

Эффекты хроматической дисперсии в интерферометрии широкополосного излучения

В.В.Лычагов, В.П.Рябухо

Рассмотрены закономерности смещения интерференционного импульса из положения нулевой разности хода при наличии нескомпенсированного диспергирующего слоя в одном из плеч интерферометра. Экспериментально показано, что при использовании широкополосного излучения формирование интерференционного сигнала определяется, в том числе, дисперсией групповой скорости. Это выражается в нелинейной зависимости положения интерференционного импульса от геометрической толщины диспергирующего слоя. Экспериментально показано, что несоответствие в третьем знаке показателей преломления диспергирующего слоя и компенсатора может приводить к смещению интерференционного импульса на величину, превышающую длительность этого импульса на порядок.

Ключевые слова: интерферометрия в белом свете, дисперсия, полнопольная оптическая когерентная томография, когерентность.

1. Введение

В настоящее время получили широкое распространение методы оптической томографии внутренней структуры слоистых и рассеивающих объектов, построенные на принципах низкокогерентной интерферометрии [1, 2]. Роль импульсного отклика (или функции рассеяния точки) в таких системах выполняет импульс в интерференционном сигнале от зондирующего объект излучения: длительность этого импульса определяет пространственное разрешение метода, а положение импульса во времени указывает на оптическое расстояние до объекта или до неоднородности в его структуре. Интерференционный сигнал от объекта со сложной внутренней структурой состоит из множества таких импульсов, каждый из которых соответствует какой-либо оптической неоднородности или границе раздела сред внутри объекта. В реальных условиях перечисленные закономерности в той или иной степени могут нарушаться.

Длительность интерференционного импульса определяется временем когерентности зондирующего излучения, зависящей от ширины его частотного спектра: чем шире спектр излучения источника, тем более короткий интерференционный импульс можно получить и тем выше пространственное разрешение системы. На основе этих соображений возник новый метод – полнопольная оптическая когерентная томография, или интерференционная микроскопия [3, 4]. В этом методе используется источник с очень широким спектром излучения – тепловой

источник белого света, например лампа накаливания, что позволило достичь экстремально короткого (~ 1 мкм) интерференционного импульса. Однако использование настолько широкополосного излучения влечет за собой ряд проблем. В частности, на продольные корреляционные свойства зондирующего излучения начинает оказывать влияние не только спектр излучения, но и угловой спектр поля, создаваемого протяженным источником, что может приводить к ряду эффектов, рассмотренных в [5–9].

В результате существенного влияния спектральных свойств самого объекта и элементов оптической схемы эффективный спектр излучения значительно отличается от исходного спектра излучения, поступающего в интерферометр [10, 11]. В указанных работах рассматривается амплитудная модуляция спектра зондирующего излучения, однако изменяться может не только амплитуда, но и фаза спектральных компонент излучения. Причиной фазовой модуляции является дисперсия показателя преломления как самого объекта, так и оптических элементов интерферометра. Дисперсия показателя преломления приводит к тому, что монохроматические составляющие широкополосного излучения проходят различный оптический путь в средах с одинаковой геометрической толщиной. Это может вызвать ряд эффектов в интерферометрии [12–14]: уширение интерференционного импульса, возникновение частотной модуляции интерференционного импульса, изменение формы интерференционного импульса, снижение контраста интерференционных полос, появление биений в сигнале при наложении нескольких интерференционных импульсов. Очевидно, что чем шире спектр излучения, тем более выраженными будут эти эффекты. Проявление дисперсионных эффектов именно в интерференционной микроскопии в белом свете рассматривалось в [15, 16]. Несмотря на достаточно полное описание возникающих эффектов в [15], остался без внимания важный вопрос о положении интерференционного импульса в регистрируемом сигнале. Например, в [13] указывается, что положение огибающей импульса определяется дисперсией групповой скорости (ДГС) неском-

В.В.Лычагов. Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского», Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83; e-mail: serpes@yandex.ru

В.П.Рябухо. Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского», Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83, Институт проблем точной механики и управления РАН, Россия, 410028 Саратов, ул. Рабочая 24; e-mail: rvp-optics@yandex.ru

Поступила в редакцию 7 июля 2014 г., после доработки – 11 августа 2014 г.

пенсированного слоя среды. Однако из определения ДГС следует, что для нее также возможна спектральная зависимость. В то же время точность, с которой можно определить положение интерференционного импульса в сигнале, является ключевой метрологической характеристикой систем оптической томографии.

В настоящей работе эффекты хроматической дисперсии для интерферометрии сверхширокополосного излучения исследуются на примере сканирующего интерферометра Майкельсона [17, 18], схема которого положена в основу многих измерительных систем, в том числе систем когерентной томографии и интерференционной микроскопии. Рассмотрены два варианта интерференционного эксперимента – численный расчет интерференционного сигнала и эксперимент с реальным интерферометром. В основу экспериментов положена простая идея. При изменении оптической разности хода в сканирующем интерферометре формируется импульсный сигнал, огибающая которого принимает максимальное значение при разности хода, равной нулю. Если в одно из плеч интерферометра внести слой диспергирующей среды, максимум интерференционного импульса сместится по шкале разности хода из нулевого положения на некоторую величину. Считается, что величина этого смещения определяется оптической толщиной внесенного слоя, которая, в свою очередь, определяется ДГС слоя. Иными словами, если во второе плечо интерферометра внести виртуальный компенсатор с такой же геометрической толщиной, но фиксированным показателем преломления, равным ДГС слоя, интерференционный импульс должен сместиться обратно в положение, соответствующее нулевой разности хода.

2. Численный расчет интерференционного сигнала

Схема численного эксперимента выглядит следующим образом. В одно из плеч сканирующего интерферометра Майкельсона вводится прозрачная пластина геометрической толщины d с фазовым показателем преломления $n(k)$, где k – волновое число. В другое плечо интерферометра вводится пластина-компенсатор такой же толщины d , но с некоторым показателем преломления n_0 , не зависящим от k . В результате для каждой спектральной компоненты интерферирующих волн на выходе интерферометра можно ввести зависящую от показателя преломления пластины дополнительную разность хода

$$\Delta l_0(k) = 2d(n(k) - n_0) \quad (1)$$

и, соответственно, дополнительную разность фаз

$$\Delta \varphi_0(k) = k\Delta l_0(k). \quad (2)$$

Цель численного эксперимента состоит в том, чтобы для каждого значения геометрической толщины слоя d найти такой показатель преломления n_0 , при котором отсутствует смещение максимума огибающей интерференционного импульса по шкале разности хода.

Для расчета удобно использовать представление интерференционного сигнала $I(\Delta)$ с использованием комплексного преобразования Фурье [19]

$$I(\Delta) \sim \int_{k_1}^{k_2} S(k) \exp(-ik\Delta) dk, \quad (3)$$

где $S(k)$ – пространственно-частотный спектр интерферирующего излучения; $[k_1, k_2]$ – область определения $S(k)$; Δ – оптическая разность хода. Если толщины диспергирующего слоя и компенсатора d не равны нулю, то каждая спектральная компонента испытывает дополнительный фазовый сдвиг $\Delta \varphi_0(k)$, который необходимо учесть при расчете результирующего интерференционного сигнала, введя дополнительную фазовую модуляцию исходного спектра [19]

$$I(\Delta) \sim \int_{k_1}^{k_2} \tilde{S}(k) \exp(-ik\Delta) dk, \quad (4)$$

где

$$\tilde{S}(k) = S(k) \exp[i\Delta \varphi_0(k)]. \quad (5)$$

Для расчетов необходимо определить спектр интерферирующего излучения $S(k)$, который будет учитывать параметры излучения и оптических элементов, близкие к реальному интерференционному эксперименту. Совокупное влияние спектральных характеристик этих элементов определяет эффективный спектр интерферирующего излучения [10, 11]. В натурном интерференционном эксперименте, результаты которого обсуждаются ниже, использовалась лампа накаливания с вольфрамовой нитью. Излучение этой лампы в процессе распространения в интерферометре дважды проходило через плоскопараллельные пластины толщиной 15 мм из стекла марки ВК7 и делительный куб размером 25 мм также из стекла марки ВК7. Для регистрации интерференционного сигнала использовался германиевый фотоприемник. На рис.1 приведены спектральные характеристики каждого из перечисленных элементов [20] и результирующий эффективный спектр излучения. Дисперсионная кривая $n(k)$ стекла ВК7 рассчитывалась при помощи уравнения Селлмейера, с коэффициентами из [21].

Интерференционный импульс рассчитывался для нескольких значений геометрической толщины диспергирующего слоя d (от 0 до 3.4 мм) и для нескольких значений показателя преломления n_0 (от 1.5195 до 1.5225). Для каждой пары значений d и n_0 определялось положение максимума огибающей интерференционного импульса Δ_{\max} . Зависимость $\Delta_{\max}(d, n_0)$ удобно представить в виде контурной карты (рис.2).

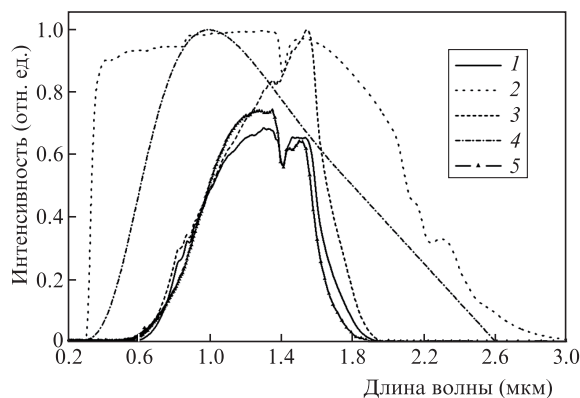


Рис.1. Спектр пропускания стекла ВК7 толщиной 80 мм (1), спектральная чувствительность германиевого фотоприемника (2), спектр излучения вольфрамовой лампы накаливания (3), а также результирующий (4) и экспериментально измеренный (5) эффективные спектры.

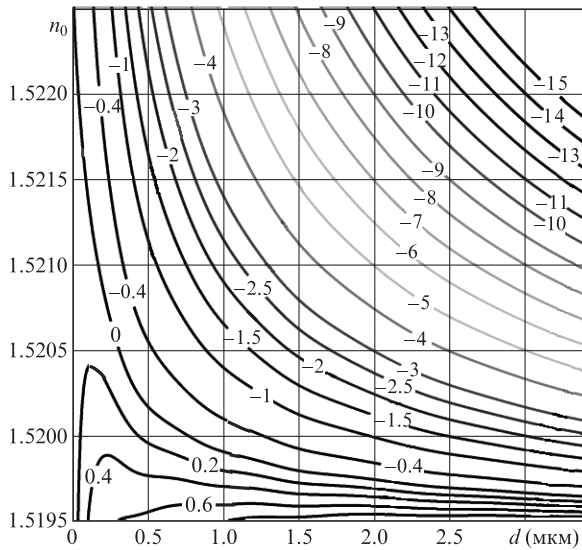


Рис.2. Зависимость положения максимума огибающей Δ_{\max} (в мкм) от толщины d диспергирующего слоя и показателя преломления n_0 компенсатора.

Из результатов расчета можно сделать два вывода. Во-первых, для различных геометрических толщин диспергирующего слоя d показатель преломления компенсатора n_0 , при котором максимум огибающей интерференционного импульса расположен в нуле шкалы разности хода, будет различным (этому выводу соответствует нулевая изолиния на контурной карте). Во-вторых, при больших толщинах d (от 1 мм и более) зависимость положения импульса от показателя преломления n_0 становится сильной. При изменении n_0 в третьем знаке смещение интерференционного импульса может составить от 2 мкм (что сравнимо с шириной самого импульса) до 15 мкм.

3. Интерференционный эксперимент

В реальном интерференционном эксперименте достаточно сложно точно реализовать схему численного эксперимента. Для решения этой задачи в плечах интерферометра устанавливались две плоскопараллельных пробных пластины из стекла марки ВК 7 с геометрической толщиной 15620 ± 1 и 15750 ± 1 мкм. Пластина меньшей толщины была установлена в одно из плеч интерферометра на поворотную платформу, при помощи которой она поворачивалась с шагом $30'$ (точность $3'$). При этом изменялась толщина нескомпенсированного диспергирующего слоя, через который проходит одна из интерферирующих волн. Недостаток такого подхода заключается в том, что из-за преломления в наклонной пластине геометрический путь каждой спектральной компоненты тоже зависит от показателя преломления. Другая пластина была установлена во второе плечо интерферометра для компенсации толщины первой пластины.

На рис.3 показано, как изменяется длина геометрического пути волны в диспергирующем слое в зависимости от угла поворота пластины.

При угле поворота $\theta = 0$ оптический путь, который проходит свет от точки А до зеркала и обратно, есть $l_1 = 2(ABn(k) + BC)$. При повороте пластины на угол θ оптический путь этого же луча $l_2 = 2(AB'n(k) + B'C')$. Из расчета следует, что

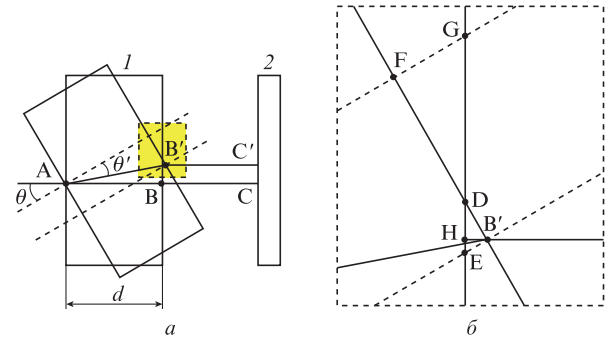


Рис.3. Схема расчета толщины диспергирующего слоя (l – плоскопараллельная пробная пластина, 2 – зеркало, θ – угол поворота пластины).

$$AB' = \frac{d}{\cos \theta'}, \tag{6}$$

где $d = AB$ – толщина пластины.

Таким образом, зависимость приращения толщины диспергирующего слоя от угла поворота пластины можно рассчитать по формуле

$$\Delta d = \frac{d}{\cos \theta'} - d. \tag{7}$$

Приращение оптического пути $\Delta l = l_2 - l_1$, как следует из рис.3, есть

$$\Delta l = 2 \left[\frac{dn(k)}{\cos \theta'} - dn(k) - HB' \right]. \tag{8}$$

Можно показать, что отрезок $FB' = d \tan \theta'$, а отрезок $FG = d(1 - \cos \theta) / \cos \theta$. Тогда из треугольников DFG и DHB' можно найти, что

$$HB' = d(\tan \theta' \sin \theta - 1 + \cos \theta). \tag{9}$$

На рис.4 приведены зависимости приращения оптического пути Δl от угла поворота пластины для двух длин волн излучения, а также разность этих приращений.

С помощью описанной схемы зарегистрирована серия интерференционных импульсов при различных углах поворота пластины. На рис.5 для примера приведены два

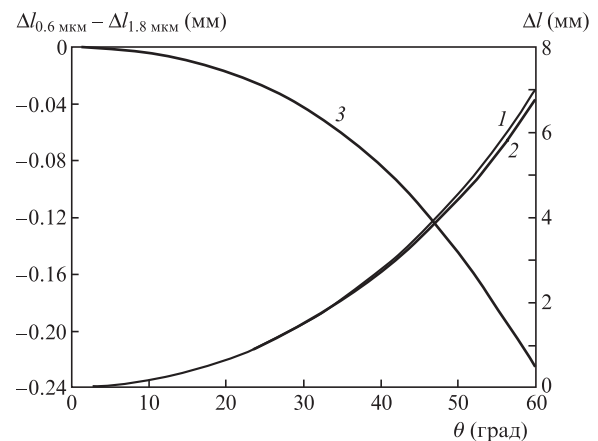


Рис.4. Приращения оптического пути Δl при $n = 1.497$, $\lambda = 1.8$ мкм (1) и $n = 1.516$, $\lambda = 0.6$ мкм (2) и разность этих приращений (3) в зависимости от угла поворота пластины θ .

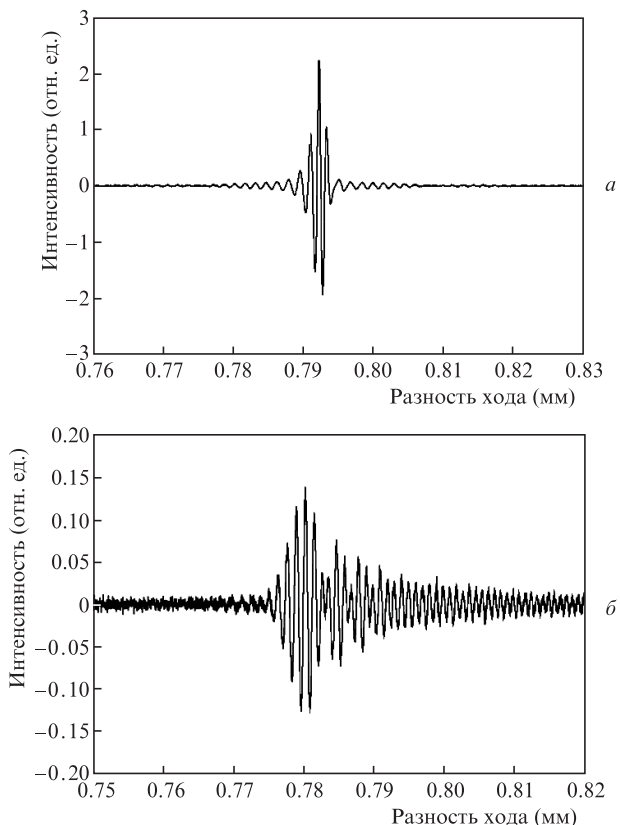


Рис.5. Экспериментальные интерференционные импульсы, полученные при минимальной (а) и максимальной (б) толщинах диспергирующего слоя.

импульса, один из которых соответствует практически нулевой толщине диспергирующего слоя, а второй – его максимальной толщине, т.е. максимальному повороту пластины.

В интерференционном эксперименте невозможно обеспечить наличие компенсатора с показателем преломления n_0 , не зависящим от длины волны. Поэтому возникающие в результате поворота пластины оптическая разность хода Δl и соответствующее ей смещение интерференционного импульса Δl_d компенсировались расчетным путем. Смещение максимума огибающей интерференционного импульса Δl_d измерялось экспериментально, а компенсирующее смещение Δl_c рассчитывалось по формулам (8) и (9), в которых $n(k)$ заменялось на n_0 . Таким образом можно найти экспериментальную зависимость положения максимума огибающей интерференционного импульса от угла поворота пластины θ (толщины диспергирующего слоя) и показателя преломления n_0 «виртуального» компенсатора:

$$\Delta l_{\max}^{\text{exp}}(\theta, n_0) = \Delta l_d - \Delta l_c. \tag{10}$$

Чтобы сравнить экспериментальные результаты с численным расчетом, нужно знать толщину диспергирующего слоя Δd . Но зависимость Δd от длины волны не позволяет однозначным образом поставить в соответствие углу поворота пластины θ какое-то одно значение Δd . В иллюстративных целях можно оценить толщину слоя Δd для некоторого среднего показателя преломления из интервала значений n_0 . Кроме того, перед расчетом $\Delta l_{\max}^{\text{exp}}(\Delta d, n_0)$ экспериментальная зависимость положения максимума огибающей интерференционного импульса от угла пово-

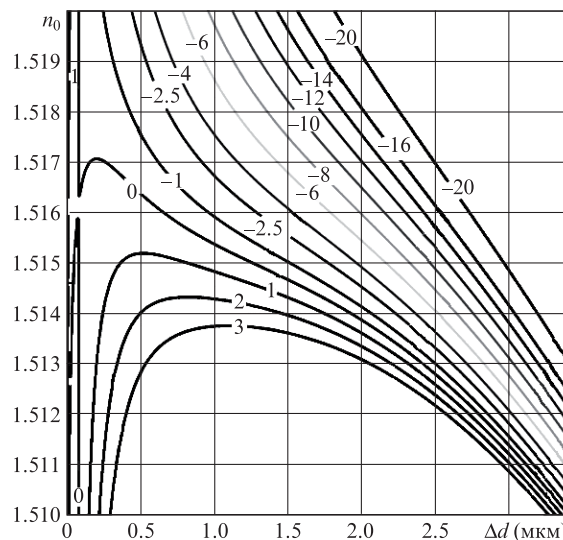


Рис.6. Зависимость положения максимума огибающей экспериментального интерференционного импульса $\Delta l_{\max}^{\text{exp}}$ (в мкм) от толщины Δd диспергирующего слоя и показателя преломления n_0 компенсатора.

рота пластины Δl_d интерполировалась полиномиальной функцией высокого порядка. На рис.6 изображена соответствующая контурная карта, показывающая зависимость положения максимума огибающей экспериментального интерференционного импульса от толщины диспергирующего слоя и показателя преломления компенсатора.

Сравнение рис.2 и 6 позволяет сделать вывод о принципиальном согласии результатов численных расчетов и экспериментальных измерений. Имеющиеся различия в формах изолиний можно объяснить различиями в способах создания диспергирующего слоя в численном и натурном экспериментах. Численный эксперимент позволяет рассчитать в чистом виде зависимость дисперсионных эффектов от геометрической толщины слоя, тогда как схема с поворотной пластиной служит одним из немногих вариантов создания диспергирующего слоя переменной толщины в реальном интерференционном эксперименте.

4. Заключение

Результаты, представленные на рис.2 и 6, приводят к одному важному выводу. Положение интерференционного импульса определяется некоторым показателем преломления n_0 , который зависит от толщины диспергирующего слоя d . Очевидно, что при различной геометрической толщине слоя d взаимная фазовая задержка отдельных спектральных компонент широкополосного излучения, возникающая в результате прохождения их через этот слой, будет различной. При использовании широкополосного излучения, как это сделано в настоящей работе, существенное влияние на формирование интерференционного импульса начинает оказывать ДГС. Это приводит не только к удлинению интерференционного импульса и изменению его формы, что отмечается во многих работах, но также и к сложной зависимости смещения импульса от толщины диспергирующего слоя (см. рис.2 и 6). При $d = 1$ мм изменение показателя преломления компенсатора n_0 на 0.002 вызывает смещение интерференционного импульса не более чем на 3 мкм. Увеличение толщины диспергирующего слоя до 3 мм при тех же параметрах

компенсатора приводит к смещению интерференционного импульса на 15 мкм. При этом минимальная (в отсутствие дисперсии) длительность на полувысоте интерференционного импульса в рассмотренном эксперименте составляла ~2 мкм.

С практической точки зрения это означает, что при исследовании структуры диспергирующей среды при помощи интерферометра в белом свете не только снижается пространственное разрешение за счет удлинения импульса (см. рис.6), но и становится неоднозначным положение этого импульса, а следовательно, определяемое положение неоднородности в объекте, которой данный импульс соответствует. Это ставит под сомнение достоверность изображения внутренней оптической структуры объекта, полученной с использованием систем такого типа.

Другая проблема, которая вытекает из неоднозначности положения интерференционного импульса, связана с методом определения показателя преломления вещества по известным оптической и геометрической толщинам. Очевидно, что неточное определение положения импульса приводит к ошибке в оценке оптической толщины объекта.

Сам объект может быть достаточно тонким. В этом случае, как следует из рис.2 и 6, смещение импульса намного меньше его длительности и им можно пренебречь. Однако в самой оптической схеме интерферометра может присутствовать некомпенсированный диспергирующий слой. Для устранения влияния дисперсии используют компенсаторы, обладающие известными диспергирующими свойствами, близкими к свойствам исследуемой среды. Однако изолинии на рис.2 и 6 позволяют предположить, что даже малое отклонение дисперсионной кривой компенсатора от дисперсионной кривой исследуемого образца приводит к смещению импульса. Следует также учесть, что все результаты получены для стекла марки ВК 7, обла-

дающего достаточно слабой дисперсией, и с образцами из других материалов эффект может быть более выраженным.

Исследование выполнено при частичной поддержке программы «Ведущие научные школы РФ» (грант № 703.2014.2).

1. Drexler W., Fujimoto J.G. *Optical Coherence Tomography. Technology and Application* (Berlin–Heidelberg–New York: Springer, 2008).
2. Nolte D.D. *Optical Interferometry for Biology and Medicine* (New York–Dordrecht–Heidelberg–London: Springer, 2012).
3. Dubois A., Grieve K., Moneron G., Lecaque R., Vabre L., Boccara C. *Appl. Opt.*, **43**, 2874 (2004).
4. Dubois A., Vabre L., Boccara C., Beaufrepire E. *Appl. Opt.*, **41**, 805 (2002).
5. Лякин Д.В., Рябухо В.П. *Квантовая электроника*, **43**, 949 (2013).
6. Ryabukho V.P., Lyakin D.V., Grebenyuk A.A., Klykov S.S. *J. Opt.*, **15**, 025405 (2013).
7. Grebenyuk A.A., Ryabukho, V.P. *Proc. SPIE – Int. Soc. Opt. Eng.*, **8427**, 84271M (2012).
8. Abdulhalim I. *Annalen der Physik*, **524**, 787 (2012).
9. Zeylikovich I. *Appl. Opt.*, **47**, 2171 (2008).
10. Кальянов А.Л., Лычагов В.В., Смирнов И.В., Рябухо В.П. *Оптика и спектроскопия*, **115**, 207 (2013).
11. Kalyanov A.L., Lychagov V.V., Ryabukho V.P., Smirnov I.V. *J. Opt.*, **14**, 125708 (2012).
12. Hitzengerger C.K., Baumgartner A., Fercher A.F. *Opt. Commun.*, **154**, 179 (1998).
13. Danielmeyer H.G., Weber H.P. *Phys. Rev. A*, **3**, 1708 (1971).
14. De Groot P. *Opt. Lett.*, **17**, 898 (1992).
15. Pavlicek P., Soubusta J. *Appl. Opt.*, **43**, 766 (2004).
16. Pfortner A., Schwider J. *Appl. Opt.*, **40**, 6223 (2001).
17. Steel W.H. *Progress in Optics*, **5**, 145 (1966).
18. Malacara D. *Optical Shop Testing* (Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons Inc., 2007).
19. Белл Р.Дж. *Введение в фурье-спектроскопию* (М.: Мир, 1975, с. 82).
20. <http://www.thorlabs.com>.
21. Schott Optical Glass - Collection Datasheets//www.schott.com.