

# Метод дистанционной диагностики внутренней структуры слоистых сред

В.В.Лычагов, А.Л.Кальянов, Д.В.Лякин, В.П.Рябухо

*Рассматривается метод автокорреляционной низкокогерентной интерферометрии для исследования оптических неоднородностей и внутренней структуры слоистых сред технического и биологического происхождения. В этом методе отраженное объектом низкокогерентное оптическое поле направляется для анализа в сканирующий интерферометр Майкельсона. Особенность метода состоит в том, что объект исследования располагается вне интерферометра и отсутствуют ограничения на расстояние между интерферометром и исследуемым объектом, кроме того, возможен контроль подвижных объектов. Представлены теоретические основы метода для исследования объектов с непрерывно изменяющейся оптической структурой, а также объектов с дискретной оптической структурой.*

**Ключевые слова:** когерентность, низкокогерентная интерферометрия, оптическая когерентная томография, биомедицинская диагностика, слоистые среды.

## 1. Введение

Неразрушающие исследования и визуализация внутренней структуры биологических тканей открывают широкие возможности для ранней диагностики ряда заболеваний. Одними из наиболее перспективных и динамично развивающихся в последнее время методов, позволяющих восстанавливать *in situ*, в реальном времени и с высоким пространственным разрешением, структуру оптических неоднородностей биотканей, являются методы низкокогерентной интерферометрии (НКИ) и оптической когерентной томографии (ОКТ) [1–7]. В основе данных методов лежит использование ограниченных когерентных свойств применяемых источников света. Малая длина временной когерентности последних определяет пространственное разрешение указанных методов.

Область применения техники низкокогерентной интерферометрии и томографии очень широка: это гастроэнтерология и урология, оториноларингология и диагностика сердечно-сосудистых заболеваний. Преимущественным направлением использования методов оптической томографии в клинической практике традиционно остается офтальмология, что связано, в первую очередь, с относительной прозрачностью тканей глаза. Однако, несмотря на столь широкое распространение и на достаточную степень развития теоретических основ данных методов, остается ряд нерешенных задач, затрудняющих дальнейшее продвижение в этом направлении.

В классических методах НКИ и ОКТ исследуемый объект располагается в одном из плеч двулучевого ин-

терферометра (как правило, интерферометра Майкельсона), на выходе которого наблюдается сигнал интерференции оптического поля, отраженного от объекта, и специального опорного пучка света [1, 2, 5, 6]. Такое схемное решение накладывает ограничение на расстояние между исследуемым объектом и интерферометром, кроме того возникают трудности при контроле движущихся и нестабильных объектов. Данные обстоятельства значительно ограничивают сферу применения классической реализации метода НКИ в клинических условиях и при исследованиях *in vivo*, когда объект должен быть максимальным образом изолирован от измерительной части интерференционной схемы, а система в целом должна обладать высокой помехоустойчивостью и низкой чувствительностью к случайным изменениям свойств объекта.

Проблемы, связанные с ограничением расстояния от интерферометра до объекта контроля и с его движением во время контроля, могут возникать в различных модификациях НКИ с опорным пучком, в частности в недавно разработанных методах фазово-модуляционной НКИ [8–10]. Сходные проблемы имеют место и в методах спектральной НКИ, в которых также используется опорный пучок. В спектральном методе НКИ с широкополосным источником [2, 4, 7, 11–17] ограничение на разность оптических путей в предметном и опорном плечах интерферометра обусловлено конечной разрешающей способностью используемой спектральной системы – возможным числом отсчетов измеряемой интенсивности в спектре [7, 16, 17]. Поскольку период интерференционных осцилляций в спектре обратно пропорционален оптической разности хода, то при слишком большой разности хода осцилляции могут не разрешаться оптической системой спектрографа и/или линейкой фотодетекторов, используемой для регистрации спектра. В методе спектральной НКИ с варьруемым по частоте квазимонохроматическим источником света [4, 7, 16–23] ограничение на максимальную оптическую разность хода обусловлено конечной шириной спектрального контура источ-

**В.В.Лычагов, А.Л.Кальянов, В.П.Рябухо.** Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского, Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83; e-mail: lychagov@optics.sgu.ru  
**Д.В.Лякин.** Институт проблем точной механики и управления РАН, Россия, 410028 Саратов, ул. Рабочая, 24

Поступила в редакцию 27 декабря 2007 г., после окончательного оформления – 13 марта 2008 г.

ника и связанной с ней точностью (дискретностью) перестройки частоты излучения. При больших разностях хода необходим более узкий спектральный контур источника и, следовательно, более точный отсчет изменений частоты излучения.

Вышеуказанные ограничения в НКИ и ОКТ преодолеваются в двух сходных по своей сути методах. В так называемом двулучевом методе НКИ контролируемый объект вынесен за пределы интерферометра и освещается низкокогерентным световым полем, формируемым на выходе интерферометра [3, 4, 24, 25]. В этом методе объект контроля находится между интерферометром и фото-приемником, и интерферометр выполняет роль осветительной системы, формирующей оптический пучок с управляемыми продольными когерентными свойствами.

В [26] предложен безопорный метод НКИ, в котором исследуемый объект, в отличие от двухлучевого метода НКИ, располагается между источником света и приемником. В этом методе пучок света, отраженный слоистым объектом (пленкой) направляется в интерферометр Майкельсона, в котором компенсируется разность хода, возникающая между лучами света при отражении от пленки, и наблюдается сигнал интерференции в белом (широкополосном) свете. В этом методе, как и в двухлучевой НКИ, исследуемый объект вынесен за пределы интерферометра и не используется специальный опорный пучок. Следовательно, расстояние между объектом и интерферометром теоретически может быть произвольным и объект контроля может находиться в состоянии движения, что практически не сказывается на параметрах интерференционного сигнала.

Такое схемное решение для НКИ, несмотря на ряд его практических достоинств, не получило дальнейшего теоретического и практического развития, в том числе, в методах ОКТ. Кроме практических достоинств, этот метод НКИ привлекает внимание и с теоретической точки зрения, с позиций особенностей процесса формирования интерференционного сигнала. Настоящая работа направлена на развитие лежащих в основе обсуждаемого метода НКИ теоретических представлений.

## 2. Теоретические основы метода автокорреляционной интерферометрии

Будем полагать, что освещающее объект поле  $E_0(z, t)$  имеет относительно малую длину временной когерентности  $l_c \approx c2\pi/\Delta\omega$ , где  $\Delta\omega$  – ширина спектрального контура [27, 28]. Длина когерентности  $l_c$  в рассматриваемом методе, как и в классической НКИ, определяет продольную разрешающую способность метода. Поэтому рассматриваемые оптические толщины слоев объекта полагаются сравнимыми с длиной когерентности используемого оптического излучения или превышающими ее.

Для упрощения анализа процессов формирования интерференционного сигнала будем рассматривать коллимированное освещение объекта и коллимированное объектное оптическое поле, отраженное контролируемым объектом. Иными словами, будем полагать, что оптические поля имеют достаточно узкий угловой (пространственный) спектр, влиянием которого на формирование автокорреляционного сигнала в рассматриваемой системе можно пренебречь [29].

Суммарное объектное поле толщиной  $d$  представляет собой суперпозицию составляющих – элементарных по-

лей, отраженных элементарными слоями объемной среды объекта. Для оптического поля, отраженного некоторым элементарным слоем  $dz'$  объекта, который расположен на глубине  $z'$  (рис.1), можем записать следующее выражение:

$$dE_S(z, t) = \rho(z') \exp\left(-2 \int_0^{z'} \mu_T(\tilde{z}) d\tilde{z}\right) \times E_0\left(z, t - \frac{2nz'}{c}\right) dz', \quad (1)$$

где  $z$  – направление распространения объектного поля;  $\rho(z')$  – амплитудный коэффициент отражения среды на глубине  $z'$ ;  $\mu_T(\tilde{z})$  – амплитудный коэффициент коллимированного пропускания слоя объекта толщиной  $d\tilde{z}$  на глубине  $\tilde{z}$ ;  $n$  – средний показатель преломления среды внутри объекта. Временное слагаемое  $\Delta t' = 2nz'/c$  определяет временную задержку колебаний, отраженных элементарным слоем  $dz'$  на глубине  $z'$  объемной среды объекта.

Введем новый коэффициент  $R(z')$ , объединяющий коэффициенты отражения и пропускания и характеризующий оптические свойства объекта по глубине проникновения оптического излучения,

$$R(z') = \rho(z') \exp\left(-2 \int_0^{z'} \mu_T(\tilde{z}) d\tilde{z}\right). \quad (2)$$

Полное объектное поле  $E_S(z, t)$ , отраженное всей объемной средой объекта, представляет собой суперпозицию полей вида (1)

$$E_S(z, t) = \int_0^d R(z') E_0\left(z, t - \frac{2nz'}{c}\right) dz'. \quad (3)$$

Поле, описанное уравнением (3), направляется в интерферометр, переменная составляющая выходного автокорреляционного сигнала которого может быть записана в следующем виде:

$$\tilde{I}(\Delta t) = 2\text{Re}\langle E_S(t) E_S^*(t - \Delta t) \rangle$$

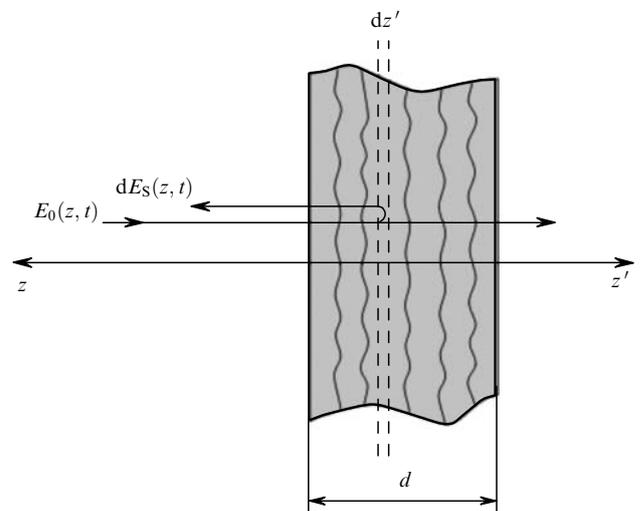


Рис.1. Формирование объектного поля, отраженного объемным рассеивающим слоистым объектом.

$$\begin{aligned}
 &= 2\text{Re} \left\langle \int_0^d R(z') E_0 \left( z, t - \frac{2nz'}{c} \right) dz' \int_0^d R^*(z'') \right. \\
 &\times E_0^* \left( z, t - \frac{2nz''}{c} - \frac{2\Delta z_m}{c} \right) dz'' \left. \right\rangle \quad (4) \\
 &= 2\text{Re} \int_0^d \int_0^d R(z') R^*(z'') \left\langle E_0 \left( z, t - \frac{2nz'}{c} \right) \right. \\
 &\times E_0^* \left( z, t - \frac{2nz''}{c} - \frac{2\Delta z_m}{c} \right) \left. \right\rangle dz' dz'' .
 \end{aligned}$$

Или, в зависимости от разности хода  $2\Delta z_m$ , определяемой смещением зеркала интерферометра  $2\Delta z_m = \Delta tc$ :

$$\begin{aligned}
 \tilde{I}(2\Delta z_m) &= 2\text{Re} \int_0^d \int_0^d R \left( z' + \frac{\Delta z'}{2} \right) R^* \left( z' - \frac{\Delta z'}{2} \right) \\
 &\times \Gamma(2n\Delta z' - 2\Delta z_m) dz' d\Delta z', \quad (5)
 \end{aligned}$$

где сделана замена переменных  $\hat{z} = (z' - z'')/2$ ,  $\Delta z' = z' - z''$ ,  $\hat{z} \rightarrow z'$ ;  $\Gamma(\Delta) = \langle E_0(z, t) E_0^*(z, t - \Delta/c) \rangle$  – комплексная функция временной когерентности оптического поля источника (освещающего излучения);  $\Delta$  – оптическая разность хода. В полученном выражении для выходного сигнала интерферометра интегральное преобразование

$$B(\Delta z') = \int_0^d R \left( z' + \frac{\Delta z'}{2} \right) R^* \left( z' - \frac{\Delta z'}{2} \right) dz' \quad (6)$$

определяет автокорреляционную функцию оптической структуры объекта в продольном направлении – вдоль направления зондирования объекта.

Интегральное уравнение (5) представляет собой свертку функции  $B(\Delta z')$  с функцией  $\Gamma(\Delta z')$ . Если используется достаточно широкополосное зондирующее излучение (для белого света  $G(\omega) = G_0 = \text{const}$ ), а  $l_c$  короче средней длины волны, то функция когерентности в этом приближении формально может быть представлена  $\delta$ -функцией:  $\Gamma(2n\Delta z' - 2\Delta z_m) = I_0 \delta(2n\Delta z' - 2\Delta z_m)$ . Используя в (5) это приближение, а также фильтрующее свойство  $\delta$ -функции, для интерференционного сигнала получаем

$$\tilde{I}(2\Delta z_m) \sim B \left( \frac{2\Delta z_m}{2n} \right), \quad (7)$$

в предположении, что  $B(\Delta z')$  – действительная функция. В этом случае в интерференционном сигнале формируется только одна интерференционная осцилляция.

В случае освещающего излучения с конечной длиной когерентности выражение (5) для интерференционного сигнала можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 \tilde{I}(2\Delta z_m) &\sim \int_0^d B(\Delta z') | \Gamma(2n\Delta z' - 2\Delta z_m) | \\
 &\times \cos(\kappa 2n\Delta z' - \kappa 2\Delta z_m) d\Delta z'. \quad (8)
 \end{aligned}$$

В интерференционном сигнале появляются интерферен-

ционные осцилляции с периодом, равным средней длине волны  $\lambda = 2\pi/\kappa$ , при изменении разности хода волн в интерферометре  $2\Delta z_m$ .

Поскольку в рассматриваемом интерференционном сигнале с информационной точки зрения важна его огибающая, а максимальное значение интеграл (8) принимает при  $\cos(\kappa 2n\Delta z' - \kappa 2\Delta z_m) = \pm 1$ , то в выражении для сигнала (8)  $\cos(\kappa 2\Delta z_m)$  можно вынести из-под знака интеграла и записать его в виде множителя

$$\begin{aligned}
 \tilde{I}(2\Delta z_m) &\sim \left\{ \int_0^d B(\Delta z') | \Gamma(2n\Delta z' - 2\Delta z_m) | d\Delta z' \right\} \\
 &\times \cos(\kappa 2\Delta z_m). \quad (9)
 \end{aligned}$$

Косинусоидальный множитель в (9) ( $\cos(\kappa 2\Delta z_m)$ ), фактически определяет высокочастотные несущие колебания в интерференционном сигнале. Детектирование такого сигнала – выделение его огибающей – приводит к следующему выражению для выходного сигнала интерферометра:

$$\tilde{I}(2\Delta z_m) \sim \int_0^d B(\Delta z') | \Gamma(2n\Delta z' - 2\Delta z_m) | d\Delta z'. \quad (10)$$

Это выражение для сигнала можно рассматривать как основное при интерпретации результатов измерений, выполняемых с помощью рассматриваемого интерференционного метода. В частности, для пространственного спектра оптической структуры объекта можем записать

$$F\{B(\Delta z')\} = \frac{F\{\tilde{I}(2\Delta z_m)\}}{F\{|\Gamma(2\Delta z_m)|\}}, \quad (11)$$

где  $F\{\}$  – символ фурье-преобразования.

В качестве частного случая рассмотрим объект, состоящий из  $m - 1$  прозрачных слоев с  $m$  резкими отражающими границами (рис.2). Комплексные коэффициенты отражения этих границ могут быть записаны в виде  $\rho_1 = \rho_{01} \exp(i\varphi_1)$ ,  $\rho_2 = \rho_{02} \exp(i\varphi_2)$ , ...,  $\rho_m = \rho_{0m} \exp(i\varphi_m)$ .

Тогда для напряженности электрического поля суммарной объектной световой волны  $E_S(z, t)$ , распространяющейся вдоль оси  $z$ , без учета возможного многократного отражения на границах раздела сред можем записать следующее выражение:

$$E_S(z, t) = \sum_{j=1}^m R_j E_0(z, t - \Delta t_{1j}), \quad (12)$$

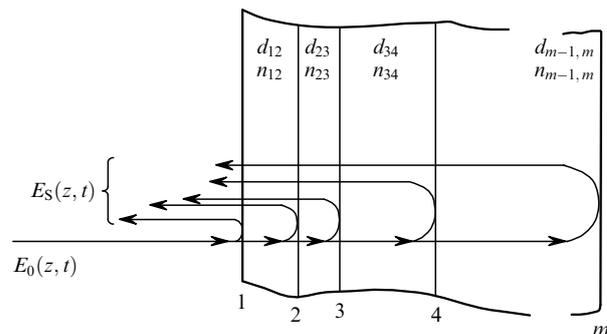


Рис.2. Схема формирования отраженного объектного светового поля объемом объектом с резкими границами прозрачной слоистой структуры.

где  $E_0(z, t) = U_0(z, t) \exp(i\omega_0 t)$  – волновое возмущение освещающего объект светового поля;  $j$  – номер отражающей границы в структуре объекта;  $\Delta t_{ij}$  – взаимные временные запаздывания волновых возмущений, отраженных первой и  $j$ -й границами;  $\omega_0$  – центральная циклическая частота поля;  $R_j = \rho_j \prod_{k=1}^{j-1} (1 - \rho_{0k})^2$  – комплексные коэффициенты, учитывающие отражающие свойства границ слоев структуры объекта.

Суммарное объектное волновое поле  $E_S(z, t)$  направляется в сканирующий интерферометр Майкельсона с плоскими зеркалами, одно из которых контролируется смещается в продольном направлении. Для переменной составляющей выходного сигнала такого интерферометра  $\tilde{I}(2\Delta z_m)$  можем записать следующее выражение:

$$\begin{aligned} \tilde{I}(2\Delta z_m) = & 2 \sum_{j=1}^m |R_j|^2 |\Gamma(2\Delta z_m)| \cos(\kappa_0 2\Delta z_m) \\ & \times \sum_{i=1}^{m-1} \sum_{j=i+1}^m |R_i R_j^*| \left| \Gamma(2\Delta z_m \pm \sum_{k=i}^{j-1} 2d_{k,k+1} n_{k,k+1}) \right| \\ & \times \cos \left( \kappa_0 2\Delta z_m \pm \kappa_0 \sum_{k=i}^{j-1} 2d_{k,k+1} n_{k,k+1} + \varphi_i - \varphi_j \right), \end{aligned} \quad (13)$$

где  $\kappa_0 = 2\pi/\lambda_0 = \omega_0/c$ ;  $\Delta t = 2\Delta z_m/c$ ;  $\Delta t_{ij} = 2d_{ij}n_{ij}/c$ ;  $d_{ij}n_{ij}$  – оптическая толщина слоя между  $i$ -й и  $j$ -й границами. Согласно (13), имеем быстро осциллирующий интерференционный сигнал, определяемый косинусоидальным сомножителем  $\cos(\kappa_0 2\Delta z_m)$  и модулированный функциями когерентности  $\Gamma(2\Delta z_m \pm \Delta_j)$ , где  $\Delta_j$  – оптическая разность хода волн, вносимая соответствующими слоями объекта или их комбинациями. Если пренебречь постоянными (не зависящими от  $\Delta z_m$ ) фазовыми сдвигами  $\kappa_0 2d_{ik}n_{ik}$  и  $\varphi_i - \varphi_j$ , то косинусоидальный сомножи-

тель  $\cos(\kappa_0 2\Delta z)$ , определяющий несущую частоту осциллирующий сигнала, можно вынести за скобки в (13).

Выражение (13) показывает, что переменная составляющая выходного сигнала интерферометра  $\tilde{I}(2\Delta z_m)$  содержит несколько интерференционных пиков временной когерентности источника света при изменении разности хода волн  $\Delta = \pm 2\Delta z_m$  в интерферометре. Положения максимумов этих пиков определяются условием равенства нулю аргумента функции когерентности  $\Gamma(\Delta)$ , поскольку  $\Gamma(\Delta = 0) = I_0$ . Центральный пик, наблюдаемый при  $2\Delta z_m = 0$  (первое слагаемое в уравнении), соответствует нулевой разности хода в интерферометре. Он не несет информации о продольной структуре объектного светового поля и, следовательно, о структуре объекта.

Симметрично относительно центрального импульса располагаются боковые пики, положения которых по шкале разности хода  $\Delta = 2\Delta z_m$  определяются оптической толщиной слоев объекта и их комбинациями и задаются вторым слагаемым в аргументе функции  $\Gamma(\Delta)$  во втором слагаемом выражения (13). Из (13) несложно определить, что общее число боковых пиков  $N$  в сигнале автокорреляционного НКИ определяется числом отражающих границ  $m$ :

$$N = \frac{1}{2}(m^2 - m). \quad (14)$$

Следует отметить, что в автокорреляционном сигнале присутствуют пики, соответствующие комбинациям только последовательно расположенных слоев.

### 3. Экспериментальные результаты

В экспериментах использовалась оптическая система на основе интерферометра Майкельсона (рис.3) с зерка-

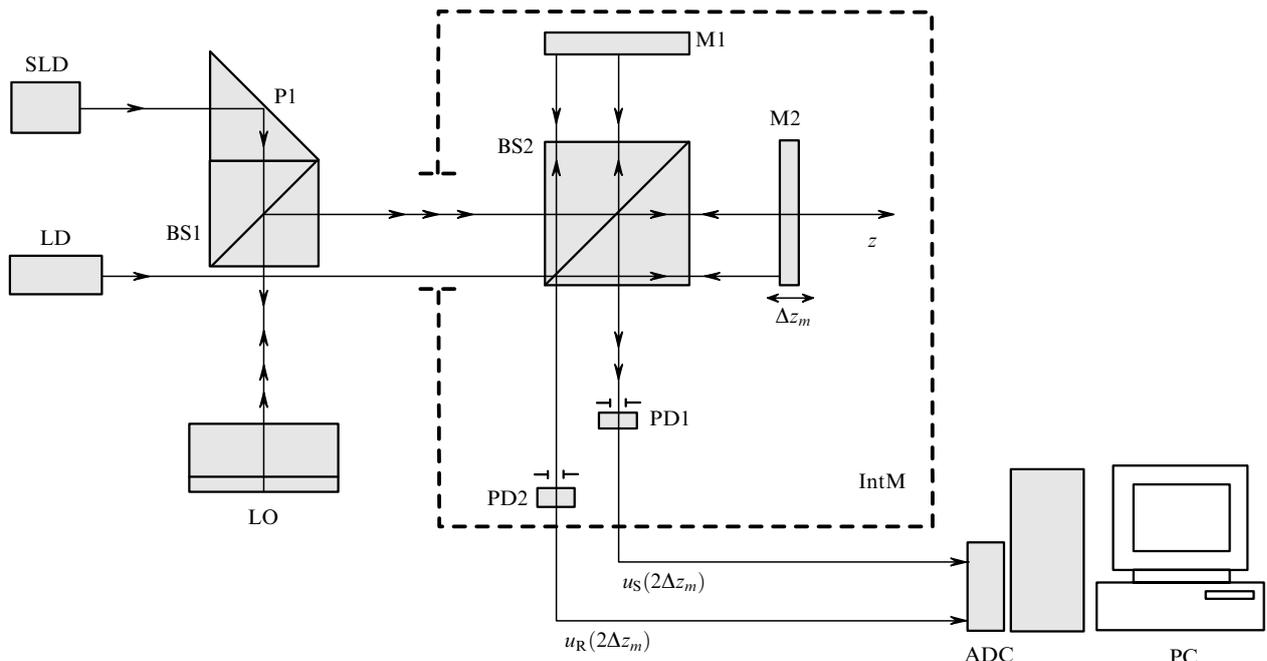


Рис.3. Схема автокорреляционной низкокогерентной интерферометрии слоистого объекта: SLD – низкокогерентный источник света; P1 – поворотная призма; BS1 и BS2 – делители пучков света; LO – контролируемый слоистый объект; M1 и M2 – зеркала; LD – лазерный диод; PD1, PD2 – фотодетекторы; IntM – интерферометр Майкельсона;  $u_S(2\Delta z_m)$  – автокорреляционный сигнал интерферометра;  $u_R(2\Delta z_m)$  – лазерный сигнал интерферометра; ADC – аналого-цифровой преобразователь.

лом, сканирующим с частотой  $f_0 \approx 1$  Гц и амплитудой  $l_0 \approx 1$  мм, существенно превышающей оптическую толщину слоев объемной структуры контролируемого объекта. В качестве экспериментального образца использовался объект ЛО, представляющий собой два сложенных вместе покровных стекла разной толщины. На поверхность одного из стекол были нанесены покрытые золотыми наноболочками толщиной 20 нм наночастицы из  $\text{SiO}_2$  диаметром 180 нм. Выбор объекта был обусловлен перспективностью использования нанобъектов в качестве контрастирующего агента в методах низкокогерентной интерферометрии и томографии [30, 31]. Кроме того, был исследован образец, составленный из двух стекол – покровного и предметного; на поверхность одного из них был нанесен тонкий слой кожного отрыва толщиной 4–5 мкм.

В качестве источника излучения использовался суперлюминесцентный диод SLD с центральной длиной волны  $\lambda_{\text{SLD}} = 850$  нм. Сканирование объекта по глубине обеспечивалось непрерывным продольным смещением зеркала M2 интерферометра Майкельсона IntM. Для определения смещения зеркала M2 использовался дополнительный лазерный канал в интерферометре, который формировал при смещении зеркала M2 «лазерную линейку» с разрешением, определяемым долями длины волны используемого лазерного диода  $\lambda_{\text{LD}} = 650$  нм. Продольное относительно поверхности объекта сканирование осуществлялось путем перемещения объекта перпендикулярно оптической оси системы с использованием управляемого микрометрического транслятора с шагом 50 мкм. Сигналы измерительного  $u_S(2\Delta z_m)$  и ла-

зерного  $u_R(2\Delta z_m)$  каналов интерферометра регистрировались и оцифровывались для дальнейшей обработки.

Полученные с использованием описанной системы изображения представлены на рис.4, в, г, а на рис.4, а, б схематически показаны соответствующие им расположения объекта по отношению к направлению освещения. Следует отметить, что данные изображения не являются изображениями внутренней структуры объекта, а по сути представляют пространственную развертку модуля функции автокорреляции оптического поля, отраженного от объекта. Следовательно, это изображение можно назвать автокорреляционным изображением продольного сечения объекта.

Представленные изображения позволяют восстановить оптическую структуру объекта. Первый боковой сигнал на рис.4, в, расположенный на вертикальном уровне 50 мкм, соответствует самому тонкому слою в исследуемом объекте – воздушной прослойке толщиной 25 мкм. Следующий сигнал на уровне 440 мкм соответствует наиболее тонкому стеклу 2, на верхнюю поверхность которого был нанесен слой наночастиц. Его толщина, определенная по положению сигнала, равна 147 мкм. Затем следует сигнал, положение которого на уровне 490 мкм соответствует комбинации из двух слоев – тонкого стекла 2 и воздушной прослойки. Сигнал на уровне 800 мкм соответствует стеклу 1. Его рассчитанная геометрическая толщина составила 267 мкм. Затем идет сигнал, соответствующий комбинации стекла 1 и воздушной прослойки. Он находится на уровне 840 мкм. Положение последнего сигнала (на 1280 мкм) соответствует комбинации оптических толщин всех трех слоев

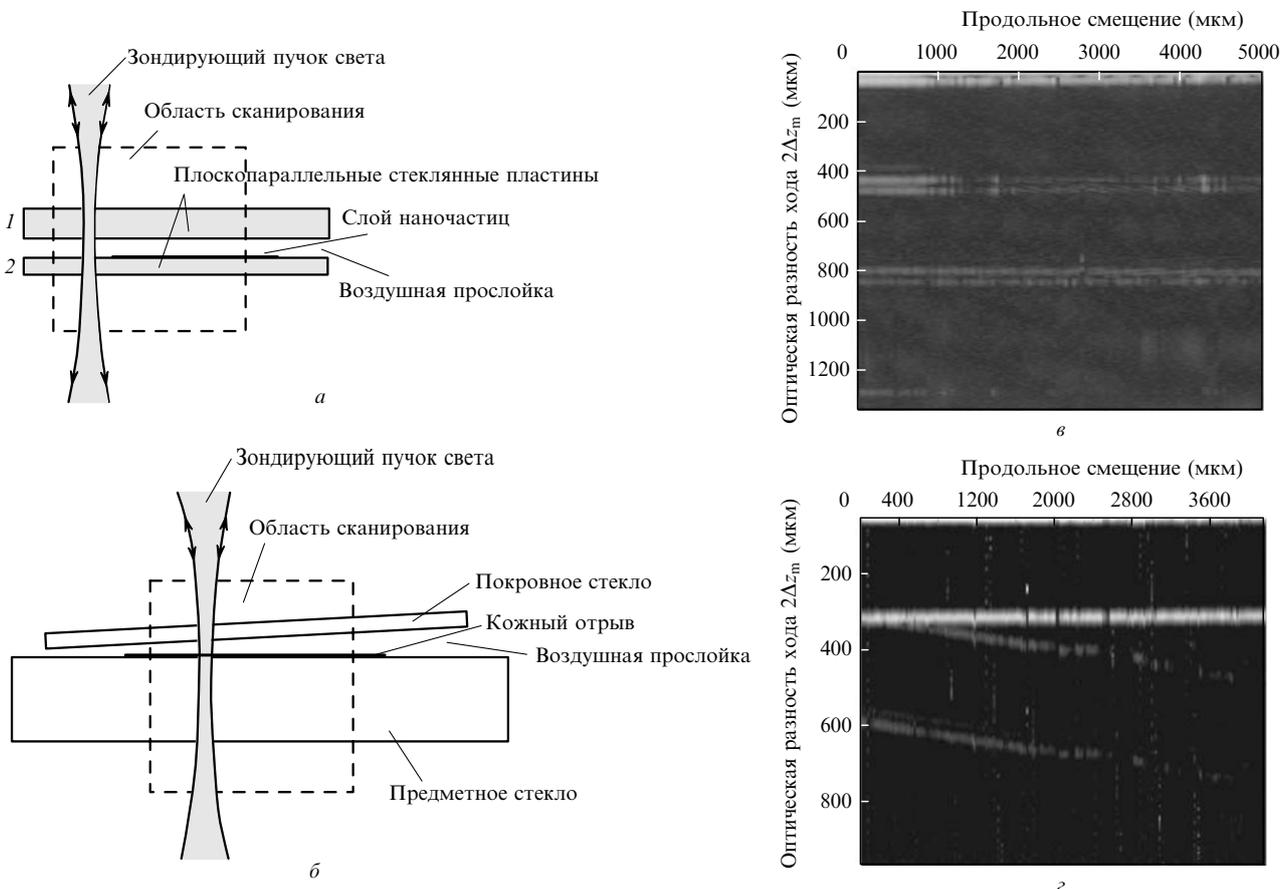


Рис.4. Продольные сечения зондируемого слоистого объекта (слоя наночастиц) (а) и кожного отрыва (б), а также соответствующие автокорреляционные изображения этих сечений (в, г).

объекта. На рис.4,*в* отчетливо наблюдается граница слоя наночастиц, исходя из вида которой можно оценить степень влияния наночастиц на интерференционный сигнал. Легко видеть, что наибольшему изменению подверглись сигналы, являющиеся результатом интерференции двух волн, одна из которых прошла через слой наночастиц, а вторая отразилась от него. В нашем случае это сигнал, соответствующий стеклу 2. Значительным изменениям также подверглись сигналы, в образовании которых принимала участие только одна волна, отразившаяся от слоя наночастиц или прямопрошедшая через него.

На рис.4,*г* первый боковой сигнал на уровне 320 мкм относится к покровному стеклу толщиной 105 мкм. Следующий за ним сигнал может быть интерпретирован как соответствующий воздушной прослойке переменной толщины, причем в определенной точке оптическая толщина воздушного слоя становится равной оптической толщине покровного стекла. Третий интерференционный сигнал соответствует сумме оптических толщин воздушного клина и покровного стекла (рис.4,*б*). Следует отметить, что в образовании второго и третьего интерференционных сигналов участвует волна, которая возникает в результате диффузного отражения от пленки кожного отрыва, наклеенной на поверхность предметного стекла. Данный эксперимент показывает принципиальную возможность использования рассматриваемого метода для исследования и диагностики рассеивающих сред, в том числе и биологического происхождения.

#### 4. Обсуждение и заключение

В обычной низкокогерентной интерферометрии с опорным пучком положения интерференционных пиков временной когерентности в выходном сигнале по шкале разности хода соответствуют оптической глубине расположения (залегания) границ раздела сред в продольной структуре объекта.

В рассматриваемой системе интерференционные сигналы отражают взаимные положения этих границ или, другими словами, оптические толщины различных слоев структуры объекта и их комбинации [26]. Первый пик формируется не ближайшим, а наиболее тонким слоем вне зависимости от его залегания. Эти качества являются одновременно и достоинством, и недостатком данной интерференционной системы. При исследовании объекта с одним слоем, например при измерении толщины стекла, прозрачного покрытия, пленки или одиночного воздушного зазора, это качество системы следует отнести к очевидному достоинству. Положение интерференционного сигнала по шкале разности хода волн в этом случае однозначно определяет искомый параметр объекта – оптическую толщину слоя. В ряде диагностических задач, в которых априорно известен порядок расположения отражающих границ в структуре контролируемого объекта, например в офтальмологии, в задачах контроля продольных (осевых) геометрических параметров прозрачных сред глаза [4], сигнал рассматриваемой автокорреляционной интерференционной системы позволяет количественно однозначно определить взаимные положения границ раздела сред в продольной структуре объекта.

Однако в отсутствие априорной информации о структуре объекта автокорреляционный сигнал интерферометра позволяет определить только оптические толщи-

ны слоев, но не глубину их залегания. Более того, если в структуре объекта окажутся два или более слоев с одинаковыми оптическими толщинами, то интерференционные сигналы от этих слоев совпадут и, следовательно, будут интерпретированы как один слой. Кроме этого, интерференционные сигналы, в принципе, могут оказаться в противофазе и подавить друг друга.

Еще один недостаток рассматриваемой системы связан с отсутствием опорной волны и заключается в сравнительно малой амплитуде интерференционных сигналов в отличие от обычной низкокогерентной системы, в которой увеличение амплитуды сигнала обеспечивается смешением объектной волны с достаточно интенсивной опорной волной.

Тем не менее рассматриваемая автокорреляционная интерференционная система имеет ряд достоинств по сравнению с классическими системами [26]. В первую очередь следует перечислить следующие качества: 1) в системе отсутствует ограничение на расстояние от интерферометра до контролируемого объекта и данная система может реализовывать дистанционный контроль удаленных объектов, что исключительно важно в ряде технических задач, особенно при наличии агрессивных сред, а также в биомедицинских исследованиях *in vivo*, когда затруднен доступ к объекту исследования; 2) расстояние до контролируемого объекта может изменяться в процессе измерений, следовательно, возможен контроль движущихся объектов и практически отсутствует влияние временной нестабильности объекта контроля, включая вибрацию, на результаты измерений, что имеет большое значение при работе с живыми объектами; 3) к интерферометру предъявляются более низкие эксплуатационные требования; 4) интерферометр может быть выполнен на объемных оптических элементах, что определяет меньшие энергетические затраты, а для зондирования объекта возможно использование оптического многомодового волокна и даже жгута волокон.

Указанные свойства предлагаемого метода определяют, на наш взгляд, перспективность его использования для решения широкого класса исследовательских и диагностических задач, включая биомедицинскую диагностику.

Авторы выражают благодарность Н.Г.Хлебцову за подготовку слоистых объектов с наночастицами и И.Л.Максимову за полезные обсуждения результатов исследований. Работа поддержана РФФИ (гранты № 05-08-65514-а и № 07-02-01434) и грантом CRDF (№ RUX0-006-SR-06 (ANNEX ВР1М06)).

1. Иванов А.П., Чайковский А.П., Кумейша А.А. *ДАН БССР*, **23** (6), 503 (1979).
2. Huang D., Swanson E.A., Lin C.P., Schuman J.S., Stinson W.G., Chang W., Hee M.R., Flotte T., Gregory K., Puliafito C.A., Fujimoto J.G. *Science*, **254**, 1178 (1991).
3. Fercher A.F., Hitznerberger C.K., Drexler W. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2732**, 210 (1996).
4. Fercher A.F., Drexler W., Hitznerberger C.K., Lasser T. *Rep. Progr. Phys.*, **66**, 239 (2003).
5. Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Гладкова Н.Д., Куранов Р.В., Никулин Н.К., Петрова Г.А., Починко В.В., Правденко К.И., Сергеев А.М., Фельдштейн Ф.И., Ханнин Я.И., Шабанов Д.В. *Письма в ЖТФ*, **61** (2), 149 (1995).
6. Schmitt J.M. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **5** (4), 1205 (1999).
7. Tomlins P.H., Wang R.K. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **38**, 2519 (2005).
8. Varghese B., Rajan V., van Leeuwen T.G., Steenbergen W. *Opt. Express*, **15** (20), 13340 (2007).

9. Varghese B., Rajan V., van Leeuwen T.G., Steenbergen W. *J. Biomed. Opt.*, **12**, 024020 (2007).
10. Varghese B., Rajan V., van Leeuwen T.G., Steenbergen W. *Opt. Express*, **15** (15), 9157 (2007).
11. Fercher A.F., Hitznerberger C.K., Kamp G., Elzaiaat S.Y. *Opt. Commun.*, **117**, 43 (1995).
12. Morgner U., Drexler W., Kartner F.X., Li X.D., Pitris C., Ippen E.P., Fujimoto J.G. *Opt. Lett.*, **25**, 111 (2000).
13. Wojtkowski M., Leitgeb R., Kowalczyk A., Bajraszewski T., Fercher A.F. *J. Biomed. Opt.*, **7**, 457 (2002).
14. Wojtkowski M., Kowalczyk A., Leitgeb R., Fercher A.F. *Opt. Lett.*, **27** (16), 1415 (2002).
15. de Boer J.F., Cense B., Park B.H., Pierce M.C., Tearney G.J., Bouma B.E. *Opt. Lett.*, **28**, 2067 (2003).
16. Choma M.A., Sarunic M.V., Yang C., Izatt J.A. *Opt. Express*, **11** (18), 2183 (2003).
17. Sarunic M.V., Choma M.A., Yang C., Izatt J.A. *Opt. Express*, **13** (3), 957 (2005).
18. Chinn S.R., Swanson E.A., Fujimoto J.G. *Opt. Lett.*, **22**, 340 (1997).
19. Golubovic B., Bouma B.E., Tearney G.J., Fujimoto J.G. *Opt. Lett.*, **22**, 1704 (1997).
20. Lexer F., Hitznerberger C.K., Fercher A.F., Kulhavy M. *Appl. Opt.*, **36**, 6548 (1997).
21. Haberland U.H.P., Blazek V., Schmitt H.J. *J. Biomed. Opt.*, **3**, 259 (1998).
22. Choma M.A., Yang C., Izatt J.A. *Opt. Lett.*, **28**, 2162 (2003).
23. Choma M.A., Hsu K., Izatt J.A. *J. Biomed. Opt.*, **10** (4), 044009 (2005).
24. Иванов В.В., Маркелов В.А., Новиков М.А., Уставщиков С.С. *Письма в ЖТФ*, **30** (9), 82 (2004).
25. Кононенко В.В., Конов В.И., Пименов С.М., Волков П.В., Горюнов А.В., Иванов В.В., Новиков М.А., Маркелов В.А., Тертышник А.Д., Уставщиков С.С. *Квантовая электроника*, **35** (7), 622 (2005).
26. Flournoy P.A., McClure R.W., Wyntjes G. *Appl. Opt.*, **11** (9), 1907 (1972).
27. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
28. Мандель Л., Вольф Э. *Оптическая когерентность и квантовая оптика* (М.: Наука, Физматлит, 2000).
29. Рябухо В.П., Лякин Д.В., Лычагов В.В. *Оптика и спектроскопия*, **102** (6), 996 (2007).
30. Trouthman T.S., Barton J.K., Romanowski M. *Opt. Lett.*, **32** (11), 1438 (2007).
31. Khlebtsov B.N., Khanadeyev V.A., Ye J., Mackowski D.W., Borghs G., Khlebtsov N.G. *Phys. Rev. B*, **77**, 035440 (2008).