

Теоретические основы квантовой спектральной оптической когерентной томографии с частотным сканированием

Н. А. Ушаков¹⁾, Т. А. Маковецкая, А. А. Маркварт, Л. Б. Лиокумович

⁺ Санкт-Петербургский Политехнический Университет Петра Великого, 195251 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 4 октября 2022 г.

После переработки 8 ноября 2022 г.

Принята к публикации 17 ноября 2022 г.

Целью данной работы является разработка подхода квантовой спектральной оптической когерентной томографии (ОКТ), основанного на управлении совместной спектральной амплитудой (ССА) бифотона. Получено аналитическое выражение, описывающее сигнал квантовой спектральной ОКТ в случае гауссовой формы ССА. Было проанализировано влияние формы ССА бифотона на конечный интерференционный сигнал и рассмотрена возможность улучшения качества интерференционного сигнала путем управления свойствами ССА. Теоретически показано, что предложенный подход превосходит другие методы ОКТ с точки зрения продольной пространственной разрешающей способности.

DOI: 10.31857/S1234567823010032, EDN: nurgsk

1. Введение. Оптическая когерентная томография (ОКТ) [1] активно используется в различных областях медицинской диагностики благодаря способности неинвазивного исследования свойств оптически прозрачных объектов. Будучи основанной на низкокогерентной (или спектральной) интерферометрии [2, 3], типовая система ОКТ имеет структуру интерферометра Майкельсона, в котором одно плечо является опорным, а второе формируется за счет отражения и рассеяния света внутри объекта исследований.

ОКТ изображения формируются из так называемых А-сканов, получаемых либо путем сканирования разности длин плеч при малой длине когерентности источника (временная ОКТ), либо путем измерения зависимости интенсивности интерференционного сигнала (ИС) от длины волны света и последующего применения преобразования Фурье к полученной зависимости (спектральная ОКТ). В работах [4, 5] было показано преимущество спектральной ОКТ над временной с точки зрения устойчивости к шумам и чувствительности.

Поскольку измерения в ОКТ системах производятся за счет интерференции опорной волны и волны, прошедшей через исследуемый образец, при большой ширине спектра волн хроматическая дисперсия образца приводит к неравномерности разности оптических путей от частоты, что ухудшает продольную пространственную разрешающую способность [6].

Квантово-оптическая версия ОКТ была предложена и впервые реализована в работах [7, 8] и получила широкое внимание большого количества исследовательских групп благодаря улучшенной разрешающей способности, компенсации влияния хроматической дисперсии исследуемого образца и низкой интенсивности зондирующего излучения. В основе квантовой ОКТ лежит интерференция бифотонов [9–12], часто называемая эффектом Хонга–Оу–Мандела, позволяющая находить разность оптических путей между двумя плечами интерферометра.

По схеме экспериментальной установки, квантовый ОКТ подход эквивалентен классической временной ОКТ, поскольку в обоих подходах локализация позиции отражателя внутри образца достигается за счет механического сканирования опорного зеркала. За счет малой длины когерентности бифотона, интерференция происходит только при совпадении оптических путей плеч, что проявляется как пик или провал в измеренной зависимости вероятности совместного детектирования фотонов (ВСДФ) от разности длин плеч. Основным недостатком данного подхода, как и временной ОКТ, является необходимость введения в установку механически сканируемых элементов, что снижает точность и быстродействие измерений.

Данная работа посвящена теоретическому обоснованию и анализу нового подхода квантовой ОКТ, который может быть реализован без каких-либо движущихся частей и включает спектральную перестройку источника бифотонов. Для этого получим

¹⁾e-mail: n.ushakoff@spbstu.ru

выражение для ВСДФ в зависимости от спектральных свойств бифотона, при условии, что один из фотонов проходит через исследуемый образец, расположенный в сигнальном плече интерферометра, как показано на рис. 1.

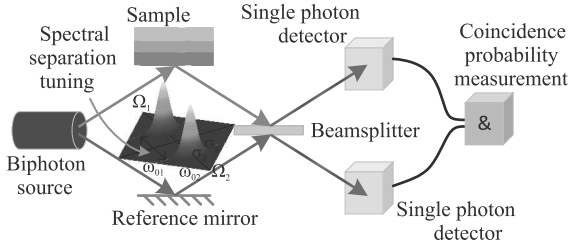


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое изображение экспериментальной установки квантовой спектральной оптической когерентной томографии

2. Сигнал бифотонной интерференции. Теоретический анализ в данном разделе будет проведен по аналогии с работами [14, 13]. Согласно использованной в этих работах модели, совместная спектральная амплитуда (ССА) частотно-вырожденного бифотона в случае гауссовой формы спектра может быть описана выражением

$$\exp \left[- \left(\frac{(\Omega_1 - \omega_{01}) - (\Omega_2 - \omega_{02})}{\sqrt{2}\sigma_a} \right)^2 - \left(\frac{(\Omega_1 - \omega_{01}) + (\Omega_2 - \omega_{02})}{\sqrt{2}\sigma_d} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где ω_{01} и ω_{02} — центральные частоты спектральных распределений спутанных фотонов, σ_d и σ_a — диагональная и антидиагональная ширины ССА, Ω_1 и Ω_2 — переменные, ответственные за флуктуацию частот фотонов от пары к паре. Гауссова форма ССА хорошо соответствует экспериментальным результатам спектров бифотонов [13–15].

Однако, в случае значительной разницы центральных частот фотонов $|\omega_{01} - \omega_{02}| = \delta \gg \sigma_a$, в состоянии, описываемом выражением (1) отсутствует какая-либо неопределенность (фотоны с большей и меньшей частотами находятся в определенных оптических модах), что делает интерференцию такого состояния невозможной. После симметризации ССА относительно прямой $\Omega_1 = \Omega_2$ интерференция становится возможной, при этом один из вариантов такого состояния описывается формулой

$$g(\Omega_1, \Omega_2) = f(\Omega_1, \Omega_2)/\sqrt{2} + f(\Omega_2, \Omega_1)/\sqrt{2}. \quad (2)$$

Подобные состояния были реализованы экспериментально в работах [15, 14] при помощи спонтанного параметрического рассеяния и специальных поляризационных схем.

В приложениях ОКТ, отражающие свойства образца оказывают важное влияние на вид ИС. Для исследуемого образца, имеющего две отражающих границы слоев, комплексный коэффициент отражения может быть записан как

$$H(\omega, T) = r_1 + r_2 \cdot \exp(2i\omega T), \quad (3)$$

где r_1 и r_2 — коэффициенты отражения первого и второго слоев образца для электрического поля, а $T = nL/c$ — временная задержка, приобретаемая светом при распространении между границами (n и L — показатель преломления и геометрическая толщина среды между отражающими границами, c — скорость света в вакууме).

ВСДФ в экспериментальной конфигурации, показанной на рис. 1 обуславливается интерференцией бифотона и по аналогии с частотно-вырожденным случаем [13] может быть записана в виде

$$C(\tau, T) = \frac{1}{4} \int \int |g(\Omega_1, \Omega_2)H(\Omega_2, T) \exp(i\Omega_1\tau) - g(\Omega_2, \Omega_1)H(\Omega_1, T) \exp(i\Omega_2\tau)|^2 d\Omega_1 d\Omega_2, \quad (4)$$

где τ — разница между временными задержками света в плечах в отсутствие исследуемого образца в сигнальном плече интерферометра.

Подставляя выражения (1), (2) и (3) в (4), беря интегралы, получаем следующее выражение для ВСДФ

$$\begin{aligned} C(\tau, T) = & (r_1^2 + r_2^2)(1 + \exp(-\delta^2/\sigma_a^2))/2 - \\ & r_1^2 \exp \left[-\frac{\sigma_a^2 \tau^2}{4} \right] \cos(\delta\tau) / 2 - \\ & r_2^2 \exp \left[-\frac{(2T - \tau)^2 \sigma_a^2}{4} \right] \cos(\delta(2T - \tau)) / 2 + \\ & r_1 r_2 \exp \left[-\frac{T^2 (\sigma_a^2 + \sigma_d^2)}{4} \right] \cos(2\omega_0 T) \cdot \\ & \left[\cos(2\delta T) + \exp \left(-\frac{\delta^2}{\sigma_a^2} \right) \right] - \\ & r_1 r_2 \exp \left[-\frac{(T - \tau)^2 \sigma_a^2}{4} - \frac{T^2 \sigma_d^2}{4} \right] \cos(2\omega_0 T) \cdot \\ & \left[\cos[\delta(T - \tau)] + \exp \left(-\frac{\delta^2}{\sigma_a^2} \right) \right], \quad (5) \end{aligned}$$

где $\omega_0 = (\omega_{01} + \omega_{02})/2$ — среднее между центральными частотами фотонов.

В том случае, если исследуемый образец обладает хроматической дисперсией, выражение (3) можно записать в следующем виде

$$H(\omega, T) = r_1 + r_2 \cdot \exp(2i\omega T + i\omega^2 t/2), \quad (6)$$

где $t = \beta'' \cdot 2L$ – дисперсия групповых задержек, связанная с толщиной рассматриваемого слоя L и дисперсией групповых скоростей β'' в этом слое. При подстановке выражения (6) в (4), можно видеть, что интерференционные компоненты (ИК) содержат произведения $H(\Omega_{1,2}, T) \cdot H^*(\Omega_{1,2}, T)$, которые, с учетом антикоррелированности частот спутанных фотонов (обусловленной выполнением закона сохранения энергии при их генерации), можно переписать как $H(\omega + \Omega_a, T) \cdot H^*(\omega - \Omega_a, T)$, где $\Omega_a = (\Omega_1 - \Omega_2)/\sqrt{2}$. Аналогично выводам в работе [7], выполняя соответствующие преобразования с выражением (6), можно увидеть, что слагаемое в подынтегральном выражении формулы (4), соответствующее интерференции бифотона имеет вид

$$S = r_1^2 \cos(\Omega_a \tau) + r_2^2 \cos[\Omega_a(2T - \tau) + \Omega_a(\omega_0 + \Omega_d)t/2], \quad (7)$$

где $\Omega_d = (\Omega_1 + \Omega_2)/\sqrt{2}$. Интеграл от произведения S и ССА g , задаваемой выражением (2), имеет вид

$$S = r_1^2 A_1 \cos(\delta\tau) + r_2^2 A_2 \cos\left[\frac{4\delta(2T - \tau + \omega_0 t/2)}{\sigma_a^2 \sigma_d^2 t^2 + 4}\right], \quad (8)$$

где A_1 и A_2 – множители, определяющие контраст ИС, зависящие от спектральных свойств бифотона. Благодаря тому, что в ИК отсутствуют гармонические функции, аргументы которых содержат δ^2 , не происходит паразитной частотной модуляции и ухудшения пространственной разрешающей способности. С другой стороны, паразитная амплитудная модуляция ИК также может привести к уширению компонент А-скана и следовательно, к ухудшению пространственной разрешающей способности. Рассмотрим выражение для множителя A_2

$$A_2 = \frac{\exp[-\sigma_a^2(2T - \tau + \omega_0 t/2)^2]}{\sqrt{\sigma_a^2 \sigma_d^2 t^2 + 4}} \exp\left[\frac{-\delta^2 \sigma_d^2 t^2/2}{\sigma_a^2 \sigma_d^2 t^2 + 4}\right]. \quad (9)$$

Как видно из формулы (9), наличие хроматической дисперсии может ухудшить пространственную разрешающую способность квантовой спектральной ОКТ из-за амплитудной модуляции ИК, особенно при больших значениях Δ и σ_d . Снижение эффективности компенсации дисперсии в традиционной квантовой ОКТ при большой ширине спектра бифотона рассматривалось в статье [16]. Ниже будут рассмотрены условия, при которых компенсация дисперсии в предложенном подходе квантовой спектральной ОКТ имеет место.

3. Анализ целевых и паразитных компонент сигнала бифотонной интерференции. Как можно видеть из формулы (5), ИС квантовой спектральной ОКТ содержит несколько компонент, име-

ющих различный физический смысл. Первое слагаемое соответствует постоянной составляющей сигнала и не несет никакой информации о структуре образца. Второе и третье слагаемые являются интерференционными и соответствуют отражению сигнального фотона от первой и второй границ образца, соответственно. Из их структуры видно, что, если рассматривать их как функцию разности центральных частот фотонов δ , они по существу представляют собой гармонические колебания, частоты которых непосредственно связаны с разницей оптических путей интерферометра. Следовательно, эти два слагаемых несут информацию о внутренней структуре исследуемого образца.

Последние два составных слагаемых также связаны со структурой образца, хотя они появляются из-за возможности отражения одного фотона от разных границ, о чем свидетельствует наличие произведения коэффициентов отражения слоев $r_1 r_2$ в амплитудах этих компонент. Таким образом, эти компоненты возникают из-за интерференции сигнального фотона в интерферометре, образованном слоями исследуемого образца. Следует отметить, что та же ситуация с паразитными ИК имеет место в стандартной квантовой ОКТ [9, 13]. Следовательно, для оптимального функционирования предложенного подхода квантовой спектральной ОКТ необходимо исследовать условия, при которых максимизируются амплитуды второго и третьего слагаемых, и минимизируются амплитуды четвертого и пятого слагаемых.

Амплитуды целевых (второго и третьего) слагаемых содержат коэффициенты отражения соответствующих слоев, а также экспоненциальные множители вида $\exp(-\tau^2 \sigma_a^2/4)$. Таким образом, для корректной регистрации сигнала бифотонной интерференции, модули показателей экспонент должны быть малы. На основе этого требования ограничение на максимальную оптическую толщину исследуемого образца может быть сформулировано следующим образом

$$T_{\max} < 2/\sigma_a. \quad (10)$$

Как следует из формулы (10), антидиагональная ширина ССА определяет максимальную глубину получаемого ОКТ изображения. Таким образом, длина когерентности второго порядка для бифотона определяется антидиагональной шириной его ССА.

Анализируя паразитные (четвертое и пятое) слагаемые формулы (5), помимо основного множителя $r_1 r_2$, оба слагаемых содержат экспоненциальные множители вида $\exp(-T^2 \sigma_d^2/4)$. Таким образом,

достаточным условием для подавления паразитных компонент является относительно большое отрицательное значение показателя экспоненты. В результате, минимальное расстояние между слоями исследуемого образца, не приводящее к появлению паразитных ИК, ограничивается снизу величиной диагональной ширины ССА и описывается выражением

$$T_{\min} > 2/\sigma_d. \quad (11)$$

С другой стороны, как видно из формулы (9), большая диагональная ширина ССА будет приводить к снижению эффективности компенсации хроматической дисперсии. Появление слагаемого $\omega_0 t/2$ в аргументе гармонической функции формулы (8) и первого экспоненциального множителя вызывает только сдвиг соответствующих компонент А-скана, аналогично классической интерферометрии [17] и не меняет ограничения (10) или (11). Для сохранения эффекта компенсации дисперсии, необходимо чтобы было мало слагаемое под корнем в знаменателе дроби $\sigma_a^2 \sigma_d^2 t^2$, а также был мал числитель дроби в аргументе второго экспоненциального множителя $\delta^2 \sigma_d^2 t^2/2$. Из предложенного принципа работы подхода квантовой спектральной ОКТ следует, что ситуация $\delta \gg \sigma_a$ может иметь место, а значит, второе условие является более сильным. Кроме того, именно оно отвечает за отсутствие уширения компоненты А-скана из-за паразитной амплитудной модуляции. Упрощая аргумент второго экспоненциального множителя к виду $-\delta^2 \sigma_d^2 t^2/8$ и принимая модуль его максимально допустимого значения равным 1, ограничение на значение групповой задержки запишется как

$$|t| < \frac{2\sqrt{2}}{\sigma_d \Delta_M}, \quad (12)$$

где Δ_M – наибольшее значение разности центральных частот фотонов.

4. Дополнительные требования по сканированию разности частот фотонов. Другим важным аспектом, влияющим на свойства измеренного сигнала бифотонной интерференции, являются параметры частотного сканирования ССА. Для реализации предложенного подхода ОКТ измерений разности центральных частот фотонов δ должна контролироваться меняться в некоторых пределах $[\delta_0, \delta_0 + \Delta]$. С точки зрения минимизации наибольшей разности центральных частот фотонов, режим сканирования $[-\Delta_M, \Delta_M]$ представляется наиболее выгодным. Согласно общей теории ОКТ, следующей из теории спектральных оценок, минимальная разрешаемая временная задержка связана с шириной спектра используемого источника [6], и будучи определенной

как ширина по уровню половины высоты компоненты А-скана, для предложенного подхода запишется в виде

$$T_{\min} > 2\pi \cdot 1.2/\Delta = 1.2\pi/\Delta_M, \quad (13)$$

Таким образом, исходя из того, что слои, разделенные минимально разрешимым расстоянием, не должны порождать паразитных ИК, из формул (11) и (13) получаем связь между диагональной шириной ССА и шириной диапазона сканирования разности частот фотонов $\Delta_M \lesssim \sigma_d$.

С другой стороны, поскольку информация об оптических толщинах слоев образца содержится в частотах осциллирующих компонент сигнала (5), условия измерения ВСДФ должны позволять регистрировать частоты осцилляций этих компонент. Для этого должны быть выполнены условия Котельникова, связывающие максимальную частоту осцилляций с интервалом дискретизации

$$\delta_S < \pi/T_{\max}. \quad (14)$$

Также необходимо обратить внимание, что при выборе конкретного значения δ_S , все ИК, не удовлетворяющие условию (14), не должны регистрироваться установкой, поскольку для них будет проявляться эффект алиасинга. Соответственно, для этих компонент не должно выполняться и условие (10), откуда, получаем связь между антидиагональной шириной ССА и интервалом дискретизации разности центральных частот фотонов $\sigma_a \gg \delta_S$.

5. Пределы пространственной разрешающей способности. Выражения (11), (12) и (13) формируют систему требований, связывающих достижимую пространственную разрешающую способность, диагональную ширину ССА и диапазон перестройки центральных частот. Из формул (11) и (12) следует взаимосвязь минимальных значений последних величин $\sigma_d = \Delta_M \cdot 2/\pi$, в результате получаем связь $\Delta_M < \sqrt{\sqrt{2}\pi/|t|}$, откуда можно получить зависимость предельно достижимой пространственной разрешающей способности от дисперсии групповой задержки

$$\Delta L = cT_{\min} = c\sqrt{(1.2\pi/\sqrt{2}) \cdot |t|}. \quad (15)$$

Сравним данное соотношение с ограничениями разрешающей способности традиционной квантовой ОКТ и классической ОКТ. В работах [18, 13] приводятся следующие выражения, связывающие пространственную разрешающую способность с параметрами образца и бифотона

$$\Delta L = cT_{\min} > 2c/\sigma_d, \quad (16)$$

$$\Delta L > 2\sqrt{2\ln(2)}c/\sigma_d \cdot \sqrt{1 + t^2\sigma_d^2/6}, \quad (17)$$

где в выражении (17) мы полагаем, что ССА осесимметрична, а ее ширина равна половине ширины спектра накачки, также был добавлен множитель $2\sqrt{2\ln(2)}$ перед корнем, чтобы получить полную ширину по половинному уровню вместо среднеквадратической ширины. Из формул (16) и (17) получаем следующее ограничение предельно достижимой пространственной разрешающей способности

$$\Delta L = cT_{\min} = c\sqrt{16\ln(2)/\sqrt{6} \cdot |t|}. \quad (18)$$

Для классической ОКТ пространственная разрешающая способность для образца с дисперсией описывается выражением [6]

$$\Delta L = \sqrt{\left(\frac{2\ln(2)\lambda_0^2}{\pi\Delta\lambda}\right)^2 + (2\pi c^2|t|\Delta\lambda/\lambda_0^2)^2}. \quad (19)$$

для оптимальной ширины спектра [6]

$$\Delta\lambda = \lambda_0^2/(\pi c)\sqrt{\ln(2)/|t|}, \quad (20)$$

формула (19) принимает вид

$$\Delta L = c\sqrt{8\ln(2) \cdot |t|}. \quad (21)$$

Следует отметить, что аналитическое выражение для пространственной разрешающей способности имеет одинаковый общий вид $\Delta L = kc\sqrt{|t|}$ для всех рассмотренных подходов, с различием только в числовом множителе k . Для классической ОКТ $k \approx 2.35$, для квантовой временной ОКТ $k \approx 2.13$, для предложенного подхода квантовой спектральной ОКТ $k \approx 1.63$. Преимущество предложенного подхода квантовой спектральной ОКТ обусловлено удвоением эффективной ширины спектра, по которой происходит оценка разностей оптических путей за счет возможности сканирования разности центральных частот фотонов в обоих направлениях относительно частотно вырожденного состояния.

6. Примеры сигналов бифотонной интерференции. Рассмотрим влияние выполнения условий (10) и (11) на итоговый ИС. Были выбраны следующие значения параметров: коэффициенты отражения слоев $r_1 = 0.4$ и $r_2 = 0.4$, задержки света $T = 7$ пс, $\tau = -10$ пс (соответствует случаю, когда опорное плечо короче сигнального), $\omega_0 = 2\pi \cdot 2.3 \cdot 10^{14}$ рад/с (соответствует длине волны 1.3 мкм, часто используемой в ОКТ), $\Delta = 2\pi \cdot 5 \cdot 10^{11}$ рад/с, $\delta_S = 2\pi \cdot 5 \cdot 10^9$ рад/с.

На рисунке 2 представлен вид ИС (а), соответствующего А-скана (b) и ССА (c) в случае, когда

нарушаются соотношения (10) и (11). Представленный случай соответствует равным диагональной и антидиагональной ширинам ССА $\sigma_a = \sigma_d = 2\pi \cdot 2 \times 10^{10}$ рад/с. Подставляя эти значения в формулы (10) и (11) вместе с задержками $2T$ и $2T - \tau$, видно, что оба условия не выполняются, что проявляется как в возникновении паразитных компонент, соответствующих задержкам 14 пс и 17 пс, так и заметном снижении амплитуды второй целевой компоненты.

На рисунке 3 представлен вид ИС (а), А-скана (b) и ССА (c) в случае, когда все приведенные выше условия выполняются, в этом примере $\sigma_a = 2\pi \cdot 5 \times 10^9$ рад/с и $\sigma_d = 2\pi \cdot 2 \cdot 10^{11}$ рад/с. Видно, что полученный А-скан однозначно соответствует заложенной в модель структуре образца.

Сигналы бифотонной интерференции и соответствующие им А-сканы были рассчитаны и для случая наличия хроматической дисперсии оптической задержки. Расчеты проводились по формуле (8), а также при помощи численного взятия интеграла в формуле (4) со следующими параметрами: $\omega_0 = 2\pi \cdot 2.3 \cdot 10^{14}$ рад/с, $\Delta_M = 2\pi \cdot 10 \cdot 10^{12}$ рад/с, $\delta_S = 2\pi \cdot 5 \cdot 10^{10}$ рад/с, шаг сеток частот фотонов $\delta\omega = 2\pi \cdot 2 \cdot 10^9$ рад/с. В расчетах использовались следующие параметры ССА: $\sigma_a = 2\pi \cdot 2 \cdot 10^{10}$ рад/с, $\sigma_d = 2\pi \cdot 6 \cdot 10^{12}$ рад/с.

Первый слой анализируемого образца моделировался слоем воды толщиной 25 мм, что приблизительно соответствует глубине человеческого глаза, два следующих слоя имели толщину 26 мкм с показателем преломления $n_{2,3} = 1.46$, коэффициенты отражения границ слоев $r_1 = r_2 = r_3 = 0.3$, длина опорного плеча интерферометра (среда – воздух) равнялась 46.2 мм. Дисперсия групповой скорости в рассматриваемом спектральном диапазоне для воды имеет величину около 100 фс²/мм, дисперсия групповой задержки образца составляет $t = 2500$ фс².

Для наглядной демонстрации влияния дисперсии ИС моделировались для двух случаев: при подстановке в расчеты реальной зависимости показателя преломления воды от частоты света $n(\omega)$ и подстановке значения $n(\omega_0)$. ИС для случая классической интерференции при тех же параметрах образца были рассчитаны по формуле $S = |\exp(i\omega\tau) + H(\omega, T)|^2$. Поскольку спектр источника предполагался равномерным, а не гауссовым, как в [6], ω изменялась в диапазоне $[\omega_0 - \Delta_M/2, \omega_0 + \Delta_M/2]$, что по эффективной ширине было близко к оптимальной ширине гауссова спектра, рассчитанной по формуле (20).

Для случая бифотонной интерференции вычисления по формуле (8) и численное интегрирование выражения (4) дало идентичные результаты. При

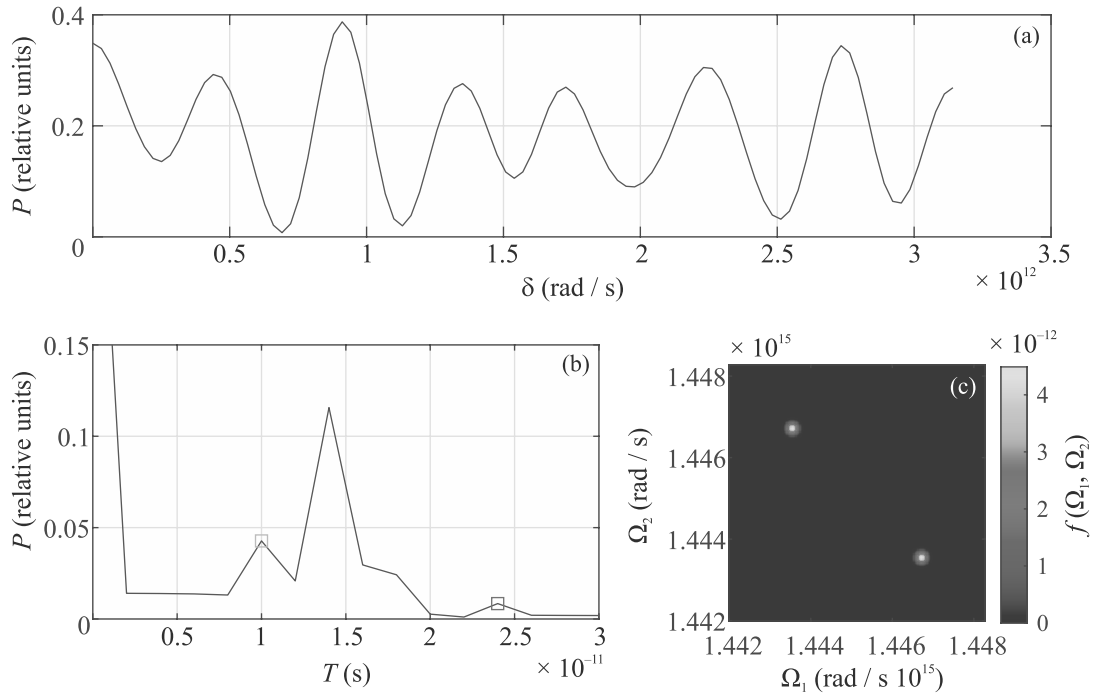


Рис. 2. (Цветной онлайн) Сигнал бифотонной интерференции; (а) – А-скан (квадратными маркерами показаны целевые компоненты); (б) – и соответствующая ССА для случая невыполнения условий (10) и (11)

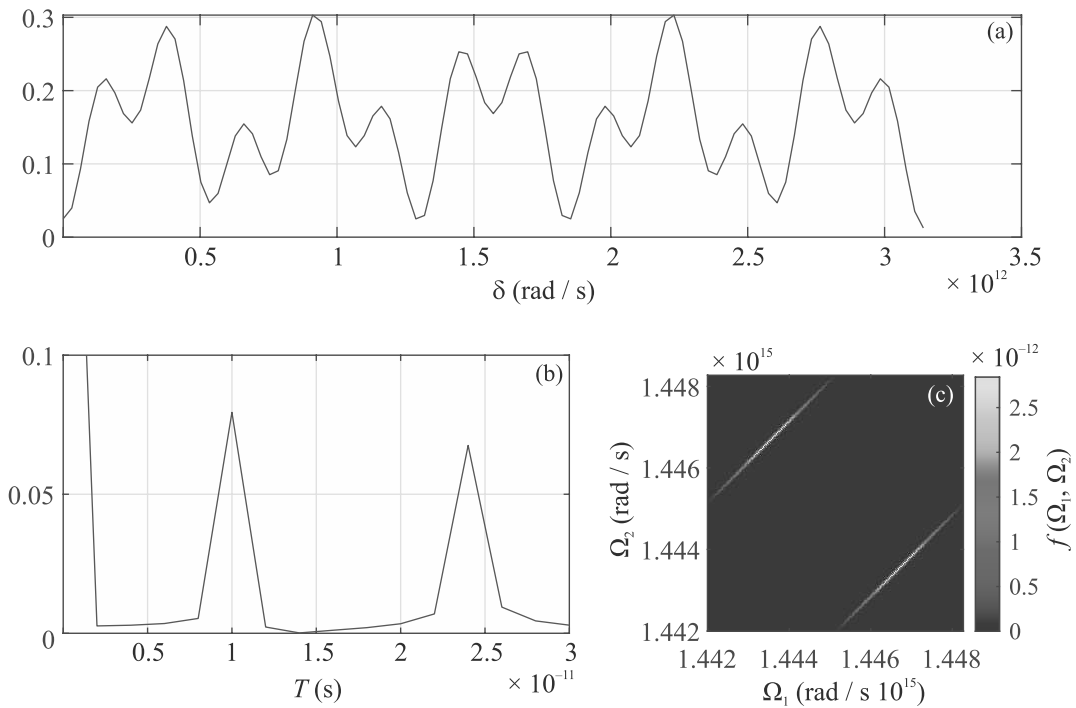


Рис. 3. (Цветной онлайн) Сигнал бифотонной интерференции (а), А-скан (б) и соответствующая ССА для случая удовлетворения условий (10) и (11), (с)

вычисления А-сканов использовалось 10-кратное дополнение ИС нулями для более наглядной оценки ширины компонент А-сканов.

Согласно формуле (15), наилучшая продольная пространственная разрешающая способность для выбранного образца составляет 24 мкм, с соответ-

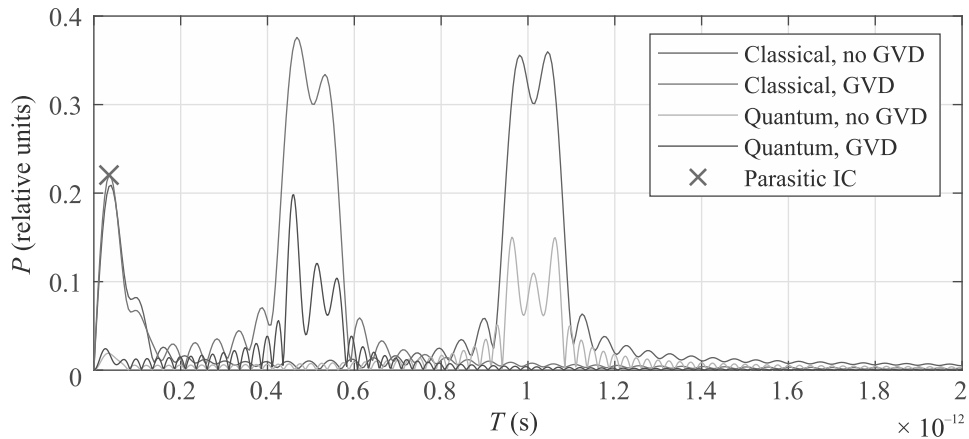


Рис. 4. (Цветной онлайн) Влияние хроматической дисперсии на А-сканы в случае классической и квантовой ОКТ

ствующими ей оптимальными параметрами Δ_M и σ_d . Как видно из рис. 4, разрешение отражателей образца возможно при помощи предложенного подхода квантовой спектральной ОКТ и невозможно при помощи классической ОКТ, для которой наилучшая продольная пространственная разрешающая способность составляет около 39 мкм.

Как видно из рис. 4, при выполнении сформулированных ограничений на параметры исследуемого образца и ССА, предложенный подход квантовой спектральной ОКТ позволяет улучшить пространственную разрешающую способность по сравнению с классической ОКТ. Смещение А-сканов для случая с дисперсией вызвано слагаемым $\omega_0 t/2$ в аргументе ИК. Также из приведенных А-сканов видно, что применение бифотонной интерферометрии позволяет подавить паразитные ИК, вызванные интерференцией фотонов, отраженных слоями исследуемого образца (компоненты помечены крестиком).

7. Обсуждение и заключение. Следует отметить, что предлагаемый подход квантовой спектральной ОКТ эквивалентен альтернативным подходам бифотонной интерферометрии и ОКТ, в которых измерение зависимости ВСДФ от их разности частот достигался путем измерения частот фотонов [19–22]. О зависимости ВСДФ от разности их центральных частот также сообщалось в работе [23], но соответствующее обсуждение имело сугубо теоретический характер. Максимальная разница между частотами отдельных фотонов при неизменной форме ССА (которая обычно считается осесимметричной, в отличие от текущего исследования) определяется ее шириной σ_ω , минимальную разницу частот можно считать равной нулю, частоты обоих фотонов измеряются с некоторой неопределенностью $\delta\omega$. Таким образом, можно проследить явное соответствие меж-

ду предложенной схемой с частотным сканированием и существующими схемами с измерением частот фотонов. Теоретические результаты, представленные в данной работе для подхода с частотным сканированием, могут быть применены и к подходу с измерением частот, с заменой Δ на σ_ω , подстановкой $\delta_0 = 0$ и заменой σ_a и σ_d на $\delta\omega$.

Тем не менее, эквивалент ССА с разными диагональной и антидиагональной ширинами в случае измерения частот фотонов невозможно реализовать на практике, что ограничивает применимость подхода [20] для ОКТ. В то же время, для достижения требуемых в предложенном нами подходе спектральных корреляций между спутанными фотонами необходимо использование фемтосекундных импульсов накачки и выполнение условий фазового синхронизма между накачкой и сигнальным и холостым фотонами в узком спектральном интервале. Возможность экспериментальной реализации этих условий и генерации бифотонов с существенно неосесимметричной ССА продемонстрирована в работах [25, 24].

За счет возможности независимого управления когерентностью первого и второго порядка у бифотона, предлагаемый подход квантовой спектральной оптической когерентной томографии с частотным сканированием может быть эффективной заменой существующих в настоящее время подходов оптической когерентной томографии в приложениях, требующих наилучшей пространственной разрешающей способности, максимального подавления паразитных ИК, компенсации дисперсии и низкой интенсивности зондирующих световых волн. Теоретически показано, что в ситуации, когда компенсация дисперсии за счет дополнительных элементов в опорном плече не производится, предложенный подход способен обеспечивать наилучшую продольную простран-

ственную разрешающую способность из известных ОКТ методов.

Работа поддержана Министерством Науки и Высшего Образования Российской Федерации в рамках программы стратегического академического лидерства “Приоритет 2030” (Соглашение 075-15-2021-1333 от 30 Сентября 2021).

1. D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, G. Kenton, C. Puliafito, and J. G. Fujimoto, *Science* **254**, 1178 (1991).
2. A. F. Fercher, K. Mengedocht, and W. Werner, *Opt. Lett.* **13**, 186 (1988).
3. A. G. Podoleanu, *J. Light. Technol.* **28**, 624 (2010).
4. J. F. de Boer, B. Cense, B. H. Park, M. C. Pierce, G. J. Tearney, and B. E. Bouma, *Opt. Lett.* **28**, 2067 (2003).
5. M. Choma, M. Sarunic, C. Yang, and J. Izatt, *Opt. Express* **11**, 2183 (2003).
6. C. K. Hitzenberger, A. Baumgartner, W. Drexler, and A. F. Fercher, *J. Biomed. Opt.* **4**, 144 (1999).
7. A. F. Abouraddy, M. B. Nasr, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko, and M. C. Teich, *Phys. Rev. A* **65**, 053817 (2002).
8. M. B. Nasr, B. E. Saleh, A. V. Sergienko, and M. C. Teich, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 8 (2003).
9. C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 8 (1987).
10. Y. H. Shih and C. O. Alley, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2921 (1988).
11. A. V. Burlakov, M. V. Chekhova, Yu. B. Mamaeva, O. A. Karabutova, D. Yu. Korystov, and S. P. Kulik, *Laser Phys.* **12**, 825 (2002).
12. A. V. Belinskii and D. Klyshko, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **163**, 1 (1993).
13. P. Y. Graciano, A. M. A. Martínez, D. Lopez-Mago, G. Castro-Olvera, M. Rosete-Aguilar, J. Garduno-Mejia, R. R. Alarcon, H. C. Ramirez, and A. B. U'Ren, *Sci. Rep.* **9**, 1 (2019).
14. Y. Chen, M. Fink, F. Steinlechner, J. P. Torres, and R. Ursin, *npj Quantum Inf.* **5**, 43 (2019).
15. S. Ramelow, L. Ratschbacher, A. Fedrizzi, N. K. Langford, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 253601 (2009).
16. M. Okano, R. Okamoto, A. Tanaka, S. Ishida, N. Nishizawa, and S. Takeuchi, *Phys. Rev. A* **88**, 043845 (2013).
17. S. Diddams and J.-C. Diels, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 1120 (1996).
18. K. J. Resch, R. Kaltenbaek, J. Lavoie, and D. N. Biggerstaff, *Proc. SPIE* **7465**, 74650N (2009).
19. R.-B. Jin, T. Gerrits, M. Fujiwara, R. Wakabayashi, T. Yamashita, S. Miki, H. Terai, R. Shimizu, M. Takeoka, and M. Sasaki, *Opt. Express* **23**, 28836 (2015).
20. P. Yepiz-Graciano, A. M. A. Martínez, D. Lopez-Mago, H. Cruz-Ramirez, and A. B. U'Ren, *Photonics Res.* **8**, 1023 (2020).
21. V. V. Orre, E. A. Goldschmidt, A. Deshpande, A. V. Gorshkov, V. Tamma, M. Hafezi, and S. Mittal, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 123603 (2019).
22. S. M. Kolenderska, F. Vanholsbeeck, and P. Kolenderski, *Opt. Express* **28**, 29576 (2020).
23. A. Fedrizzi, T. Herbst, M. Aspelmeyer, M. Barbieri, T. Jennewein, and A. Zeilinger, *New J. Phys.* **11**, 103052 (2009).
24. D. De la Torre-Robles, F. Dominguez-Serna, G. L. Osorio, A. B. U'Ren, D. Bermudez, and K. Garay-Palmett, *Sci. Reports* **11**, 1 (2021).
25. L. Cui, J. Wang, J. Li, M. Ma, Z. Y. Ou, and X. Li, *APL Photonics* **7**, 016101 (2022).