\varphi_L}(\sqrt{\alpha_+\alpha_-} + \sqrt{\beta_+\beta_-}), \quad R_{SS} = e^{-i\Delta\varphi_L}(\sqrt{\alpha_+\alpha_-} - \sqrt{\beta_+\beta_-}), \quad (16)$$

$$e^{2i\Delta\varphi_{RV}} = \frac{\alpha_+}{\alpha_-}, \quad e^{2i\Delta\varphi'_{RV}-4i\xi} = \frac{\beta_-}{\beta_+}. \quad (17)$$

Фазы РВ $\Delta\varphi_{RV}$, $\Delta\varphi'_{RV}$ являются функциями углов ξ и η , задающих ориентацию локальной площадки поверхности объекта. Явный вид этой зависимости определяется оптической схемой конкретного интерферометра. При этом могут возникнуть две различные ситуации: 1) в случае, когда уравнения (17) функционально независимы, их можно рассматривать как систему для определения углов ξ и η ; 2) если же уравнения (17) функционально зависимы или же вообще не содержат угла η , то с их помощью можно определить только угол ξ . В этом случае для нахождения угла η следует воспользоваться законом Снеллиуса и формулами Френеля для коэффициентов R_{PP} , R_{SS} :

$$n_0 \sin \eta_0 = n_1 \sin \eta_1, \quad (18)$$

$$R_{PP} = \frac{n_1 \cos \eta_0 - n_0 \cos \eta_1}{n_1 \cos \eta_0 + n_0 \cos \eta_1},$$

$$R_{SS} = \frac{n_0 \cos \eta_0 - n_1 \cos \eta_1}{n_0 \cos \eta_0 + n_1 \cos \eta_1}.$$

Здесь n_0 и $\eta_0 = \eta$ – показатель преломления и угол падения в среде, где движется луч света, а n_1 и η_1 – показатель преломления и угол преломления внутри объекта. Мы считаем, что n_0 нам известен. Из формул (18) получаем:

$$n_1 = n_0 \sqrt{\frac{(1 - R_{SS})(1 + R_{PP})}{(1 + R_{SS})(1 - R_{PP})}}, \quad (19)$$

$$\sin \eta_0 = \sqrt{\frac{(1 - R_{SS})(R_{PP} + R_{SS})}{2R_{SS}(1 - R_{PP})}}. \quad (20)$$

Показатель преломления n_1 внутри образца может быть комплексным, но угол η_0 – вещественный. Введем обозначения

$$(\sqrt{\alpha_+\alpha_-} + \sqrt{\beta_+\beta_-}) = M_+ e^{i\beta_+}, \quad (21)$$

$$(\sqrt{\alpha_+\alpha_-} - \sqrt{\beta_+\beta_-}) = M_- e^{i\delta_-}.$$

Здесь M_+ , M_- – модули величин $e^{i\Delta\varphi_L} R_{PP}$, $e^{i\Delta\varphi_L} R_{SS}$, а δ_+ , δ_- – их фазы.

Используя обозначения (21), условие вещественности выражения (20) можно записать в виде

$$(M_+^2 - M_-^2) \sin(\beta_- - \Delta\varphi_L) + (M_+ - M_+ M_-^2) \sin(\beta_- - \beta_+) = 0. \quad (22)$$

Условие (22) следует понимать как уравнение для фазы $\Delta\varphi_L$.

Таким образом, линейная фаза $\Delta\varphi_L$ и фаза РВ $\Delta\varphi_{RV}$ выражаются через измеряемые величины α_{\pm} , β_{\pm} с помощью соотношений (22), (17). Соотношения (17), (20) позволяют определить углы ξ и η , а формулы (16) дают элементы матрицы Джонса. Таким образом, полная система уравнений, выражающая параметры изучаемого объекта через измеряемые величины, состоит из уравнений (16), (17), (19), (20), (22). И решать ее следует, начиная с уравнения (22), определяя линейную фазу $\Delta\varphi_L$.

Примеры расчета фазы РВ $\Delta\varphi_{RV}$ для конкретных оптических систем. Рассмотрим два варианта интерферометра Майкельсона, оптические схемы которых отличаются тем, что в одну из них добавлены фокусирующие линзы. Это приводит к тому, что в одном из интерферометров лучи света в пучке параллельны друг другу, а во втором они образуют сходящийся и расходящийся пучок. В первом случае фаза РВ $\Delta\varphi_{RV}$ зависит только от угла ξ , а во втором от обоих углов ξ и η .

Принципиальные схемы интерферометров Майкельсона изображены на рис. 2, 3. Схема на рис. 2 содержит источник излучения I , полупрозрачное зеркало BS, линзу L , опорное зеркало M и исследуемую поверхность S в фокусе линзы. Линза L преобразует наклонный луч, отраженный от исследуемой поверхности S , в луч, параллельный лучу, падающему на эту поверхность.

Прибор содержит детектор D , на котором происходит смешивание пучков света из разных каналов.

Вектор \mathbf{k} , задающий направление луча света, будем описывать с помощью сферической системы координат, т.е. с помощью углов η, ξ . Угол η отсчитывается от положительного направления оси Z , а угол ξ – есть угол между проекцией вектора \mathbf{k} на плоскость XY и положительным направлением оси X в направлении против часовой стрелки.

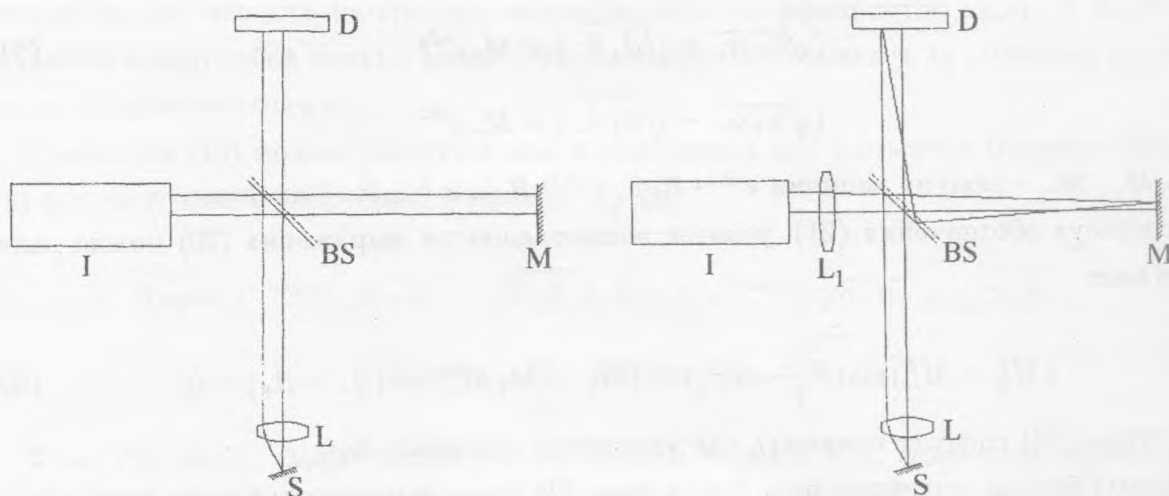


Рис. 2. Принципиальная схема интерферометра Майкельсона с параллельным ходом лучей.

Рис. 3. Принципиальная схема интерферометра Майкельсона с наклонным ходом лучей.

Ось Z направлена слева направо вдоль луча, выходящего из источника I , ось X лежит в плоскости зеркала M и направлена вверх, к детектору D , а ось Y перпендикулярна плоскости рисунка.

Изучаемая поверхность S представляет собой плоскую площадку. Вектор \mathbf{n} , нормальный к ней, имеет вид

$$\mathbf{n} = (\sin \eta_s \sin \xi_s, \sin \eta_s \cos \xi_s, \cos \eta_s). \quad (23)$$

На эту площадку падает луч с вектором направления

$$\mathbf{k}_1 = (-1, 0, 0). \quad (24)$$

От площадки отражается луч

$$\mathbf{k}_2 = (\sin 2\eta_s \sin \xi_s, \sin 2\eta_s \cos \xi_s, \cos 2\eta_s). \quad (25)$$

Проходя затем через линзу L , он преобразуется в луч

$$\mathbf{k}_3 = (1, 0, 0), \quad (26)$$

который затем попадает на детектор. Там он интерферирует с тем лучом из опорного пучка, который попадает в ту же самую точку детектора D . Отметим, что этот опорный луч возникает в результате деления на полупрозрачном зеркале BS другого луча, а не того, из которого получился объектный луч. При этом предполагается, что все лучи лазерного пучка параллельны и когерентны друг другу. Это связано с тем, что объектные лучи движутся по неплоскому контуру, а опорные – по плоскому. Откладывая направления этих лучей на сфере направлений, можно вычислить фазу Рытова–Владимирского, соответствующую изучаемой поверхности S . В случае, когда эти лучи левополяризованные, получаем [9]

$$\varphi_{RV} = 2\xi. \quad (27)$$

В случае схемы рис. 2 фаза Рытова–Владимирского зависит только от одного угла ξ . Смысл этого результата состоит в том, что при изменении угла η плоскость, в которой движется луч (24) – (26) не меняется, а значит не меняется и фаза φ_{RV} . Непосредственно это связано с тем, что в данном случае параллельный пучок лучей остается параллельным и после прохождения оптической системы.

Схема рис. 3 отличается от схемы рис. 2 тем, что в нее добавлена линза L_1 . Благодаря этому плоский пучок преобразуется в сферический. В работе [10] была вычислена фаза Рытова–Владимирского для такого интерферометра, с той лишь разницей, что в нем вместо наклонной поверхности S присутствовало плоское зеркало M_2 , расположенное перпендикулярно оси X . Соответствующая фазовая поверхность описывается уравнением

$$\Delta\varphi_{RV}^I(\eta, \xi) = 4\arctan\left(\sqrt{\tan(Q_1 + Q_2)\tan(-Q_1 + Q_2)\tan^2(Q_1)}\right) + \quad (28)$$

$$+ 4\arctan\left(\sqrt{\tan(Q'_1 + Q'_2)\tan(-Q'_1 + Q'_2)\tan^2(Q'_1)}\right),$$

где

$$Q_1 = \frac{1}{4}\arccos(-\sin 2\eta \cos \xi + \sin^2 \eta \sin^2 \xi),$$

$$Q_2 = \frac{1}{2}\arccos\left(\frac{\sin \eta \cos \xi + \sin \eta \sin \xi \tan \xi - \cos \eta}{\sqrt{2 + \tan^2 \xi}}\right),$$

$$Q'_1 = \frac{1}{4}\arccos(\sin 2\eta \cos \xi + \sin^2 \eta \sin^2 \xi),$$

$$Q'_2 = \frac{1}{2} \arccos \left(\frac{\sin \eta \cos \xi + \sin \eta \sin \xi \tan \xi + \cos \eta}{\sqrt{2 + \tan^2 \xi}} \right).$$

В нашем случае в схеме вместо зеркала M_2 присутствует наклонная поверхность S , вклад в полную фазу Рытова-Владимирского $\Delta\varphi_{RV}^T(\eta, \xi)$ от этой поверхности равен (27). Предположим, что угол η_s в векторе (23) мал, в этом случае полная фаза Рытова-Владимирского $\Delta\varphi_{RV}^T(\eta, \xi)$ схемы рис. 3 просто равна сумме фаз (23) и (28)

$$\Delta\varphi_{RV}^T(\eta, \xi) = \Delta\varphi_{RV}^I(\eta, \xi) + 2\xi. \quad (29)$$

Она зависит как от угла ξ , так и от угла η .

В данной работе при вычислениях существенным образом использовался тот факт, что опорный и объектный лучи, попадающие в одну и ту же точку детектора, параллельны друг другу. Это условие выполняется только в случае малых углов η . Если же эти лучи падают на детектор D под разными углами, то вычисления сильно усложняются. Этой проблеме будет посвящена отдельная работа.

Двое из авторов, А. В. А. и И. К. В., благодарны компании "AMPHORA Lab. Com. Ltd, Russia" за поддержку данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Та в р о в А., А н д р е е в В., and У б л и н с к и й Д. Interferrometry with respect to topological phases, Proceedings SPIE, **2763**, 53 (1996).
- [2] Та в р о в А., А н д р е е в В., У б л и н с к и й Д., et al. The role of topological phases in the microimage formation, Proceedings SPIE, **2778**, 1072 (1996).
- [3] А н д р е е в В., И н д у к а е в К., Та в р о в А., and У б л и н с к и й Д. Topological phases and interpretation of the interferometer data, Proceedings SPIE, **2778**, 1108 (1996).
- [4] А н д р е е в В. А., И н д у к а е в К. В., Та в р о в А. В. и др. Способ визуализации микроконтрастных объектов и оптический поляризационный микроскоп для его осуществления, Патент РФ N 2029976 кл. G02B 21/00, (28.02.1995 приор. 23.03.94 N 94016884).
- [5] Рытов С. М. ДАН СССР, **28**, 263 (1938).
- [6] Владимирский В. В. ДАН СССР, **31**, 222 (1941).
- [7] Р а н с х а г а т н а м S. Proc. Ind. Acad. Sci. Ser. A, **44**, 247 (1956).

- [8] Jiao H., Wilkinson S. R., Chiao R., and Nathel H. Phys. Rev. A, **39**, 3479 (1989).
- [9] Андреев В. А., Тавров А. В., Ублинский Д. В. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 5 – 6, 44 (1996).
- [10] Андреев В. А., Индукаев К. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 5, 21 (2000).

Поступила в редакцию 5 июня 2001 г.