

10. Palpant B. Third-order nonlinear optical response of metal nanoparticles. *Non-Linear Optical Properties of Matter*. Eds M. G. Papadopoulos, A. J. Sadlej, J. Leszczynski. Dordrecht, Springer, 2006, vol. 1, pp. 461–508.
11. Rautian S.G. Nonlinear saturation spectroscopy of the degenerate electron gas in spherical metallic particles. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1997, vol. 85, no. 3, pp. 451–461. doi: 10.1134/1.558330
12. Drachev P., Buin A.K., Nakotte H., Shalaev V.M. Size dependent for conduction electrons in Ag nanoparticles. *Nano Letters*, 2004, vol. 4, no. 8, pp. 1535–1539.
13. Govyadinov A.A., Panasyuk G.Y., Schotland J.C., Markel V.A. Theoretical and numerical investigation of the size-dependent optical effects in metal nanoparticles. *Phys. Rev. B*, 2011, vol. 84, no. 15, pp. 155461-1–155461-12. doi: 10.1103/PhysRevB.84.155461
14. Noskov R.E., Belov P.A., Kivshar Yu.S. Subwavelength modulational instability and plasmon oscillons in nanoparticle arrays. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, vol. 108, no. 9, pp. 093901-1–093901-5. doi: 10.1103/PhysRevLett.108.093901
15. Noskov R.E., Belov P.A., Kivshar Yu.S. Subwavelength plasmonic kinks in arrays of metallic nanoparticles. *Optics Express*, 2012, vol. 20, no. 3, pp. 2733–2739.
16. Noskov R.E., Belov P.A., Kivshar Yu.S. Oscillons, solitons, and domain walls in arrays of nonlinear plasmonic nanoparticles. *Scientific Reports*, 2012, vol. 2, pp. 873-1–873-8. doi: 10.1038/srep00873
17. Miles J. On Faraday waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 1993, vol. 248, pp. 671–683.
18. Braun O.M., Kivshar Yu.S. *The Frenkel-Kontorova Model: Concepts, Methods, and Applications*. Heidelberg, Springer, 2004, 498 p.
19. Rosanov N.N., Shadrivov I.V., Kivshar Y.S., Vysotina N.V., Shatsev A.N., Powell D.A. Discrete dissipative localized modes in nonlinear magnetic metamaterials. *Optics Express*, 2011, vol. 19, no. 27, pp. 26500–26506.
20. Torres-Torres C., Peréa-López N., Reyes-Esqueda J.A., Rodríguez-Fernández L., Crespo-Sosa A., Cheang-Wong J.C., Oliver A. Ablation and optical third-order nonlinearities in Ag nanoparticles. *International Journal of Nanomedicine*, 2010, vol. 5, pp. 925–932.

Носков Роман Евгеньевич	– кандидат физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия, nanometa@gmail.com
Смирнова Дарья Александровна	– аспирант, Центр нелинейной физики, Австралийский национальный университет, Канберра, Австралия, namaste89@mail.ru
Лапшина Надежда Сергеевна	– аспирант, инженер-исследователь, Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия, n.lapshina@phoi.ifmo.ru
Roman Noskov	– PhD, senior scientific researcher, Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia, nanometa@gmail.com
Daria Smirnova	– postgraduate, Nonlinear Physics Center, Australian National University, Canberra, Australia, namaste89@mail.ru
Nadezhda Lapshina	– postgraduate, research engineer, Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia, n.lapshina@phoi.ifmo.ru

УДК 581.787

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СИГНАЛОВ СПЕКТРАЛЬНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В БЛИЖНЕЙ ИК ОБЛАСТИ СПЕКТРА¹

И.П. Гуров^a

^a Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия, gurov@mail.ifmo.ru

Рассмотрены особенности формирования сигналов в спектральной интерферометрии и оптической когерентной томографии. Приведены основные соотношения, определяющие минимальное значение координаты по глубине исследуемого объекта, на которой регистрируется один период сигнала спектральной интерференции и устанавливаемое значение приращения по длине волны с учетом диапазона глубин, в котором регистрируются сигналы спектральной интерференции. Дана оценка разрешающей способности систем спектральной интерферометрии и оптической когерентной томографии с перестраиваемой длиной волны с учетом спектрального диапазона перестройки длины волны. Показано, что отношение среднего значения длины волны к диапазону перестройки по длине волны определяет разрешающую способность по глубине исследуемого объекта, тогда как максимальный диапазон по глубине, в котором возможно исследование микроструктуры объекта при помощи метода спектральной оптической когерентной томографии, не зависит от

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации.

диапазона перестройки по длине волны и определяется шагом перестройки по длине волны (волновому числу). Представлены количественные оценки указанных параметров при использовании источников излучения в ближнем ИК диапазоне спектра, а также соотношения для оценки видности интерференционных полос в зависимости от регистрируемой относительной интенсивности измерительной волны.

Ключевые слова: спектральная интерферометрия, оптическая когерентная томография, перестраиваемая длина волны.

STUDY OF CHARACTERISTICS OF SPECTRAL INTERFERENCE SIGNALS IN THE NEAR INFRARED SPECTRAL RANGE²

I. Gurov^b

^bSaint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia, gurov@mail.ifmo.ru

Peculiarities of signals formation in spectral interferometry and optical coherence tomography are considered. Basic relations are given defining minimal depth coordinate value of an investigated object, where single period of spectral interference signal is acquired and a value of the wave length increment set according to the depth range, where spectral interference signals are registered. The estimate of resolving power of the spectral interferometry and optical coherence tomography systems with tunable wave length is given taking into account a spectral range of wave length tuning. It is shown that the ratio of the wave length mean value and the range of the wave length tuning defines the resolving power in depth of an investigated object, while the maximum depth range, within which investigation of an object's micro structure by the spectral optical coherence tomography is possible does not depend on the range of the wave length tuning being determined by the wave length (wave number) tuning step. Numerical estimates of the parameters mentioned above are presented when using light sources in near infrared range, as well as relations and estimates of interference fringe visibility dependent on registered relative intensity of a measuring wave.

Keywords: spectral interferometry, optical coherence tomography, reconfigurable wave length.

Введение

Методы спектральной интерферометрии основываются на формировании интерференционных полос в широкой области спектра в зависимости от длины волны (волнового числа) [1, 2] и широко используются при измерениях малых перемещений [3], в профилометрии [4], при анализе оптических свойств материалов [5, 6], исследованиях характеристик коротких оптических импульсов [7, 8] и в других областях [9–11].

В последние годы получили активное развитие методы спектральной оптической когерентной томографии (СОКТ), обеспечивающие возможность исследования с высоким быстродействием и разрешением внутренней микроструктуры неоднородных биологических объектов и сред [12–16]. Ввиду использования новых источников излучения с перестраиваемой длиной волны в современных системах СОКТ сигналы спектральной интерференции формируются во временной области, при этом актуальная задача состоит в исследовании характеристик сигналов для оптимизации режимов функционирования систем СОКТ.

В настоящей работе представлены основные соотношения, определяющие разрешающую способность систем СОКТ с перестраиваемой длиной волны с учетом спектрального диапазона перестройки длины волны и количества устанавливаемых длин волн для исследования биологических объектов на глубине проникновения оптического излучения до 2 мм. Представлены количественные оценки указанных параметров при использовании источников излучения в ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне со средней длиной волны 1300 нм, соответствующей «окну прозрачности» многих биологических сред.

Формирование сигналов в спектральной интерферометрии

Пусть источник излучения с напряженностью электрического поля E_0 освещает интерферометр. Обозначим значения напряженности электрического поля измерительной и опорной волн в интерферометре (рис. 1) как

$$E_1(v, t) = \kappa E_0(v, t), \quad (1)$$

$$E_2(v, t, \tau) = (1 - \kappa) E_0(v, t) \exp(-j2\pi v \tau), \quad (2)$$

где v – частота оптических колебаний; κ – амплитудный коэффициент отражения в светоделителе, $E_0(v, t) = A(v) \exp(-j2\pi v t)$ – оптические колебания с амплитудным спектром $A(v)$; $\tau = \Delta/c$ – интервал времени сдвига измерительной волны по отношению к опорной при оптической разности хода (ОРХ) Δ , c – скорость света.

Интенсивность излучения, регистрируемого на выходе интерферометра, как известно, определяется выражением

² The work was done with financial support from the Ministry of education and science of Russia

$$I(\nu, \tau) = \langle EE^* \rangle = \langle |E_1|^2 \rangle + \langle |E_2|^2 \rangle + 2\text{Re} \langle E_1 E_2^* \rangle, \quad (3)$$

где $E = E_1 + E_2$, угловые скобки обозначают усреднение во времени. Поскольку при использовании практически доступных фотодетекторов интервал усреднения значительно превышает период световых колебаний, из (1)–(3) получим

$$I(\nu, \tau) = I_1(\nu) + I_2(\nu) + 2\sqrt{I_1(\nu)I_2(\nu)}\cos 2\pi\nu\tau, \quad (4)$$

где $I_1(\nu) = \kappa^2 \langle A_1(\nu)A_1^*(\nu) \rangle$, $I_2(\nu) = (1-\kappa)^2 \langle A_2(\nu)A_2^*(\nu) \rangle$, $A_1(\nu)$ и $A_2(\nu)$ – комплексные амплитуды интерферирующих волн на выходе интерферометра.

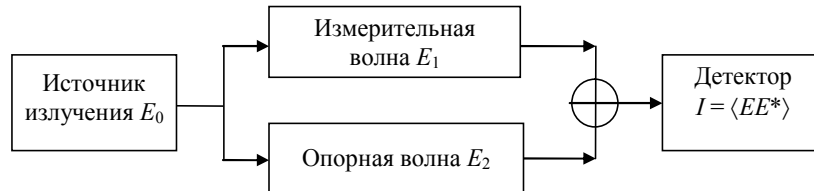


Рис. 1. Структурная схема интерферометрической системы

При $A_1(\nu) = A_2(\nu) = A(\nu)$ первые два слагаемых в (4) соответствуют спектру источника излучения, третье слагаемое представляет автокорреляционную функцию гармонической составляющей оптических колебаний с частотой ν . При таком рассмотрении излучение источника интерпретируется как состоящее из набора гармонических колебаний с амплитудами $A(\nu)$.

При фиксированной ОРХ $\Delta = c\tau$ выражение (4) можно представить в форме

$$I(\lambda) = I_1(\lambda) + I_2(\lambda) + 2\sqrt{I_1(\lambda)I_2(\lambda)} \cos(2\pi\Delta/\lambda), \quad (5)$$

где $\lambda = c/\nu$ – длина волны. При отсутствии дисперсии в плечах интерферометра и преобразовании интенсивности в сигнал $s = \mu I$, где μ – коэффициент преобразования, выражение (5) преобразуется к виду

$$s(\lambda) = s_0(\lambda)[1 + V \cos(2\pi\Delta/\lambda)],$$

где $s_0(\lambda)$ – значения, пропорциональные распределению интенсивности в спектре источника излучения, V – видность интерференционных полос.

В спектральной интерферометрии с перестраиваемой длиной волны получают последовательность отсчетов сигнала $s(k) = s(\sigma_k)$, $k = 1, \dots, K$,

$$s(k) = s_0(k)\{1 + V \cos[2\pi\Delta(\sigma_1 + (k-1)\delta\sigma)]\}, \quad (6)$$

где $\delta\sigma = \delta\lambda/[\lambda(\lambda + \delta\lambda)]$ – шаг изменения волнового числа $\sigma = 1/\lambda$ при перестройке по длине волны $\delta\lambda$. Пример сигнала вида (6) показан на рис. 2.

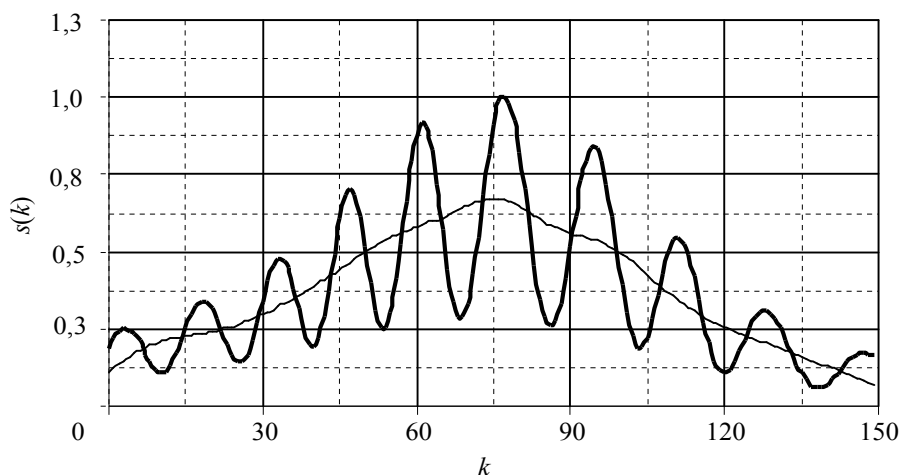


Рис. 2. Сигнал спектральной интерференции при однократном отражении, отнормированный на максимальное значение

Поскольку спектр источника априорно известен, можно соответственно отнормировать сигнал (6), при этом

$$s(k) = 1 + V \cos(2\pi\Delta\sigma_k), \quad (7)$$

где $\sigma_k = 1/\lambda_k$. Задача состоит в определении значения Δ по измеренным значениям сигнала $s(k)$ в (7).

Характеристики сигналов в СОКТ

При отражении измерительной волны от образца на глубине z (полагаем $z = 0$ на поверхности образца) ОРХ выражается как

$$\Delta = 2n_s z, \quad (8)$$

где n_s – показатель преломления материала образца. Полагая вначале $n_s \approx 1$, перепишем выражение (7), подставив в него (8):

$$s(k) = 1 + V \cos(4\pi z / \lambda_k). \quad (9)$$

При перестройке длины волны источника излучения в диапазоне от $\lambda_{\min} = \lambda_1$ до

$$\lambda_{\max} = \lambda_1 + (K - 1) \delta\lambda$$

фаза сигнала (9) для фиксированного значения координаты по глубине $z > 0$ будет изменяться. Одному периоду изменения сигнала соответствует соотношение

$$\frac{4\pi z_1}{\lambda_{\min}} - \frac{4\pi z_1}{\lambda_{\max}} = 2\pi. \quad (10)$$

При обозначении диапазона перестройки по длине волны $\lambda_{\max} - \lambda_{\min} = \Delta\lambda$ и среднего значения длины волны $\langle \lambda \rangle$ из (10) получим

$$2z_1 = \frac{\lambda_{\min} \lambda_{\max}}{\lambda_{\max} - \lambda_{\min}} \approx \frac{\langle \lambda \rangle^2}{\Delta\lambda},$$

откуда

$$z_1 = \frac{\langle \lambda \rangle \langle \lambda \rangle}{\Delta\lambda} \cdot \frac{1}{2}. \quad (11)$$

Из (11) видно, что минимальное значение глубины z_1 , на которой регистрируется один период сигнала спектральной интерференции, равно половине среднего значения длины волны, умноженного на отношение среднего значения длины волны и диапазона перестройки по длине волны.

Полагая $\langle \lambda \rangle = 1300$ нм и $\Delta\lambda = 100$ нм, из (11) находим $z_1 \approx 8,5$ мкм ($n_s \approx 1$). Таким образом, при исследовании объекта методом СОКТ положение начальной границы диапазона измерений по глубине отличается от нулевой ОРХ на весьма малую величину (в приведенном примере на 8,5 мкм).

Используя введенные выше обозначения, выразим количество шагов перестройки по длине волны как

$$\frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} = K.$$

Изменение фазы сигнала (9) для одного шага перестройки $\delta\lambda$ по длине волны составит

$$\delta\varphi = \frac{4\pi z}{\langle \lambda \rangle} - \frac{4\pi z}{\langle \lambda \rangle + \delta\lambda} \approx \frac{4\pi z}{\langle \lambda \rangle} \frac{\delta\lambda}{\langle \lambda \rangle}. \quad (12)$$

Из (12) видно, что приращение фазы пропорционально значению глубины z . Для проведения измерений на максимальной глубине $z = z_{\max}$ должно выполняться условие

$$\delta\varphi_{\max} = \frac{4\pi z_{\max}}{\langle \lambda \rangle} \frac{\delta\lambda}{\langle \lambda \rangle} < \pi, \quad (13)$$

выражающее критерий Найквиста и соответствующее получению не менее двух отсчетов для максимальной частоты в спектре сигнала. При этом шаг $\delta\lambda$ по длине волны определяется из (13) как

$$\delta\lambda < \frac{\langle \lambda \rangle^2}{4z_{\max}}. \quad (14)$$

Согласно (14), при $\langle \lambda \rangle = 1300$ нм и $z_{\max} = 2$ мм $\delta\lambda < 0,2$ нм. При диапазоне перестройки по длине волны $\Delta\lambda = 100$ нм количество шагов перестройки составит $K = 500$. С учетом последующего выполнения быстрого преобразования Фурье целесообразно принять $K = 512$.

В приведенных выше соотношениях (8), (11), (14) несложно учесть отличающееся от единицы значение n_s показателя преломления материала образца.

Оценим разрешающую способность системы, а именно, минимальное значение изменения координаты δz по глубине, которое возможно зарегистрировать. Предположим, что система обработки позволяет определять приращения фазы не менее $\delta\varphi_{\min}$. При этом малое изменение δz по глубине должно

обуславливать изменение фазы сигнала (9) в диапазоне перестройки по длинам волн от λ_{\min} до λ_{\max} согласно условию

$$\frac{4\pi\delta z}{\lambda_{\min}} - \frac{4\pi\delta z}{\lambda_{\max}} > \delta\varphi_{\min}$$

или

$$\delta\varphi_{\min} < 2\pi \frac{\Delta\lambda}{\langle\lambda\rangle} \frac{2\delta z}{\langle\lambda\rangle},$$

откуда (см. также (11))

$$\delta z > \frac{\delta\varphi_{\min}}{2\pi} \frac{\langle\lambda\rangle}{\Delta\lambda} \frac{\langle\lambda\rangle}{2} = \frac{\delta\varphi_{\min}}{2\pi} z_1. \quad (15)$$

Из (15) видно, что разрешающая способность по глубине пропорциональна отношению средней длины волны и диапазона перестройки по длине волны и минимальному значению глубины z_1 , на которой регистрируется один период сигнала спектральной интерференции.

При $\langle\lambda\rangle = 1300$ нм и $\Delta\lambda = 100$ нм из (11) и (15) имеем

$$\delta z > \frac{\delta\varphi_{\min}}{2\pi} \times 8,5 \text{ мкм},$$

что означает отсутствие строгих требований к точному определению приращений фазы: даже при $\delta\varphi_{\min} = 2\pi$ разрешающая способность составляет несколько микрометров.

Более важную роль играет видность интерференционных полос, поскольку при исследовании неоднородных объектов и сред в СОКТ лишь небольшая часть интенсивности падающей на образец волны после отражения регистрируется фотодетектором, что может снижать видность полос, и, следовательно, амплитуду полезного сигнала вида (9).

Видность интерференционных полос определяется известным соотношением

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} = \frac{2}{\sqrt{I_1/I_2} + \sqrt{I_2/I_1}} = \frac{2}{\sqrt{\gamma} + \sqrt{1/\gamma}}, \quad (16)$$

где для упрощения записи формул введено обозначение $\gamma = [\kappa/(1-\kappa)]^2$. Видность максимальна при условии минимизации выражения в знаменателе (16), т.е.

$$\gamma^{1/2} + \gamma^{-1/2} \rightarrow \min. \quad (17)$$

Вычисление производной по γ в левой части выражения (17) дает

$$(\gamma^{1/2} + \gamma^{-1/2})'_\gamma = \frac{\gamma - 1}{2\gamma\sqrt{\gamma}}. \quad (18)$$

Приравнивание производной (18) к нулю приводит к условию $\gamma = 1$.

Выражение (16) при $\gamma \ll 1$ имеет простой вид

$$V \approx 2\sqrt{\gamma}. \quad (19)$$

Из (19) следует, что даже при весьма малом значении $\gamma = 0,01$ величина видности составляет $V = 0,2$. Таким образом, параметр γ не является критичным, однако обеспечение его значения в пределах от 1 до 0,15 позволяет получить видность соответственно от 1 до 0,8.

Заключение

Полученные соотношения показывают, что в СОКТ отношение среднего значения длины волны к диапазону перестройки по длине волны определяет минимальное регистрируемое отклонение от нулевой ОРХ и разрешающую способность по глубине исследуемого объекта. Разрешающая способность возрастает при увеличении относительной ширины спектра перестройки по длине волны.

Максимальный диапазон по глубине, в котором возможно исследование микроструктуры объекта при помощи метода СОКТ, не зависит от диапазона перестройки по длине волны и определяется шагом перестройки по длине волны (волновому числу). Отметим, что ширина спектральной линии излучения в современных перестраиваемых лазерах достаточно мала и не оказывает заметного влияния на видность спектральных интерференционных полос.

Приведенные выше соотношения не учитывают влияния ряда факторов, в частности, дисперсии излучения в среде и шума спеклов. Для учета влияния дисперсии требуется получать оценки не только амплитуды, но и фазы спектральных интерференционных полос (см., например, [17]). Снижение влияния шума спеклов достигается при усреднении нескольких зарегистрированных сигналов с учетом статисти-

ки спеклов (см., например, [18]), что требует дополнительных вычислительных ресурсов, однако заметно повышает качество визуализации спектральных томограмм.

References

1. Vienot J.-C., Goedgebuer J.-P., Lacourt A. Space and time variables in optics and holography: recent experimental aspects. *Applied Optics*, 1977, vol. 16, no. 2, pp. 454–461.
2. Emde M.F., de Boeij W.P., Pshenichnikov M.S., Wiersma D.A. Spectral interferometry as an alternative to time-domain heterodyning. *Optics Letters*, 1997, vol. 22, no. 17, pp. 1338–1340.
3. Hlubina P., Gurov I., Chugunov V. Slightly dispersive white-light spectral interferometry to measure distances and displacements. *Optik*, 2003, vol. 114, no. 9, pp. 389–393.
4. Reolon D., Jacquot M., Verrier I., Brun G., Veillas C. Broadband supercontinuum interferometer for high-resolution profilometry. *Optics Express*, 2006, vol. 14, no. 1, pp. 128–137.
5. Kumar V.N., Rao D.N. Using interference in the frequency domain for precise determination of thickness and refractive indices of normal dispersive materials. *Journal of the Optical Society of America B*, 1995, vol. 12, no. 9, pp. 1559–1563.
6. Hlubina P., Lunacek J., Ciprian D. White-light spectral interferometry and reflectometry to measure thickness of thin films. *Proc. of SPIE*, 2009, vol. 7389, pp. 738926-1–738926-8. doi: 10.1117/12.824545
7. Iaconis C., Walmsley I.A. Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses. *Optics Letters*, 1998, vol. 23, no. 10, pp. 792–794.
8. Yetzbacher M.K., Courtney T.L., Peters W.K. Spectral restoration for femtosecond spectral interferometry with attosecond accuracy. *Journal of the Optical Society of America B*, 2010, vol. 27, no. 5, pp. 1104–1117.
9. Hlubina P., Gurov I., Chugunov V. White-light spectral interferometric technique to measure the wavelength dependence of the spectral bandpass of a fibre-optic spectrometry. *Journal of Modern Optics*, 2003, vol. 50, no. 13, pp. 2067–2074.
10. Lepetit L., Chériaux G., Joffe M. Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy. *Journal of the Optical Society of America B*, 1995, vol. 12, no. 12, pp. 2467–2474.
11. Albrecht A.W., Hybl J.D., Gallagher S.M., Jonas D.M. Experimental distinction between phase shifts and time delays: implications for femtosecond spectroscopy and coherent control of chemical reactions. *Journal of Chemical Physics*, 1999, vol. 111, pp. 10934–10956.
12. Oldenburg A.L., Xu C., Boppart S.A. Spectroscopic optical coherence tomography and microscopy. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2007, vol. 13, no. 6, pp. 1629–1640.
13. Verrier I., Jacquot M., Brun G., Veillas C., Ben Houcine K. Imaging through scattering medium by recording 3D “spatial-frequency” interferograms. *Optics Communications*, 2006, vol. 267, no. 2, pp. 310–317.
14. Choma M.A., Sarunic M.V., Yang C.H., Izatt J.A. Sensitivity advantage of swept source and Fourier domain optical coherence tomography. *Optics Express*, 2003, vol. 11, no. 18, pp. 2183–2189.
15. Vasil'ev V.N., Gurov I.P. Sravnitel'nyi analiz metodov opticheskoi kogerentnoi tomografii [Comparative analysis of methods for optical coherence tomography]. *Izv. vuzov. Priborostroenie*, 2007, vol. 50, no. 7, pp. 30–40.
16. Gurov I.P., Volynsky M.A., Zhukova E.V., Margaryants N.B. Issledovanie rastitel'nykh tkanei metodom opticheskoi kogerentnoi mikroskopii [Plant tissue study by optical coherence microscopy]. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2012, no. 5 (81), pp. 42–47.
17. Hillmann D., Bonin T., Lührs C., Franke G., Hagen-Eggert M., Koch P., Hüttmann G. Common approach for compensation of axial motion artifacts in swept-source OCT and dispersion in Fourier-domain OCT. *Optics Express*, 2012, vol. 20, no. 6, pp. 6761–6776.
18. Wong A., Mishra A., Bizheva K., Clausi D.A. General Bayesian estimation for speckle noise reduction in optical coherence tomography retinal imagery. *Optics Express*, 2010, vol. 18, no. 8, pp. 8338–8352.

- Гуров Игорь Петрович** – доктор технических наук, профессор, зав. кафедрой, Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия, gurov@mail.ifmo.ru
- Igor Gurov** – D.Sc., Professor, Department head, Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia, gurov@mail.ifmo.ru