УДК 535.2-4

ОБРАТНОЕ ВЛИЯНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО СИГНАЛА ДАТЧИКОВ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН НА СПЕКТР ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ НИЗКОКОГЕРЕНТНОГО ИСТОЧНИКА

И. А. Андронова, В. М. Геликонов

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Рассмотрена особенность работы оптических схем при наличии излучения, возвращаемого к источнику после прохождения оптического пути, превышающего длину когерентности исходной волны, когда, как считалось ранее, модуляция задержки не должна влиять на режим генерации. Эксперименты на волоконных интерферометрах Майкельсона и Саньяка показали, однако, что при возвращении интерферирующих волн с модуляцией разности фаз появляется модуляция интенсивности интерференционного сигнала и, как следствие, модуляция интенсивности излучения источника, связанная с нелинейностью активной среды. Обнаруженный эффект приводит к искажению сигнала на выходе интерферометра независимо от величины задержки и может быть устранён за счёт установки оптического вентиля на выходе источника.

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени влияние возвратного излучения на лазеры достаточно хорошо изучено [1–3]. В разных задачах возвратное излучение может играть как положительную, так и отрицательную роль [4–10].

В первом случае обратное влияние используется для регистрации слабых возвратных сигналов и измерения их амплитуды и фазы [4–7]. На этом принципе основана работа гомодинных, или автодинных, приёмников амплитудно- и фазомодулированных сигналов, воздействующих на лазер извне его резонатора, в результате чего в амплитуде и фазе лазерного сигнала появляется усиленная лазерной средой переменная составляющая [5–8]. Как правило, переменную составляющую амплитуды можно наблюдать также в токе питания источников излучения. Для некоторых задач такие лазерные приёмники более предпочтительны, чем интерференционные схемы, поскольку, в отличие от последних, не требуют выравнивания плеч интерферометра. Однако, для получения максимального усиления они требуют стабилизации средней разности фаз между выходящим и входящим лазерным излучением.

Во втором случае влияние возвратного излучения может искажать работу схемы с лазерным источником и, чтобы предотвратить это влияние, используются различные вентили между источником и схемой. Как правило, это магнитные вентили, которые не пропускают обратное излучение в лазер. В некоторых случаях можно использовать фазовые модуляторы на пути выходящего из лазера и входящего в лазер излучения [11]. При этом фаза возвратного сигнала получает дополнительную модуляцию, что, при определённой глубине последней, ослабляет его воздействие на лазер. Можно предположить, что использование низкокогерентных источников может решить проблему подавления обратного влияния. Однако это предположение оказалось не верным в случае, когда последняя обусловлена суммой двух взаимно когерентных (интерферирующих) фазомодулированных сигналов. Такая ситуация имеет место, когда возвратным сигналом является интерференционный сигнал с датчика. Обратное воздействие на низкокогерентные источники с расстояний, существенно превышающих длину когерентности, и влияние этого воздействия на работу волоконных схем были исследованы в ряде работ, но главным образом с точки зрения изменения спектральных и шумовых характеристик излучения [8–10].

Целью данной работы является рассмотрение влияния на характеристики излучения низкокогерентного оптического источника интерференционного сигнала от схемы, в которой две взаимно когерентные интерферирующие волны, как правило фазомодулированные, частично возвращаются обратно в источник с задержкой, превышающей время когерентности.

Эта задача, кроме принципиального общефизического значения, представляет и практический интерес, поскольку модуляция интенсивности обратного интерференционного сигнала, возникающая за счёт фазовой модуляции интерферирующих волн, может приводить к модуляции излучения источника для интерференционной схемы и, в свою очередь, к искажению выходного сигнала от схемы. Такая ситуация, когда результат интерференции двух отражённых волн некогерентен относительно выходного излучения источника, может возникать в целом ряде схем. К ним относится волоконный кольцевой интерферометр Саньяка [12], являющийся основой волоконного гироскопа, волоконный интерферометр Майкельсона, который в настоящее время широко используется в оптической когерентной томографии [13], а также интерферометры Фабри—Перо и др.

1. МЕХАНИЗМ ОБРАТНОГО ВЛИЯНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО СИГНАЛА НА ИСТОЧНИК

В данной работе проблема слабого (порядка 1 %) обратного воздействия будет рассматриваться применительно к волоконному кольцевому интерферометру, который является основой волоконных гироскопов. Схема такого интерферометра приведена на рис. 1*а*. Она содержит низкокогерентный источник *1*, фотоприёмник интерференционного сигнала *2*, два светоделителя *3*, между которыми располагается поляризатор *4*, кольцевой волоконный контур *5* и фазовый модулятор *6*, расположенный несимметрично относительно середины контура. Такое размещение модулятора обеспечивает временну́ю задержку между фазовой модуляцией двух встречных волн, распространяющихся в контуре, которая позволяет измерять их невзаимную разность фаз, обусловленную вращением. Поляризационные управляющие устройства *7* предназначены для оптимизации работы схемы. В отрезке волокна между светоделителями в одну сторону распространяется излучение от источника, а в другую — сигнал, являющийся результатом интерференции двух фазомодулированных встречных волн в контуре волоконного кольцевого интерферометра, который частично возвращается в источник. В отсутствие вращения и дополнительных фазовых сдвигов («подставки») интерференционный сигнал содержит только вторую гармонику частоты модуляции фазы. При вращении в нём появляется и первая гармоника частоты модуляции, амплитуда которой определяется угловой скоростью вращения. Появление на выходе волоконного кольцевого интерферометра первой гармоники частоты модуляции без вращения возникает из-за влияния дополнительных эффектов, один из которых связан с модуляцией излучения источника, возникающей из-за обратной реакции источника на интерференционный сигнал.

Для кольцевого интерферометра вопрос о возможном влияния модуляции интерференционного сигнала на источник излучения возник при анализе результатов работы [14] по исследованию на выходе кольцевого волоконного датчика вращения на базе волоконного кольцевого интерферометра дополнительного сигнала («подставки») на первой гармонике частоты модуляции, связанного с поляризационной анизотропией фазового модулятора схемы. Следствием поляризационной анизотропии является различие фазовой модуляции ортогональных волн. Причины появления на выходе волоконного кольцевого интерферометра дополнительного не связанного с вращением сигнала на первой гармонике частоты модуляции возникают из-за различия когерентных проекций ортогональных волн, прошедших кольцевой интерферометр, на разрешённое направление поляризатора схемы. С ростом двулучепреломления и длины волокна интерферо-

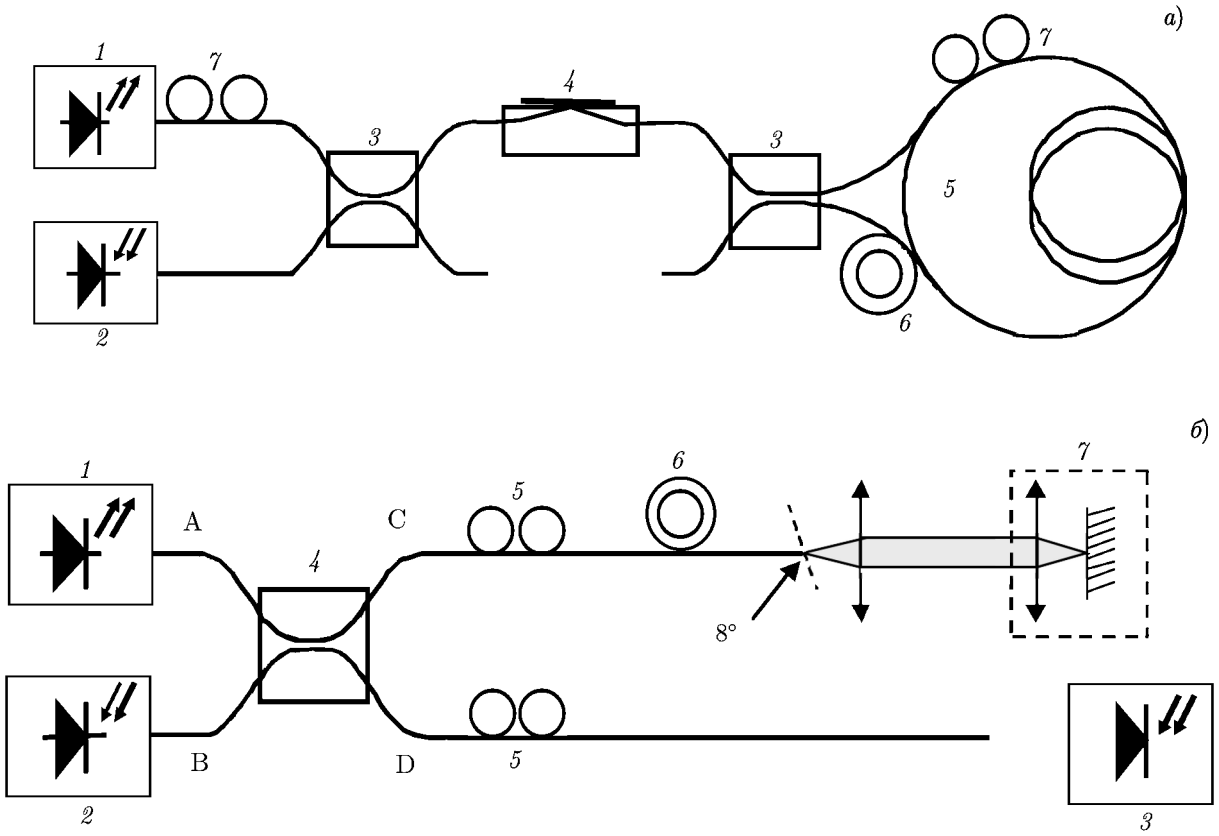

Рис. 1. Схемы волоконных интерферометров. На панели (*а*) изображён волоконный кольцевой интерферометр: *1* — низкокогерентный источник, *2* — фотоприёмник, *3* — светоделители, *4* — поляризатор, *5* — кольцевой волоконный контур, *6* — фазовый модулятор, *7* — поляризационные управляющие устройства. На панели (*б*) показан волоконный интерферометр Майкельсона: *1* — низкокогерентный источник, *2*, *3* — фотоприёмники, *4* — светоделитель, *5* — поляризационные управляющие устройства, *6* — фазовый модулятор, *7* — «кошачий глаз»

метра и при увеличении спектральной ширины полосы источника обусловленный поляризационной анизотропией сигнал уменьшается. Рассмотренные эффекты стремятся к нулю при условии $2\pi/[\lambda\,(n_x - n_y)] \gg 2\pi/\Delta\lambda$, где $\Delta\lambda$ — спектральная полоса источника, $n_x - n_y$ — величина двулучепреломления волокна. При выполнении этого условия проекции ортогональных волн на разрешённое направление поляризатора теряют когерентность и дополнительные интерференционные сигналы исчезают. Дополнительный сигнал исчезает и при поляризационной изотропии модулятора, а также в случае, когда оси двулучепреломления волокна совпадают с осями поляризатора. В работе [14] были проведены расчёт характеристик и наблюдение дополнительных интерференционных сигналов, связанных с поляризационной анизотропией модулятора. Они имеют ту же частоту, что и сигнал, обусловленный вращением, и поэтому могут вносить ошибку в показания датчика вращения. Эксперименты показали наличие как синфазной, так и квадратурной компоненты дополнительного сигнала по отношению к сигналу, обусловленному вращением. Наличие квадратурной компоненты на частоте полезного сигнала повышает требования к настройке и стабилизации фазы при фазовом детектировании полезного сигнала. Учёт таких эффектов необходим при создании точных навигационных приборов. Сравнение рассчитанных характеристик дополнительного сигнала на выходе волоконного кольцевого интерферометра, обусловленного модуляцией поляризации, с результатами эксперимента показало, что, несмотря на их качественное согласие, имеет место заметное количественное отличие. Были предприняты попытки найти

альтернативное объяснение наблюдаемых эффектов. Анализ экспериментальных результатов показывает, что наблюдаемую «подставку» нельзя интерпретировать как следствие поляризационной невзаимности, определяемой качеством поляризатора и поляризацией излучения на входе [15, 16], поскольку этот эффект, в отличие от наблюдаемых, не зависит от частоты модуляции. Объяснить дополнительные наблюдаемые эффекты паразитной изотропной амплитудной модуляцией в фазовом модуляторе, которые наблюдались в работе [17], также не удалось, поскольку такая модуляция не зависит от положения поляризационных управляющих устройств и слишком мала, чтобы привести к наблюдаемым эффектам. Автором работы [18] была сделана попытка объяснить зарегистрированный в работе [14] дополнительный невзаимный эффект на выходе волоконного кольцевого интерферометра не поляризационной анизотропией модулятора, а наличием в напряжении, подводимом к фазовому модулятору, второй гармоники частоты модуляции. Однако при наличии того уровня мощности сигнала на второй гармонике, какой был принят при расчётах в работе [18], зависимость невзаимной разности фаз от величины напряжения на пьезоцилиндре на начальном участке существенно нелинейна, в то время как в расчётах [14], начальный участок близок к линейному, что также соответствует расчётным и экспериментальным результатам работы [19], вышедшей одновременно с работой [14]. Кроме того, в дополнительно проведённых экспериментах мощность сигнала на второй гармонике в напряжении, подводимом к пьезомодулятору, была существенно ниже заложенной в расчётах [18] для объяснения наблюдаемого невзаимного эффекта.

Можно предположить, что причина расхождения результатов эксперимента и расчётов при исследовании эффектов поляризационной анизотропии модулятора кроется в обратном воздействии интерференционного сигнала на низкокогерентный источник. Поэтому перейдём к обсуждению специфики обратного воздействия интерференционного сигнала по сравнению с обратным воздействием отражённого фазомодулированного сигнала.

В случае лазера интенсивность колебаний при наличии обратного воздействия, следуя [1], запишем в виде $I = A_0^2 + 2\langle a\rangle A_0 + \langle a^2\rangle$, где A_0 — амплитуда колебаний электромагнитного поля невозмущённого лазера, $\langle a\rangle$ — изменение амплитуды под влиянием возвратного сигнала. В случае, когда расстояние до наружного отражателя L много меньше длины когерентности $L_{\text{ког}}$ и, как правило, $\langle a\rangle \ll A_0$, членом $\langle a^2\rangle$ по сравнению с $A_0 a$ можно пренебречь, так что $I = A_0^2 + 2\langle a\rangle A_0$, а относительное изменение интенсивности $\Delta I/I_0 = 2a/A_0$. Здесь $a = [c/(2L_{\text{л}})]\,(t/p^2)\,A_0 R\cos\psi$, R — коэффициент отражения от внешнего отражателя, $L_{\text{л}}$ — периметр лазера, $\psi = kL$, где L — расстояние до отражателя, $k = 2\pi/\lambda$, где λ — длина волны излучения лазера, c — скорость света, t — коэффициент пропускания выходного зеркала лазера, p — прочность предельного цикла лазера, которая зависит от полосы резонатора и превышения порога генерации. Таким образом, $\Delta I/I_0$ зависит от фазы возвратного сигнала и не зависит от его мощности.

При $L \gg L_{\text{ког}}$ фаза ψ равномерно распределена в интервале от 0 до 2π, поэтому $\langle\cos\psi\rangle = 0$, $\langle\cos^2\psi\rangle = 1/2$. В этом случае интенсивность излучения лазера на выходе $I = A_0^2 + \langle a^2\rangle$ и относительное изменение интенсивности $\Delta I/I_0 = \langle a^2\rangle/A_0^2$, где $\langle a^2\rangle = [v\tau^2/(2Lp)]^2\,R^2 A_0^2/2$, где $v = c/n$, n — показатель преломления волновода. Отсюда следует, что для некогерентного возвратного излучения относительное изменение интенсивности источника не содержит информации об изменении фазы обратно отражённого сигнала, а зависит от квадрата его амплитуды. Ситуация в корне меняется, когда обратное воздействие осуществляется интерференционным сигналом, часть которого возвращается в источник. Амплитуда этого сигнала является суммой двух взаимно когерентных фазомодулированных сигналов. Сумму волн, возвращающихся в источник, запишем в виде $A_\Sigma = A_1(t)\sin[\omega t + \varphi_1(t)] + A_2(t)\sin[\omega\,(t+\tau) + \varphi_2(t+\tau)]$. Суммарная амплитуда имеет вид $\bar{A}_\Sigma = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos[\varphi_1(t) - \varphi_2(t+\tau) - \omega\tau]}$. Таким образом, интенсивность состоящего из суммы двух взаимно когерентных волн возвратного сигнала, пропорциональная

A_{Σ}^2, при наличии фазовой модуляции одной или обеих этих волн оказывается промодулированной с частотой фазовой модуляции, т. е. модуляция фазы переходит в модуляцию интенсивности возвратного сигнала. Интерференционный сигнал на выходе фотодетектора представляет собой квадрат амплитуды суммарного поля. При использовании низкокогерентного источника интенсивность интерференционного сигнала двух волн в области их взаимной когерентности также промодулирована с частотой фазовой модуляции.

Экспериментальная проверка гипотезы о влиянии на источник модуляции интенсивности обратного интерференционного сигнала была проведена на волоконно-оптическом интерферометре Майкельсона, см. рис. 1*б*. В этой схеме, так же, как и в волоконном интерферометре Саньяка, часть интерференционного сигнала возвращается обратно в источник. Источником излучения для интерферометра служил расположенный в начале отрезка A тот же многомодовый полупроводниковый лазер ИЛПН-204 *1*, что и в схеме волоконного кольцевого интерферометра, с корреляционной функцией, типичной для многомодовой генерации. Длина когерентности излучателя составляла величину порядка 30 мм. Интерференция волн на выходе осуществлялась между излучением, отражённым на выходе плеча C от отражателя *7* с использованием «кошачьего глаза», и излучением от торцевого скола (под углом 0°) волокна в плече D. Некогерентность возвратного сигнала на входе источника определялась тем, что участок волокна от лазера до интерферометра был равен нескольким метрам, что существенно превышало длину когерентности излучателя. Для оптимизации сигнала интерференции в плечах интерферометра C и D последовательно по ходу луча света располагались управляющие поляризационные устройства Лефевра *5* и только в одном плече — C — последовательно с управляющим устройством был установлен фазовый модулятор *6*.

Измерение уровня амплитудной модуляции, обеспечиваемого модулятором, проводилось на выходе плеча C. Для этого проводилась замена «кошачьего глаза» *7* на фотоприёмник и исключалось влияние интерференционного сигнала на источник. Последнее достигалось за счёт наклонного (под углом 8°) торцевого скола волокна на выходе плеча C, что исключало отражение излучения в этом плече и интерференцию на выходе.

Используемая схема позволяла также уточнить величину поляризационной анизотропии пьезомодулятора. Для этого в плече C при постоянной величине напряжения, приложенного к модулятору, с помощью поляризационных управляющих устройств проводилась настройка на максимум и минимум глубины модуляции интерференционного сигнала на выходе, т. е. на конце отрезка B. Это определяло соответствие поляризации излучения ортогональным осям собственных мод, наведённых намоткой исходно изотропного волокна на пьезоцилиндр. Измерения глубины модуляции фазы в интерферометре Майкельсона проводились по картине интерференции на выходе интерферометра ФД *2* при частоте модуляции 200 кГц, что соответствовало частоте модуляции в волоконном кольцевом интерферометре работы [14]. При этом амплитуда переменного напряжения на пьезоцилиндре для одной оси анизотропии волокна подбиралась таким образом, чтобы максимальная глубина модуляции фазы равнялась π, что удостоверялось по характерной картине интерференции. Глубина модуляции по ортогональной оси при том же напряжении на пьезоцилиндре отличалась всего на 7 %. Это различие близко к значениям, приведённым в работе [20] для аналогичного пьезоволоконного модулятора фазы. Однако «аномальную» зависимость амплитуды дополнительного сигнала от амплитуды фазовой модуляции, наблюдавшуюся в эксперименте [14], без учёта обратного воздействия можно было бы объяснить поляризационной анизотропией фазового модулятора только при её величине, близкой к 50 %.

Изучение обратного влияния интерференционного сигнала на спектр сигнала от источника излучения проводилось из сравнения спектра интерференции на выходе отрезка B и спектра источника при наличии обратного влияния интерференционного сигнала от интерферометра на

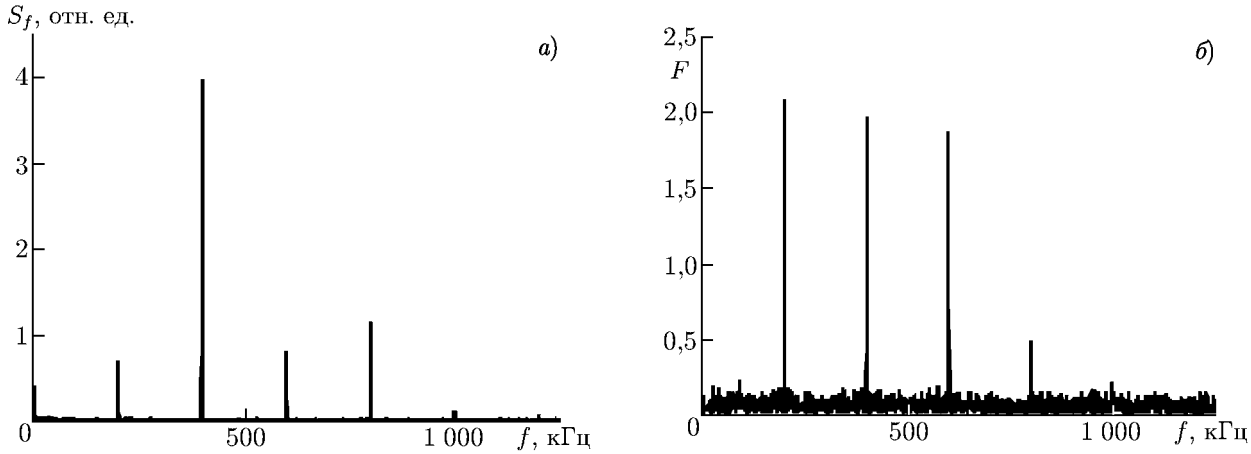

Рис. 2. Низкочастотные спектры в окрестности частоты фазовой модуляции в интерферометре. На панели (*а*) показан спектр S_f интерференционного сигнала с датчиков вращения на выходе интерферометра Майкельсона, снимаемый с фотоприёмника *2*. На панели (*б*) приведён снимаемый с фотоприёмника *3* спектр F интенсивности излучения источника при обратном влиянии на него интерференционного сигнала на выходе плеча D

источник на выходе плеча D, см. рис. 1*б*. В измерениях были использованы все четыре выхода интерферометра. Источник излучения *1* был присоединён к отрезку волокна A. Измерение спектра модуляции интерференционного сигнала, формируемого отражёнными от двух плечей C и D интерферометра волнами при работе фазового модулятора, проводилось фотоприёмником *2* на выходе отрезка волокна B. Одновременно фотоприёмник *3* на выходе плеча D позволял измерять спектр интенсивности источника. Сравнение рис. 2*а*, на котором приведён спектр интерференции, и рис. 2*б*, на котором изображён спектр излучения источника на выходе плеча D при наличии обратного влияния интерференционного сигнала на источник, показывает различие этих спектров. Оно связано со сложной нелинейной динамикой полупроводникового лазера в режиме развитой генерации и обратного влияния интерференционного сигнала. Эксперимент показал, что при исходно большом отношении интенсивностей второй гармоники и первой в спектре интенсивности интерференционного сигнала, см. рис. 2*а*, что является типичным для кольцевого интерферометра, в спектре источника излучения при наличии некогерентного обратного влияния на него интерференционного сигнала соотношение этих гармоник оказывается намного меньше, см. рис. 2*б*. Аналогичная картина наблюдается при использовании суперлюминесцентного диода.

Таким образом, при анализе выходного сигнала интерферометра Саньяка, наблюдаемого после фотодетектирования, наряду с сигналом, обусловленным вращением, и сигналом, обусловленным поляризационной анизотропией модулятора, надо учитывать влияние амплитудной модуляции интенсивности источника, возникающей под влиянием обратного воздействия на источник интерференционного сигнала с датчика вращения на основе волоконного кольцевого интерферометра.

В отсутствие обратного влияния, следуя [14], интерференционный сигнал на выходе датчика на частоте модуляции Ω запишем в виде

$$I_{\Xi}(\Delta\varphi_{\rm n}, t, \Omega) = E_x^+ E_x^- + E_y^+ E_y^- + [E_y^+ E_x^- + E_x^+ E_y^- + E_x^+ E_y^+ + E_x^- E_y^-] \exp\left[-\frac{(n_x - n_y)^2 L^2}{4\sigma^2}\right], \quad (1)$$

где $\Delta\varphi_{\rm n}$ — полная невзаимная фаза на выходе волоконного кольцевого интерферометра, индексы x и y определяют ориентацию осей анизотропии волокна, E_x и E_y, в соответствии с [14], проекции электрических полей волн, прошедших вдоль осей x и y, на разрешённое направление

поляризатора кольцевого интерферометра. Знаки $\pm$ определяют направления волн, L — длина волоконного контура интерферометра. Первые два члена отвечают за сигнал, обусловленный вращением интерферометра, члены в квадратных скобках появляются вследствие поляризационной анизотропии модулятора, т. е. представляют собой результат интерференции соответствующих полей, распространяющихся по ортогональным осям, и зависят от ориентации осей поляризатора относительно осей анизотропии волокна и от длины когерентности источника σ. Выражение для возвратного сигнала $I_\Xi(\Delta\varphi_n, t, \Omega)$ при учёте модуляции интенсивности источника необходимо умножить на величину, характеризующую эту модуляцию. При этом необходимо учесть дополнительную фазовую задержку 2τ в сигнале модуляции, связанную с обходом волоконного контура каждой из встречных и попутных волн перед попаданием на фотодиод. Множитель, характеризующий модуляцию интенсивности источника $M(t, \Omega)$ запишем в виде

$$M(t,\Omega) = 1 + mI_\Xi(\Delta\varphi, t, \Omega, 2\tau) + \sum_{n=1,3} m_n \cos(\Omega n t + 2\tau). \tag{2}$$

Первый член в (2) с коэффициентом m связан с обратным влиянием на источник собственно интерференционного сигнала, второй (с коэффициентами m_n) появляется за счёт нелинейного взаимодействия лазерной среды и модулированного по интенсивности обратного интерференционного сигнала. Появление дополнительных гармоник в интенсивности излучения источника было подтверждено экспериментально, см. рис. 2. Окончательное выражение для величины сигнала на выходе волоконного интерферометра на первой гармонике частоты фазовой модуляции после синхронного детектирования $U(\Delta\varphi_n)$ с учётом обратного влияния на источник можно представить в относительных единицах в следующем виде:

$$U(\Delta\varphi) \propto \frac{1}{T}\int_0^T M(t,\Omega) I_\Xi(\Delta\varphi, t, \Omega, 2\tau)\sin(\Omega t + \psi)\,\mathrm{d}t, \tag{3}$$

где $M(t, \Omega)$ — модуляция интенсивности источника, T — период частоты модуляции Ω, $I_\Xi(\Delta\varphi_n, t, \Omega, 2\tau)$ — интерференционный сигнал при отсутствии обратной реакции, ψ — фаза синхронного детектора.

Зависимость амплитуды паразитного сигнала от глубины модуляции фазы, следующая из (3), приведена на рис. 3 сплошной линией для $m = 10\,\%$, $m_1 = 4\,\%$, $m_3 = 3\,\%$, $\psi \approx \pi/2$, $\sigma = 80$ мкм. Отметим хорошее совпадение расчётной кривой с экспериментальными значениями, изображёнными на рис. 3*а* кружками, как на начальном участке, где наблюдается линейная зависимость сигнала от амплитуды модуляции, так и в области первого нуля. Пунктиром на рис. 3*а* показана зависимость сигнала при калибровочном вращении от глубины модуляции фазы. Пунктиром на рис. 3*б* изображена зависимость сигнала, обусловленного эффектом поляризационной анизотропии, без учёта обратного влияния на источник. По-видимому, найдено правильное объяснение эффекта необычно высокой эффективности модуляции паразитного сигнала, которая является не только результатом поляризационной анизотропии модулятора, но также и результатом модуляции интенсивности источника, возникающей за счёт обратного некогерентного воздействия на него промодулированных по интенсивности интерферирующих встречных волн волоконного кольцевого интерферометра, являющегося датчиком вращения.

Как следует из [14], рассмотренные в данной работе дополнительные «паразитные» эффекты будут существенно ослаблены при увеличении степени двулучепреломления, длины волокна интерферометра и также при уменьшении длины когерентности излучения источника σ. Вышеперечисленные факторы приводят к уменьшению когерентности проекций ортогональных волн

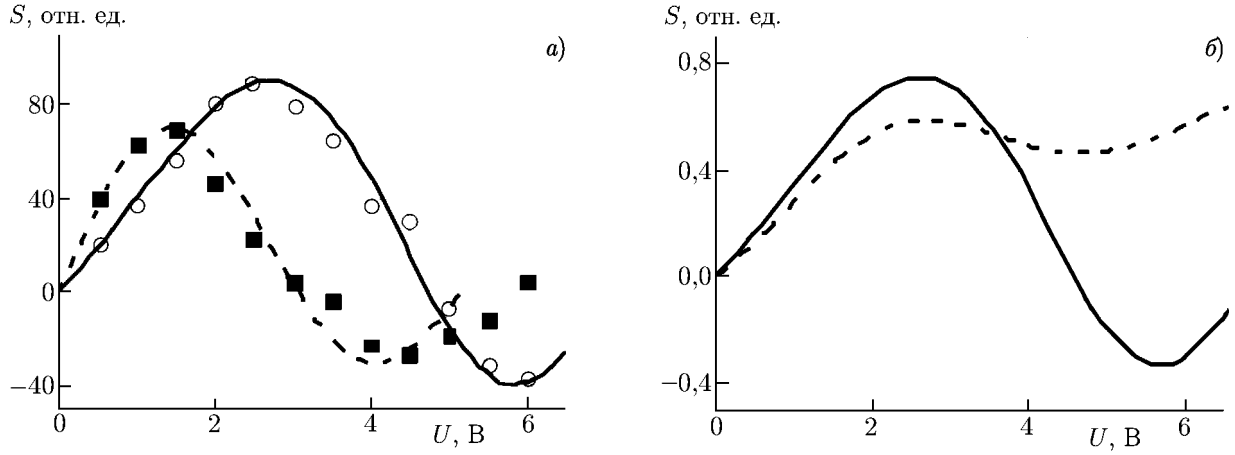

Рис. 3. Зависимости величины сигналов от волоконного кольцевого интерферометра, снимаемых с выхода фазового детектора, от напряжения на пьезомодуляторе, т. е. от глубины модуляции фазы. На панели (*а*) показан сигнал при калибровочном вращении со скоростью 75°/час: чёрные квадраты — эксперимент, пунктирная кривая — расчёт. Также показан дополнительный «паразитный» сигнала на выходе волоконного кольцевого интерферометра, связанный с эффектом поляризационной анизотропии модулятора около 7 % и с влиянием модуляции интенсивности источника излучения: кружки — эксперимент, сплошная кривая — расчёт. На панели (*б*) приведены расчётные зависимости дополнительного «паразитного» сигнала на выходе волоконного кольцевого интерферометра, связанного с поляризационной анизотропией модулятора без учёта модуляции интенсивности источника излучения от напряжения пьезомодулятора: пунктир — сигнал, обусловленный поляризационной анизотропией при её реальном значении около 7 %, сплошная кривая — то же, но при поляризационной анизотропии 50 %

на разрешённое направление поляризатора и к уменьшению величины дополнительного интерференционного сигнала, связанного с поляризационной анизотропией модулятора. Наибольший интерес рассмотренные эффекты представляют при использовании в интерферометрах Саньяка цилиндрического волокна, в котором собственные оси, определяемые условиями намотки волокна, могут быть развёрнуты относительно осей поляризатора произвольным образом. Это может приводить к различию «подставок» для разных образцов. В эксперименте с волоконным кольцевым интерферометром, описанным в работе [14], изотропное волокно с длиной порядка 500 м было намотано на цилиндр с диаметром 0,2 м. Поэтому волоконный контур вследствие изгиба волокна представлял собой фазовую пластинку с эквивалентной разностью хода около 40λ. Эта величина не превышает длину когерентности излучения источников, использованных в работе [14] — многомодового полупроводникового лазера и суперлюминесцентного диода. Поэтому, ввиду наличия остаточной интерференции проекций ортогональных собственных волн контура на ось пропускания поляризатора, исследуемые паразитные эффекты могли быть наблюдаемы.

Из проведённого рассмотрения вытекают следующие требования к фазовому модулятору: изотропия фазовой модуляции, т. е. отсутствие модуляции поляризации, и отсутствие амплитудной модуляции. Кроме того, уменьшения эффектов поляризационной анизотропии модулятора можно добиться за счёт более точной ориентации осей волоконного контура относительно осей поляризатора в процессе сборки и выбора достаточно малой длины когерентности излучения источника.

ВЫВОДЫ

В заключение сформулируем основные результаты работы.

1) Проведено рассмотрение различий между реакцией источника оптического излучения на слабый возвратный сигнал, обусловленный одной волной и двумя интерферирующими волнами при задержке, превышающей длину когерентности исходного излучения, когда фазовая информация не сохраняется. Показано, что в этом случае имеет место реакция источника излучения на изменение интенсивности возвратного сигнала. Такое изменение отсутствует при наличии одной волны постоянной амплитуды, но появляется для двух когерентных волн, поскольку модуляция разности фаз этих волн приводит к модуляции интенсивности интерференционного сигнала.

2) С использованием интерферометра Майкельсона экспериментально показано, что модуляция интенсивности обратного интерференционного сигнала на частоте фазовой модуляции приводит к модуляции интенсивности излучения источника. Это, в свою очередь, приводит к появлению искажений на выходе интерференционных схем и интерференционных датчиков на их основе, в которых, в силу структуры схемы, часть модулированного по интенсивности интерференционного сигнала возвращается обратно в источник. Это схемы кольцевых интерферометров и волоконных датчиков вращения на их основе, интерферометры Майкельсона, которые в настоящее время широко используется в оптической когерентной томографии [13] и др.

3) Проведённое исследование по влиянию модуляции интенсивности интерференционного сигнала на источник позволило объяснить количественное расхождение результатов эксперимента и расчёта при изучении эффектов, связанных с поляризационной анизотропией модулятора фазы в волоконном кольцевом интерферометре [14]. Для схем волоконных кольцевых интерферометров сформулированы требования к фазовому модулятору и к ориентации осей анизотропии волоконного контура и поляризатора.

4) Проведённые эксперименты показали, что в схемах, где возвратным сигналом является интерференционный сигнал, интенсивность которого несёт информацию о модуляции фазы, возникает модуляция интенсивности излучения источника, которая приводит к искажению показаний интерференционных схем и датчиков на их основе. Для исключения таких искажений необходима постановка вентиля между источником и интерференционной схемой даже в случае отсутствия когерентности возвратного сигнала по отношению к выходному сигналу источника.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 11–02–01326) и Совета при Президенте РФ по государственной поддержке ведущих научных школ (грант НШ-3800.2010.2)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Берштейн И. Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16, № 4. С. 526.
2. Золотоверх И. И., Ларионцев Е. Г. // Квантовая электроника. 1998. Т. 25, № 8. С. 675.
3. Freitag, Gollatt D., et al. // Opt. Lett. 1995. V. 20. P. 462.
4. Берштейн И. Л., Степанов Д. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 16, № 4. С. 531.
5. Викторов Е. А., Галактионова Н. М., Мак А. А. и др. // Оптика и спектроскопия. 1987. Т. 62, вып. 2. С. 430.
6. Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А. // ЖЭТФ. 1994. Т. 66, вып. 3. С. 1 068.
7. Гершензон Е. М., Туманов Б. Н., Левит Б. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23, № 5. С. 533.
8. Гончаров И. Г., Грачёв А. П., Дедушенко К. Б. и др. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12, № 2. С. 397.

9. Otsuka K., Kobayashi S. // Electron. Lett. 1983. V. 19. P. 262.
10. Miles R. O., Dandridge A., Tveten A. B., et al. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 37, No. 11. P. 990.
11. Андронова И. А., Берштейн И. Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32, № 4. С. 427.
12. Berg R. A., Lefevre H. C., Shaw H. J. // J. Lightwave Techn. 1984. V. 2, No. 2. P. 91.
13. Руководство по оптической когерентной томографии / Под ред. Н. Д. Гладковой, Н. М. Шаховой, А. М. Сергеева. М.: Физматлит, 2007. 296 с.
14. Андронова И. А., Геликонов В. М., Степанов Д. П. // Квантовая электроника. 1994. Т. 21, № 9. С. 883.
15. Kintner E. C. // Opt. Lett. 1981. V. 6, No. 3. P. 154.
16. Листвин В. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33, № 4. С. 458.
17. Андреев А. Ц., Васильев В. Д., Зафирова Б. С. и др. // Журн. техн. физики. 1993. Т. 63, № 12. С. 62.
18. Малыкин Г. Б. // Изв. вузов. Радиофизика. 1996. V. 39, № 5. С. 624.
19. Szafraniec B., Blake J. // J. Lightwave Techn. 1994. V. 12, No. 9. P. 1 679.
20. Jeong Y. J., Kim J. H., Lee H. W., Kim B. Y. // Opt. Lett. 1994. V. 19, No. 18. P. 1 421.

Поступила в редакцию 1 июля 2011 г.; принята в печать 28 октября 2011 г.

INVERSE INFLUENCE OF THE INTERFERENCE SIGNAL FROM THE SENSORS OF PHYSICAL QUANTITIES ON THE RADIATION INTENSITY SPECTRUM OF A LOW-COHERENT SOURCE

I. A. Andronova and V. M. Gelikonov

We consider specific features of optical-diagram operation in the presence of radiation which is returned to the source after having passed an optical path exceeding the initial coherence length of the reference wave when, as was previously assumed, the delay modulation should not influence the oscillation mode. However, experiments with the Michelson and Sagnac fiber interferometers showed that intensity modulation of the interference signal and, therefore, intensity modulation of the source radiation related to the active-medium nonlinearity appear when the interfering waves with the phase-difference modulation return. The revealed effect leads to distortion of a signal at the interferometer output irrespectively of the delay time and can be removed by placing an optical isolator at the source output.