

## НИЗКОКОГЕРЕНТНАЯ АВТОКОРРЕЛЯЦИОННАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ РАСSEИВАЮЩИХ И СЛОИСТЫХ СРЕД

*В.В. Лычагов<sup>2,1</sup>, Д.В. Лякин<sup>1,2</sup>, М.Д. Модель<sup>3</sup>, В.П. Рябухо<sup>2,1</sup>*

*<sup>1</sup>Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов, Россия,*

*<sup>2</sup>Саратовский Государственный Университет, Саратов, Россия,*

*<sup>3</sup>Гарвардская Медицинская Школа, Гарвард, США*

### *Аннотация*

Рассматриваются физические основы нового метода в низкокогерентной интерферометрии слоистых и рассеивающих сред. В этом методе оптическое поле с малой длиной временной когерентности, отраженное объемным слоистым или рассеивающим объектом, направляется в сканирующий интерферометр Майкельсона продольного сдвига, с помощью которого реализуется автокорреляционный анализ объектного низкокогерентного поля. Объект исследования располагается вне интерферометра и не используется опорный пучок света. Метод позволяет определить оптические толщины слоев объемной структуры прозрачных и рассеивающих сред. Представлена приближенная теория метода для объемных объектов с непрерывно изменяющимися по глубине отражающими свойствами и для слоистых объектов с резкими границами раздела слоев. Обсуждаются схемные решения и результаты натурного эксперимента для слоистых прозрачных и рассеивающих объектов.

### *Введение*

В последнее время активно развиваются методы низкокогерентной интерферометрии (НКИ) и томографии слоистых и рассеивающих объектов технического и биологического происхождения [1-13]. В этих методах используются широкополосные источники света с малой длиной временной когерентности, определяющей пространственное разрешение методов. В классическом методе НКИ [1-5, 10] используется опорный пучок света, и объект контроля располагается в одном из плеч интерферометра (как правило, интерферометра Майкельсона), на выходе которого наблюдается сигнал интерференции объектного оптического поля и опорного пучка. Использование опорной волны создает ряд проблем в практическом использовании таких интерференционных систем. В частности, требуется обеспечивать равенство оптических длин путей в плечах интерферометра с точностью до диапазона сканирования опорного зеркала интерферометра. Следовательно, ограничивается расстояние между контролируемым объектом и интерферометром, а также возникают трудности при контроле движущихся объектов, включая вибрации объекта.

Эти проблемы преодолеваются в так называемом двухлучевом методе НКИ, в котором контролируемый объект вынесен за пределы интерферометра и освещается низкокогерентным световым полем, формируемым на выходе интерферометра [4, 7, 9, 10, 12, 13]. В этом методе интерферометр, фактически, выполняет роль специальной осветительной системы, формирующей оптический пучок с управляемыми продольными когерентными свойствами. В спектральном методе НКИ без использования опорного пучка [6, 8-10] контролируемый объект также может находиться на произвольном расстоянии от системы регистрации сигнала. В такой системе объектное низкокогерентное поле подвергается спектральному анализу – сигнал интерференции наблю-

дается на выходе спектрального прибора в спектральном распределении объектного поля.

В настоящей работе рассматривается новый метод НКИ, в котором контролируемый объект также находится за пределами интерферометра и не используется опорный пучок света. В отличие от двухлучевого метода НКИ, где интерферометр применяется в качестве модулятора когерентности освещающего объект излучения, в рассматриваемом методе интерферометр совместно с фотодетектором находится в приемной части системы, и с их помощью отраженное объектом поле подвергается автокорреляционному анализу в продольном направлении. При использовании освещающего объект излучения с достаточно малой длиной временной когерентности положение интерференционных импульсов когерентности в выходном сигнале интерферометра несет информацию об оптических толщинах слоев объемной структуры объекта. Рассматриваемый метод автокорреляционной и метод двухлучевой НКИ, как мы установили, имеют одинаковые выходные сигналы при равных условиях эксперимента – при одинаковой длине временной когерентности источника света и одинаковых объектах. Однако выполняемые интерферометрами функции в этих методах существенно различаются. Эти физические отличия обуславливают необходимость самостоятельного теоретического и экспериментального исследования метода автокорреляционной интерферометрии. Кроме этого, упомянутые отличия обуславливают также и определенные практические и функциональные достоинства метода автокорреляционной НКИ. В частности, совместное применение и действие интерферометра и фотодетектора в приемной части системы предопределяют возможность использования независимых источников освещения объекта, непосредственно не привязанных к измерительной системе, делают систему более автономной, а также обеспечивают ее более простую юстировку.

**Схема низкокогерентной автокорреляционной интерферометрии**

На рис. 1 показана принципиальная оптическая схема для реализации автокорреляционной НКИ. Контролируемый объект *LO* с объемной слоистой структурой освещается световым пучком с малой длиной временной когерентности от низкокогерентного источника *S*.

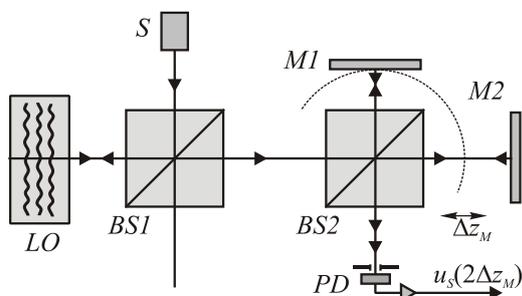


Рис. 1. Оптическая схема автокорреляционного низкокогерентного интерферометра:  
*S* - источник света; *LO* – слоистый рассеивающий объект; *BS1* и *BS2* – делители пучков;  
*M1* и *M2* – плоские зеркала; *PD* – фотодетектор

Полное световое поле, отраженное всей объемной структурой объекта, направляется на вход интерферометра Майкельсона с плоскими зеркалами *M1* и *M2*. Одно из зеркал интерферометра имеет возможность прецизионного контролируемого смещения  $\Delta z_M$  вдоль оптической оси *z*. Измерение величины  $\Delta z_M$  может быть реализовано с помощью лазерного канала в том же интерферометре. С помощью интерферометра и фотодетектора *PD* формируется интерференционный сигнал, отражающий автокорреляцию объектного поля и, соответственно, автокорреляцию оптической структуры объекта по глубине вдоль направления его освещения. Под оптической структурой объекта в настоящей работе понимаются макроскопические пространственные изменения показателя преломления и, соответственно, коэффициента отражения (или рассеяния назад, в обратном направлении) объемной среды объекта. В частности, такой сигнал отчетливо отражает слоистую структуру объекта, если длина временной когерентности освещающего объект поля существенно меньше удвоенной оптической толщины слоев этой структуры.

**Сигнал интерферометра при зондировании объекта с плавно изменяющимися отражающими свойствами**

Ниже рассмотрена приближенная теория формирования сигнала автокорреляционного низкокогерентного интерферометра при зондировании слоистого рассеивающего объекта с плавно изменяющимися оптическими свойствами, в частности, отражающими свойствами. Будем полагать, что освещающее объект поле  $E_0(z, t)$  имеет относительно ши-

рокий частотный спектр мощности колебаний  $G(\omega)$ . Следовательно, такое поле имеет относительно малую длину временной когерентности  $l_c \approx c \cdot 2\pi/\Delta\omega$ , где  $\Delta\omega$  – ширина спектрального контура  $G(\omega)$ ,  $c$  – скорость света. Длина когерентности  $l_c$  в рассматриваемом методе, как и в классической низкокогерентной интерферометрии, определяет продольную разрешающую способность метода. Поэтому рассматриваемые оптические толщины слоев объекта полагаются существенно превышающими длину когерентности используемого оптического излучения.

Для упрощения анализа процессов формирования интерференционного сигнала будем рассматривать плоские волны, распространяющиеся вдоль оси *z*, перпендикулярной поверхности объекта. Иными словами, будем полагать, что оптические поля имеют достаточно узкий пространственный спектр, так что можно пренебречь эффектами продольной пространственной когерентности в рассматриваемых интерференционных явлениях [14-16].

При освещении слоистого рассеивающего объекта в направлении оси *z*, перпендикулярной поверхности объекта, формируется отраженное объектное световое поле. Суммарное объектное поле представляет собой суперпозицию составляющих – элементарных полей, отраженных элементарными слоями объемной среды объекта. Для оптического поля, отраженного некоторым элементарным слоем  $dz'$  объекта, расположенным на глубине  $z'$  (рис. 2), можем записать следующее выражение:

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

где  $z$  – направление распространения объектного поля;  $\rho(z')$  – амплитудный коэффициент отражения среды на глубине  $z$ ;  $\mu_s(\tilde{z})$  – амплитудный коэффициент коллимированного пропускания слоя объекта толщины  $d\tilde{z}$  на глубине  $\tilde{z}$ ;  $n$  – средний показатель преломления среды внутри объекта.

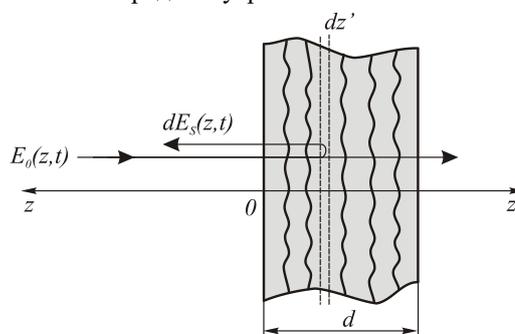


Рис. 2. Формирование объектного поля, отраженного объемным рассеивающим слоистым объектом

Временное слагаемое  $\Delta t' = 2nz'/c$  определяет временную задержку колебаний, отраженных элементарным слоем  $dz'$  на глубине  $z'$  объемной среды объекта.

Для упрощения уравнения (1) объединим коэффициенты отражения и пропускания в один общий амплитудный коэффициент  $R(z')$ , который будет характеризовать оптические свойства объекта по глубине проникновения оптического излучения  $R(z') = \rho(z') \exp\left(-2\int_0^{z'} \mu_s(\tilde{z}) d\tilde{z}\right)$ .

Полное объектное поле  $E_s(z, t)$ , отраженное всей объемной средой объекта, в первом Борновском приближении (без учета многократного рассеяния) [17] представляет собой суперпозицию полей вида (1):

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

В рассматриваемом методе интерферометрии объектное поле  $E_s(z, t)$  направляется в интерферометр Майкельсона с плоскими зеркалами (рис.1), на выходе которого наблюдается фотоэлектрический сигнал  $u_s(\Delta t)$ , величина которого пропорциональна интенсивности суперпозиционного поля:

$$\begin{aligned} u_s(\Delta t) &\sim I(\Delta t) = \langle |E_s(t) + E_s(t - \Delta t)|^2 \rangle = \\ &= \langle |E_s(t)|^2 \rangle + \langle |E_s(t - \Delta t)|^2 \rangle + \\ &+ 2\text{Re}\langle E_s(t) E_s^*(t - \Delta t) \rangle \end{aligned}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \tilde{I}(\Delta t = 2\Delta z_M/c) &= 2\text{Re}\langle E_s(t) E_s^*(t - \Delta t) \rangle = \\ &= 2\text{Re}\left\langle \int_0^d R(z') E_0\left(z, t - \frac{2nz'}{c}\right) dz' \int_0^d R^*(z'') E_0^*\left(z, t - \frac{2nz''}{c} - \frac{2\Delta z_M}{c}\right) dz'' \right\rangle = \\ &= 2\text{Re} \int_0^d \int_0^d R(z') R^*(z'') \left\langle E_0\left(z, t - \frac{2nz'}{c}\right) E_0^*\left(z, t - \frac{2nz''}{c} - \frac{2\Delta z_M}{c}\right) \right\rangle dz' dz'' = \\ &= 2\text{Re} \int_{-d}^d \int_0^d R\left(z' + \frac{\Delta z'}{2}\right) R^*\left(z' - \frac{\Delta z'}{2}\right) \Gamma(2n\Delta z' - 2\Delta z_M) dz' d\Delta z', \end{aligned} \quad (4)$$

где сделана стандартная для подобных интегральных выражений 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 выражение

$$B(\Delta z') = \int_0^d R\left(z' + \frac{\Delta z'}{2}\right) R^*\left(z' - \frac{\Delta z'}{2}\right) dz' \quad (5)$$

определяет автокорреляционную функцию оптической структуры объекта в продольном направлении –

где угловые скобки  $\langle \dots \rangle$  означают временное усреднение;  $\Delta t = 2\Delta z_M/c$  – временная задержка между объектными полями, вносимая интерферометром;  $\Delta z_M$  – продольное смещение зеркала M2 интерферометра.

Первые два слагаемых в (3) – интенсивности отраженных от зеркал полей, не изменяющиеся при смещении зеркала интерферометра,  $\langle |E_s(t)|^2 \rangle = \langle |E_s(t - \Delta t)|^2 \rangle = I_s$ . Третье, интерференционное, слагаемое определяет реальную часть функции временной когерентности суммарного объектного светового поля  $\Gamma_s(\Delta t) = \langle E_s(t) E_s^*(t - \Delta t) \rangle$  [14, 15]. Эта функция когерентности не совпадает с функцией когерентности освещающего объект поля, поскольку рассматривается объект с объемной отражающей структурой. В результате объемного отражения возникают временные задержки колебаний, соответствующие глубине залегания отражающей структуры объекта, и когерентные свойства отраженного оптического поля модифицируются (см., например, [15, 16]). Поэтому функция временной когерентности суммарного объектного светового поля несет информацию о структуре объекта.

Третье, интерференционное, слагаемое в (3) определяет переменную составляющую интерференционного сигнала и его можно преобразовать к следующему виду с использованием выражения (2):

вдоль направления зондирования объекта. Именно благодаря этой зависимости рассматриваемый метод назван автокорреляционной интерферометрией.

Интегральное уравнение (4) представляет собой свертку корреляционной функции оптической структуры объекта  $B(\Delta z')$  с функцией когерентности освещающего оптического излучения  $\Gamma(\Delta z')$ . Если используется достаточно широкополосное зондирующее излучение,  $G(\omega) = G_0 = \text{const}$  – белый свет, 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 это приближение в (4) и используя фильтрующее

свойство  $\delta$ -функции для интерференционного сигнала, получаем:

$$\tilde{I}(2\Delta z_M) \sim B\left(\frac{2\Delta z_M}{2n}\right), \quad (6)$$

где мы предположили, что  $B(\Delta z')$  – действительная функция.

Отсутствие интерференционных осцилляций в (6) объясняется предельно малой длиной временной когерентности  $l_c$  для  $\delta$ -когерентного излучения – достаточно полагать  $l_c$  короче средней длины волны излучения. В этом случае в интерференционном сигнале формируется только одна интерференционная осцилляция.

Для освещающего излучения с конечной длиной когерентности выражение (4) для интерференционного сигнала можно записать в следующем виде

$$\tilde{I}(2\Delta z_M) \sim \int_{-d}^d B(\Delta z') \left| \Gamma(2n\Delta z' - 2\Delta z_M) \right| \times \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} 2n\Delta z' - \frac{2\pi}{\lambda} 2\Delta z_M\right) d\Delta z' \quad (7)$$

В этом случае в интерференционном сигнале проявляются интерференционные осцилляции с периодом в  $\lambda$  в шкале разности хода волн в интерферометре  $2\Delta z_M$ . Если слоистая структура объекта имеет относительно резкие отражающие границы раздела прозрачных слоев, то интерференционный сигнал будет состоять из последовательности интерференционных импульсов, положение которых в шкале разности хода волн в интерферометре  $2\Delta z_M$  определяется оптической толщиной слоев и их суммами. Импульсы будут иметь высокочастотные интерференционные осцилляции (несущие колебания) с периодом в  $\lambda$  и огибающую, определяемую модулем функции временной когерентности. На рис. 3в в качестве примера приведен интерференционный сигнал, полученный путем численного моделирования с использованием уравнения (7). При моделировании полагалось, что зондирующий пучок света имеет среднюю длину волны  $\lambda = 0,8 \mu m$ , длину когерентности  $l_c = 5 \mu m$  и функцию когерентности с модулем в виде Гауссовой функции  $|\Gamma(\Delta)| = \exp(-\Delta^2/l_c^2)$ . Полагалось, что объемная структура объекта имеет резкие отражающие границы между двумя прозрачными не рассеивающими и не поглощающими слоями различной толщины (для простоты коэффициент преломления слоев  $n$  выбирался одинаковым и равнялся 1). Формально полагалось, что для коэффициента отражения такой слоистой структуры объекта можно записать следующее выражение

$$R(z') = R_1 \exp\left\{-\frac{(z' - z'_1)^2}{l^2}\right\} + R_2 \exp\left\{-\frac{(z' - z'_2)^2}{l^2}\right\} + R_3 \exp\left\{-\frac{(z' - z'_3)^2}{l^2}\right\}, \quad (8)$$

где каждое слагаемое определяет коэффициент отражения границы раздела между слоями;  $l$  – толщина границы раздела (при  $l \rightarrow 0$  имеем резкие границы раздела);  $z'_1, z'_2, z'_3$  – координаты границ раздела. На рис.3а приведен график  $R(z')$ , полученный при  $R_1 = 0,3$ ;  $R_2 = 0,1$ ;  $R_3 = 0,8$ ;  $l = 0,5 \mu m$ ,  $z'_1 = 0$ ,  $z'_2 = 20 \mu m$ ,  $z'_3 = 30 \mu m$ , а на рис. 3б приведен график автокорреляционной функции  $B(\Delta z')$  структуры такого объекта, построенный с использованием выражения (5).

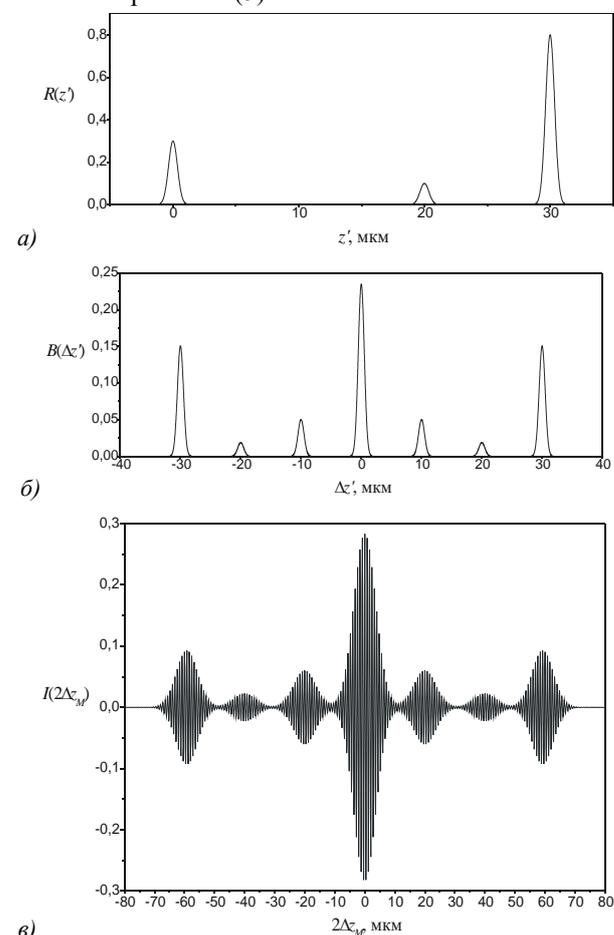


Рис. 3. Пространственное распределение коэффициента отражения структуры слоистого объекта (а), автокорреляционная функция структуры объекта (б) и соответствующий выходной сигнал интерферометра (в)

Из уравнения (7) следует, что при совпадении разности хода волн в интерферометре  $2\Delta z_M$  с удвоенной оптической толщиной какого-либо слоя  $2n\Delta z'$  (в рассматриваемом модельном при-

мере при  $\pm 2\Delta z_M = 2(z'_2 - z'_1)$ ;  $\pm 2\Delta z_M = 2(z'_3 - z'_2)$ ;  $\pm 2\Delta z_M = 2(z'_3 - z'_1)$ ) модуль функции когерентности  $|\Gamma(2n\Delta z' - 2\Delta z_M)|$  отличен от нуля и принимает максимальное значение. В этом случае и автокорреляционная функция оптической структуры объекта  $B(\Delta z')$  также имеет локальный максимум. Следовательно, все интегральное выражение (7) принимает максимальное значение. В определенном смысле, функция когерентности (ее модуль) «стробировывает» автокорреляционную функцию структуры объекта. Чем короче длина когерентности зондирующего излучения, тем точнее проявляется автокорреляционная структура объекта в интерференционном сигнале. Конечная ширина модуля функции когерентности «уширяет» и «сглаживает» вариации автокорреляционной функции структуры объекта.

**Сигнал интерферометра при зондировании слоистого объекта с резкими границами раздела слоев**

Низкокогерентное световое поле, отраженное слоистым объектом с резкими границами раздела между соседними слоями, приближенно можно рассматривать в качестве временной последовательности идентичных (взаимно когерентных) волновых пучков, отраженных различными границами раздела продольной структуры объекта. Взаимное временное запаздывание  $\Delta t_{jk}$  этих пучков определяется оптической толщиной слоев  $n_{j,j+1}d_{j,j+1}$  структуры контролируемого объекта и их суммами. В интерферометре каждое такое временное запаздывание может быть скомпенсировано соответствующим продольным смещением  $\Delta z_M$  зеркала интерферометра,  $2\Delta z_M = c\Delta t_{jk}$ . При непрерывном сканировании зеркала фотодетектор на выходе интерферометра регистрирует интерференционные импульсы временной когерентности при компенсации временной задержки каждой пары волновых пучков, отраженных границами слоев объемной структуры контролируемого объекта.

Используя эти представления, проведем формальный анализ процесса формирования интерференционного сигнала в рассматриваемой системе для прозрачного слоистого объекта с резкими отражающими границами слоев. Комплексные коэффициенты отражения границ запишем в виде  $\rho_1 = \rho_{01} \exp(i\varphi_1)$ ,  $\rho_2 = \rho_{02} \exp(i\varphi_2)$ , ...  $\rho_N = \rho_{0N} \exp(i\varphi_N)$ , где  $N$  – полное число границ раздела между слоями. Тогда для напряженности электрического поля суммарной объектной световой волны  $E_S(z, t)$ , распространяющейся вдоль оси  $z$ , можем записать

$$E_S(z, t) = \rho_1 E_0(z, t) + (1 - \rho_{01})^2 \rho_2 E_0(z, t - \Delta t_{12}) + (1 - \rho_{01})^2 (1 - \rho_{02})^2 \rho_3 E_0(z, t - \Delta t_{13}) + (1 - \rho_{01})^2 (1 - \rho_{02})^2 (1 - \rho_{03})^2 \dots (1 - \rho_{0N-1})^2 \times \rho_N E_0(z, t - \Delta t_{1N}) = \sum_{j=1}^N R_j E_0(z, t - \Delta t_{1j}), \tag{9}$$

где  $E_0(z, t) = U_0(z, t) \exp(i\omega_0 t)$  – волновое возмущение освещающего светового поля,  $j$  – номер отражающей границы в структуре объекта,  $\Delta t_{1j}$  – взаимные временные запаздывания волновых возмущений, отраженных 1-ой и  $j$ -ой границей,  $R_j$  – комплексные коэффициенты, учитывающие отражающие свойства границ слоев структуры объекта:

$$R_j = \left\{ \prod_{k=1}^{N-1} (1 - \rho_{0k})^2 \right\} \rho_j.$$

Суммарное объектное волновое возмущение  $E_S(z, t)$  направляется в сканирующий интерферометр Майкельсона, в котором реализуется взаимная временная задержка  $\Delta t = 2\Delta z_M / c$  между двумя идентичными частями этого возмущения путем продольного смещения  $\Delta z_M$  одного из зеркал интерферометра из положения равенства длин плеч интерферометра. На выходе интерферометра формируется сигнал, определяемый выражением (3). Переменная составляющая этого сигнала определяется реальной частью функции временной когерентности объектного поля  $\Gamma_S(\Delta t)$ , для которой с использованием (9) можно записать следующее выражение

$$\Gamma_S(\Delta t) = \sum_{j=1}^N |R_j|^2 \Gamma(\Delta t) + \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N |R_i R_j^*| \Gamma(\Delta t \pm \Delta t_{ij}) \tag{10}$$

где, как и ранее,

$$\Gamma(\Delta t) = \langle E_0(t) E_0^*(t - \Delta t) \rangle = \langle U_0(t) U_0^*(t - \Delta t) \rangle \exp(i\omega_0 \Delta t) = \Gamma_U(\Delta t) \exp(i\omega_0 \Delta t)$$

функция временной когерентности исходного светового поля источника – освещающего объект светового поля,  $\Gamma_U(\Delta t)$  – функция временной когерентности комплексной амплитуды (комплексной огибающей) освещающего поля [14, 15],  $\omega_0$  – центральная частота поля. Функцию временной когерентности  $\Gamma(\Delta t)$  можно представить в эквивалентной форме  $\Gamma(\Delta)$ , где  $\Delta = c\Delta t$  – оптическая разность хода волновых возмущений. Тогда для переменной составляющей выходного сигнала интерферометра  $\tilde{I}(2\Delta z_M)$  можем записать следующее выражение

$$\begin{aligned} \tilde{I}(2\Delta z_M) \sim & \sum_{j=1}^N |R_j|^2 |\Gamma(2\Delta z_M)| \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} 2\Delta z_M\right) + \\ & + \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N |R_i R_j^*| \left| \Gamma\left(2\Delta z_M \pm \sum_{k=i}^{j-1} 2d_{k,k+1} n_{k,k+1}\right) \right| \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} 2\Delta z_M \pm \frac{2\pi}{\lambda_0} \sum_{k=i}^{j-1} 2d_{k,k+1} n_{k,k+1} + \varphi_i - \varphi_j\right), \end{aligned} \quad (11)$$

где использовано:  $\Delta t = 2\Delta z_M / c$ ,  $d_{k,k+1} n_{k,k+1}$  – оптическая толщина слоя между  $k$  и  $k+1$ -ой границами;  $\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0$ .

Согласно (11), имеем быстро осциллирующий в шкале разности хода  $\Delta = 2\Delta z_M$  интерференционный сигнал, определяемый косинусоидальным множителем  $\cos(2\pi 2\Delta z_M / \lambda_0)$  и модулированный функциями когерентности  $\Gamma(2\Delta z_M \pm \Delta_j)$ , где  $\Delta_j$  – оптическая разность хода волн, вносимая соответствующими слоями объекта. Если  $\Delta_j$  различных слоев объекта отличается более, чем на длину когерентности  $l_c$ , то сигнал представляет собой последовательность неперекрывающихся интерференционных импульсов когерентности. Постоянные (не зависящие от  $\Delta z_M$ ) слагаемые  $\frac{2\pi}{\lambda_0} \sum_{k=i}^{j-1} 2d_{k,k+1} n_{k,k+1}$  и  $\varphi_i - \varphi_j$

под знаком косинуса в (11) определяют начальные фазы высокочастотных (несущих) осцилляций в каждом импульсе. Если в эксперименте не фиксировать эти начальные фазы, то для неперекрывающихся импульсов когерентности косинусоидальный множитель, определяющий несущую частоту осцилляций сигнала, можно вынести за скобки в (11). Если же в структуре объекта имеются слои с приблизительно равными оптическими толщинами, то импульсы когерентности в интерференционном сигнале будут перекрываться. Результат сложения несущих колебаний этих импульсов будет зависеть от разности их начальных фаз – может наблюдаться взаимное усиление или гашение колебаний. В этом случае косинусоидальный множитель нельзя вынести из-под знака суммы в (11).

Выражение (11) показывает, что переменная составляющая выходного сигнала интерферометра  $\tilde{I}(2\Delta z_M)$  содержит всего  $N(N-1)+1$  интерференционных импульсов временной когерентности источника света в шкале разности хода волн в интерферометре  $\Delta = \pm 2\Delta z_M$ . Ширина импульсов определяется длиной когерентности  $l_c$  используемого излучения. Положения максимумов этих импульсов определяются условием равенства нулю аргумента функции когерентности  $\Gamma(\Delta)$ , поскольку  $\Gamma(\Delta = 0) = I_0 = \max$ . Центральный импульс, наблюдаемый при  $2\Delta z_M = 0$  (первое слагаемое в интерферометре), соответствует нулевой разности хода волн в интерферометре. Он не несет информацию о продольной структуре объектного светового поля и, соответственно, о структуре объекта. Симметрично относительно центрального импульса располагаются

по  $N(N-1)/2$  боковых импульсов, положение которых в шкале разности хода  $\Delta = 2\Delta z_M$  определяется оптической толщиной каждого слоя объекта и их суммами:

$$\sum_{k=i}^{j-1} 2d_{k,k+1} n_{k,k+1}; \quad i = 1:N-1; \quad j = i+1:N. \quad (12)$$

Центральный (нулевой) импульс имеет наибольшую амплитуду интерференционных осцилляций, определяемую интенсивностью полного объектного поля. Амплитуды боковых импульсов существенно меньше, поскольку они определяются коэффициентами отражения границ соответствующего слоя и коэффициентами отражения границ на пути распространения света внутри объекта. Таким образом, на амплитуду бокового интерференционного импульса влияют не только коэффициенты отражения границ соответствующего слоя объекта, но и коэффициенты отражения всех границ, через которые проходят интерферирующие волны.

#### Экспериментальная система

В экспериментах использовалась оптическая система на основе сканирующего интерферометра Майкельсона (рис. 4) с колеблющимся зеркалом, с частотой  $f_0 \approx 1$  Гц и амплитудой  $l_0 \approx 1$  мм, существенно превышающей оптическую толщину слоев объемной структуры контролируемого объекта.

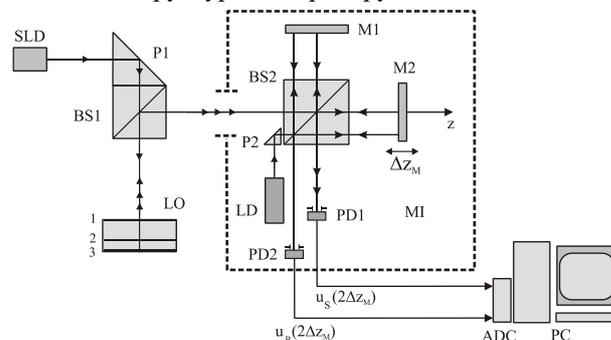


Рис. 4. Схема автокорреляционной низкокогерентной интерферометрии слоистого объекта:

SLD – низкокогерентный источник света, P1 и P2 – поворотные призмы; BS1 и BS2 – делители пучков света; LO – контролируемый слоистый объект; M1 и M2 – зеркала; LD – лазерный диод; PD1 и PD2 – фотодетекторы; MI – интерферометр Майкельсона;  $u_s(2\Delta z_M)$  – автокорреляционный сигнал интерферометра;  $u_r(2\Delta z_M)$  – лазерный сигнал интерферометра; ADC – плата аналого-цифрового преобразования; PC – персональный компьютер

В качестве объектов контроля использовались тонкие прозрачные, рассеивающие стеклянные, полимерные пластины и пленки, расположенные от-

дельно или на металлическом зеркале для образования второго слоя – клеявого слоя или воздушного зазора между пленкой или пластиной и поверхностью зеркала. Низкокогерентным источником света служили суперлюминесцентные диоды с длиной волны  $\lambda_0 = 0,665$  мкм («Инжект») и  $\lambda_0 = 0,85$  мкм («Кантегир») и длиной временной когерентности излучения  $l_c \approx 15$  мкм.

Для измерения смещения  $\Delta z_M$  сканирующего зеркала интерферометра служил вспомогательный канал с использованием лазерного диода LD с длиной волны  $\lambda_L \approx 0,65$  мкм («Кантегир») и фотоприемником PD2 (рис. 4). Сигнал лазерного интерферометра  $u_R(2\Delta z)$  использовался в качестве шкалы отсчета с ценой деления  $\lambda_L/2$ . Фотоэлектрические сигналы интерферометра  $u_S(2\Delta z)$  и  $u_R(2\Delta z)$  оцифровывались с помощью платы аналого-цифрового преобразования. Оцифрованный сигнал интерферометра  $u_S(2\Delta z)$  подвергался цифровой частотной фильтрации для увеличения отношения сигнал/шум.

**Экспериментальные и расчетные сигналы интерферометра**

Ниже, на рис. 5-9, приведены экспериментальные цифровые осциллограммы выходных сигналов автокорреляционного интерферометра, наблюдаемые для различных слоистых объектов. На этих рисунках приведены также расчетные осциллограммы выходных сигналов, построенные с использованием выражения (11) и параметров слоев, определенных по экспериментальным сигналам.

На рис. 5а представлен экспериментальный сигнал в шкале разности хода волн в интерферометре  $2\Delta z_M$ , наблюдаемый для однослойного объекта – пленки фторопласта. Представлена только часть сигнала, соответствующая положительному диапазону разности хода. Центральный (крайний слева) интерференционный импульс с максимальной амплитудой осцилляций (нулевой импульс) соответствует нулевой разности хода волн в интерферометре. Для однослойного объекта наблюдается один боковой импульс, положение которого, в соответствии с (12) определяется соотношением

$$\pm 2\Delta z_M = 2d_{12}n_{12}. \quad (13)$$

В предположении, что коэффициент преломления фторопласта равен  $n_{12} \approx 1,4$ , геометрическая толщина пленки, определяемая по экспериментальному сигналу, равна  $d_{12} \approx 50$  мкм, что хорошо согласуется с результатами измерения толщины пленки с помощью контактного микрометра с погрешность измерения 5 мкм.

На рис. 5б приведен расчетный сигнал, полученный с использованием вышеприведенных параметров слоя и уравнения (11), которое для одного слоя принимает следующий вид:

$$\tilde{I}(2\Delta z_M) = \left\{ \sum_{j=1}^2 |R_j|^2 |\Gamma(2\Delta z_M)| + |R_1 R_2^*| |\Gamma(2\Delta z_M \pm 2d_{12}n_{12})| \right\} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} 2\Delta z_M\right), \quad (14)$$

где коэффициенты отражения границ слоя определялись с использованием формул Френеля,  $\rho_{01} = \rho_{02} \approx 0,17$ . Модуль функции временной когерентности источника света представлялся в форме гауссовой функции  $|\Gamma(\Delta)| = I_0 \exp(-\Delta^2/l_c^2)$ , где  $l_c$  – длина временной когерентности. В расчетах использовали  $l_c = 15$  мкм.

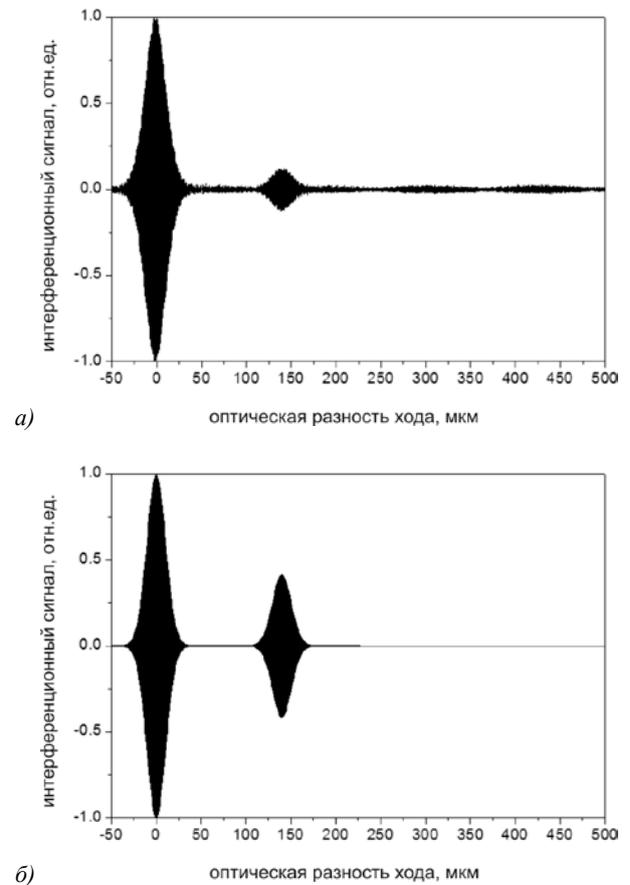


Рис. 5. Экспериментальный (а) и расчетный (б) сигналы автокорреляционного интерферометра для однослойного объекта – пленки фторопласта толщиной 50 мкм и показателем преломления 1,4

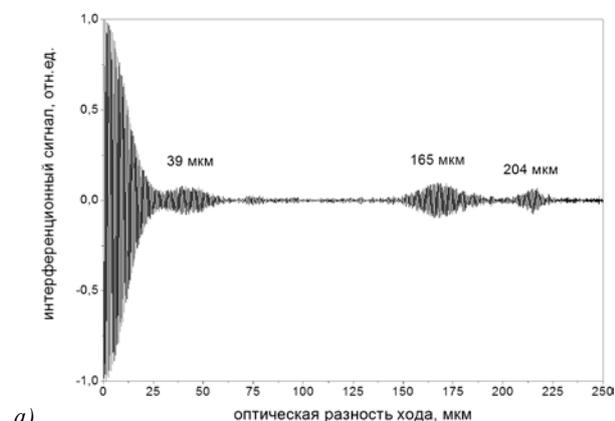
Различие в максимальных амплитудах интерференционных осцилляций боковых импульсов экспериментального и расчетного сигналов определяется двумя причинами. Во-первых, отсутствием в теоретическом расчете учета рассеивающих свойств пленки фторопласта – коэффициент  $R_2$  должен определяться с учетом коэффициента коллимированного пропускания пленки. Во-вторых, пленка фторопласта имеет неплоскопараллельные границы,

что приводит к рассогласованию волновых полей, отраженных этими границами и интерферирующих на апертуре фотоприемника.

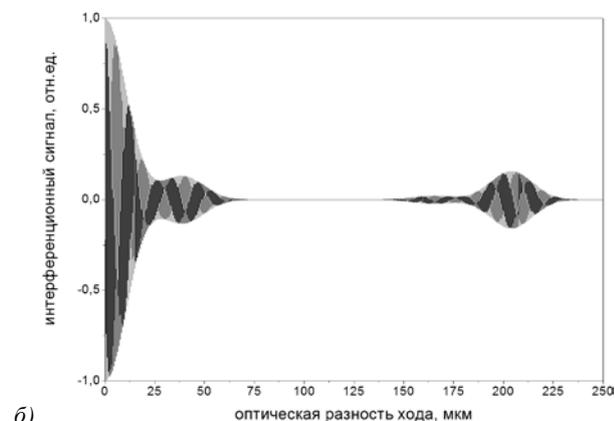
Сигнал интерферометра для более сложного (двухслойного) объекта - полимерная пленка, накле-

$$\tilde{I}(2\Delta z_M) = \left\{ \begin{aligned} & \sum_{j=1}^3 |R_j|^2 |\Gamma(2\Delta z_M)| + \\ & + |R_1 R_2^*| |\Gamma(2\Delta z_M \pm 2d_{12}n_{12})| + \\ & + |R_1 R_3^*| |\Gamma(2\Delta z_M \pm (2d_{12}n_{12} + 2d_{23}n_{23}))| + \\ & + |R_2 R_3^*| |\Gamma(2\Delta z_M \pm 2d_{23}n_{23})| \end{aligned} \right\} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} 2\Delta z_M\right), \quad (15)$$

где  $d_{12}$  и  $n_{12}$ ,  $d_{23}$  и  $n_{23}$  - геометрические толщины и показатели преломления 1-го и 2-го слоев (пленки и клея), соответственно.



а)



б)

Рис. 6. Экспериментальный (а) и расчетный (б) интерференционные сигналы низкокогерентного автокорреляционного интерферометра для двухслойного объекта – полимерной пленки, наклеенной на поверхность металлического зеркала:  $d_{12} = 55$  мкм,  $n_{12} = 1,5$ ,  $d_{23} = 15$  мкм,  $n_{23} = 1,3$ ,  $\rho_1 = 0,2$ ,  $\rho_2 = 0,2$ ,  $\rho_3 = 0,8$

Для такого объекта в выходном интерференционном сигнале наблюдаются в целом  $N(N-1)+1 = 7$  импульсов когерентности. Положения 3-х боковых импульсов в шкале разности хода определяются уравнениями:

енная на поверхность металлического зеркала, приведен на рис. 6. Первый слой – пленка, второй – слой клея. Выражение (11) для интерференционного сигнала для двухслойного объекта (три отражающих границы,  $N=3$ ) принимает вид:

$$\begin{aligned} \pm 2\Delta z_M &= 2d_{12}n_{12}; \quad \pm 2\Delta z_M = 2d_{23}n_{23}; \\ \pm 2\Delta z_M &= 2d_{12}n_{12} + 2d_{23}n_{23}. \end{aligned} \quad (16)$$

Используя эти уравнения и положения боковых импульсов в шкале разности хода в экспериментальном сигнале, приведенном на рис.6а, можно определить оптические толщины пленки и слоя клея. Однако для однозначного определения этих толщин необходима априорная информация о соотношении оптических толщин слоев. Используя предположение, что слой клея имеет меньшую оптическую толщину, чем пленка (следовательно, первый боковой импульс формируется слоем клея, второй – пленкой, а третий – суммарным слоем пленка+клей) получаем для пленки  $d_{12} \approx 55$  мкм, а для слоя клея  $d_{23} \approx 15$  мкм, в предположении, что  $n_{12} = 1,5$  и  $n_{23} = 1,3$ .

Эти значения параметров слоев использовались для расчета интерференционного сигнала (рис. 6б) на основе уравнения (15). Значения коэффициентов амплитудного отражения границ слоев принимались равными  $\rho_{01} = 0,2$ ,  $\rho_{02} = 0,2$ ,  $\rho_{03} = 0,8$ .

Различия в максимальных амплитудах боковых импульсов экспериментального и расчетного сигналов определяются, как мы полагаем, непарallelностью отражающих границ слоев объекта. В интерферометре имелась возможность тонкой угловой подстройки одного зеркала, благодаря чему можно было увеличить амплитуду одного из побочных импульсов, однако при этом, как правило, уменьшалась амплитуда других импульсов. Поэтому по величине максимальной амплитуды боковых импульсов нельзя достаточно точно судить о коэффициентах отражения границ соответствующего слоя.

Представленный сигнал хорошо иллюстрирует особенности интерпретации экспериментальных интерференционных сигналов в рассматриваемой оптической системе. В соответствии с приведенной выше теорией последовательность формирования импульсов в выходном сигнале интерферометра определяется оптической толщиной слоев, а не порядком их следования внутри исследуемой структуры объекта. Первым в шкале разности хода формируется интерференционный импульс взаимной когерентности волн, отраженных от границ слоя с наименьшей оптической толщиной. Для сигнала на

рис. 6а это тонкий клеевой слой между пленкой и поверхностью зеркала,  $\Delta_1 = 2d_{23}n_{23}$ . Второй интерференционный импульс формируется средним по оптической толщине слоем – полимерной пленкой,  $\Delta_2 = 2d_{12}n_{12}$ . Третий импульс соответствует интерференции волн, отраженных от первой границы пленки и от последней границы - поверхности зеркала,  $\Delta_3 = 2d_{12}n_{12} + 2d_{23}n_{23}$ .

$$\tilde{I}(2\Delta z_M) \sim \left\{ \begin{aligned} & \sum_{j=1}^4 |R_j|^2 |\Gamma(2\Delta z_M)| + \\ & + |R_1 R_2^*| |\Gamma(2\Delta z_M \pm 2d_{12}n_{12})| + \\ & + |R_1 R_3^*| |\Gamma(2\Delta z_M \pm (2d_{12}n_{12} + 2d_{23}n_{23}))| + \\ & + |R_1 R_4^*| |\Gamma(2\Delta z_M \pm (2d_{12}n_{12} + 2d_{23}n_{23} + 2d_{34}n_{34}))| + \\ & + |R_2 R_3^*| |\Gamma(2\Delta z_M \pm (2d_{23}n_{23}))| + \\ & + |R_2 R_4^*| |\Gamma(2\Delta z_M \pm (2d_{23}n_{23} + 2d_{34}n_{34}))| + \\ & + |R_3 R_4^*| |\Gamma(2\Delta z_M \pm (2d_{34}n_{34}))| \end{aligned} \right\} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} 2\Delta z_M\right). \quad (17)$$

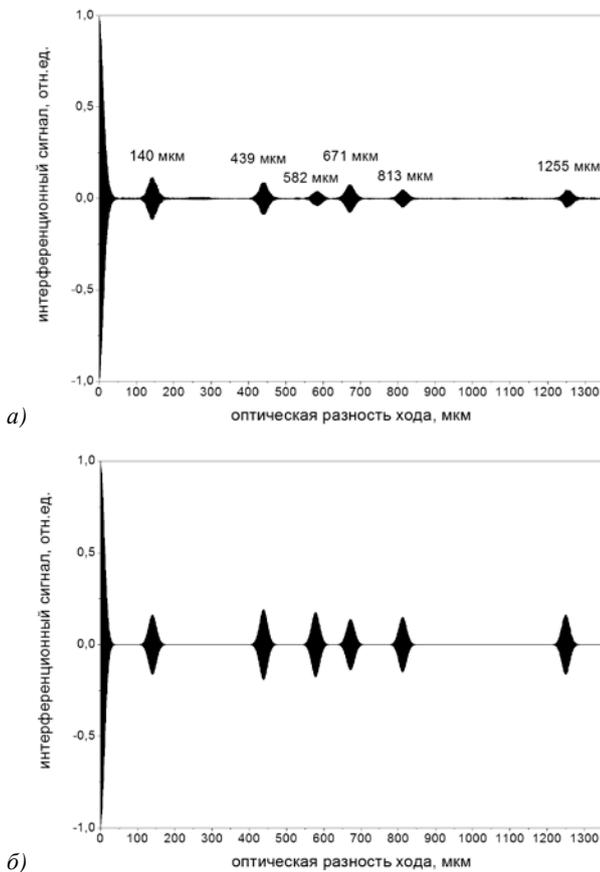


Рис. 7. Экспериментальный (а) и теоретический (б) интерференционные сигналы от объекта из трех слоев – двух покровных стекол, сложенных вместе с воздушной прослойкой между ними

Боковые импульсы (по 6 импульсов с каждой стороны от центрального нулевого импульса) в ин-

С увеличением числа слоев в структуре объекта интерпретация сигнала интерферометра заметно усложняется. На рис. 7а представлен интерференционный сигнал, записанный для трехслойного объекта - двух покровных стекол, сложенных вместе так, что между ними имелась тонкая воздушная прослойка. Для трехслойного объекта (соответственно, с  $N = 4$  границами раздела) выражение для интерференционного сигнала (11) принимает вид:

терференционном сигнале появляются при равенстве разности хода  $2\Delta z_M$  следующим значениям параметров слоистой структуры объекта:

$$\begin{aligned} & \pm 2\Delta z_M = 2d_{12}n_{12}; \quad 2d_{23}n_{23}; \quad 2d_{34}n_{34}; \\ & (2d_{12}n_{12} + 2d_{23}n_{23}); \quad (2d_{23}n_{23} + 2d_{34}n_{34}); \\ & (2d_{12}n_{12} + 2d_{23}n_{23} + 2d_{34}n_{34}). \end{aligned} \quad (18)$$

Для однозначного определения параметров структуры такого объекта необходима априорная информация о соотношении оптических толщин слоев. Можно предположить, что в данном объекте самым тонким слоем является воздушная прослойка между покровными стеклами и импульс, соответствующий данному слою, должен следовать первым за центральным импульсом. Из интерферограммы видно, что этот импульс расположен на расстоянии 140 мкм от центрального, из чего следует, что толщина воздушной прослойки составляла 70 мкм.

Толщины стекол, измеренные с помощью контактного микрометра составляли 150 и 230 мкм. Следовательно, можно предположить, что импульс, соответствующий стеклу 2 толщиной 150 мкм должен находится в шкале разности хода в положении  $2\Delta z_M = 2d_{12}n_{12} = 2 \cdot 150 \cdot 1,5 = 450$  мкм. Данным условиям удовлетворяет второй импульс, отстоящий от центрального на 439 мкм. Таким образом, геометрическая толщина стекла 2, измеренная интерференционных методом, составила 146 мкм в предположении, что его показатель преломления равен 1,5.

Интерференционный импульс, соответствующий стеклу 1, должен находится в положении  $2\Delta z_M = 2d_{34}n_{34} = 2 \cdot 230 \cdot 1,5 = 690$  мкм. В экспериментальном сигнале ему соответствует 4-й боковой импульс, расположенный на расстоянии 671 мкм.

Расчитанное значение геометрической толщины покровного стекла 1 составляет 224 мкм.

Различия в значениях геометрических толщин, полученных с использованием контактного микрометра и интерферометра могут быть объяснены различными причинами. Основная причина связана с вариациями локальной толщины стекла. Кроме этого, при расчетах показатель преломления стекла принят равным 1,5, в то время как значение этого параметра могло быть отличным от указанного.

В выходном сигнале автокорреляционного интерферометра должны присутствовать импульсы, соответствующие определенным комбинациям оптических толщин слоев объекта. Должны наблюдаться импульсы, соответствующие комбинациям: «стекло 1 + воздушная прослойка»; «стекло 2 + воздушная прослойка»; «стекло 1 + воздушная прослойка + стекло 2». При этом следует отметить, что в сигнале не должен наблюдаться импульс, соответствующий комбинации «стекло 1 + стекло 2». Таким образом, в интерференционном сигнале должны присутствовать еще три импульса, находящиеся, соответственно, на расстояниях:  $2\Delta z_M = 579, 811$  и  $1250$  мкм. Такие импульсы присутствуют в интерференционном сигнале на рис.7а. Это боковые импульсы № 3, 5 и 6. Первый из них находится на отметке 582 мкм, второй - 813 мкм и третий - 1255 мкм.

На рис.7б представлен интерференционный сигнал, рассчитанный с использованием выражения (17) и экспериментально определенных параметров слоев. Для коэффициентов отражения границ слоев использованы значения  $\rho_{01} = \rho_{02} = \rho_{03} = 0,2$ . Сравнение экспериментального и расчетного сигналов демонстрирует хорошее согласие эксперимента с теоретическими положениями метода.

В многослойном объекте некоторые слои могут иметь одинаковые оптические толщины. Тогда интерференционные импульсы, соответствующие этим слоям, наложатся друг на друга в выходном сигнале интерферометра и количество наблюдаемых боковых импульсов будет меньше ожидаемого. Амплитуды осцилляций суммарных импульсов будут зависеть от фазовых соотношений накладываемых импульсов – импульсы могут усилить или подавить друг друга.

В наших экспериментах для изучения подобной ситуации использовался объект в виде двух одинаковых пленок скотча, плотно склеенных между собой клеевыми слоями. Получился трехслойный объект (пленка-клей-пленка). Экспериментальный сигнал от такого объекта представлен рис. 8а. Ожидаемое число боковых импульсов – 6, как и в выше рассмотренном примере с двумя сложенными стеклами. Однако наблюдается всего 3 боковых импульса, следующих, приблизительно, на одинаковых расстояниях 75 мкм в шкале разности хода: 75, 147 и 222 мкм. Отсюда следует, что все три слоя – пленка, клей, пленка, имеют приблизительно одинаковые оптические толщины. Полагая показатель прелом-

ления пленки  $n_{12} = n_{34} = 1,4$ , а клея  $n_{23} = 1,3$ , для геометрической толщины пленок получаем  $d_{12} = d_{34} \approx 27$  мкм, а для клея  $d_{23} \approx 29$  мкм. Эти значения подтверждаются контактными измерениями толщины скотча совместно со слоем клея.

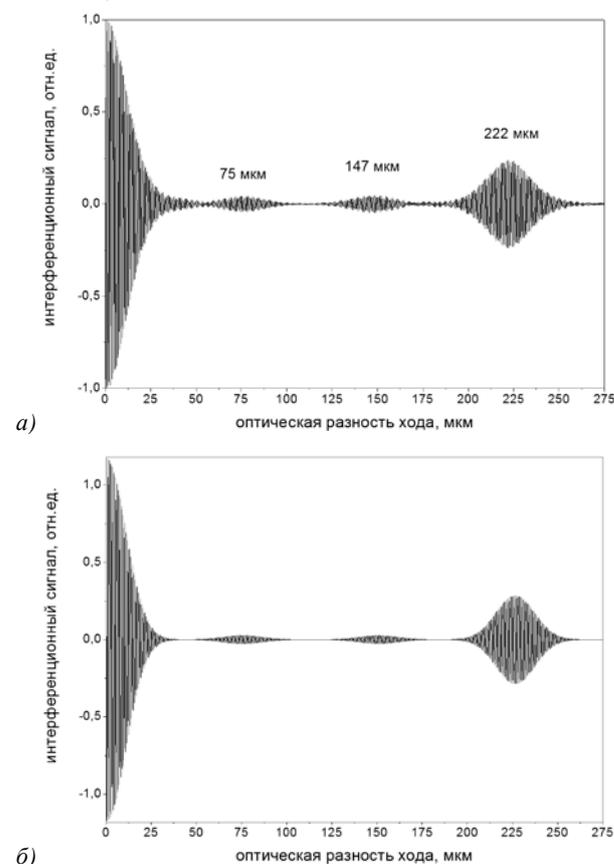


Рис. 8. Экспериментальный (а) и теоретический (б) интерференционные сигналы от трехслойного объекта – двух одинаковых полимерных пленок, склеенных друг с другом:  $d_{12} = 27$  мкм,  $n_{12} = 1,4$ ,  $d_{23} = 29$  мкм,  $n_{23} = 1,3$ ,  $d_{34} = 27$  мкм,  $n_{34} = 1,4$ .

На рис. 8б представлен сигнал, рассчитанный с помощью выражения (17) с использованием экспериментально установленных параметров слоев – геометрических толщин, вышеупомянутых коэффициентов преломления слоев и коэффициентов отражения границ слоев, определенных с помощью формул Френеля.

Отметим, правильная интерпретация сигнала автокорреляционного интерферометра для объекта с набором слоев с одинаковыми оптическими толщинами возможна только благодаря той или иной априорной информации о слоистой структуре объекта.

В рамках настоящей работы исследовалось влияние металлических наночастиц в структуре слоистого объекта на параметры сигнала низкокогерентного интерферометра. Отражающие, рассеивающие и поглощающие свойства наночастиц, внедренных в структуру исследуемого объекта, в частности, в

структуру биологической ткани, должны повлиять на амплитудные характеристики сигнала низкокогерентного интерферометра, используемого для контроля структуры таких объектов [18].

В наших экспериментах использовались золотые наночастицы с внешним диаметром  $\approx 180$  нм и толщиной оболочки  $\approx 20$  нм со сферическим ядром из двуокиси кремния [19], осажденные тонким слоем на поверхность покровного стекла толщиной  $\approx 150$  мкм. Толщина слоя наночастиц по нашим экспериментальным оценкам с помощью микроинтерферометра Линника составила  $\approx 190$  нм. Такие стекла с наночастицами нами использовались в качестве объекта контроля в низкокогерентном автокорреляционном интерферометре для определения влияния тонкого слоя наночастиц на амплитуду формируемых интерференционных импульсов когерентности. В качестве объекта контроля использовалось или одно стекло с наночастицами – один контролируемый слой, или в сочетании с чистыми стеклами, с помощью которых создавали многослойный контролируемый объект. При этом, поскольку оптическая толщина слоя наночастиц во много раз меньше длины когерентности используемого излучения, в выходном сигнале интерферометра не наблюдался интерференционный импульс, формируемый отдельно слоем наночастиц.

В экспериментах достаточно отчетливо наблюдается уменьшение амплитуды интерференционных импульсов, формируемых волнами, отраженными слоем наночастиц и прошедшими через этот слой. При этом наибольшему влиянию подвергаются импульсы, формируемые чистыми (без наночастиц) слоями объекта, лежащими за слоем наночастиц по направлению освещения объекта. Эти импульсы формируются волнами, дважды прошедшими через слой наночастиц и поэтому в наибольшей степени испытавшими влияние со стороны наночастиц. Это влияние выражается в уменьшении амплитуды волны из-за отражения, поглощения и рассеяния света наночастицами. Таким образом, наши эксперименты показали, что при использовании автокорреляционной низкокогерентной интерферометрии не удается отчетливо выделить интерференционный импульс от слоя с наночастицами на его границе по отношению к интерференционным импульсам от других (чистых) слоев, лежащих за слоем с наночастицами. Иными словами, не наблюдается заметное контрастирование сигнала от слоя с наночастицами, если этот слой располагается в верхних слоях структуры объекта. Однако при расположении слоя наночастиц на поверхности глубоких слоев в структуре объекта наблюдается заметное контрастирование сигнала интерферометра поскольку волны, отраженные верхними слоями объекта, не испытывают влияния слоя наночастиц. Эти различия в сигнале автокорреляционного интерферометра, как мы считаем, следует принимать во внимание при использовании

данного интерферометра в биомедицинских диагностических целях.

### *Обсуждение и заключение*

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

В рассматриваемой интерференционной системе, как и в двухлучевой НКИ [4, 7, 9, 10, 12, 13], импульсы когерентности отражают взаимные положения этих границ или, другими словами, оптические толщины различных слоев структуры объекта и определенные их комбинации. Первый импульс формируется не ближайшим, а наиболее тонким слоем вне зависимости от его залегания. Иными словами, сигнал такого интерферометра отражает спектр оптических толщин слоев в продольной структуре объекта, но не пространственное расположение границ раздела слоев.

Эти качества являются одновременно и достоинством, и недостатком данной интерференционной системы. При контроле объекта с одним слоем, например, при измерении толщины стекла, прозрачного покрытия или одиночного воздушного зазора, это качество системы следует отнести к очевидному достоинству. Положение интерференционного импульса когерентности в шкале разности хода волн, в этом случае, однозначно определяет искомым 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, 6, 10], сигнал рассматриваемой автокорреляционной интерференционной системы позволяет количественно однозначно определить взаимные положения границ раздела сред в продольной структуре объекта.

Однако без априорной информации о структуре объекта по автокорреляционному сигналу интерферометра можно определить только оптические толщины слоев, но невозможно определить глубину их залегания. Более того, если в структуре объекта окажутся два или более слоев с одинаковыми оптическими толщинами, то интерференционные импульсы от этих слоев совпадут и, следовательно, будут интерпретированы как один слой. Кроме этого, интерференционные осцилляции этих импульсов, в принципе, могут оказаться в противофазе и подавить друг друга.

Еще один недостаток рассматриваемой системы также связан с отсутствием опорной волны и заключается в сравнительно малой амплитуде интерференционных импульсов в отличие от обычной низкокогерентной системы, в которой увели-

чение амплитуды сигнала обеспечивается смешением объектной волны с достаточно интенсивной опорной волной.

Однако рассматриваемая автокорреляционная интерференционная система имеет ряд достоинств по сравнению с классическими системами с опорным пучком. 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. 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; к интерферометру предъявляются более низкие эксплуатационные требования, поскольку объект контроля не включен в интерференционную систему. Существенно меньше влияние дисперсии объектной среды на результаты измерений, особенно в случае, когда необходимо определить толщину слоя, находящегося достаточно глубоко в диспергирующей среде. Интерферометр может быть выполнен на объемных оптических элементах, что определяет меньшие энергетические потери, а для зондирования объекта возможно использование оптического многомодового волокна и даже жгута волокон.

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

### Литература

1. Иванов А.П., Чайковский А.П., Кумейша А.А. Интерференционный метод исследования рассеивающих объектов // ДАН БССР, 1979. 23. - № 6. - С. 503-506.
2. Власов Н.Г., Семенов Э.Г., Соколова М.Э. Исследование рассеивающих сред и визуализация фазовых объектов в частично когерентном излучении // Голография и ее применение. Труды XVII Всес. Школы по голографии. - Л.: ЛИЯФ, 1986. - С.184-197.
3. Youngquist R.C., Carr S., Davies D.E.N. Optical coherence domain reflectometry: A new optical evaluation technique // Opt. Lett., 1987. - V. 12. - N. 3. - P. 158-160.
4. Fercher A.F., Mengedocht K., Werner W. Eye-length measurement by interferometry with partially coherent light // Opt. Lett., 1988. - V. 13. - N. 3. - P. 1867-1869.
5. Hitzenberger C.K. Measurement of corneal thickness by low-coherence interferometry // Appl. Opt., 1992. - V. 31. - N. 31. - P. 6637-6642.
6. Fercher A.F., Hitzenberger C.K., Kamp G., El-Zaiat S.Y., Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry // Opt. Commun., 1995. - N. 117. - P. 43-48.
7. Fercher A.F., Hitzenberger C.K., Drexler W. Ocular partial coherent interferometry // Proc. SPIE: CIS Selected Papers "Coherent-Domain Methods in Biological Optics", Ed. V.V. Tuchin, 1996. - V. 2732. - P. 210-228.
8. Morgner U., Drexler W., Kartner F.X., Li X.D., Pitris C., Ippen E.P. and Fujimoto J.G. Spectroscopic optical coherence tomography // Opt. Lett., 2000. - V. 25. - N 2. - P. 111-113.
9. Wojtkowski M., Leitgeb R., Kowalczyk A., Bajraszewski T., Fercher A. F. In vivo human retinal imaging by Fourier domain optical coherence tomography // Journal of Biomedical Optics, 2002. - V. 7. - N 3. - P. 457-463.
10. Fercher A.F., Drexler W., Hitzenberger C.K., Lasser T., Optical coherence tomography - principles and applications // Report Prog. Phys., 2003. - V. 66. - P. 239-303.
11. Иванов В.В., Маркелов В.А., Новиков М.А., Уставщиков С.С. Дифференциальная низкокогерентная интерферометрия для in situ диагностики прозрачных микроструктур // Письма в ЖТФ, 2004. - Т. 30. - В. 9. - С. 82-87.
12. 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. Контроль лазерной обработки поликристаллических алмазных пластин методом низкокогерентной оптической интерферометрии // Квантовая электроника, 2005. - Т. 35. - № 7. - С. 622-626.
13. Гладкова Н.Д., Сергеев А.М. Руководство по оптической когерентной томографии. - М.: Физматлит, 2007.
14. Рябухо В.П., Лякин Д.В. Эффекты продольной пространственной когерентности света в интерференционном эксперименте // Оптика и спектроскопия, 2005. - Т. 98. - В. 2. - С. 309-320.
15. Рябухо В.П., Лякин Д.В., Лычагов В.В. Продольная чисто пространственная когерентность светового поля // Оптика и спектроскопия, 2006. - Т. 100. - В. 5. - С. 788-797.
16. Рябухо В.П., Лякин Д.В., Лычагов В.В. Какой тип когерентности оптического поля наблюдается в интерферометре Майкельсона // Оптика и спектроскопия, 2007. - Т. 102. - В. 6. - С. 996-1005.
17. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. - М.: Мир, 1986. - 664 с.
18. Trouthman T.S., Barton J.K., Romanowski M. Optical coherence tomography with plasmon resonant nanorods of gold // Opt. Lett., 2007. - V. 32. - N. 11. - P. 1438-1440.
19. Хлебцов Н.Г., Богатырев В.А., Дыкман Л.А., Хлебцов Б.Н. Плазмонно-резонансные наночастицы для биодиагностики и медицины // Нанотехника, 2007. - №. 10. - В. 10. - С. 77-90.

## LOW-COHERENT AUTOCORRELATION INTERFEROMETRY OF SCATTERING AND LAYERED MEDIA

V.V. Lychagov<sup>1,2</sup>, D.V. Lyakin<sup>1,2</sup>, M.D. Modell<sup>3</sup>, V.P. Ryabukho<sup>1,2</sup>  
<sup>1</sup>Institute of Precision Mechanics and Control of the RAS, Saratov, Russia,  
<sup>2</sup>Saratov State University, Saratov, Russia,  
<sup>3</sup>Harvard Medical School, Harvard, USA

### Abstract:

We propose a new method of low-coherent interferometry of scattering and layered media. In this method, optical field with a short temporal coherence length scattered on a sample is directed into the longitudinal scanning Michelson interferometer for auto-correlation analysis. Object under study is placed outside of the interferometer, and the reference light beam is not required. This method allows us to measure optical thicknesses of layers of a three-dimensional structure of transparent and scattering media. We propose an approximate theory for three-dimensional layered objects with both reflecting properties slowly varying with depth, and sharp boundaries. We discuss possible applications and optical design along with the results of experiments with layered and scattering samples.

**Keywords:** low-coherent interferometry, Michelson interferometer, scattering and layered media

**Citation:** Lychagov VV, Lyakin DV, Modell MD, Ryabukho VP. Low-coherent autocorrelation interferometry of scattering and layered media [In Russian]. *Computer Optics* 2007; 31(3): 40-51.

**Acknowledgements:** The authors thank Prof. B.N. Khlebtsov (Institute of Biochemistry and Physiology of Plants and Microorganisms of the RAS), for assistance in preparing layered media with nanoparticles, and Prof. I.L. Maksimova, for helpful discussions. This research was partly supported by the RFBR grants Nos. 05-08-65514-a and 07-02-01434 and the CRDF grant No. RUX0-006-SR-06 (ANNEX BP1M06).

### References:

- [1] Ivanov AP, Chaikovskiy AP, Kumeisha AA. Interferometric technique for scattering objects [In Russian]. DAN BSSR (Proceedings of the Academy of Sciences of the Byelorussian Soviet Socialist Republic) 1979; 23(6): 503-506.
- [2] Vlasov NG, Semenov EG, Sokolova ME. Study of scattering media and visualization of phase objects in partially coherent radiation [In Russian]. Holography and its application. Proceedings of the 17<sup>th</sup> All-Union Holography School. Leningrad Nuclear Physics Institute 1986; 184-197.
- [3] Youngquist RC, Carr S, Davies DEN. Optical coherence domain reflectometry: A new optical evaluation technique. *Opt. Lett.* 1987; 12(3): 158-160.
- [4] Fercher AF, Mengedoht K, Werner W. Eye-length measurement by interferometry with partially coherent light. *Opt. Lett.* 1988; 13(3): 1867-1869.
- [5] Hitzenberger CK. Measurement of corneal thickness by low-coherence interferometry. *Appl. Opt.* 1992; 31(31): 6637-6642.
- [6] Fercher AF, Hitzenberger CK, Kamp G, El-Zaiat SY. Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry. *Opt. Commun.* 1995; 117:43-48.
- [7] Fercher AF, Hitzenberger CK, Drexler W. Ocular partial coherent interferometry. *Proc. SPIE: CIS Selected Papers "Coherent-Domain Methods in Biological Optics"* 1996; 2732: 210-228.
- [8] Morgner U, Drexler W, Kartner FX, Li XD, Pitris C, Ippen EP, Fujimoto JG. Spectroscopic optical coherence tomography. *Opt. Lett.* 2000; 25(2): 111-113.
- [9] Wojtkowski M, Leitgeb R, Kowalczyk A, Bajraszewski T, Fercher AF. In vivo human retinal imaging by Fourier domain optical coherence tomography. *Journal of Biomedical Optics* 2002; 7(3): 457-463.
- [10] Fercher AF, Drexler W, Hitzenberger CK, Lasser T. Optical coherence tomography - principles and applications. *Report Prog. Phys.* 2003; 66: 239-303.
- [11] Ivanov VV, Markelov VA, Novikov MA, Ustavshchikov SS. Differential low-coherence interferometry for in-situ diagnostics of transparent structures. *Technical Physics Letters* 2004; 30(5): 389-391.
- [12] Kononenko VV, Konov VI, Pimenov SM, Volkov PV, Goryunov AV, Ivanov VV, Novikov MA, Markelov VA, Tertyshnik AD, Ustavshchikov SS. Control of laser machining of polycrystalline diamond plates by the method of low-coherence optical interferometry. *Quantum Electronics* 2005; 35(7): 622-626.
- [13] Gladkova ND, Sergeyev AM. Handbook of Optical Coherence Tomography [In Russian]. Moscow: "Fizmatlit" Publisher 2007.
- [14] Ryabukho VP, Lyakin DV. The effects of longitudinal spatial coherence of light in interference experiments. *Optics and Spectroscopy* 2005; 98(2): 273-283.
- [15] Ryabukho VP, Lyakin DV, Lychagov VV. Longitudinal purely spatial coherence of a light field. *Optics and Spectroscopy* 2006; 100(5): 724-733.
- [16] Ryabukho VP, Lyakin DV, Lychagov VV. What type of coherence of an optical field is observed in a Michelson interferometer. *Optics and Spectroscopy* 2007; 102(6): 918-926.
- [17] Bohren C, Huffman D. Absorption and scattering of light by small particles. Wiley-VCH, 1983; 533 p.
- [18] Truthman TS, Barton JK, Romanowski M. Optical coherence tomography with plasmon resonant nanorods of gold. *Opt. Lett.* 2007; 32(11): 1438-1440.
- [19] Khlebtsov NG, Bogatyrev VA, Dykman LA, Khlebtsov BN. Plasmon-resonant nanoparticles for biodiagnostic and medicine [In Russian]. *Nanotechnics* 2007; 10: 77-91.