УДК 535-4+535.012.21+616-073.55

КРОССПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ КОГЕРЕНТНАЯ ТОМОГРАФИЯ С АКТИВНЫМ ПОДДЕРЖАНИЕМ ЦИРКУЛЯРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЗОНДИРУЮЩЕЙ ВОЛНЫ В СИСТЕМЕ С ОБЩИМ ОПТИЧЕСКИМ ПУТЁМ

В. М. Геликонов ^{1,2} *, В. Н. Ромашов ^{1,2}, Д. В. Шабанов ¹, С. Ю. Ксенофонтов ¹, Д. А. Терпелов ¹, П. А. Шилягин ^{1,2}, Г. В. Геликонов ^{1,2}, И. А. Виткин ^{2,3}

 1 Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, 2 Нижегородская государственная медицинская академия, г. Нижний Новгород, Россия; 3 University of Toronto, Toronto, Canada

Рассмотрена система кроссполяризационной оптической когерентной томографии с общим оптическим путём для зондирующей и опорной волн с активным поддержанием циркулярной поляризации зондирующей волны. Система основана на формировании двулучепреломляющих характеристик суммарного оптического тракта, эквивалентных четвертьволновой пластинке при ориентации её оптических осей под углом 45° по отношению к исходной линейно поляризованной волне. Найдены условия, при которых любое состояние поляризации света может быть получено при помощи двухэлементного фазового управляющего устройства. Продемонстрирована зависимость коэффициента локального кросс-рассеяния света в модельной среде и биоткани от состояния поляризации зондирующей волны. Показана необходимость активного поддержания круговой поляризации зондирующей волны в данной системе с общим оптическим путём (включающим гибкий зонд) с целью реализации единообразных оптимальных условий для кроссполяризационных исследований биоткани.

ВВЕДЕНИЕ

Кроссполяризационный метод оптической когерентной томографии (OKT), являющийся дальнейшим развитием OKT, представляет собой неинвазивную интерференционную технику, которая позволяет исследовать внутреннюю структуру биоткани по изменениям поляризационных характеристик зондирующей волны при её рассеянии в обратном направлении [1–7]. Такие изменения поляризации рассеянной назад волны, которые обнаруживаются при сравнении с зеркально отражённой опорной волной, могут быть обусловлены рядом причин. К ним можно отнести обратное рассеяние на локальных оптических неоднородностях [1, 8, 9] и интегральные эффекты — эффект двулучепреломления [10–16] и дихроизм биоткани [17, 18]. Все эти эффекты приводят к появлению в обратно рассеянном излучении кроссполяризованной компоненты, поляризация которой ортогональна поляризации зеркально отражённой зондирующей волны.

В кроссполяризационном методе ОКТ, который развивается в основном для исследования мягких биотканей без двулучепреломления (или со слабым двулучепреломлением), основной интерес представляет исследование обратного рассеяния на локальных оптических неоднородностях. Информативным в данном методе является сравнение двух ОКТ-изображений биоткани: ко-изображения, полученного при условии одинаковой поляризации зондирующей и опорной волн, и кросс-изображения, полученного при условии, что поляризация опорной волны изменяется на ортогональную (при круговой поляризации зондирующей волны вращение вектора электрического поля опорной волны меняет направление на противоположное). В последнем случае опорная волна интерферирует только с кросс-компонентой обратно рассеянной волны.

1002

^{*} gelikon@ufp.appl.sci-nnov.ru

Сравнение ОКТ-изображений для ко- и кроссполяризационного обратного рассеяния позволяет выявлять в глубине биоткани структуры, которые отличаются по эффективности локального кросс-рассеяния. Поскольку интерференционный приём выделяет только когерентную компоненту рассеянного назад излучения, то пространственное разрешение кроссполяризационного метода ОКТ, как и обычного метода ОКТ, имеет спектрально обусловленное значение, равное, как правило, единицам микрон. Важно отметить, что кроссполяризационный метод ОКТ отличается от поляризационно-чувствительного метода ОКТ (PS OCT), который позволяет определять и картировать пространственно-распределённые поляризационные оптические свойства биоткани двулучепреломление, дихроизм и ориентацию её оптических осей [19].

Поляризационные особенности когерентной компоненты обратно рассеянного света, обусловленные как кросс-рассеянием на локальных оптических неоднородностях [1, 8, 9], так и двулучепреломлением [10–16] и дихроизмом биоткани [17, 18], полностью описываются векторами Стокса [20]. Конкретная интерпретация ОКТ-изображений отдельных компонент вектора Стокса для диагностики биоткани в ряде случаев содержит повторения и, по-видимому, избыточна. При экспресс исследовании патологии некоторых видов биоткани (например, мюкозы) in vivo в интерактивном режиме, по-видимому, именно более простой кроссполяризационный метод ОКТ может оказаться достаточно информативным для обнаружения отклонения от нормы.

Кроссполяризационный метод ОКТ разрабатывается в настоящее время с целью повышения специфичности ОКТ-диагностики биологических тканей [1-4, 7, 21]. Информативность данного метода была выявлена в лабораторных экспериментах [1, 20, 22–26] и в исследованиях биоткани in vivo [2-4, 7, 27-29], в том числе в эндоскопических исследованиях внутренних органов in vivo [3, 4, 7, 27-29]27-29] и в стоматологии [22, 24, 25]. Кросс-изображения биоткани демонстрируют более высокую «ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ» К ОТКЛОНЕНИЯМ ОТ НОРМАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ ПО СРАВНЕНИЮ С КОПОЛЯРИЗОВАНными изображениями. В частности, ряд патологий, обусловливающих структурные изменения биоткани на макро- и микроуровне, приводит к снижению интенсивности кросс-поляризованной компоненты обратно рассеянного излучения от нормы на величину вплоть до 13 дБ, что может быть причиной ослабления данных фрагментов изображения почти до уровня шума [29]. Получение количественных характеристик в данном методе требует обеспечения стабильности и эффективности приёма кроссполяризованного сигнала. Поэтому для повышения достоверности информации необходимо обеспечить максимально эффективный приём сигнала кросс-рассеяния и его повторяемость в приборах кроссполяризационной ОКТ. Однако при линейной [3, 4] или эллиптической [7] поляризации зондирующей волны в приборах кроссполяризационной ОКТ вид кросс-изображений зависит от ориентации осей анизотропии образца относительно зонда (при наличии даже слабых двулучепреломляющих свойств биоткани), а также от степени эллиптичности. Как показано в предыдущих экспериментах [14, 30], максимальную эффективность приёма кросс-сигнала, а также устранение вариабельности величины кросс-компоненты в обратно рассеянном излучении можно реализовать, применив в качестве пробной волны излучение с круговой поляризацией (круговая поляризация, ортогональная к исходной, будет иметь противоположное направление вращения вектора электрического поля). В волоконно-оптических системах кроссполяризационной ОКТ с гибким зондом не удавалось обеспечить описанных выше оптимальных условий для приёма кроссполяризованного излучения, даже с использованием опыта разработки волоконных систем для поляризационно-чувствительного метода OKT [31]. В данной статье описывается оптимальная для зондирования биоткани волоконно-оптическая кроссполяризационная ОКТ-система с общим оптическим путём (в англоязычной литературе «common path OCT»), которая позволяет использовать сменные взаимозаменяемые гибкие зонды с воспроизводимыми оптическими свойствами [7, 32]. Также будет описан метод активного поддержания круговой поляризации зондирующей волны в кроссполяризационной ОКТ-системе с общим оптическим путём,

В. М. Геликонов, В. Н. Ромашов, Д. В. Шабанов и др.

реализация которого обеспечивает оптимальные условия и единообразие результатов кроссполяризационных измерений.

1. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

1.1. Зависимость кроссполяризованного обратного рассеяния от поляризации зондирующей волны

В лидарном и радарном зондировании удалённых объектов [8, 9] используются коэффициенты круговой $\delta_{\rm c}$ и линейной $\delta_{\rm l}$ деполяризации, введённые для количественного описания состояния поляризации обратно рассеянного света. Коэффициенты деполяризации определяются как отношения интенсивности кроссполяризованной компоненты к интенсивности ко-компоненты при некогерентном приёме обратно рассеянного света с усреднением по всей трассе зондирования. В кроссполяризационном методе ОКТ сравниваются ко- и кросс-изображения, которые отображают в двумерном формате интенсивности интерференционных сигналов $I_{\rm RR}$ и $I_{\rm RL}$ ($I_{\rm HH}$, $I_{\rm HV}$), детектированных при сканировании в поперечном (xz) сечении. Здесь первый и второй индексы отмечают поляризации зондирующей и опорной волн соответственно. Индексы R, L, H, V обозначают правую круговую, левую круговую, горизонтальную линейную и вертикальную линейную поляризации соответственно. Ко-изображениям соответствуют совпадающие индексы, кроссизображениям — различные. Интерференционные ко- и кроссполяризованные сигналы пропорциональны усреднённой во времени и по пространству кросс-корреляции когерентной компоненты рассеянного образцом поля $\mathbf{E}_{\mathrm{R}}(t) + \mathbf{E}_{\mathrm{L}}(t)$ с полем опорной волны $\mathbf{E}_{\mathrm{R}}(t+\tau)$ (или $\mathbf{E}_{\mathrm{L}}(t+\tau)$) с оптической задержкой τ . Пространство, по которому проводится усреднение, ограничено областью когерентного приёма на данной глубине зондирования и поперечным размером гауссова пучка. Изменение поляризации рассеянных сигналов при кросс-рассеянии можно количественно характеризовать отношением кросскорреляционных функций, пропорциональных ОКТ-сигналам, зарегистрированным при одном продольном сканировании при интерференции с опорным лучом в кросс- и ко-состоянии:

$$\delta_{\text{LIN}}(z) = I_{\text{HV}}(z)/I_{\text{HH}}(z), \qquad \delta_{\text{CIR}}(z) = I_{\text{RL}}(z)/I_{\text{RR}}(z). \tag{1}$$

Коэффициенты δ_{CIR} и δ_{LIN} можно назвать коэффициентами кроссполяризационного рассеяния при круговой и линейной поляризациях зондирующей волны или просто коэффициентами кругового и линейного кросс-рассеяния соответственно. Для описания когерентной компоненты кроссрассеяния при линейной поляризовации зондирующей волны в работе [1] ранее был введён аналогично определённый коэффициент δ_{LIN} . Отметим, что векторы Стокса, измеренные ОКТметодом [20], как и коэффициенты δ_{CIR} и δ_{LIN} , характеризуют поляризационные свойства только когерентной, недеполяризованной части обратно рассеянного света ввиду интерференционного приёма, характерного для ОКТ-метода.

Введённые выше коэффициенты δ_{CIR} и δ_{LIN} , в отличие от коэффициентов δ_c и δ_l , характеризуют отношение амплитуд, а не интенсивностей компонент кросс- и кополяризованных полей обратно рассеянного света. Кроме того, данные коэффициенты являются локальными, а не интегральными по координате z характеристиками. При зондировании коротких трасс, сравнимых с длиной когерентности, $\delta_{\text{CIR}} = \sqrt{\delta_C}$ и $\delta_{\text{LIN}} = \sqrt{\delta_L}$. Для совершенно гладких мишеней и при однократном рассеянии на сферических частицах $\delta_C = \delta_L = 0$ [1, 8, 9].

Известен ряд работ по исследованию эффекта кросс-рассеяния в модельных объектах. Кроссполяризованное рассеяние назад, в основном, имеет место при однократном рассеянии на несферических частицах и при многократном рассеянии на частицах относительно большого диаметра

В. М. Геликонов, В. Н. Ромашов, Д. В. Шабанов и др.

целей $\delta_{\rm L} < 1$ и $\delta_{\rm L} < \delta_{\rm C}$ [8, 9].

или на кластерах частиц [1, 8, 9]. Соотношение между когерентной и некогерентной составляющими в обратно рассеянном излучении существенно зависит от условий наблюдения, что было продемонстрировано при рассеянии линейно поляризованного света в водной 10 % суспензии субмикронных полистирольных сфер с размерами, близкими к длине волны света [33]. Имело место увеличение интенсивности когерентной компоненты рассеянного назад света над некогерентной на 75 % для кополяризованного излучения и на 25 % — для кроссполяризованного. В обоих случаях увеличение было локализовано в пределах узкого (порядка одного градуса) конуса, что объяснялось многократным рассеянием. Согласно теоретической модели, угловой размер конуса определяется отношением длины волны к длине свободного пробега между многократными эластическими (упругими) соударениями [33, 34]. В результате для когерентной части волны, полученной при рассеянии линейно поляризованной волны, эффект кросс-поляризации описывался величиной $\delta_{\rm L} = 1/3$. В радарных измерениях при некогерентном приёме, согласно оценкам, при случайно ориентированных диполях коэффициент линейной деполяризации $\delta_{\rm L} = 1/3$ и коэффициент круговой деполяризации $\delta_{\rm C} = 1$ [9, 35]. Для всех детектируемых радаром планетарных

При кроссполяризационном ОКТ-исследовании когерентных компонент ко- и кроссполяризованного обратного рассеянного света в биоткани можно ожидать аналогичных эффектов. В частности, при ОКТ-зондировании строящий изображение обратно рассеянный свет содержит, кроме баллистических (прямо летящих) фотонов, также и многократно рассеянные фотоны, обладающие той же суммарной задержкой. При малой (меньше длины когерентности зондирующей волны) длине свободного пробега между упругими соударениями, когерентная компонента многократного рассеяния локализуется в достаточно большом конусе, который может эффективно перекрываться с угловой диаграммой приёма оптического ОКТ-зонда (типичная числовая апертура зонда составляет примерно 0,04). В живой биоткани с её сложной микроструктурой, по-видимому, возможно проявление отмеченного выше эффекта многократного рассеяния, приводящего к изменению соотношения ко- и кросс-компонент когерентного рассеяния при линейной поляризации зондирующей волны. Так, в работах [1, 30] было показано, что в пределе большого числа образцов величина δ_{LIN} лежит между значениями 0 и 1. В результате вариабельность отношения интенсивностей кросс- и кополяризованной компонент обратной когерентной волны, обусловленная многократным когерентным рассеянием, может достигать 4 дБ при случайных изменениях состояния поляризации от кругового до линейного.

Проблема повышения стабильности поляризации зондирующей волны особенно актуальна при работе с волоконными кроссполяризационными ОКТ-системами с гибким зондом, предназначенными для исследований участков биоткани как наружных, так и внутренних органов. Здесь в известных ОКТ-системах нестабильность поляризации обусловлена случайно наведёнными в волокне зонда фазовыми возмущениями, обладающими поляризационной анизотропией. Зондирование волной со стабильно поддерживаемой круговой поляризацией должно повысить уровень кросс-сигнала и единообразие и достоверность получаемой информации в волоконных оптических кроссполяризационных ОКТ-системах.

1.2. Описание оптической схемы с общим оптическим путём с активным поддержанием круговой поляризации зондирующей волны для кроссполяризационных измерений

Описываемая кроссполяризационная система ОКТ состоит из пяти элементов. Оптическая схема данной системы представлена на рис. 1. Источник линейно поляризованного широкополосного излучения (I), состоящий из суперлюминесцентного диода (SUPERLUM LTD), волокон-



Рис. 1. Оптическая схема описываемой кроссполяризационной системы ОКТ, основанная на использовании принципа общего пути для сигнальной и опорной волн (система «common path»), с системой автоматического контроля круговой поляризации зондирующей волны. Здесь элемент I — источник линейно-поляризованного широкополосного излучения; II — компенсирующий интерферометр Майкельсона с управлением поляризации опорной волны на основе ячейки Фарадея (ЯФ, ячейка во включённом состоянии обеспечивает вращение поляризации волны на 45° при одном проходе); III — система удалённого контроля круговой поляризации, основанная на работе двух активных фазовых модуляторов поляризации (АФМ) — фазовых пластинок, создаваемых сжатием волокна в поперечном направлении при помощи электрически управляемых пьезопластин ПЗП1 и ПЗП2; IV — зонд с интерферометром Физо; V — спектрометр; СЛД — суперлюминесцентный диод, ПК-1, ПК-2 и ПК-3 — волоконные поляризационные контроллеры, BS: 50-50 — волоконный ответвитель, ОЦ — оптический циркулятор, П — волоконные поляризаторы, ФД — фотодиод, Г — генератор, ФЧД 1 и ФЧД 2 — фазо-чувствительные детекторы

ного поляризатора (П) с экстинкцией около 30 дБ [36, 37] и поляризационного управляющего устройства Лефевра (ПК-1), подаёт на вход интерферометра Майкельсона (П) линейно поляризованную волну. В коротком плече интерферометра Майкельсона формируется зондирующая волна, в длинном плече — предварительно задержанная опорная волна для последующей интерференции в интерферометре Физо. В длинном плече располагается управляемая ячейка Фарадея (угол поворота поляризации 45°), при включении которой на время чётных двумерных сканов (В-сканов) ко-приём переключается на кросс-приём за счёт изменения линейной поляризации опорной волны на ортогональную. Третьим элементом рассматриваемой ОКТ-системы является устройство поддержания круговой поляризации зондирующей волны (III), работа которого будет описана ниже. Четвёртым является зонд (IV), на выходе которого расположен измерительный интерферометр Физо. В нём опорная волна, отражённая от торца волокна зонда, интерферирует с отражённой от объекта частью зондирующей волны. Поперечное сканирование зондирующим лучом относительно объекта осуществляется за счёт поперечного лучу перемещения торца волокна (первого отражателя интерферометра Физо), к которому прикреплена фокусирующая линза.

В. М. Геликонов, В. Н. Ромашов, Д. В. Шабанов и др.

Пятым элементом системы является линеаризованный по волновому числу спектрометр (V), который регистрирует спектр интерференции опорной и сигнальной волн [38].

Описанная оптическая система работает следующим образом. Линейно поляризованное излучение с длиной волны 1 320 нм и шириной спектра 100 нм с выхода суперлюминесцентного диода, вводится через изотропный светоделитель (50:50) в оба плеча интерферометра Майкельсона для формирования компенсирующей задержки L_0 между опорной и зондирующей волнами, равной задержке между обратно рассеянной и опорной волнами в интерферометре Физо. При нечётных В-сканах, при которых записываются кополяризованные изображения, две линейно коллинеарно поляризованных волны с выхода интерферометра Майкельсона вводятся в волоконную часть схемы, выполненную из волокна SMF-28. Далее обе волны через трёхпортовый циркулятор и поляризационный контроллер (ПК-2), а также через систему поддержания круговой поляризации зондирующей волны вводятся в волоконный зонд. Оптический путь от выхода интерферометра Майкельсона до торца волокна зонда и в обратном направлении до спектрометра является общим для сигнальной и опорной волн, в соответствии с принципом систем «common path» [31]. Поляризационный контроллер ПК-2 используется для восстановления на выходе волокна линейного состояния поляризации с поворотом вектора электрического поля на угол 45° к осям первого элемента модулятора поляризации (АФМ). Меньшая часть света, отражённого назад от торца волокна в зонде, ответвляется через изотропный светоделитель 90:10 и подаётся через поляризатор на фотодиод системы контроля поляризации. Остальная, большая часть света подаётся на спектрометр. Система контроля состояния поляризации зондирующей волны настраивается предварительно при помощи поляризационного контроллера (ПК-30) по минимуму прохождения света через поляризатор (П) при поддержании круговой поляризации на выходе зонда при ручном управлении. При этом участок схемы между выходом из интерферометра Майкельсона и входом в поляризационный модулятор с точки зрения фазовой анизотропии становится эквивалентным участку между выходом поляризационного модулятора и поляризатором. Как будет показано ниже, часть оптической системы, которая последовательно включает в себя пути от выхода интерферометра Майкельсона, участок 1–2 циркулятора, поляризационный контроллер ПК-2, модулятор поляризации, отражающий торец волокна зонда (первый отражатель интерферометра Физо) и обратный путь до поляризатора через выходы 2–3 циркулятора, эквивалентна в рабочем состоянии четвертьволновой пластинке. В системе автоматического контроля поляризации переменное напряжение подаётся с единого генератора на активные элементы ПЗП1 и ПЗП2 модулятора поляризации с квадратурным сдвигом способом, описанным в работе [39]. Сигналы ошибки в обоих квадратурных каналах формируются по величине первой гармоники на выходе единого фотодиода, детектирующего прошедший поляризатор свет.

Время отклика реализованной системы автоматического контроля составляет около десятой доли секунды. При этом круговая поляризация устойчиво поддерживалась с параметром эллиптичности, близким к $\pi/4$, с точностью до единиц процентов при всех манипуляциях с гибким зондом. Это обеспечило возможность зондирования при ручном позиционировании зонда как при наружных, так и при эндоскопических исследованиях биоткани.

1.3. Метод активного управления состоянием поляризации

Как известно, при подаче линейно поляризованного света на вход четвертьволновой пластинки под углом 45° к её оптическим осям на выходе пластинки поляризация излучения будет круговой. После обратного прохождения пластинки свет имеет линейную поляризацию, ортогональную входной [40, 41]. На этом основывается метод удалённого контроля поляризации [42]. В нашем случае часть оптического тракта системы управления поляризацией, в том числе поляризаци-

онный модулятор, совместно с зондом с оптической точки зрения должны представлять собой четвертьволновую пластинку. Рассмотрим условия, необходимые для реализации и активного поддержания такой эффективной четвертьволновой пластинки, а также варианты поляризационного модулятора.

Метод достижения и поддержания требуемых поляризационных свойств волоконного тракта зависит от выбранного механизма управления фазовой задержкой. В волоконной оптике существует ряд способов создания электрически управляемых аналогов фазовой пластинки за счёт распределённого воздействия на волокно в пределах оптического пути, многократно превышающего длину волны [39]. Для этого применялось, например, радиальное сжатие волокна при помощи электромагнитов [43]. С использованием трёх электрически управляемых преобразователей поляризации, расположенных под углом 45° друг к другу, достигалось любое состояние поляризации при произвольном исходном состоянии [43]. Однако схема управления в волоконном исполнении довольно сложна, поскольку требуется формировать и взаимно настраивать три управляющих элемента. Известны двухэлементные фазовые оптические элементы с управлением за счёт изменения угла между осями анизотропии фазовых пластинок [44], а также за счёт управления двулучепреломлением при этом угле, равном 45° [45]. Каждая из таких систем имеет известные недостатки. В данной работе рассматривается волоконно-оптический аналог системы, представленной в работе [45], который состоит также из двух последовательных электрически управляемых фазовых пластинок, оптические оси которых ориентированы относительно друг друга под углом 45°. Данный вариант представляется наиболее привлекательным для использования в ОКТ-приборах, поэтому именно он был выбран для реализации прибора кроссполяризационной OKT. Можно показать, что на выходе такого двухэлементного контроллера может быть получена произвольная поляризация при условии поддержания на его входе линейно поляризованной волны с наклоном 45° относительно осей первой фазовой пластинки. Таким образом можно создать необходимые предыскажения поляризации на входе волоконного зонда для формирования на его выходе круговой поляризации при любых возмущениях.

Поляризация света в волоконной оптической системе хорошо описывается аппаратом векторов и матриц Джонса. Волоконно-оптический тракт зонда, выполненный на основе одномодового волокна, с оптической точки зрения представляет собой набор случайно ориентированных произвольных фазовых пластинок, действие которого, согласно работе [46], эквивалентно действию эквивалентной фазовой пластинки с матрицей Джонса $\mathbf{J}(\phi)$, повёрнутой на угол ϑ , и ротатора $\mathbf{R}(\gamma)$ и описывается матрицей \mathbf{W} [47]:

$$\mathbf{W} = \mathbf{R}(\gamma)\mathbf{R}(\vartheta)\mathbf{J}(\phi)\mathbf{R}(-\vartheta).$$
⁽²⁾

Здесь

$$\mathbf{J}(\phi) = \exp(i\phi/2) \begin{pmatrix} \exp(i\phi/2) & 0; \\ 0 & \exp(-i\phi/2) \end{pmatrix}, \qquad \mathbf{R}(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha; \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}$$

 $\phi = (2\pi/\lambda) (n_{\rm sl} - n_{\rm f})L, n_{\rm sl} - n_{\rm f}$ — разность показателей преломления для медленной $(n_{\rm sl})$ и быстрой $(n_{\rm f})$ оси, L — толщина $\Phi\Pi$, λ — длина волны.

Поляризации эллиптически поляризованной квазимонохроматической волны описывается с помощью вектора Джонса [48]:

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \exp(i\omega t) = E_0 \begin{pmatrix} \cos\theta\cos\varepsilon - i\sin\theta\sin\varepsilon \\ \sin\theta\cos\varepsilon + i\cos\theta\sin\varepsilon \end{pmatrix}.$$
(3)

Здесь E_x и E_y — комплексные компоненты поперечного вектора электрического поля оптической волны, угол ε — эллиптичность, θ — азимут большой оси эллипса поляризации, отсчитываемый,

как и углы ϑ и γ , от ос
и x. Векторы Джонса на выходе системы \mathbf{E}_{out} и на её вход
е \mathbf{E}_{in} связаны соотношением

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \mathbf{W} \mathbf{E}_{\text{in}}.$$
 (4)

Поляризация волны, согласно работе [48], полностью описывается также комплексным числом $\chi = E_y/E_x$. Как и в работе [44], в исходном представлении (2) можно опустить общий фазовый множитель, не влияющий на состояние поляризации. Кроме того, при конечной круговой поляризации можно опустить в (2) и матрицу поворота $R(\gamma)$, поскольку эта матрица не изменит число $\chi_{\text{out}} = i$, которое преобразуется по закону [48]

$$\chi_{\rm out} = \frac{w_{22}\chi_{\rm in} + w_{21}}{w_{12}\chi_{\rm in} + w_{11}},\tag{5}$$

где $w_{kl}, k, l = 1, 2$ – элементы матрицы **W**, описывающей действие среды.

Таким образом, эволюцию поляризации в волокие зонда в данной задаче можно описывать уравнением

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \mathbf{R}(\vartheta) \mathbf{J}(\phi) \mathbf{R}(-\vartheta) \mathbf{E}_{\text{in}}.$$
 (6)

Для иллюстрации представим преобразование (6) на сфере Пуанкаре для произвольно поляризованной волны, используя его представление в декартовых координатах $S_1S_2S_3$ [48]:

$$S_1 = 1/2\cos(2\varepsilon)\cos(2\theta), \qquad S_2 = 1/2\cos(2\varepsilon)\sin(2\theta), \qquad S_3 = 1/2\sin(2\varepsilon). \tag{7}$$

Параметры θ и ε , определяющие текущую поляризацию волны, находятся по известным соотношениям [48]:

$$\operatorname{tg}(2\theta) = \frac{2\operatorname{Re}\chi}{1-|\chi|^2}, \qquad \sin(2\varepsilon) = \frac{2\operatorname{Im}\chi}{1+|\chi|^2}.$$
 (8)

На рис. 2 на сфере Пуанкаре точкой $C_1 = C_1(\theta, \varepsilon)$ отмечена исходная произвольно выбранная поляризация, которая после прохождения оптического волокна переходит в поляризацию C_2 , совершая вращательное движение по сфере Пуанкаре относительно углового вектора Ω , ориентированного в экваториальной плоскости под углом -2ϑ к оси VH. Преобразование отмечено точками при пошаговом изменении угла φ .

Очевидно, что достигнуть полюса сферы в точке R при помощи преобразования (6) можно только при «стартовой» поляризации, находя-



Рис. 2. Эволюция состояния поляризации в волокне зонда в модельной задаче. Траектория указана точками

щейся на меридиане в плоскости, в которой лежит ось RL и которая перпендикулярна угловому вектору Ω . Положение исходной стартовой точки на меридиане должно отстоять от полюса R на угол φ при вращении относительно вектора Ω . Таким образом, для достижения круговой поляризации на выходе зонда активный модулятор фазовой анизотропии должен создавать такую «стартовую» поляризацию перед волокном зонда.

Рассмотрим условия преобразования поляризации волны из линейного состояния в эллиптическое с произвольными значениями θ и ε при помощи активных фазовых пластинок (взаимная

ориентация оптических осей 45°) с фазовыми сдвигами α и β . Действие пластинок описывается матрицей **V**:

$$\mathbf{V}(\alpha,\beta) = \mathbf{R}(\pi/4)\mathbf{J}(\beta)\mathbf{R}(-\pi/4)\mathbf{J}(\alpha).$$
(9)

Здесь

$$\mathbf{R}(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi \\ -\sin\varphi & \cos\varphi \end{pmatrix}, \qquad \mathbf{J}(\beta) = \begin{pmatrix} \exp(i\beta/2) & 0 \\ 0 & -\exp(i\beta/2) \end{pmatrix}.$$

Данное преобразование с использованием двух активных фазовых пластинок, обратное исследованному в работе [45], описывается уравнением

$$\exp(i\mu) \begin{pmatrix} \cos\theta\cos\varepsilon - i\sin\theta\sin\varepsilon\\ \sin\theta\cos\varepsilon + i\cos\theta\sin\varepsilon \end{pmatrix} = \mathbf{V}(\alpha,\beta) \begin{pmatrix} 1\\ 1 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}$$
(10)

при исходной линейной поляризации с ориентацией вектора электрического поля под углом 45° к осям первого контроллера:

$$\mathbf{E}_{\rm in} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1\\1 \end{pmatrix}.$$

Для нахождения из уравнения (10) искомых фазовых сдвигов α и β как функций θ и ε удобно преобразовать левую и правую часть уравнения при помощи матрицы

$$\mathbf{V}^{-1}(\alpha,\beta) = \begin{pmatrix} \cos(\beta/2)\exp(-i\alpha/2) & i\sin(\beta/2)\exp(-i\alpha/1)\\ i\sin(\beta/2)\exp(i\alpha/1) & \cos(\beta/2)\exp(i\alpha/2) \end{pmatrix},\tag{11}$$

которая является обратной по отношению к матрице $\mathbf{V}(\alpha, \beta)$. В результате получим следующее уравнение:

$$\mathbf{V}^{-1}(\alpha,\beta) \begin{bmatrix} \cos(\theta)\cos(\varepsilon) - i\sin(\theta)\sin(\varepsilon) \\ \sin(\theta)\cos(\varepsilon) + i\cos(\theta)\sin(\varepsilon) \end{bmatrix} = \exp(-i,\mu) \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}.$$
 (12)

На основе уравнения (12) для комплексного числа χ можно составить уравнения $|\chi_{out}| = 1$ и $\arg(\chi_{out}) = 0$, из которых искомые фазовые сдвиги α_0 и β_0 находятся в виде

$$\beta_0 = \arctan\left[\frac{\cos(2\theta)}{\operatorname{tg}(2\varepsilon)}\right],\tag{13}$$

$$\alpha_0 = -\arctan\left[\frac{\cos(\beta_0)\operatorname{tg}(2\varepsilon) + \sin(\beta_0)\cos(2\theta)}{\sin(2\theta)}\right].$$
(14)

Очевидно, что решение (13) и (14) существует при любых θ и при $-\pi/4 \leq \varepsilon \leq \pi/4$, т. е. доступными являются любые состояния поляризации, описываемые сферой Пуанкаре. При отрицательных θ значения фазовых сдвигов α_0 и β_0 , полученные по формулам (13) и (14), соответствуют преобразованию поляризации в состояние, ортогональное состоянию (4).

На рис. За для примера показано, что под воздействием обеих фазовых пластинок поляризация преобразуется из линейной C_1 (под углом 45° к осям первого модулятора) в эллиптическую C_2 с ориентацией осей эллипса 45°, а затем в заданную эллиптическую C_3 .

Отметим необходимость исходной ориентации линейно поляризованной волны (45° относительно осей первого элемента фазового модулятора). При иной ориентации исходной линейной поляризации на входе фазового модулятора (такое произвольное состояние отмечено точкой C_1 на рис. 36) при управлении двухступенчатым фазовым модулятором доступны состояния только



Рис. 3. Отображение на сфере Пуанкаре преобразования поляризации из линейной в произвольную: при наклоне вектора электрического поля исходной волны к осям первого элемента фазового модулятора, равном 45° (a); при наклоне вектора электрического поля, не равном 45° (b); заштрихованная область соответствует доступным конечным состояниям)

в заштрихованной области сферы Пуанкаре. В этом случае достижение всех недоступных областей на сфере Пуанкаре возможно только при введении третьей активной фазовой пластинки, ориентированной также под углом 45° ко второй [43], что существенно усложняет конструкцию.

Конкретная реализация волоконно-оптического варианта активного фазового модулятора была выполнена на основе механического сжатия оптического волокна при помощи плоских пьезопластинок. Две пары пластинок, ориентированные относительно друг друга под углом 45°, воздействовали на изотропное волокно SMF-28, реализуя два управляемых фазовых сдвига за счёт сжатия по радиусу световедущей сердцевины. Как и в работе [45], использовались только два модулятора поляризации с такой же взаимной ориентацией. Эффективность системы автоматического контроля поляризации в описанной выше схеме «common path» практически не уступает эффективности системы контроля поляризации, разработанной в [45] для отдельного волокна.

2. СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИГНАЛОВ В КО-И КРОСС-КАНАЛАХ ПРИ КРУГОВОЙ И ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЯХ ЗОНДИРУЮЩЕЙ ВОЛНЫ

Зависимость уровня сигналов ко- и кросс-рассеяния от поляризации зондирующей волны исследовалась экспериментально с использованием OKT-прибора «common path» с гибким зондом (см. рис. 1). Между торцом дистальной части волокна зонда и объектом анизотропные фазовые элементы отсутствовали, что являлось необходимым условием при наблюдении поляризационных характеристик обратного рассеянного света. В качестве модельной среды была выбрана силиконовая резина с однородной рассеивающей структурой. Сканирование вначале проводилось при линейной поляризации зондирующей волны, которая устанавливалась в режиме ручного управ-

1012



Рис. 4. Результаты сканирования силиконовой резины: В-сканы $I_{\rm HH}(x, z)$, $I_{\rm HV}(x, z)$ (a) и $I_{\rm RR}(x, z)$, $I_{\rm RL}(x, z)$ (b); усреднённые зависимости для $I_{\rm HH}(z)$ (кривая 1) и $I_{\rm HV}(z)$ (кривая 2) при линейно поляризованной зондирующей волне (b) и $I_{\rm RR}(z)$ (кривая 1) и $I_{\rm RL}(z)$ (кривая 2) при круговой поляризации зондирующей волны (c); зависимости коэффициентов $\delta_{\rm LIN}(z)$ и $\delta_{\rm CIR}(z)$ (d) и их отношения $A(z) = \delta_{\rm CIR}(z)/\delta_{\rm LIN}(z)$ (e)

ления фазовыми модуляторами. Затем проводилось второе сканирование силикона при круговой поляризации зондирующей волны, которая устанавливалась при включении системы активного контроля. Такая последовательность действий обеспечивала минимальное время между измерениями, что снижало влияние неконтролируемых изменений поляризации на выходе волоконного зонда. Все полученные данные при этом соответствовали одному и тому же месту сканирования, что позволяло проводить численное сравнение.

Зависимости $I_{\rm HH}(x,z)$, $I_{\rm HV}(x,z)$, представленные в яркостной шкале на рис. 4a, соответствуют сигналам обратного рассеяния от силикона, детектируемым в ко- и кросс-каналах соответственно при линейной поляризации зондирующей волны. Затем детектировались сигналы при круговой поляризации зондирующей волны $I_{\rm RR}(x,z)$ и $I_{\rm RL}(x,z)$, показанные на рис. 4b. Представленные на рис. 4a, b изображения $I_{\rm HH}(x,z)$, $I_{\rm HV}(x,z)$, $I_{\rm RR}(x,z)$ и $I_{\rm RL}(x,z)$ демонстрируют достаточно высокое отношение сигнала к шуму, что позволило провести сравнение коэффициентов кроссрассеяния.

На основе полученных четырёх представленных В-сканов вычислялись зависимости $I_{\rm HH}(z) = \langle I_{\rm HH}(x,z) \rangle$, $I_{\rm HV}(z) = \langle I_{\rm HV}(x,z) \rangle$, $I_{\rm RR}(z) = \langle I_{\rm RR}(x,z) \rangle$ и $I_{\rm RL}(z) = \langle I_{\rm RL}(x,z) \rangle$, каждая из которых получалась при усреднении по 512 одномерным сканам (A-сканам), восстановленным из соответствующих спектральных данных. Кроме того, проведено усреднение по координате z на интервале $z[{\rm mkm}] \div z[{\rm mkm}] + 20[{\rm mkm}]$ для частичного сглаживания кривых. Результаты представлены на рис. 46, z кривыми 1 для ко-рассеяния и кривыми 2 для кросс-рассеяния. Отметим, что зависимости $I_{\rm HH}(z)$ и $I_{\rm RR}(z)$ (ко-рассеяние) практически одинаковы при линейной и круговой поляризации зондирующей волны, в то время как зависимости $I_{\rm HV}(z)$ и $I_{\rm RL}(z)$ (кросс-рассеяние) заметно отлучаются. На рис. 4d представлены зависимости коэффициентов локального кросс-рассеяния от глубины (1), вычисленные для линейной и круговой поляризаций зондирующей волны. Зависимости $\delta_{\rm LIN}(z)$ и $\delta_{\rm CIR}(z)$ демонстрируют превышение кросс-рассеяния при круговой поляризации на уровне $3\div 4$ дБ до глубин около 1 мм.

Наблюдающийся рост вычисленных коэффициентов $\delta_{\text{LIN}}(z)$ и $\delta_{\text{CIR}}(z)$ для глубин более 1 мм обусловлен влиянием шумов, принимаемых одновременно с сигналом. На рис. 4*e* представлена зависимость отношения коэффициентов кросс-рассеяния для круговой и линейной поляризаций $A(z) = \delta_{\text{CIR}}(z)/\delta_{\text{LIN}}(z)$ от глубины. Величина A(z) примерно равна 1,6 (4 дБ) от поверхности до глубин около 1 мм. Данное значение объясняется, по-видимому, эффектом, аналогичном наблюдаемому при приёме когерентной компоненты обратного рассеяния в модельных средах со сферическими рассеивающими частицами при зондировании линейно поляризованной волной [33]. На бо́льших глубинах с ростом *z* величина A(z) стремится к единице, что объясняется одинаковым уровнем шума при приёме как ко-, так и кроссполяризованных компонент.

В биологической среде, обладающей сложной локальной структурой, зависимости $\tilde{\delta}_{\text{LIN}}(z)$, $\tilde{\delta}_{\text{CIR}}(z)$ и A(z), очевидно, будут иметь другой характер. На рис. 5*a*, *б* представлены изображения В-сканов кожи ноги цыплёнка в тех же сочетаниях поляризаций зондирующей и опорной волн. Эти изображения, а также представленные на рис. 5*e*, *г* усреднённые по А-сканам зависимости $I_{\text{HH}}(z)$, $I_{\text{RR}}(z)$, $I_{\text{HV}}(z)$ и $I_{\text{RL}}(z)$ характеризуют иную, чем в модельной среде (силиконе), рассеивающую свет структуру оптических неоднородностей в биоткани, которая отличается и в кросс-рассеянии.

На рис. 5 ∂ представлены зависимости $\delta_{\text{LIN}}(z)$ и $\delta_{\text{CIR}}(z)$, вычисленные на основе полученных В-сканов. Как и для силикона, величина кросс-рассеяния больше при круговой поляризации по сравнению с линейной практически на всех глубинах сканирования. На основе этих зависимостей вычислена функция A(z), показанная на рис. 5e. Рисунки демонстрируют, что величина A(z) превышает единичное значение для глубин более 0,2 мм. Коэффициент A(z) достигает наибольшей величины около 1,5 (4 дБ) на глубине, равной нескольким длинам свободного пробега (примерно 0.6 мм). Значение A(z) близко к единице вблизи поверхности образца, где число кросс-рассеянных фотонов мало, и на больших глубинах, на которых принимается только шум. Начиная с глубины, равной длине свободного пробега, значительную роль при распространении зондирующей волны в биоткани (коже), по-видимому, также играют процессы многократного рассеяния. Часть многократно рассеянных фотонов, как и при однократном рассеянии, вероятно, формирует в биоткани когерентную компоненту обратно рассеянной волны. В результате этого интенсивность когерентной компоненты кросс-рассеяния больше при круговой поляризации зондирующей волны по сравнению с зондированием с линейной поляризацией. Этот эффект, который для модельных сред описан в работах [33, 34], в наших экспериментах проявился более ярко в силиконе, чем в биоткани.

Зависимости коэффициентов A(z), вычисленные по В-сканам для трёх участков кожи цыплёнка, приведены на рис. 6 и демонстрируют разный характер и бо́льшую изрезанность, что, по-видимому, обусловлено локальными особенностями структуры биоткани.

1014



Рис. 5. Результаты сканирования кожи ноги цыплёнка: В-сканы $I_{\rm HH}(x,z)$, $I_{\rm HV}(x,z)$ (a) и $I_{\rm RR}(x,z)$, $I_{\rm RL}(x,z)$ (b); усреднённые зависимости $I_{\rm HH}(z)$ и $I_{\rm HV}(z)$ при линейно поляризованной зондирующей волне (e) и $I_{\rm RR}(z)$ и $I_{\rm RL}(z)$ — при круговой поляризации зондирующей волны (z); зависимости $\delta_{\rm LIN}(z)$ и $\delta_{\rm CIR}(z)$ (d) и их отношения $A(z) = \delta_{\rm CIR}(z)/\delta_{\rm LIN}(z)$ (e). Обозначения кривых те же, что на Рис. 4



Рис. 6. Зависимости коэффициент
а ${\cal A}(z)$ для трёх участков кожи цыплёнка

Проведённые эксперименты подтверждают высказанное выше предположение: при реализации кроссполяризационного метода OKT на основе оптической схемы «common path» и при условии эффективного поддержания круговой поляризации зондирующей волны выполняются условия, оптимальные для кроссполяризационных измерений. При этом устраняется неопределённость величины кросс-рассеяния, которая могла бы быть вызвана изменением поляризации

зондирующей волны при изгибах волокна. Как обсуждалось выше, из-за эффекта многократного когерентного рассеяния, имеющего особенность при линейной поляризации волны, эта неопределённость может достигать 4 дБ. Кроме того, очевидно, что повышается контраст изображения при кроссполяризованном рассеянии на средних глубинах зондирования.

3. ВЛИЯНИЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ КРОССПОЛЯРИЗАЦИОННЫМ МЕТОДОМ ОКТ

При кроссполяризационных исследованиях кожных покровов, а также верхних соединительно-тканных слоёв слизистых оболочек, для которых различие ко- и кросс-сигналов обусловлено, в основном, процессами локального рассеяния, может проявиться влияние двулучепреломления в биоткани. Этот эффект вызывает модуляцию сигнала в пределах А-сканов, что может выглядеть как появление в изображениях дополнительных (ложных) слоёв. Глубина модуляции максимальна при круговой поляризации зондирующей волны, а при эллиптической зависит от ориентации осей эллипса в плоскости, ортогональной зондирующему лучу.

При слабом двулучепреломлении биоткани, когда период модуляции сигнала сравним с глубиной сканирования, эта модуляция, как в обычных ОКТ-изображениях, так и в кроссполяризационных, может быть не выявлена как результат двулучепреломления и принята за один из слоёв биоткани. Выявление такой ложной модуляции возможно при линейно поляризованном зондирующем излучении, поскольку глубина модуляции зависит от ориентации образца относительно плоскости поляризации зондирующей волны. При круговой поляризации зондирующей волны вызванную двулучепреломлением модуляцию можно выявить по сравнению законов модуляции в ко- и кросс-каналах приёма сигнала.

Для демонстрации сильного проявления такого эффекта в на рис. 7 приведены А-сканы обратного ко- и кросс-рассеяния, усреднённые в пределах В-скана, при зондировании сухожилия ноги цыплёнка волной с круговой поляризацией. Кривая 4 на рис. 7 соответствует зависимости I(z) =



Рис. 7. Зависимости от глубины интенсивности света, рассеянного назад от сухожилия ноги цыплёнка, при круговой поляризации зондирующей волны: сигнал ко-рассеяния $I_{\rm CO}(z)$ (кривая 1), сигнал кросс-рассеяния $I_{\rm CROSS}(z)$ (кривая 2), отношение $I_{\rm CROSS}(z)/I_{\rm CO}(z)$ (кривая 3) и интенсивность полного локального рассеяния I(z) (кривая 4) в логарифмическом масштабе (в дБ)

 $=\sqrt{I_{\rm CO}^2(z) + I_{\rm CROSS}^2(z)}$, на которой двулучепреломление биоткани практически не сказывается. Отсутствие в сигнале модуляции, вызванной двулучепреломлением, свидетельствует о реализации в созданной системе кроссполяризационной ОКТ одинаковой чувствительности в кои кросс-каналах, а также о наличии квадратурного (или близкого к квадратурному) фазового сдвига в амплитудной модуляции сигналов в этих каналах. Возможность устранения вызванной двулучепреломлением модуляции в ОКТ-изображениях при двух ортогональных каналах приёма обсуждалась ранее в работе [11]. Такое вычисление позволяет определять параметры рассеяния света в биоткани даже при условии наличия в ней сильного двулучепреломления.

В. М. Геликонов, В. Н. Ромашов, Д. В. Шабанов и др.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена кроссполяризационная система ОКТ с общим оптическим путём с активным поддержанием круговой поляризации зондирующей волны, основанная на формировании двулучепреломляющих характеристик суммарного оптического тракта, эквивалентных четвертьволновой пластинке с ориентацией 45°. Найдены условия, при которых любое состояние поляризации света может быть получено при исходно линейно поляризованной волне с ориентацией 45° по отношению к оптическим осям первого элемента фазового управляющего устройства, состоящего из двух активных фазовых пластинок, ориентированных друг относительно друга под углом 45°. Продемонстрирована эффективность системы удалённого автоматического контроля круговой поляризации на выходе волоконного интерферометра в гибком волоконно-оптическом зонде при условии прямого и обратного прохождения светом полного оптического тракта. На ряде примеров продемонстрирована зависимость коэффициента кроссполяризационного рассеяния от поляризации зондирующей волны. Показано, что в диапазоне глубин, равном нескольким длинам свободного пробега, локальный коэффициент кроссполяризационного рассеяния при круговой поляризации больше, чем при линейной поляризации, и не зависит от ориентации образца. В работе показана необходимость поддержания круговой поляризации зондирующей волны в кроссполяризационной OKT, поскольку при этом устраняется неопределённость величины сигнала в кроссканале, которая без контроля состояния поляризации зондирующей волны может достигать 4 дБ. Показано, что наблюдение модуляции амплитуд сигналов в ортогональных каналах с взаимным сдвигом по глубине позволяет идентифицировать в изображениях артефакты в виде ложных слоёв биоткани, обусловленные двулучепреломлением среды.

Продемонстрирована также возможность получения сигнала полного рассеяния при использовании кроссполяризационной OKT-системы «common path» при наличии вызванной двулучепреломлением среды модуляции амплитуд сигналов в ортогональных каналах с квадратурным сдвигом. Отметим, что при подавлении влияния шумов (например, за счёт усреднения) коэффициенты $\delta_{\text{LIN}}(z)$ и $\delta_{\text{CIR}}(z)$, а также их отношение A(z) могут быть использованы в качестве информативных параметров при поиске патологических зон и как индикаторы характерных двумерных и трёхмерных структур при различных патологиях.

Созданная базовая кроссполяризационная схема ОКТ с общим оптическим путём и с контролем круговой поляризации зондирующей волны может стать основой приборов для клинического использования, обеспечивающих зондирование как наружных, так и внутренних органов in vivo при помощи стерилизуемых сменных зондов [49].

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (проект 14.В25.31.0015).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Schmitt J. M., Xiang S. H. // Opt. Lett. 1998. V. 23, No. 13. P. 1060.
- 2. Feldchtein F., Gelikonov V., Iksanov R., et al. // Opt. Express. 1998. V. 3, No 6. P. 239.
- Kuranov R. V., Sapozhnikova V. V., Turchin I. V., et al. // Opt. Express. 2002. V. 10, No. 15. P. 707.
- 4. Куранов Р. В., Сапожникова В. В., Шахова Н. М. и др. // Квантовая Электроника. 2002. Т. 32, № 11. С. 993.
- 5. Sankaran V., Walsh J. T., Maitland D. J. // J. Biomed. Opt. 2002. V.7, No. 3. P. 300.
- 6. Fried D., Xie J., Shafi S., et al. // J. Biomed. Opt. 2002. V.7, No. 4. P. 618.

1016

- 7. Gelikonov V. M., Gelikonov G. V. // Laser Phys. Lett. 2006. V. 3, No. 9. P. 445.
- 8. Mishchenko M. I., Hovenier J. W. // Opt. Lett. 1995. V. 20, No. 12. P. 1 356.
- 9. Ostro S. J. // Rev. Mod. Phys. 1993. V. 65, No. 4. P. 1 235.
- 10. Hee M. R., Huang D., Swanson E. A., et al. // J. Opt. Soc. Am. 1992. V. 9, No. 6. P. 903.
- 11. De Boer J. F., Milner T. E., Van Gemert M. J. C., et al. // Opt. Lett. 1997. V. 22, No. 12. P. 934.
- 12. De Boer J. F., Srinivas S. M., Malekafzali A., et al. // Opt. Express. 1998. V. 3, No. 6. P. 212.
- 13. Everett M. J., Schoenenberger K., Colston B. W., Jr., et al. // Opt. Lett. 1998. V. 23, No. 3. P. 228.
- 14. De Boer J. F., Milner T. E., Nelson J. S. // Opt. Lett. 1999. V. 24, No. 5. P. 300.
- 15. Yao G., Wang L. V. // Opt. Lett. 1999. V. 24, No. 8. P. 537.
- 16. Hitzenberger C. K., Gotzinger E., Sticker M., et al. // Opt. Express. 2001. V. 9, No. 13. P. 780.
- 17. Todorovié M., Jiao S., Wang L. V., et al. // Opt. Lett. 2004. V. 29, No. 20. P. 2 402.
- Optical Coherence Tomography: Techology and Applications / Ed. Drexler W., Fujimoto J. G. Vol. Berlin: Springer, 2008. 1354 p.
- 19. Baumann B. // Appl. Sci. 2017. V. 7, No. 5. P. 474.
- 20. Jiao S., Yao G., Wang L. V. // Appl. Opt. 2000. V. 39, No. 34. P. 6 318.
- 21. Зайцев В. Ю., Геликонов В. М., Матвеев Л. А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2014. Т. 57, № 1. С. 59.
- Kang H., Jiao J. J., Lee C., et al. // IEEE J. Selected Topics Quantum Electron. 2010. V. 16, No. 4. P. 870.
- 23. Lammeier C., Li Y. P., Lunos S., et al. // J. Biomed. Opt. 2012. V. 17, No. 10. Art. no. 106002.
- 24. Chen R., Rudney J., Aparicio C., et al. // Lett. Appl. Microbiology. 2012. V. 54, No. 6. P. 537.
- 25. Chan K. H., Chan A. C., Fried W. A., et al. // J. Biophoton. 2015. V. 8, No. 1–2. P. 36.
- 26. Lentona P., Rudneyb J., Chenb R., et al. // Dental Materials. 2012. V. 28, No. 7. P. 792.
- 27. Gladkova N., Streltsova O., Zagaynova E., et al. // J. Biophoton. 2011. V. 4, No. 7–8. P. 519.
- 28. Gladkova N., Kiseleva E., Robakidze N., et al. // J. Biophoton. 2013. V. 6, No. 4. P. 321.
- 29. Kiseleva E., Kirillin M., Feldchtein F., et al. // Biomed. Opt. Express. 2015. V. 6, No. 4. P. 1464.
- 30. Геликонов В. М., Геликонов Г. В. // Квантовая Электроника. 2008. Т. 38, № 7. С. 634.
- 31. Kim K. H., Park B. H., Tu Y., et al. // Opt. Express. 2011. V. 19, No. 2. P. 552.
- 32. Feldchtein F., Bush J., Gelikonov G., et al. // Proc. Spie. 2005. V. 5 690. P. 349.
- 33. Wolf P. E., Maret G. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55, No. 24. P. 2696.
- Tishkovets V. P., Mishchenko M. I. // J. Quantitative Spectroscopy Radiative Transfer. 2009. V. 110, No. 1–2. P. 139.
- 35. Long M. W. // Trans. IEEE AP-14. 1965. V. 13, No. 5. P. 749.
- Геликонов В. М., Гусовский Д. Д., Коноплёв Ю. Н. и др. // Квантовая электроника. 1990. Т. 17, № 1. С. 87.
- 37. Геликонов В. М., Коноплёв Ю. Н., Кучева М. Н. и др. // Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 71, № 4. С. 688.
- 38. Gelikonov V. M., Gelikonov G. V., Shilyagin P. A. // Opt. Spectroscopy. 2009. V. 106, No. 3. P. 459.
- Mohr F. A., Scholz U. // Fiber-optic rotation sensors and related technologies / Ed. Ezekiel S., Arditty H. J. / Heidelberg, Berlin: Springer-Verlag, 1982. P. 163. Berlin: Springer-Verlag, 1982. P. 163.
- 40. Goto K., Sueta T., Makimoto T. // IEEE J. Quantum Electron. 1972. V. QE-8, No. 6. P. 486.
- 41. Kuwahara H. // Appl. Opt. 1980. V. 19, No. 2. P. 319.
- 42. Vansteenkiste N., Vignolo P., Aspect A. // J. Opt. Soc. Am. A. 1993. V. 10, No. 10. P. 2 240.
- 43. Johnson M. // Appl. Opt. 1979. V. 18, No. 9. P. 1288.
- 44. Goltser I. V., Darscht M. Y., Kundikova N. D., et al. // Opt. Commun. 1993. V. 97, No. 5–6. P. 291.
- 45. Kidon Y., Suematsu Y., Furuya K. // IEEE J. Quantum Electron. 1981. V. QE-17, No. 6. P. 991.

- 46. Hurwitz H., Jones R. C. // J. Opt. Soc. Am. 1941. V. 31, No. 7. P. 493.
- 47. Jones R. C. // J. Opt. Soc. Am. 1941. V. 31, No. 7. P. 488.
- 48. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 583 с.
- 49. Sergeev A. M., Gelikonov V. M., Gelikonov G. V., et al. // Opt. Express. 1997. V. 1, No. 13. P. 432.

Поступила в редакцию 11 сентября 2017 г.; принята в печать 30 ноября 2017 г.

CROSS-POLARIZATION OPTICAL COHERENT TOMOGRAPHY WITH ACTIVE MAINTENANCE OF CIRCULAR POLARIZATION OF A SOUNDING WAVE IN A COMMON OPTICAL PATH SYSTEM

V. M. Gelikonov, V. N. Romashov, D. V. Shabanov, S. Yu. Ksenofontov, D. A. Terpelov, P. A. Shilyagin, G. V. Gelikonov, and I. A. Vitkin

We consider the system of cross-polarization optical coherence tomography with common optical path for the sounding and reference waves with active maintenance of circular polarization of a sounding wave. The system is based on formation of the birefringent characteristics of the total optical path, which are equivalent to a quarter-wave plate with a 45-degree tilt of its optical axes with respect to an initial linearly-polarized wave. The conditions under which any light-polarization state can be obtained using the two-element phase controller are obtained. The local cross-scattering coefficient of light in a model medium and biological tissue is shown as a function of the sounding-wave polarization state. A necessity of active maintenance of circular polarization of a sounding wave in this system with common optical path (including flexible probe) is demonstrated to realize uniform optimal conditions for performing cross-polarization studies of biological tissue.