

Ахроматическая регистрация квадратурных компонент оптического спектра в спектральной оптической когерентной томографии

П.А.Шилягин, Г.В.Геликонов, В.М.Геликонов, А.А.Моисеев, Д.А.Терпелов

Детально исследован метод одновременного приема спектральных компонент с ахроматизированным квадратурным фазовым сдвигом между двумя частями опорной волны, предназначенный для эффективного подавления «зеркального» артефакта в результирующем изображении, получаемом методом спектральной оптической когерентной томографии (ОКТ). Разработан и экспериментально апробирован фазосдвигающий элемент, состоящий из делителя излучения, разделяющего опорный оптический пучок на два, и индивидуальных для каждого пучка линий задержки, создающих при двойном проходе излучения взаимную разность фаз $\pi/2$. Ахроматичность фазового сдвига в широком спектральном диапазоне достигается при использовании в индивидуальных линиях задержки элементов с различными дисперсионными характеристиками. Проведены оценки диапазонов допустимых параметров настройки ахроматизированной линии задержки при точном и неточном соответствии геометрических характеристик ее компонентов расчетным. Экспериментально подтверждена возможность одновременной регистрации близких к квадратурным спектральных компонент одним линейным матричным фотоприемным элементом. Экспериментально достигнуто подавление артефактного зеркального пика в ОКТ-сигнале дополнительно на 9 дБ по отношению к уровню его подавления при использовании воздушной линии задержки. Получены двумерные изображения плоской границы раздела двух сред, расположенной под углом к оси зондирующего пучка, с коррекцией зеркального артефакта при сохранении динамического диапазона изображения.

Ключевые слова: оптическая когерентная томография, автокорреляционные артефакты, комплексная амплитуда оптического спектра.

1. Введение

Метод оптической когерентной томографии (ОКТ) как способ визуализации внутренней рассеивающей структуры оптически мутных сред при использовании низкокогерентного излучения был предложен в [1, 2]. С развитием элементной базы и вычислительной техники на смену изначально предложенным корреляционным методам [3], осуществляющим непосредственное измерение амплитуды сигнала интерференции опорной волны и рассеянного с некоторой глубины, определяемой положением опорного отражателя, излучения, пришли спектральные методы, с помощью которых регистрируется оптический спектр сигнала интерференции, а информация о пространственном распределении рассеивателей в объекте исследования восстанавливается с использованием математических преобразований [4, 5].

Применение спектральных методов позволяет реализовать высокие скорости получения ОКТ-изображений [6], однако сам способ спектральной регистрации сигнала интерференции и его оцифровки является источником ряда особенностей и артефактов, возникающих в ОКТ-изо-

бражении. Так, чувствительность метода спектральной ОКТ существенным образом зависит от разности хода опорной и рассеянной волн. В связи с конечностью размера изображения отдельной спектральной компоненты на плоскости фотоприемников, ограниченностью длины когерентности этой компоненты [7], дискретизацией спектральных отсчетов, а также с возможным взаимовлиянием отдельных фотоприемников происходит уменьшение сигнала при увеличении разности хода опорной и рассеянной волн. Минимизировать это снижение чувствительности можно за счет размещения опорной плоскости в глубине объекта, однако в классическом варианте реализации спектрального метода регистрируется только действительный спектр интерферирующих волн, что приводит к невозможности определить знак задержки, а следовательно, и положение рассеивателя относительно опорной плоскости. Другими словами, восстанавливаемое изображение в силу особенностей преобразования Фурье оказывается симметричным относительно нулевой разности хода, и в рабочей области возникают дополнительные элементы («зеркальные» артефакты), расположенные в пространстве объекта по другую сторону опорной плоскости [8–13].

Для решения этой проблемы был предложен ряд алгоритмов, позволяющих осуществлять раздельное наблюдение интерферирующих компонент с положительной и отрицательной взаимными задержками, – метод комплексной ОКТ. Общим элементом для всех алгоритмов методики является многократная регистрация спектра суммы интерферирующих волн с различной взаимной задержкой [8, 11, 12, 14]. Это дает возможность определить комплексную спектральную амплитуду суммы интерферирующих волн и таким образом снять присущее спектральному методу вырождение восстанавливаемого изображения по знаку

П.А.Шилягин, Г.В.Геликонов, В.М.Геликонов, А.А.Моисеев, Д.А.Терпелов. 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: paulo-s@mail.ru

Д.А.Терпелов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46
Поступила в редакцию 10 марта 2014 г., после доработки – 15 мая 2014 г.

задержки между опорной и рассеянной волнами. С точки зрения пользователя это приводит к эффективному удвоению глубины визуализации структуры объекта, а также позволяет снизить потери полезного сигнала, связанные с ухудшением контраста, возникающим при регистрации фотоприемными элементами конечной ширины спектра с высокой «частотой» изрезанности. В настоящее время в большинстве случаев задержка между опорной и объектной волнами изменяется за счет изменения оптической длины пути опорного плеча. Это обуславливает возникновение дополнительной фазовой задержки для спектральных компонент, отличных от центральной, для которой устанавливается необходимая задержка. В результате происходит нарушение фазовых соотношений для отдельных компонент, что, в свою очередь, приводит к существенному ограничению применимости метода при использовании широкополосных источников [15, 16]. Несмотря на то что известен подход, позволяющий осуществлять ахроматический фазовый сдвиг между отдельными частями излучения при использовании многопортовых волоконных делителей [17], в схемах с параллельной регистрацией спектральных компонент этот метод не применяется.

Метод формирования ахроматизированного фазового сдвига впервые описан нами в [18], однако вопрос об устойчивости метода к возможным отклонениям физических параметров отдельных элементов, образующих фазосдвигающий элемент, не был рассмотрен, а также не была экспериментально подтверждена эффективность метода по сравнению с методом, в котором используется воздушная линия задержки.

2. Определение устойчивости метода формирования ахроматизированного фазового сдвига

Метод формирования ахроматизированного фазового сдвига заключается в использовании в опорном пучке составной линии задержки, разделяющей опорный пучок на две равные части (рис. 1). Компоненты этой линии имеют различную оптическую толщину, что приводит при двойном проходе к возникновению разности фаз между

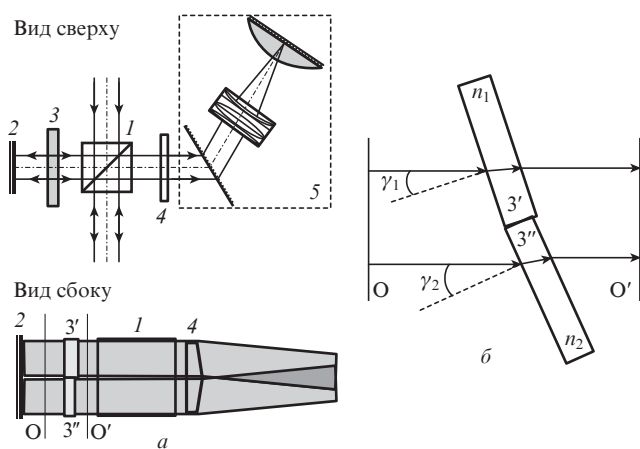


Рис. 1. Принципиальная оптическая схема регистрирующего узла для спектральной ОКТ с составной линией задержки (а) и вариант исполнения компонентов линии задержки в виде пластинок, размещаемых под углом к оптической оси пучка (б): 1 – оптический делитель; 2 – опорный отражатель; 3, 3' и 3'' – элементы фазосдвигающего устройства; 4 – разделитель пучка; 5 – спектрометр.

частями опорного пучка, равной $\pi/2$. Различие дисперсионных характеристик компонентов позволяет добиться высокой степени ахроматичности фазового сдвига в пределах регистрируемого спектра излучения.

При использовании элементов, представляющих собой плоскопараллельные пластинки из оптических материалов, имеющие различные зависимости показателей преломления $n_1(\omega)$ и $n_2(\omega)$ от оптической частоты, а также различные толщины h_1 и h_2 , разность фазовых набегов, приобретаемых каждой частотной компонентой падающего по нормали к поверхности элемента оптического излучения после его прохождения через элементы, определяется выражением

$$\Delta\varphi(\omega) = \frac{\omega}{c} \{ [n_1(\omega) - 1]h_1 - [n_2(\omega) - 1]h_2 \}. \quad (1)$$

Нетрудно видеть, что при заданных дисперсионных характеристиках материалов (показатели преломления $n_1(\omega)$ и $n_2(\omega)$) и фиксированной толщине одного из элементов, условие (1) однозначно определяет толщину другого элемента, при которой разность фазовых набегов для компонент излучения с оптической частотой ω будет равна $\Delta\varphi$. Это позволяет ввести требование выполнения условия $\Delta\varphi = \text{const}$ для двух частот оптического спектра ω_1 и ω_2 :

$$\begin{aligned} \frac{\omega_1}{c} \{ [n_1(\omega_1) - 1]h_1 - [n_2(\omega_1) - 1]h_2 \} &= \frac{\pi}{4}, \\ \frac{\omega_2}{c} \{ [n_1(\omega_2) - 1]h_1 - [n_2(\omega_2) - 1]h_2 \} &= \frac{\pi}{4}. \end{aligned} \quad (2)$$

Очевидно, что система линейных уравнений (2) имеет единственное решение в том случае, если отношение коэффициентов Аббе для обоих материалов не является константой во всем используемом частотном диапазоне. Однако при изготовлении элементов фазосдвигающего устройства из различных оптических материалов возникает ряд трудностей. Основная трудность связана с недостаточно высокой воспроизводимостью характеристик оптического стекла, которые могут различаться в разных партиях. Несмотря на относительную малость таких отклонений, они могут привести к неработоспособности описываемой системы. Другой трудностью является сложность изготовления тонких стеклянных пластинок, поскольку для большей части доступных пар стекол расчетные толщины пластинок составляют единицы – десятки микрометров, а точность, с которой необходимо выдерживать толщину пластинок, равна $\sim 1/8$ длины волны анализируемого излучения.

Для преодоления указанных трудностей было предложено изготавливать пластинки из одного и того же материала, при этом различие эффективных дисперсионных характеристик обеспечивается различными наклонами пластинок к оси распространения оптического излучения, как это показано на рис. 1, б. Действительно, в этом случае разность фазовых набегов, приобретаемых каждой частотной компонентой падающего оптического излучения в плоскости O' , составит [18]

$$\Delta\varphi(\omega) = \frac{\omega}{c} \{ [\tilde{n}_1(\omega) - 1]h_1 - [\tilde{n}_2(\omega) - 1]h_2 \}, \quad (3)$$

где эффективные показатели преломления $\tilde{n}_{1,2}$ определяются выражением

$$\tilde{n}_{1,2}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{1 - (\sin^2 \gamma_{1,2})/n^2(\omega)}} \times$$

$$\times \left\{ n(\omega) - \cos \left[\gamma_{1,2} - \arcsin \frac{\sin \gamma_{1,2}}{n(\omega)} \right] \right\} + 1. \quad (4)$$

При этом отклонение фазового сдвига $\Delta\varphi(\omega)$ от требуемого значения φ_0 при использовании предложенного фазосдвигающего элемента имеет параболический характер зависимости от оптической частоты, а отклонение фазы отдельной спектральной компоненты от требуемого значения во всем рассматриваемом спектральном диапазоне почти в 100 раз меньше, чем при использовании воздушной линии задержки, аналогичной впервые предложенной в [19].

Ключевым моментом при анализе предложенного метода получения ахроматизированного фазового сдвига является определение критерия, при выполнении которого фазовый сдвиг между двумя частями опорного пучка можно считать ахроматическим.

Наличие зеркальных артефактов в изображении, получаемом с использованием комплексного варианта метода спектральной ОКТ, обусловлено недостаточной ортогональностью отличных от центральной спектральных компонент [16]. При использовании воздушной линии задержки отклонение фазы отдельной спектральной компоненты от требуемого значения пропорционально разности $\omega - \omega_c$ между ее частотой и центральной частотой оптического спектра, для которой фазовый набег предполагается установленным точно. Для характерных значений ширины и центральной частоты оптического спектра используемого в спектральной ОКТ излучения фазовое отклонение от необходимого значения для крайних частот спектра, как правило, не превышает 10%. Это позволяет рассматривать артефактный сигнал как аддитивную добавку, спектральная амплитуда которой определяется разностью $\Delta\varphi(\omega) - \varphi_0 = \varphi(\omega)$. Можно показать, что артефактный сигнал для малых фазовых отклонений определяется сверткой фурье-образа зависимости $\varphi(\omega)$ и полезного сигнала, восстанавливаемого при использовании классического подхода спектральной ОКТ (симметричного относительно нулевой разности хода).

Для единичного рассеивателя величину артефактного сигнала можно определить как максимальное значение из величин нулевого и первого элементов фурье-преобразования зависимости $\varphi(\omega)$ (необходимость включения в рассмотрение первого элемента обусловлена возможностью зануления величины нулевого элемента, что происходит при равенстве нулю интеграла от $\varphi(\omega)$ на интервале определения). В общем случае для излучения, используемого в спектральной ОКТ, можно ограничиться квадратичным разложением $\varphi(\omega)$ по малому параметру $\zeta = (\omega - \omega_c)/\omega_c$:

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + \varphi_1\zeta + \varphi_2\zeta^2, \quad (5)$$

где $\varphi_0, \varphi_1, \varphi_2$ – постоянные. Величина нулевого элемента фурье-преобразования определяется как

$$f_0 = \left(\varphi_0 + \frac{1}{3}\delta\varphi_2 \right) \Delta\omega, \quad (6)$$

где $\delta\varphi_2$ – размах зависимости $\varphi_2\zeta^2(\omega)$ на интервале определения $[-\Delta\omega/2; \Delta\omega/2]$. Модуль первого элемента фурье-разложения зависимости $\varphi(\omega)$ определяется следующим выражением:

$$|f_1| = \left| i\delta\varphi_1 \frac{1}{2\pi} - \delta\varphi_2 \frac{2}{\pi^2} \right| \Delta\omega, \quad (7)$$

где $\delta\varphi_1$ – размах зависимости $\varphi_1\zeta(\omega)$ на интервале определения. В случае применения воздушной линии задержки коэффициент φ_2 в разложении (5) строго равен нулю, а при использовании ахроматизированного элемента $\delta\varphi_1 \gg \delta\varphi_2$ [18], что позволяет переписать (7) в виде

$$|f_1| = \delta\varphi_1 \Delta\omega / 2\pi. \quad (8)$$

Эффективность подавления зеркальной артефактной компоненты ОКТ-сигнала целесообразно определить как отношение амплитуд этой компоненты при использовании идеально настроенной воздушной и ахроматизированной линией задержки. Оценочное значение эффективности, учитывающее величины нулевого и первого элементов разложения Фурье, может быть получено по формуле

$$\eta = \frac{\Delta\Phi}{\delta\varphi + 2\pi\Delta\varphi(\omega_c)}, \quad (9)$$

где $\Delta\Phi$ – размах зависимости $\varphi(\omega)$ для воздушной линии задержки; $\delta\varphi$ – размах зависимости $\varphi(\omega)$ для ахроматизированной линии задержки; $\Delta\varphi(\omega_c)$ – отклонение фазы центральной спектральной компоненты с частотой ω_c от требуемого значения.

Несмотря на то что в [18] предсказана возможность достижения эффективности коррекции дисперсии линии задержки η , близкой к 100, в эксперименте это реализовать практически невозможно, поскольку требуется чрезмерно высокая точность настройки оптической схемы. В то же время подавление зеркального артефакта в случае использования воздушной линии задержки в фазосдвигающем элементе при типичных для ОКТ значениях длины волны и ширины спектра излучения источника составляет ~40 дБ (более подробно этот вопрос изучен в [16]), что сопоставимо с отношением сигнал/шум в реальных ОКТ-приборах (40–50 дБ [16]). Для окончательного исключения влияния зеркальных артефактов в большинстве случаев требуется дополнительное их подавление на 10–20 дБ, что возможно уже при эффективности коррекции дисперсии линии задержки $\eta > 4$ (подавление на величину, превышающую 12 дБ). Для более полного подавления зеркального артефакта можно использовать более строгий критерий $\eta > 12$, обеспечивающий эффективность дополнительного подавления зеркального артефакта свыше 20 дБ.

На рис.2,а представлены профили модельных сигналов, полученные в предположении об использовании воздушной линии задержки и в случае частичной компенсации дисперсии при использовании составного фазосдвигающего элемента в конфигурации, удовлетворяющей критерию $\eta > 4$. Соответствующие модельные распределения фазового набег приведены на рис.2,б. Модельное распределение в случае применения составной линии задержки построено для пластинок из стекла К8, изготовленных для экспериментальной апробации (измеренные толщины пластинок $h_1 = 610.3$ мкм и $h_2 = 672.8$ мкм). В рассматриваемой конфигурации подавление артефактного пика при использовании составной линии задержки на 11 дБ больше, чем при введении геометрической задержки, и составляет 50 дБ относительно высоты прямого пика. При исследовании биологических сред такого уровня компенсации, как правило, достаточно, чтобы исключить возникновение артефактных объектов на изображении.

Возможность эффективной реализации описанной методики подавления зеркального артефакта в ОКТ-изо-

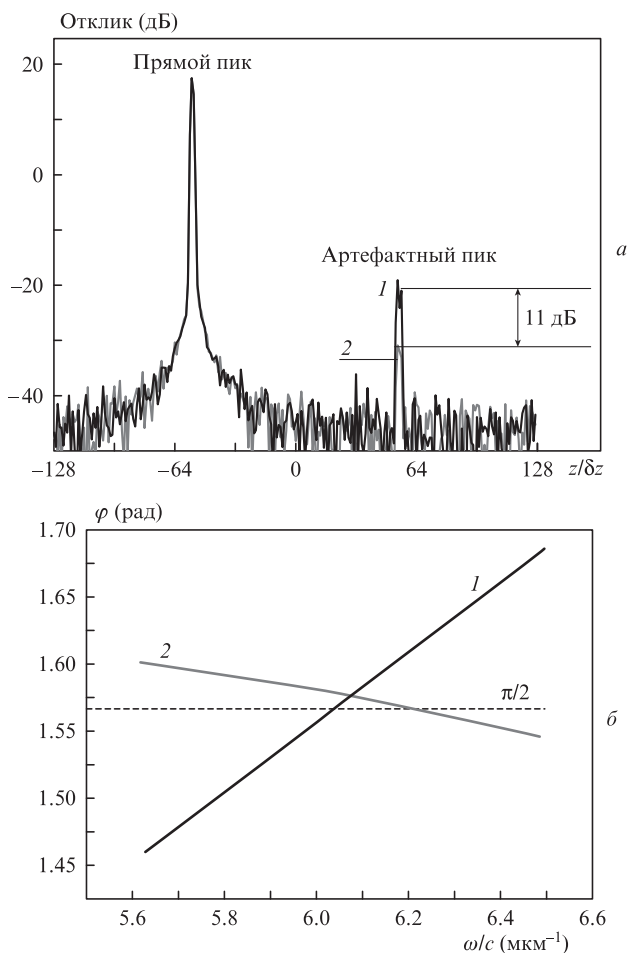


Рис.2. Восстановленные профили «рассеяния» на зеркале, находящемся в объектном плече интерферометра (а), и фазовый набег для модельных сигналов (б) при использовании геометрической задержки (1) и неоптимизированного фазосдвигающего элемента, удовлетворяющего критерию $\eta > 4$ (2); z – величина оптической задержки, δz – элемент продольного разрешения системы.

бражении во многом определяется точностью изготовления оптических элементов фазосдвигающего устройства, а также возможной в условиях эксперимента точностью настройки их взаимного расположения.

На рис.3 представлена кривая настройки (кривая 1) составной линии задержки, состоящей из пластинок из стекла К8, толщины которых находятся при решении системы уравнений (2) для эффективных показателей преломления пластинок (4), определяемых углами их поворота $\gamma_{1,2}$ к оптической оси пучка:

$$\frac{\omega_1}{c} \{[\tilde{n}_1(\omega_1) - 1]h_1 - [\tilde{n}_2(\omega_1) - 1]h_2\} = \varphi_0, \tag{10}$$

$$\frac{\omega_2}{c} \{[\tilde{n}_1(\omega_2) - 1]h_1 - [\tilde{n}_2(\omega_2) - 1]h_2\} = \varphi_0.$$

Кривая 1 построена для расчетных толщин стекол $h_1 = 610.3$ мкм и $h_2 = 661.3$ мкм при углах поворота $\gamma_1 = 0$ и $\gamma_2 = 28.2^\circ$. Видно, что настройка составной линии задержки возможна в широком диапазоне углов поворота пластинок, при этом система в целом наименее чувствительна к повороту более толстой пластинки. На вставках к рис.3 показаны увеличенные изображения выделенных областей кривой настройки, в которых составная линия задержки удовлетворяет критериям $\eta > 4$ (черные области) и $\eta > 12$ (серые области). Хорошо видно, что доступ-

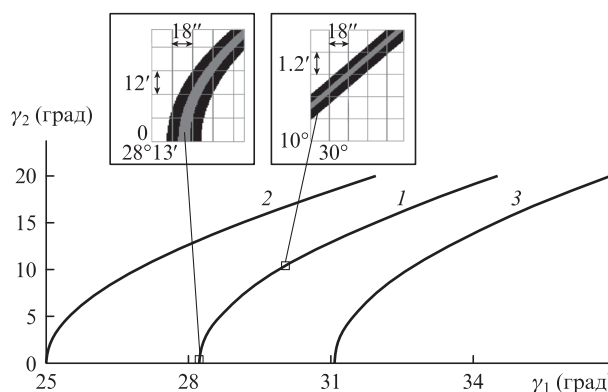


Рис.3. Кривые настройки составной линии задержки при точном исполнении ее компонентов в соответствии с решением системы уравнений (10) (1) и при отклонении толщины одного из компонентов на 11.5 мкм в сторону меньших (2) и больших (3) значений.

ный диапазон углов настройки тем шире, чем меньше отстройка углов поворота пластинок от расчетного.

Однако изготовление компонентов линии задержки с точным соблюдением размеров, определяемых решением системы уравнений (10), является трудоемкой и не всегда выполнимой задачей. В реальных системах толщины компонентов всегда будут отличаться от расчетных, в то же время, варьируя угол поворота одного из компонентов или углы поворота обоих компонентов, можно подобрать такую конфигурацию линии задержки, в которой толщина по крайней мере одного из компонентов будет являться решением системы уравнений (10). На рис.3 представлены также кривые настройки составной линии задержки, состоящей из пластинок из стекла К8, при несоответствии толщин компонентов решениям системы уравнений (10). Кривая 2 построена для случая, когда толщина второго компонента, имеющего большую толщину, на 11.5 мкм меньше оптимальной расчетной толщины. Кривая 3 построена для случая, когда толщина второго компонента на ту же величину больше расчетной, что соответствует измеренной толщине пластинок, используемой в эксперименте. Необходимо уточнить, что кривые 2 и 3 построены без учета ограничения области допустимых значений углов поворота компонентов линии задержки для пластин неоптимальной толщины, которая существенно меньше представленной на рис.3. Сужение этой области иллюстрирует рис.4, где приведена кривая настройки составной линии задержки, состоящей из пластинок из стекла К8, изготовленных для экспериментальной апробации (толщины $h_1 = 610.3$ мкм и $h_2 = 672.8$ мкм). Толщина толстой пластинки h_2 больше расчетной на 11.5 мкм, что обуславливает невозможность оптимальной настройки линии задержки. В этом случае возможность настройки системы существенно ограничена, как это показано на вставках к рис.4, где черным цветом обозначены области углов, в которых выполняется условие $\eta > 4$. Условие $\eta > 12$ в рассматриваемой конфигурации не выполняется нигде, и максимально возможное подавление зеркального артефакта при использовании данных пластинок, составляет 10 дБ. Необходимая точность установки положения тонкой пластинки равна $10'$, точная настройка линии задержки осуществляется поворотом толстой пластинки. Необходимая точность настройки положения толстой пластинки определяется положением тонкой пластинки и составляет $\sim 6'$. В области оптимальных углов поворота тонкой пластинки (для экс-

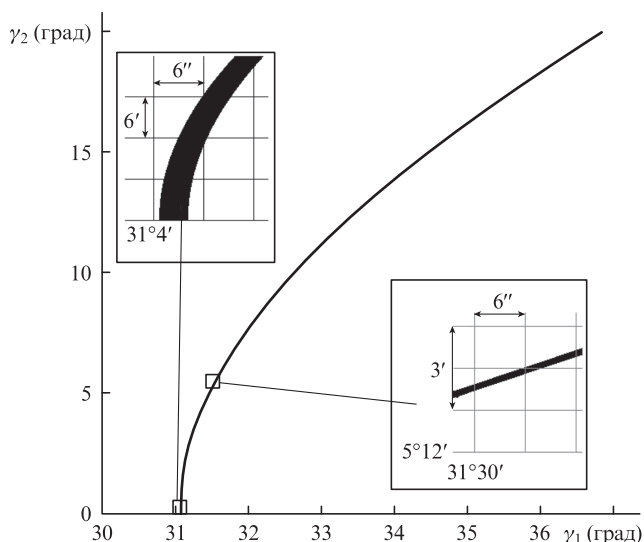


Рис.4. Кривая настройки составной линии задержки для пластинок из стекла К8, изготовленных для экспериментальной апробации.

периментальной системы $\gamma_1 = 31^\circ 4'1'' - 31^\circ 4'4''$) требования к точности настройки снижаются, и необходимая точность настройки положения толстой пластинки равна $24'$.

3. Экспериментальная апробация возможности одновременной регистрации квадратурных спектральных компонент

Для экспериментальной демонстрации возможности одновременной регистрации квадратурных спектральных компонент сигнала обратного рассеяния был разработан и изготовлен макет лабораторной установки на базе воздушного интерферометра Майкельсона.

Составной оптический элемент, разделяющий опорный пучок на две компоненты с различными задержками, был внесен в стандартную оптическую схему воздушного интерферометра Майкельсона. В качестве источника излучения использовался суперлюминесцентный диод, излучение которого имело центральную длину волны 1040 нм и ширину спектра излучения по полувысоте 70 нм.

Фазосдвигающий элемент изготовлен из пластинок из стекла К8, измеренные толщины которых $h_1 = 610.3$ мкм и $h_2 = 672.8$ мкм. Расчетный угол между пластинками составил 31° .

Дисперсионный элемент спектрометра состоит из дифракционной решетки (LSFSG1000, LightSmyth, США) и призмы, что позволяет минимизировать искажения, обусловленные нелинейностью частотной шкалы (неэквидистантностью) при регистрации оптических спектральных компонент [20]. В качестве фокусирующего элемента используется трехлинзовый план-объектив (фокусное расстояние 86 мм) собственной конструкции с вынесенной апертурной диафрагмой и минимальной дисторсией (0.02% по краю поля зрения). Регистрация интенсивности спектральных компонент осуществляется линейным ПЗС-элементом SU-512LSB-DUAL (Goodrich, США).

В задачу экспериментальной апробации входило сравнение эффективностей использования комбинированного фазосдвигающего элемента и простейшей линии задержки, в которой отсутствует коррекция ее длины для различных спектральных компонент. В наиболее очевид-

ном случае такая линия задержки может быть изготовлена в виде ступенчатого зеркала с высотой ступеньки, равной $1/8$ центральной длины волны излучения. Ступенчатая линия задержки была предложена в [19] с целью усовершенствования установки для проведения эксперимента Майкельсона – Морли, а позже с помощью подобной линии была реализована регистрация квадратурных компонент излучения методом фазовой микроскопии (патент США US20070003436). Однако изготовление такого зеркала представляет собой отдельную, весьма сложную задачу, поскольку требует использования высокоточных технологических процессов при напылении ступеньки высотой в 130 нм. Кроме того, зеркало должно иметь достаточно большие поперечные размеры, чтобы влиянием краевых эффектов на ступеньке можно было пренебречь. Это, в свою очередь, помимо трудностей в изготовлении, вступает в противоречие с требованием минимизации массы опорного отражателя, что необходимо для эффективного подавления когерентных помех, осуществляемого в соответствии с методикой, описанной в [21]. В качестве альтернативы использованию ступенчатого зеркала для сравнения эффективностей использования воздушной и ахроматизированной задержек была реализована последовательная запись квадратурных компонент на один и тот же массив фотоэлементов. С этой целью положение опорного отражателя между соседними А-сканами изменялось на дискретную величину [16], равную $1/8$ центральной длины волны излучения используемого источника. Искажения, возникающие вследствие равномерности сканирования зондирующего пучка по поверхности исследуемого объекта, устранялись описанным в [22] способом.

На рис.5 представлены экспериментально зарегистрированные профили сигнала рассеяния для зеркала с малым коэффициентом отражения. Кривая 1 соответствует профилю, зарегистрированному при оптимальной настройке воздушной линии задержки. Подавление зеркального артефактного пика при этом составляет 33.3 дБ. Кривая 2 отвечает профилю, зарегистрированному при использовании фазосдвигающего элемента. Подавление зеркального артефактного пика в этом случае равно 41.9 дБ. Таким образом, дополнительное подавление зеркального артефактного пика в эксперименте составило 9 дБ, что близко к приведенным выше теоретическим оценкам. Компоненты фазосдвигающего элемента изго-

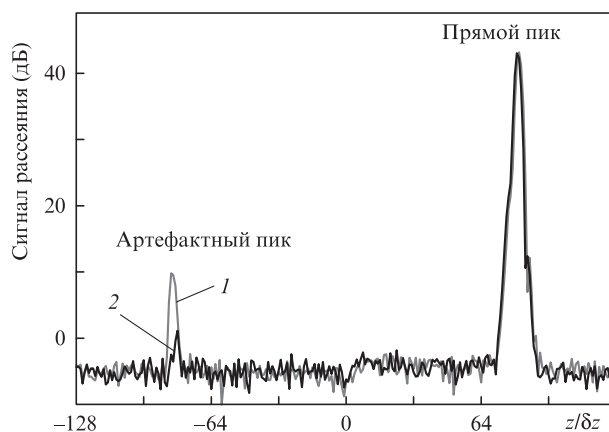


Рис.5. Восстановленные А-сканы для зеркала с малым коэффициентом отражения при использовании воздушной линии задержки (1) и фазосдвигающего элемента (2).

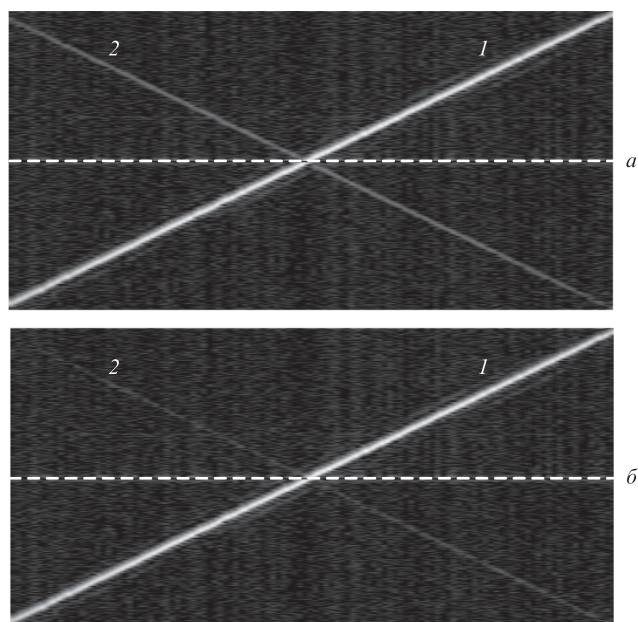


Рис.6. Изображения рассеивающей поверхности, расположенной под углом к оси зондирующего пучка, при использовании наклонного отражателя (а) и фазосдвигающего элемента (б).

тавливались без просветляющих покрытий, поэтому величины сигнала в прямом пике для кривых 1 и 2 незначительно (0.1 дБ) различаются. Необходимо отметить, что для наглядности, а также для обеспечения возможности сравнения визуально наблюдаемых эффектов при анализе А-сканов (рис.5) и двумерных изображений (рис.6) на рис.5 искусственным образом уменьшена амплитуда шума, что достигнуто усреднением изображений. Эта операция правомерна, поскольку при наблюдении двумерных изображений, яркость которых соответствует логарифму восстанавливаемого сигнала, протяженные объекты, сигналы от которых сопоставимы с уровнем шума, хорошо видны, в то время как на профиле сигнала рассеяния они не обнаруживаются.

Двумерные изображения рассеивающей поверхности, расположенной под углом к оси зондирующего пучка, представлены на рис.6. Цифрами 1 обозначены «прямые» изображения этой поверхности, а цифрами 2 – артефактные, наличие которых обусловлено неполной ахроматичностью линии задержки. Штриховая белая линия показывает положение нулевой разности хода опорной и объектной волн. Хорошо видно, что при использовании фазосдвигающего элемента артефактное изображение едва различимо на фоне шума, и при исследовании объектов с меньшей величиной сигнала (что характерно для биологических объектов) артефактное изображение наблюдаться не будет.

4. Заключение

Разработан и прошел экспериментальную апробацию новый метод одновременной регистрации спектральных компонент с близким к квадратурному фазовым сдвигом между двумя частями опорной волны. Фазосдвигающий элемент, состоящий из делителя излучения, разделяющего опорный оптический пучок на два, и индивидуальных

для каждого пучка линий задержки, создает при двойном проходе излучения взаимную разность фаз $\pi/2$, близкую к ахроматичной. Ахроматичность фазового сдвига в широком спектральном диапазоне достигается при использовании в опорном плече интерферометра линий задержки с различными дисперсионными характеристиками. В качестве таких элементов предложено использовать плоскопараллельные пластинки, изготовленные из одного и того же материала и размещаемые в оптической схеме под различными углами к направлению распространения опорного пучка.

Оценки диапазонов допустимых параметров настройки ахроматизированной линии задержки, проведенные для вновь сформулированных критериев эффективности коррекции дисперсии линии задержки, показывают возможность практического использования предложенного метода.

Экспериментально достигнуто подавление артефактного зеркального пика в ОКТ-сигнале дополнительно на 9 дБ по отношению к уровню его подавления при использовании воздушной задержки. Получены двумерные изображения плоской границы раздела двух сред, расположенной под углом к оси зондирующего пучка, с коррекцией зеркального артефакта при сохранении динамического диапазона изображения.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант №12-02-31754) и гранта правительства РФ №14. B25.31.0015.

1. Fercher A.F., Roth E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **0658**, 4851 (1986).
2. Fercher A.F., Mengedocht K., Werner W. *Opt. Lett.*, **13**, 186 (1988).
3. Зимняков Д.А., Тучин В.В. *Квантовая электроника*, **32**, 849 (2002).
4. Fercher A.F., Hitzengerger C.K., Kamp G., Elzaiat S.Y. *Opt. Commun.*, **117**, 43 (1995).
5. Fercher A.F. *J. Biomed. Opt.*, **1**, 157 (1996).
6. Choma M.A., Sarunic M.V., Yang C.H., Izatt J.A. *Opt. Express*, **11**, 2183 (2003).
7. Hu Z., Rollins A.M. *Opt. Lett.*, **32**, 3525 (2007).
8. Fercher A.F., Leitgeb R.A., Hitzengerger C.K., Sattmann H., Wojtkowski M. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3564**, 173176 (1999).
9. Wang R.K. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 054103 (2007).
10. An L., Wang R.K. *Opt. Lett.*, **32**, 3423 (2007).
11. Wojtkowski M., Kowalczyk A., Leitgeb R., Fercher A.F. *Opt. Lett.*, **27**, 1415 (2002).
12. Leitgeb R.A., Hitzengerger C.K., Fercher A.F., Bajraszewski T. *Opt. Lett.*, **28**, 2201 (2003).
13. Targowski P., Wojtkowski M., Kowalczyk A., Bajraszewski T., Szkulmowski M., Gorczynska W. *Opt. Commun.*, **229**, 79 (2004).
14. Геликонов В.М., Касаткина И.В., Шилягин П.А. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **52**, 897 (2009).
15. Bachmann A.H., Leitgeb R.A., Lasser T. *Opt. Express*, **14**, 1487 (2006).
16. Leitgeb R.A., Wojtkowski M., in *Optical Coherence Tomography: Technology and Applications* (Berlin: Springer, 2008, p. 177).
17. Choma M.A., Yang C.H., Izatt J.A. *Opt. Lett.*, **28**, 2162 (2003).
18. Gelikonov G.V., Gelikonov V.M., Moiseev A.A., Shilyagin P.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8213**, 82133L (2012).
19. Kennedy R.J. *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, **12**, 621 (1926).
20. Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Шилягин П.А. *Оптика и спектроскопия*, **106**, 518 (2009).
21. Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Касаткина И.В., Терпелов Д.А., Шилягин П.А. *Оптика и спектроскопия*, **106**, 1006 (2009).
22. Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Терпелов Д.А., Шабанов Д.В., Шилягин П.А. *Квантовая электроника*, **42**, 390 (2012).