

Метод оптической когерентной томографии с параллельным приемом сигнала с глубины и волоконно-оптическими модуляторами фазы

А.Н.Морозов, И.В.Турчин

Разработан метод оптической когерентной томографии со схемой параллельного приема интерференционного сигнала (П-ОКТ), основанный на пространственном распараллеливании фазовой дифракционной решеткой опорной волны для создания временной задержки в интерферометре Маха–Цендера. Отсутствие необходимости механического изменения разности оптических путей в интерферометре существенно уменьшает время получения двумерного изображения внутренней структуры объекта по сравнению с классической ОКТ с временным способом построения изображения при сравнимых чувствительности и величине динамического диапазона. Для результирующего поля интерференции опорной и предметной волн получено аналитическое выражение, позволяющее определить форму автокорреляционной функции в плоскости фотоприемников. Впервые предложен метод линейной модуляции фазы на величину 2π для систем П-ОКТ, дающий возможность использовать компактные высокочастотные (порядка нескольких сотен килогерц) модуляторы на пьезоэлементах. Для демонстрации метода П-ОКТ создана экспериментальная установка, с помощью которой были получены изображения внутренней структуры биологических объектов на глубине до 1 мм с аксиальным пространственным разрешением 12 мкм.

Ключевые слова: параллельная ОКТ, оптическое волокно, дифракционная решетка, линейная 2π -модуляция.

1. Введение

Метод оптической когерентной томографии (ОКТ), основанный на низкокогерентной интерферометрии с использованием излучения ближнего ИК диапазона с малой длиной когерентности (порядка 10–20 мкм), применяется для построения изображений внутренней структуры сильно рассеивающих объектов [1]. ОКТ является перспективным методом для неинвазивной медицинской диагностики и контроля лечения. В первых реализациях ОКТ-приборов в начале 1990-х годов использовался последовательный (временной) метод построения изображения (в зарубежной литературе time-domain optical coherence tomography (TD-OCT)) [2–6]. В данном методе ОКТ для выделения обратно рассеянного полезного сигнала, прошедшего с определенной глубины, используется интерферометр, в плечи которого вводятся опорная и предметная (отраженная от исследуемого объекта) волны. Результат интерференции отличен от нуля лишь в случае равенства длин оптических путей в двух плечах с точностью до длины когерентности. Изменение разности длин оптических путей позволяет получить продольную реализацию (А-скан) – набор кросс-корреляционных функций, характеризующих рассеивающие свойства объекта, как функцию глубины.

К 2000-му году появились новые методы ОКТ – фурье-ОКТ (Fourier-domain (FD-OCT)) и ее модификации: спек-

тральная ОКТ (spectral-domain (SD-OCT)) и ОКТ с пере-страиваемым источником (swept source OCT (SS-OCT)), имеющие преимущества перед традиционной временной ОКТ в скорости сканирования и предельной чувствительности [4, 7, 8]. Преимущество в скорости сканирования достигается за счет того, что А-скан регистрируется без продольного сканирования (с помощью ПЗС-матрицы или перестройкой длины волны источника) с последующим математическим преобразованием. Кроме того, методы фурье-ОКТ имеют больший динамический диапазон (до 126 дБ [9]). Недостатки спектрального метода также хорошо известны: неквадрантность спектра поля интерференции на матрице ПЗС и паразитная интерференция спектральных компонент внутри образца приводят к искажению ОКТ-изображений и появлению на них артефактов. Обязательная процедура фурье-преобразования сигнала для восстановления ОКТ-изображений требует высокой производительности вычислительной системы при больших объемах исходных данных.

Предлагаемый в настоящей работе метод ОКТ со схемой параллельного приема интерференционного сигнала (П-ОКТ) наиболее близок к классической ОКТ с временным способом построения изображения, но в нем отсутствует основной его недостаток – механическое изменение оптической разности хода, что позволяет достичь существенно более высокой скорости получения изображений. Основная идея метода П-ОКТ состоит в предварительном преобразовании опорной волны дифракционной решеткой таким образом, чтобы результат корреляции опорной и предметной волн был локализован в одной плоскости и мог быть одновременно проанализирован линейным массивом фотоэлементов. При этом, в отличие от спектральной ОКТ, данный метод не требует какой-либо дополнительной математической обработки ОКТ-сигнала. Необходимое количество фотоэлементов можно оценить, раз-

А.Н.Морозов, И.В.Турчин. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Нижегородская государственная медицинская академия, Россия, 603005 Н.Новгород, пл. Минина и Пожарского, 10/1; e-mail: morozov@ufp.appl.sci-nnov.ru, ilya@ufp.appl.sci-nnov.ru

делив максимальную глубину зондирования в биоткани на выбранной длине волны на удвоенное характерное продольное пространственное разрешение метода, определяемое шириной автокорреляционной функции источника излучения в среде.

Впервые, по данным авторов, идея использования дифракционных решеток для реализации пространственного распараллеливания была высказана в [10] и в дальнейшем развита в [11, 12] для систем ОКТ на основе объемных элементов. Предлагаемая система выгодно отличается от указанных выше возможностью параллельного приема А-скана с применением гибкого волоконно-оптического зонда для исследования труднодоступных мест и полых органов. В работах [13, 14] описывается похожий метод получения ОКТ-изображений, однако предлагаемая нами реализация имеет принципиальные отличия: использование в интерферометре внешней линейной модуляции фазы на величину 2π дает возможность отстроиться от шумов и паразитных засветок и, следовательно, увеличить динамический диапазон системы. При таком способе модуляции требуется лишь малое (равное длине волны) изменение длин оптического хода лучей в плечах интерферометра, что позволяет применять пьезоэлектрические модуляторы малых размеров с высокой резонансной частотой, а это, в свою очередь, не только упрощает конструкцию модулятора, но и позволяет использовать гораздо более высокую частоту модуляции (десятки кГц). Таким образом, предлагаемая схема потенциально дает возможность получать высокие скорости сканирования, приближающиеся к скоростям в методе спектральной ОКТ, но при этом отсутствует математическая обработка сигнала интерференции. Ниже дается описание экспериментальной установки, демонстрирующей возможность реализации предлагаемого метода, приводятся результаты расчета ее параметров и примеры полученных с ее помощью ОКТ-изображений биообъектов.

2. Описание экспериментальной П-ОКТ-установки

На рис.1 представлена схема экспериментальной П-ОКТ-установки. В нее входят волоконно-оптический интерферометр типа Маха–Цендера, собранный на основе одномодового сохраняющего поляризацию оптического волокна и дискретных оптических элементов, а также линия задержки на основе дифракционной решетки.

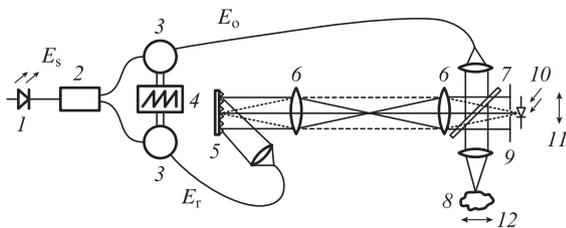


Рис.1. Схема экспериментальной П-ОКТ-установки на основе интерферометра Маха–Цендера:

1 – суперлюминесцентный диод; 2 – волоконно-оптический делитель мощности; 3 – пьезоэлектрические фазовые модуляторы; 4 – генератор пилообразного напряжения; 5 – дифракционная решетка; 6 – асферические линзы; 7 – полупрозрачное делительное зеркало; 8 – объект; 9 – дифракционная щель; 10 – фотоприемник; 11 и 12 – системы сканирования по глубине (при линейном перемещении фотоприемника) и поперечной координате (при линейном перемещении объекта).

Волоконная часть интерферометра состоит из одномодового оптического волокна, сохраняющего поляризацию (FS-LS-4616, 3M Fiber Optics, США), волоконно-оптического делителя собственной разработки с коэффициентом деления 50/50, а также фазовых модуляторов, представляющих собой пластинки пьезоэлектрической керамики диаметром 10 мм ($f_{\text{рез}} \approx 300$ кГц), по внешнему радиусу которых наклеено оптическое волокно. Источник излучения – суперлюминесцентный диод (СЛД) (Superlum Ltd, Россия) с центральной длиной волны излучения $\lambda_0 = 825.7$ нм, шириной спектра мощности $\Delta\lambda = 28$ нм и мощностью излучения $P_{\text{rad}} = 0.6$ мВт. Фазовые модуляторы в обоих плечах интерферометра выполнены в виде пьезокерамических пластинок с закрепленным на них оптическим волокном. Излучение из волокна опорного плеча коллимируется асферической линзой (C220 TME-B, Thorlabs, США) с фокусным расстоянием $f = 11$ мм (ширина пучка после коллимации 2 мм) и падает наклонно на фазовую дифракционную решетку (Edmund Optics, период решетки $d = 1/600$ мм). Отраженная в -1 -й дифракционный максимум (содержащий примерно 80% падающей на решетку мощности) опорная волна приобретает линейно нарастающую вдоль дифракционной решетки временную задержку. Две ахроматические линзы, переносящие изображение с поверхности дифракционной решетки в плоскость изображения (плоскость фотодетектора), расположены на удвоенном фокусном расстоянии относительно друг друга, благодаря чему перенос изображения осуществляется без искажения фазового фронта. Излучение из предметного плеча коллимируется аналогично излучению из опорного плеча и поступает через делительное зеркало 7 на фокусирующий объектив, а затем на объект. Рассеянное в объекте излучение собирается объективом и через зеркало 7 направляется на фотоприемник. Сформированная картина интерференции опорной волны, трансформированной на дифракционной решетке, и предметной волны (обратно рассеянной объектом волны) регистрируется фотоприемником с последующим усилением и детектированием сигнала. Благодаря линейно нарастающей временной задержке опорной волны вдоль оси x в плоскости приема (рис.2) в каждой точке оси эта волна интерферирует с предметной волной, пришедшей с определенной глубины исследуемого объекта. Оцифровка детектированного сигнала и его запись осуществляются аналого-цифровым преобразователем и персональным компьютером. Для имитации одного приемного фотоэлемента массива

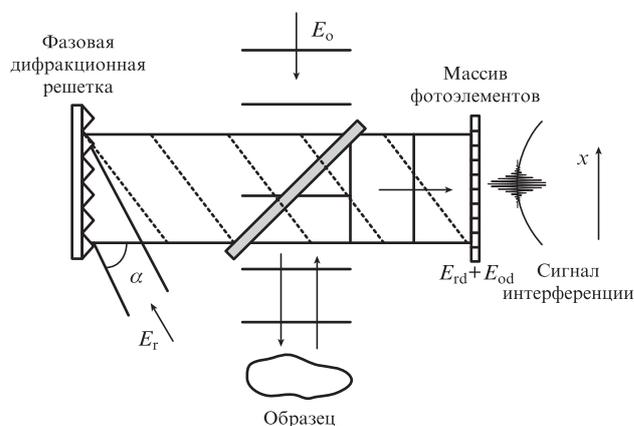


Рис.2. Формирование сигнала интерференции в методе П-ОКТ: предметная (E_{od}) и опорная (E_{od}) плоские волны интерферируют в плоскости массива фотоэлементов. Пунктирные линии – фронт опорной волны, сплошные линии – фронт предметной волны.

для заданной глубины перед фотоприемником располагается подвижная щель шириной 20 мкм. Сканирование вдоль образца осуществляется механическим перемещением самого образца, которое автоматизировано и синхронизовано со сканированием по глубине (перемещением фотоприемника).

3. Расчет интенсивности интерференционного сигнала

Для расчета пространственно-временного распределения интерференционного поля в плоскости фотоприемников (рис.1) получим выражения для опорной и предметной волн, прошедших через модуляторы и дифракционную решетку в схеме для П-ОКТ. Поскольку поле источника является квазимонохроматическим с центральной частотой ω_0 , оно может быть представлено в виде [15]

$$E_s(t) = \xi(t) \cos(\omega_0 t), \quad (1)$$

где $\xi(t)$ – стационарная случайная функция с нулевым средним и автокорреляционной функцией

$$b(\tau) = \overline{\xi(t)\xi(t+\tau)}; \quad (2)$$

черта означает усреднение по ансамблю реализаций поля. Поле источника разделяется в волоконно-оптическом делителе на опорную и предметную волны с коэффициентом деления, равным K . В фазовых модуляторах, растягивающих и сжимающих оптоволокно в противофазе в обоих плечах интерферометра, опорная, E_r , и предметная, E_o , волны приобретают линейные по времени задержки, равные $\pm t\Omega/\omega_0$:

$$E_r(t) = KE_s\left(t - t\frac{\Omega}{\omega_0}\right), \quad (3a)$$

$$E_o(t) = (1 - K)E_s\left(t + t\frac{\Omega}{\omega_0}\right), \quad (3b)$$

где Ω – частота модуляции. При этом амплитуда модуляции фазы на центральной частоте ω_0 составляет $-\pi$ в опорном плече и $+\pi$ в предметном. После прохождения через модулятор опорная волна падает на фазовую дифракционную решетку с периодом d под углом α (рис.2).

Угол падения на дифракционную решетку выбирается таким, чтобы направление распространения волны на центральной частоте источника ω_0 , отраженной в -1 -й дифракционный максимум, было перпендикулярно плоскости решетки. Данное условие может быть записано исходя из соотношения между проекциями на ось x волновых векторов $k_{0x} = (\omega \sin \alpha)/c$ и $k_{sx} = (\omega \sin \beta)/c$ (где β – угол, под которым распространяется дифрагировавшая волна, ω – частота, c – скорость света) соответственно падающей и дифрагировавшей в -1 -й дифракционный максимум волн: $k_{sx} = k_{0x} - 2\pi/d$. На центральной частоте ω_0 выполняется условие $\sin \beta = 0$, следовательно, условие для угла падения опорной волны будет иметь вид $\sin \alpha = 2\pi c/(d\omega_0)$. Поскольку объективы переносят изображение из плоскости дифракционной решетки в плоскость фотоэлементов без искажения фазового фронта, комплексную амплитуду напряженности электрического поля $\tilde{E}_{rd}(x, \omega)$ опорной волны $E_{rd}(x, t)$ на частоте ω в плоскости фотоэлементов можно считать такой же, как и на дифракционной решетке:

$$\tilde{E}_{rd}(x, \omega) = \tilde{E}_r(\omega) \exp(ik_{sx}x) = \tilde{E}_r(\omega) \exp\left[i\left(\frac{\omega}{c} \sin \alpha - \frac{2\pi}{d}\right)x\right].$$

Взяв обратное преобразование Фурье от обеих частей данного выражения, с учетом (3a) получим соотношение

$$E_{rd}(x, t) = KE_s\left[\left(t - \frac{x \sin \alpha}{c}\right)\left(1 - \frac{\Omega}{\omega_0}\right)\right]. \quad (4)$$

Из формулы (4) видно, что такое преобразование эквивалентно временной задержке опорной волны вдоль оси x на величину $(x \sin \alpha)/c$.

Предметная волна, пришедшая с глубины z_0 исследуемого объекта, отражается от полупрозрачного зеркала интерферометра и падает вдоль нормали к плоскости массива фотоэлементов. В отличие от опорной волны, напряженность электрического поля предметной волны E_{od} в плоскости фотоэлементов не зависит от координаты x , однако предметная волна приобретает временную задержку относительно опорной волны, связанную с ее распространением на глубину z_0 и обратно:

$$E_{od}(x, t) = R_0(1 - K)E_s\left[\left(t - \frac{2z_0}{c}\right)\left(1 + \frac{\Omega}{\omega_0}\right)\right], \quad (5)$$

где R_0 – коэффициент, показывающий, во сколько раз амплитуда волны, пришедшей с глубины z_0 объекта, меньше амплитуды опорной волны. Поскольку амплитуда волны, обратно рассеянной биотканями, много меньше амплитуды волны, падающей на этот объект [16], будем полагать $R_0 \ll 1$. Суммарное поле предметной и опорной волн на фотоэлементах создает фототок [15]

$$i_0(x, t) \propto \overline{(E_{rd} + E_{od})^2} \simeq \overline{E_{rd}^2} + 2\overline{E_{rd}E_{od}}, \quad (6)$$

где двойная черта означает интегрирование по времени T , соответствующему инерционности фотодетектора. С учетом того, что это время много больше периода осцилляций поля и много меньше периода фазовой модуляции, $2\pi/\omega_0 \ll T \ll 2\pi/\Omega$, а также соотношений (1), (2), (4)–(6) фототок может быть выражен через автокорреляционную функцию источника:

$$i_0(x, t) \propto K^2 b(0) + 2R_0 K(1 - K) b\left(\frac{x \sin \alpha - 2z_0}{c}\right) \times \sin\left(2\Omega t + \omega_0 \frac{x \sin \alpha - 2z_0}{c}\right). \quad (7)$$

Как видно из данного выражения, компонента фототока, несущая информацию об объекте исследования, осциллирует во времени с частотой, равной удвоенной частоте фазовой модуляции, что позволяет отделить ее от постоянной составляющей поля интерференции E_{rd}^2 . Поскольку спектр мощности источника излучения близок к гауссову распределению с шириной $\Delta\lambda$, автокорреляционная функция (2), связанная со спектром мощности источника фурье-преобразованием, также является функцией Гаусса:

$$b(\tau) = b(0) \exp\left[-4 \ln 2 \left(\frac{\tau c}{l_c}\right)^2\right], \quad (8)$$

где l_c – длина когерентности, связанная с шириной спектра соотношением

$$l_c = \frac{4 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda}. \quad (9)$$

Характерная ширина интерференционного отклика L_c по координате x в плоскости фотоприемников может быть вычислена как ширина функции (7) (совпадающая с шириной функции (8)) на полувысоте с учетом выражений для автокорреляционной функции (8) и длины когерентности (9):

$$b\left(\frac{L_c \sin \alpha}{2c}\right) = \frac{b(0)}{2} \Rightarrow L_c = \frac{l_c}{\sin \alpha} = \frac{4 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_0 d}{\Delta \lambda}, \quad (10)$$

откуда следует, что ширина интерференционного отклика в плоскости фотоприемников больше длины когерентности источника в свободном пространстве в $1/\sin \alpha$ раз.

4. Линейная фазовая модуляция в П-ОКТ-установке

В предложенной нами схеме предусмотрено использование в обоих плечах интерферометра фазовой модуляции, предназначенной для выделения компоненты интенсивности интерференционного поля $2E_{rd}E_{od}$, несущей информацию об объекте исследования, на фоне флуктуирующей интенсивности опорной волны E_{rd}^2 . Величина модулирующего напряжения на пьезоэлементах выбирается такой, чтобы изменение разности оптических длин опорного и предметного плеч интерферометра было равно центральной длине волны источника, что соответствует линейной модуляции фазы интерференционного сигнала на величину 2π (рис.3).

Применение модулирующего напряжения пилообразной формы позволяет получить выходной сигнал синусоидальной формы на частоте модуляции. На длинах волн, отличных от центральной, глубина модуляции будет отличаться от 2π и, следовательно, спектр выходного сигнала будет приобретать гармонические составляющие на частотах, кратных частоте модуляции. Однако при ширине спектра излучения, составляющей всего несколько процентов от центральной длины волны, сигнал высших гармоник пренебрежимо мал.

Благодаря такому способу модуляции и симметричной форме спектра излучения, полезный сигнал на фотоприемнике имеет вид синусоиды, что, в свою очередь, значительно облегчает конструирование приемного тракта системы (можно максимально сузить полосу входного радиотехнического фильтра и тем самым значительно

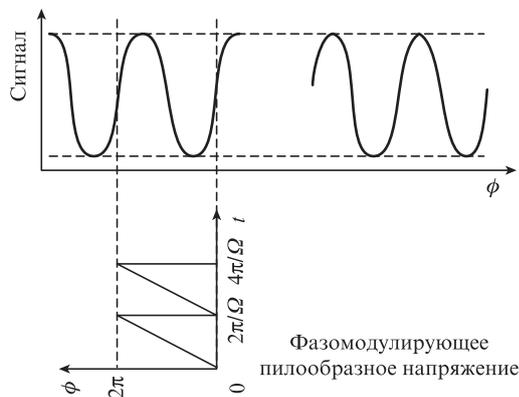


Рис.3. Зависимость выходного сигнала интерференции от фазы модулирующего напряжения ϕ .

увеличить динамический диапазон системы). Легко свести к минимуму влияние флуктуаций средней фазы за счет выбора частоты фазовой модуляции. Для увеличения скоростей получения ОКТ-изображений можно использовать дискретную фазовую модуляцию с фиксированными глубинами $0, \pi$ и 2π . В этом случае удастся значительно уменьшить время сканирования, но динамический диапазон такой системы будет существенно меньше. Очевидно, что на фазу сигнала фототока оказывают большое влияние акустические шумы, вибрации, перепады температуры в помещении и т. д. Первый тип возмущений имеет характерные частоты порядка единиц килогерц, а частоты флуктуаций второго типа составляют доли герца. Следовательно, необходимо, чтобы за период принудительной фазовой модуляции внешние возмущения не смогли значительно изменить фазу сигнала. Существует, однако, и верхний частотный предел скорости модуляции, обусловленный резонансными характеристиками используемых модуляторов фазы, выполненных на основе круглых пьезокерамических пластинок с резонансной частотой $f_{res} \approx 300$ кГц. Для обеспечения пилообразного закона изменения длины оптического пути в волокне во времени необходимо, чтобы резонансная частота как минимум в 8–10 раз превышала частоту модулирующего напряжения. Это связано с медленным спаданием фурье-спектра пилообразной функции как $1/n$, где n – номер гармоники. Исходя из вышеуказанных требований, частота фазовой модуляции в описываемой экспериментальной установке была выбрана равной 30 кГц.

5. Результаты экспериментальных исследований

На рис.4 представлена полученная экспериментально аппаратная функция системы, центральный интерференционный пик которой соответствует отражению волны от плоского зеркала. По оси абсцисс отложено расстояние x , на которое осуществлялось сканирование щелью по сечению пучка. Необходимо отметить, что максимальный диапазон сканирования по глубине объекта исследования определяется поперечным размером опорного пучка после дифракции на решетке. В описываемой системе размер дифрагировавшего пучка был равен 2.3 мм. Измеренная ширина L_c аппаратной функции по уровню интенсивности 0.5 составила ~ 50 мкм, что близко к значению 43 мкм, рассчитанному по формуле (10), и соответствует продольному разрешению системы $(L_c \sin \alpha)/2 = 12$ мкм. Исходя из этих величин, ширина дифракционной щели была выбрана рав-

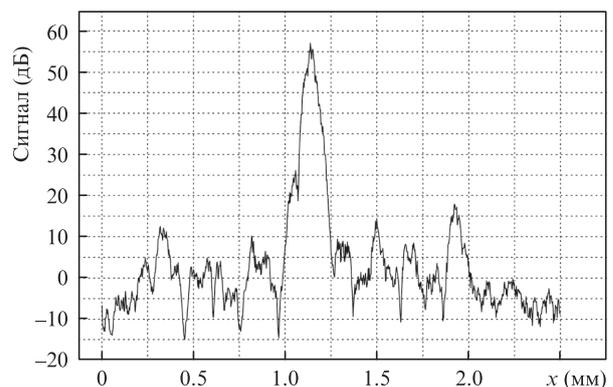


Рис.4. Автокорреляционная функция П-ОКТ-системы.

ной 20 мкм. Интерференционные пики на рис.4, имеющие меньшую амплитуду по сравнению с центральным, обусловлены паразитным взаимодействием ортогонально поляризованных мод. Математическая модель и подробное описание такого взаимодействия приведены в [17].

С использованием П-ОКТ-установки было получено изображение модельной среды – тонкой (110 мкм) тефлоновой пленки. Поскольку объект был однородно рассеивающим, на А-скане (рис.5) видны две границы раздела сред: воздух–тефлон и тефлон–воздух, а между ними находится уменьшающийся с глубиной ОКТ-сигнал. На рис.6 представлено П-ОКТ-изображение (В-скан) тефлоновой пленки, составленное из набора А-сканов, полученных при поперечном сканировании с шагом 20 мкм. На рис.7 приведены П-ОКТ-изображения биообъектов. На П-ОКТ-изображении репчатого лука (рис.7,а) отчетливо видна слоистая структура объекта, сформированная клетками. На П-ОКТ-изображении (рис.7,б) фрагмента слизистой ткани полости рта человека (*in vivo*) хорошо прослеживается верхний эпителиальный слой, что демонстрирует возможность применения метода для исследования внутренней структуры биотканей. Приведенные экспериментальные изображения по своим информационным характеристикам не уступают ОКТ-изображениям, полученным с помощью классической ОКТ [2–5].

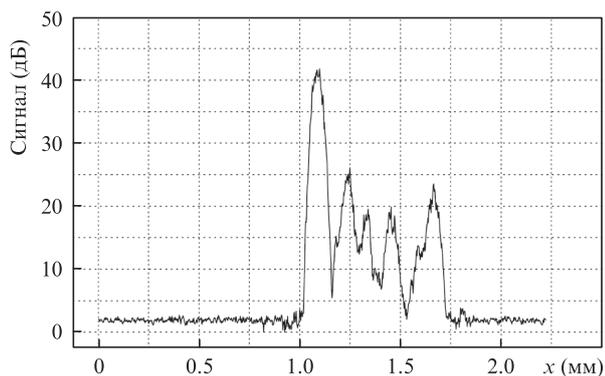


Рис.5. А-скан тефлоновой пленки толщиной 110 мкм.

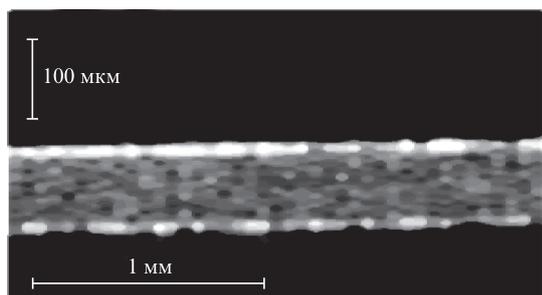


Рис.6. П-ОКТ-изображение (100×100 точек) тефлоновой пленки толщиной 110 мкм.

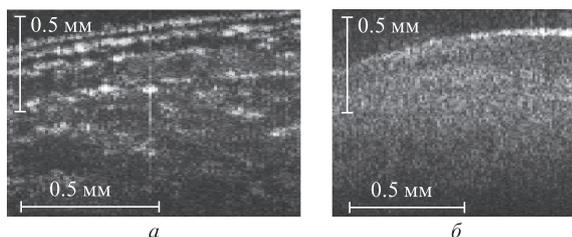


Рис.7. П-ОКТ-изображения (100×100 точек) репчатого лука (а) и слизистой покровной ткани человека (б).

6. Заключение

В работе продемонстрирована принципиальная возможность получения томографических изображений методом П-ОКТ на основе одномодового волоконного интерферометра Маха–Цендера с использованием фазовой линейной модуляции на величину 2π . Получены П-ОКТ-изображения тестовых и биологических объектов с пространственным разрешением 12 мкм при глубине исследования до 1 мм. Необходимо отметить, что описанная экспериментальная установка лишь демонстрирует возможность реализации метода П-ОКТ. Для реализации высокоскоростной системы П-ОКТ, основанной на предельном методе, необходимо создание массива фотоэлементов, каждый из которых имеет собственную систему приема и усиления осциллирующей компоненты фототока. Постоянная времени такой системы будет ограничена частотой фазовой модуляции – время регистрации не должно быть меньше нескольких периодов осцилляций поля интерференции, что составило для описанной экспериментальной установки 33 мкс. Возможен также вариант с использованием стандартных линейных массивов фотоэлементов. При этом фазовую модуляцию можно осуществлять дискретно, с фиксированными глубинами модуляции 0, π и 2π . Это позволит увеличить скорость сканирования, однако динамический диапазон системы уменьшится.

Авторы выражают благодарность В.М.Геликонову и Г.В.Геликонову за помощь в написании статьи и полезные замечания, А.А.Туркину – за изготовление волоконно-оптических элементов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (соглашение № 8147) и гранта Правительства РФ № 14.В25.31.0015.

- Dolin L.S. *Radiophys. Quantum Electron.*, **41** (10), 850 (1998).
- Huang D., Wang J., Lin C.P., Shuman J.S., Stinson W.G., Chang W., Hee M.R., Flotte T., Gregory K., Puliafito C.A., Fujimoto J.G. *Science*, **254**, 1178 (1991).
- Fercher A.F., Hitznerberger C.K., in *Progress in Optics* (Amsterdam: Elsevier, 2002, vol. 44, pp.215–302).
- Fercher A.F., Drexler W., Hitznerberger C.K., Lasser T. *Rep. Prog. Phys.*, **66**, 239 (2003).
- 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., Ханин Я.И., Шабанов Д.В. *Письма в ЖЭТФ*, **61** (2), 149 (1995).
- Gelikonov V.M., Gelikonov G.V., Dolin L.S., Kamenski V.A., Sergeev A.M., Shakhova N.M., Gladkova N.D., Zagainova E.V. *Laser Phys.*, **13**, 692 (2003).
- Leitgeb R.A., Hitznerberger C.K., Fercher A.F. *Opt. Express*, **11**, 889 (2003).
- De Boer J.F., Cense B., Park B.H., Pierce M.C., Tearney G.J., Bouma V.E. *Opt. Lett.*, **28**, 2067 (2003).
- Choma M.A., Sarunic M.V., Yang C., Izatt J.A. *Opt. Express*, **11**, 2183 (2003).
- Zeylikovich I., Gilerson A., Alfano R.R. *Opt. Lett.*, **23**, 1797 (1998).
- Watanabe Y., Yamada K., Sato M. *Opt. Commun.*, **261**, 376 (2006).
- Watanabe Y., Takasugi Y., Yamada K., Sato M. *Opt. Express*, **15**, 5208 (2007).
- Koch P., Hellemanns V., Huttmann G. *Opt. Lett.*, **31**, 2882 (2006).
- Watanabe Y., Sajima F., Itakagi T., Watanabe K., Shuto Y. *Appl. Opt.*, **48** (18), 3401 (2009).
- Dolin L.S. *Radiophys. Quantum Electron.*, **41** (10), 850 (1998).
- Turchin I., Sergeeva E., Kamenski V., Dolin V., Shakhova N., Richard-Kortum R. *J. Biomed. Opt.*, **10**, 064024 (2005).
- Геликонов В.М., Куранов Р.В., Морозов А.Н. *Квантовая электроника*, **32**, 59 (2002).