

Корреляционно-временной анализ распространения низкокогерентного излучения в оптическом тракте с дефектами анизотропии

В.М.Геликонов, Р.В.Куранов, А.Н.Морозов

Исследовано распространение поляризованного низкокогерентного излучения в анизотропном одномодовом стекловолоконном световоде с дефектами анизотропии. Эти дефекты типичны для интерферометров, используемых в устройствах для оптической когерентной томографии и могут возникать в результате неточной стыковки волокон или вследствие их сдавливания. Теоретически рассмотрено возникновение паразитных пиков интерференции под влиянием неоднородностей анизотропии. Теоретически и экспериментально исследовано вычитание паразитных пиков в ортогональных поляризациях. Полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими оценками исследуемых эффектов. Результаты работы важны для совершенствования методов расчета интерференционных схем и методик диагностики их дефектов.

Ключевые слова: низкокогерентная интерферометрия, анизотропные оптические волокна, дефекты анизотропии, корреляционно-временной анализ, оптическая когерентная томография.

1. Введение

С первой половины 80-х годов XX века в оптике и особенно в волоконной оптике наблюдается повышенный интерес к интерференционным схемам с использованием низкокогерентных источников излучения. Этот интерес обусловлен появлением относительно дешевых, надежных и компактных источников, обладающих высокой степенью пространственной когерентности и высокой спектральной яркостью, таких как суперлюминесцентные полупроводниковые диоды и суперлюминесцентные источники на основе активного волокна. Основными областями применения данных источников являются волоконная гироскопия [1–3] и оптическая когерентная томография [4–6].

Применение в низкокогерентных интерференционных схемах сохраняющих поляризацию оптических волокон существенно снижает влияние случайного изменения состояния поляризации в одном из плеч изотропного волоконного интерферометра из-за изгибов и напряжений. Этот эффект приводит к непредсказуемой модуляции амплитуды интерференционного сигнала, связанной с внутренними особенностями интерферометра, а не со свойствами исследуемого объекта.

Несмотря на значительные успехи, достигнутые в вышеуказанных областях, основой для описания таких систем до сих пор служат методы, развитые Джонсом еще в 40-х годах прошлого века (см., напр., [7–10]). В работах Джонаса рассматривается изменение состояния поляризации в процессе распространения монохроматического излучения в анизотропном оптическом тракте. В случае

широкополосного излучения область применимости данного метода ограничивается длинами, не превышающими длину деполяризации L_d , т. е. отрезок оптической системы, при прохождении через который поля с ортогональными поляризациями перестают быть когерентными. Это связано с тем, что разность задержек, приобретаемых излучениями с разными состояниями поляризации, превышает время когерентности источника.

Впоследствии другими авторами предлагалась модификация метода Джонаса для низкокогерентных источников и длин, больших L_d [11–13]. В работах [11–13] с помощью матриц Джонаса рассчитываются характеристики излучения для отдельных монохроматических составляющих, после чего параметры широкополосного излучения определяются интегрированием по всему диапазону длин волн.

Данный метод представляется нам не всегда удобным, прежде всего из-за отсутствия наглядности: во время расчетов приходится оперировать с когерентным светом, для которого эффекты, связанные с малой когерентностью, могут отсутствовать, что увеличивает вероятность ошибки и затрудняет их интерпретацию. Во-вторых, при рассмотрении систем, состоящих из большого числа оптических элементов или обладающих оптическими неоднородностями со случайными параметрами, обычно не удается провести полный аналитический расчет.

Вычисления же данным методом с помощью ЭВМ требуют больших машинных ресурсов [14, 15], поскольку число дискретных спектральных компонент n , необходимых для расчета оптической системы, увеличивается пропорционально разности оптических длин собственных поляризационных осей анизотропного тракта и обратно пропорционально длине когерентного пуга: $n \sim l \Delta n_a / (c \Delta \tau_c)$, где l – длина оптического тракта; Δn_a – разность показателей преломления собственных осей

анизотропного оптического тракта; $\Delta\tau_c$ – время когерентности источника; c – скорость света. В связи с этим появились работы, в которых авторы для качественного анализа некоторых простых задач подобного типа используют корреляционно-временной язык описания [16, 17]. Это позволяет в ряде задач довольно просто объяснить наблюдаемые эффекты и на основе экспериментальных данных провести количественные оценки.

Цель настоящей работы – создание метода описания распространения поляризованного низкокогерентного излучения в оптическом тракте с дефектами анизотропии, иллюстрация этого метода на простых примерах и экспериментальная проверка результатов анализа.

2. Корреляционно-временной анализ распространения света при торцевом сочленении двух сохраняющих поляризацию оптических волокон

Корреляционно-временной подход в общем случае заключается в рассмотрении распространения отдельных когерентных пучков импульсов, каждый из которых (пучков) может явиться источником вторичных когерентных пучков импульсов. Проиллюстрируем это на примере стыковки двух анизотропных волокон (рис.1). Интерферометр Майкельсона здесь используется для оценки качества взаимной ориентации осей стыкуемых волокон. Пусть излучение суперлюминесцентного диода $E(t) = E_{in}E_0(t)$ линейно поляризовано под углом θ_1 к собственным осям x', y' первого волокна А, оси же x, y второго волокна В развернуты относительно осей первого на угол θ_2 . Здесь $E_0(t)$ – зависимость напряженности электрического поля от времени на входе первого волокна, а E_{in} – безразмерный вектор, описывающий состояние поляризации и амплитуду поля E на входе первого волокна. В этом случае на выходе первого волокна по осям x' и y' будет распространяться по одному когерентному пучку с задержками τ_{1x} и τ_{1y} соответственно (для краткости опускаем штрихи у индексов x и y). При этом амплитуды пучков, распространяющихся по осям x и y , таковы: $A_x = E_{in} \cos \theta_1$, $A_y = E_{in} \sin \theta_1$. Поскольку оси первого и второго волокон не совпадают, то каждый из пучков даст проекцию как на ось x , так и на ось y , поэтому во втором волокне по каждой из осей будут распространяться два пучка.

Таким образом, после выхода второго волокна по оси

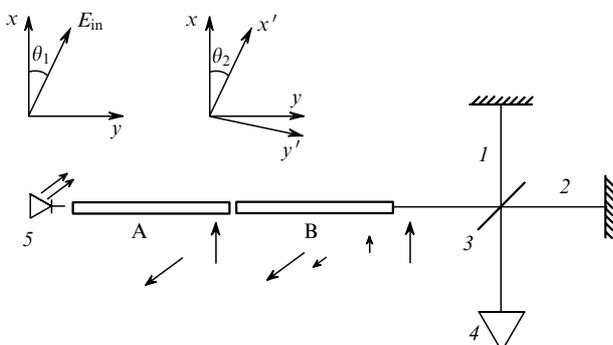


Рис.1. Иллюстрация возникновения когерентных пучков импульсов излучения с ортогональной поляризацией на примере сочленения двух анизотропных волокон: 1, 2 – плечи интерферометра; 3 – делительная пластинка (3 дБ); 4 – фотоприемник; 5 – суперлюминесцентный диод; стрелки соответствуют когерентным пучкам.

x будут распространяться два пучка с задержками $\tau_{1x} + \tau_{2x}$ и $\tau_{1y} + \tau_{2x}$ и амплитудами $B_{1x} = E_{in} \cos \theta_1 \cos \theta_2$ и $B_{2x} = E_{in} \sin \theta_1 \sin \theta_2$, а по оси y – также два пучка с задержками $\tau_{1y} + \tau_{2y}$ и $\tau_{1x} + \tau_{2y}$ и амплитудами $B_{1y} = E_{in} \sin \theta_1 \cos \theta_2$ и $B_{2y} = -E_{in} \cos \theta_1 \sin \theta_2$. Для анализа параметров вторичных когерентных пучков излучение поступает на вход интерферометра Майкельсона, собственные оси которого совмещены с осями второго волокна. В предположении изотропности делительной пластинки на рис.1, т.е. когда коэффициенты деления по мощности для излучений с x - и y -поляризациями равны ($\kappa_x = \kappa_y = \kappa$), запишем выражение для компонент автокорреляционной функции по осям x и y в виде

$$G_x(\tau) = 2\kappa(1 - \kappa)[(\cos^2\theta_1 \cos^2\theta_2 + \sin^2\theta_1 \sin^2\theta_2) \times E_{in}^2 G_0(\tau) + \sin \theta_1 \cos \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_2 E_{in}^2 G_1(\tau \pm \Delta\tau)], \quad (1)$$

$$G_y(\tau) = 2\kappa(1 - \kappa)[(\sin^2\theta_1 \cos^2\theta_2 + \cos^2\theta_1 \sin^2\theta_2) \times E_{in}^2 G_0(\tau) - \sin \theta_1 \cos \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_2 E_{in}^2 G_1(\tau \pm \Delta\tau)], \quad (2)$$

где $G_0(\tau) = \langle E_0(t)E_0(t + \tau) \rangle$ – исходная автокорреляционная функция источника (случайный процесс $E_0(t)$ предполагается стационарным), угловые скобки означают усреднение по времени; $G_1(\tau \pm \Delta\tau)$ – функция взаимной корреляции; $\Delta\tau = \tau_{1x} - \tau_{1y}$ – разность задержек для излучений с x - и y - поляризациями в первом волокне. Знак \pm отражает симметричность автокорреляционной функции. Физически это означает эквивалентность ситуации, когда первое плечо интерферометра короче второго, и ситуации, когда второе плечо короче первого (см. рис.1).

Из (1) и (2) видно, что при отсутствии дихроизма в оптическом тракте или анизотропии коэффициента деления для каждого пучка, распространяющегося по оси x с задержкой, отличной от нуля ($\tau = 0$ означает равенство плеч интерферометра), найдется пучок, распространяющийся по оси y с точно такой же задержкой и равной по модулю, но противоположной по знаку амплитудой. При сложении (см. ниже формулу (3)) такие пучки будут вычитаться. Таким образом, в суммарной автокорреляционной функции не будет членов с задержкой, соответствующей разбеганию пучков разных поляризаций в первом волокне:

$$G(\tau) = G_x(\tau) + G_y(\tau) = 2\kappa(1 - \kappa)E_{in}^2 G_0(\tau) = 2\kappa(1 - \kappa)I_0 G_0(\tau), \quad (3)$$

где I_0 – исходная интенсивность излучения, поступающего в интерферометр. Это означает, что при отсутствии дихроизма или анизотропии коэффициента деления мы не можем судить о взаимной ориентации стыкуемых волокон. При наличии анизотропии коэффициента деления в интерферометре ($\kappa_x \neq \kappa_y$) упомянутое выше вычитание пучков будет неполным. Глубина вычитания определяется коэффициентом

$$\eta = \frac{|[\kappa_x(1 - \kappa_x)]^{1/2} - [\kappa_y(1 - \kappa_y)]^{1/2}|}{|[\kappa_x(1 - \kappa_x)]^{1/2} + [\kappa_y(1 - \kappa_y)]^{1/2}|}, \quad (4)$$

где $\eta = 0$ означает полное вычитание, а $\eta = 1$ – отсутствие вычитания.

Предположим, что длина первого волокна больше длины деполяризации $L_d = \lambda_0^2 / (\Delta\lambda \Delta n_a)$, где λ_0 – центральная длина волны источника в вакууме; $\Delta\lambda$ – характерная спектральная ширина полосы источника. Это соответствует ситуации, когда в интерференционной картине при наличии дихроизма или анизотропии коэффициента деления будет видна отдельная область интерференции (далее – корреляционный или интерференционный пик) с задержкой Δt , поскольку на длине первого волокна два пуга, стартующие с разными поляризациями и одинаковой задержкой, разбегутся на длину, превышающую длину корреляции. Для источника с шириной спектра 20 нм, центральной длиной волны 0.8 мкм и показателем двулучепреломления $\Delta n_a = 1.5 \times 10^{-4}$ длина деполяризации равна 21 см.

Таким образом, уже на небольшом по длине куске анизотропного волокна с сильным двулучепреломлением можно различить отдельный корреляционный пик, соответствующий месту стыковки двух волокон. Как видно из (1) и (2), наилучшие условия для наблюдения данного пика (когда амплитуда пика максимальна при заданном θ_2) реализуются, если поляризационные моды первого волокна возбуждены с одинаковым весом, а излучение с одной из поляризаций не попадает на фотоприемник. В этом случае вычитание полностью отсутствует.

Подавить волну с одной из поляризаций можно, поставив сразу после выхода второго волокна или непосредственно перед фотоприемником поляризатор, ось которого совмещена с одной из собственных осей второго волокна. Амплитуда корреляционного пика в зависимости от угла разворота собственных осей стыкующихся волокон изменяется от нуля (оси либо совпадают, либо развернуты на угол 90°) до максимума, равного 0.5 от амплитуды основного пика (при угле разворота волокон 45°). В зависимости же от угла разворота оси пропускания поляризатора по отношению к собственным осям выходного волокна амплитуда корреляционного пика изменяется от максимума (оси либо совпадают, либо развернуты на угол 90°) до нуля (при 45°).

Возникновение новых компонент поля с данной поляризацией из компонент с ортогональной поляризацией (перекачка) при стыковке двух анизотропных волокон может быть описано с помощью матрицы поворота на

угол рассогласования θ_2 собственных осей стыкующихся волокон

$$O(\theta_2) = \begin{pmatrix} \cos \theta_2 & \sin \theta_2 \\ -\sin \theta_2 & \cos \theta_2 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

В этом случае поля по осям x и y на выходе второго волокна можно записать в следующем виде:

$$E_x = E_{in}[E_1(t + \tau_{1x}) \cos \theta_1 \cos \theta_2 + E_2(t + \tau_{1y}) \sin \theta_1 \sin \theta_2], \quad (6)$$

$$E_y = E_{in}[-E_1(t + \tau_{1x}) \cos \theta_1 \sin \theta_2 + E_2(t + \tau_{1y}) \sin \theta_1 \cos \theta_2].$$

Такое представление компонент выходного поля удобно для анализа более сложных систем, например в случаях распределенных неоднородностей, многократных дефектов анизотропии и т. п.

3. Корреляционно-временной анализ в случае искусственно наведенного дефекта анизотропии в сохраняющем поляризацию оптическом волокне

Межполяризационная перекачка в анизотропных волокнах может происходить не только при их стыковке, но и из-за неоднородностей, присутствующих в волокне или наведенных внешним воздействием. Мы будем рассматривать только вторые неоднородности, считая малыми дефекты анизотропии, связанные с изготовлением волокна. Рассмотрим случай, аналогичный описанному выше (рис.1), но в отсутствие второго волокна В. При этом будем предполагать, что собственные оси первого волокна А совмещены с собственными осями интерферометра.

Пусть на первое анизотропное оптическое волокно действует сила, направленная ортогонально оси распространения излучения, и это направление в общем случае не совпадает с направлением собственных поляризационных осей волокна x или y ($\alpha \neq 0$ на рис.2,а). Как показано в [18] на примере изотропного волокна, перекачка мощности наиболее эффективна, если сила действует в одном направлении. Данная сила может являться следствием нажатия на волокно или, например, неоднородного воздействия клея, с помощью которого волокно прикрепляется к элементу, модулирующему оптический ход в плечах интерферометра [19–21]. Предполагается, что в каждой из двух поляризационных мод может распространяться излучение только с простейшей поперечной структурой HE_{11} .

Пусть также длина воздействия вдоль оси z есть $L \ll L_d$, при этом воздействие в зависимости от z терпит разрыв. В месте действия силы возникают новые собственные оси модифицированного волокна x', y' (рис. 2,а), которые отличаются от осей немодифицированного волокна x, y на некоторый угол $\Delta\alpha$, зависящий от амплитуды и направления воздействия. Для этого случая зависимость $\Delta\alpha$ от z представлена на рис.2,б. Тогда непосредственно после наведенной неоднородности в волокне зависимость поляризационных компонент поля от времени можно представить в виде

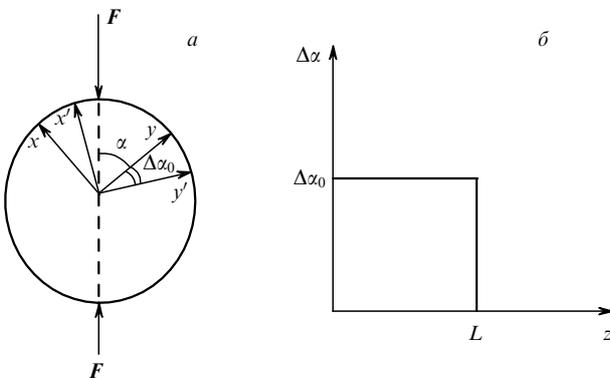


Рис.2. Ориентация в анизотропном волокне исходных поляризационных осей и осей, наведенных действием силы F под углом α к собственным поляризационным осям волокна и ортогонально оси распространения излучения z (а), а также зависимость угла между наведенными и собственными поляризационными осями анизотропного волокна $\Delta\alpha$ от z (б).

$$E_x(t) = E_{in} \left[\cos \theta_1 \int u_{11}(\omega) E(\omega) e^{i\varphi_{1x}(\omega)} e^{i\omega t} d\omega + \sin \theta_1 \int u_{12}(\omega) E(\omega) e^{i\varphi_{1y}(\omega)} e^{i\omega t} d\omega \right], \quad (7)$$

$$E_y(t) = E_{in} \left[\cos \theta_1 \int u_{21}(\omega) E(\omega) e^{i\varphi_{1x}(\omega)} e^{i\omega t} d\omega + \sin \theta_1 \int u_{22}(\omega) E(\omega) e^{i\varphi_{1y}(\omega)} e^{i\omega t} d\omega \right],$$

где ω – круговая частота; $E(\omega) = \int E_0(t) e^{-i\omega t} dt$ – фурье-компонента функции $E_0(t)$; $u_{jh}(\omega)$ – компоненты матрицы Джонса $\hat{U}(\omega)$ для данной частоты ω ; $\varphi_{1x,y}(\omega)$ – набеги фазы по осям x и y первого волокна до места нахождения наведенной неоднородности. Матрица Джонса $\hat{U}(\omega)$ в данном случае определяется как произведение трех матриц:

$$\hat{U}(\omega) = e^{i\xi} O(-\Delta\alpha_0) \Phi(\rho(\omega)) O(\Delta\alpha_0) = \quad (8)$$

$$\begin{pmatrix} e^{i\rho(\omega)} \cos^2 \Delta\alpha_0 + e^{-i\rho(\omega)} \sin^2 \Delta\alpha_0 & -i \sin(2\Delta\alpha_0) \sin \rho(\omega) \\ -i \sin(2\Delta\alpha_0) \sin \rho(\omega) & e^{-i\rho(\omega)} \cos^2 \Delta\alpha_0 + e^{i\rho(\omega)} \sin^2 \Delta\alpha_0 \end{pmatrix}$$

где

$$\Phi(\rho(\omega)) = \begin{pmatrix} e^{i\rho(\omega)} & 0 \\ 0 & e^{-i\rho(\omega)} \end{pmatrix}; \quad \xi = 0.5(\beta_x + \beta_y)L;$$

$$\rho(\omega) = 0.5\Delta\beta(\omega)L; \quad \Delta\beta(\omega) = \beta_x(\omega) - \beta_y(\omega);$$

$\beta_{x,y}$ – константы распространения волн с поляризациями вдоль осей x и y соответственно.

В данных формулах не учтены изменения констант распространения из-за воздействия на волокно, т.к. предполагалось, что внешняя сила мала по сравнению с напряжениями внутри волокна, необходимыми для обеспечения большого двулучепреломления. Для учета этого эффекта к $\Delta\beta$ необходимо прибавить $\Delta\beta_{ind}$, связанное с действием внешней силы ($\Delta\beta_{ind} \ll \Delta\beta$). В дальнейшем будем опускать общий фазовый множитель ξ , поскольку для интерференционных схем важна только разность фаз.

Зависимостью компонент матрицы Джонса от частоты можно пренебречь, если их характерный масштаб изменения много больше характерного масштаба изменения $\Delta\omega$ спектра мощности источника $S(\omega) = \langle |E(\omega)|^2 \rangle$. Как видно из (8), это условие сводится к следующему:

$$\frac{2d\rho}{d\omega} \Delta\omega = \frac{d\Delta\beta}{d\omega} \Delta\omega L \ll 2\pi. \quad (9)$$

Учитывая, что $\Delta\omega = (2\pi c/\lambda_0^2)\Delta\lambda$, $\Delta\beta(\omega) = k(\omega)\Delta n_a$, где $k(\omega) = \omega/c$ – волновое число, c – скорость света в вакууме, вместо (9) приходим к условию

$$\frac{L}{L_d} \ll 1, \quad \text{или} \quad L \ll L_d. \quad (10)$$

Таким образом, в случае, когда длина воздействия вдоль оси z много меньше длины деполяризации, выражение (7) можно записать следующим образом:

$$E_x(t) = E_{in} [\cos \theta_1 u_{11}(\omega_0) E(t + \tau_{1x}) + \sin \theta_1 u_{12}(\omega_0) E(t + \tau_{1y})], \quad (11)$$

$$E_y(t) = E_{in} [\cos \theta_1 u_{21}(\omega_0) E(t + \tau_{1x}) + \sin \theta_1 u_{22}(\omega_0) E(t + \tau_{1y})],$$

где $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ – центральная частота источника.

Далее вместо $u_{jh}(\omega_0)$ будем писать u_{jh} . Из (8) видно, что мощность, перекачанная из излучения одной поляризации в излучение другой поляризации (недиагональные члены матрицы $\hat{U}(\omega)$), зависит не только от наведенного внешней силой разворота осей, но и от разности набега фаз излучений с двумя ортогональными поляризациями в области воздействия. При равенстве длины воздействия целому числу длин волн биений в данном волокне результирующая перекачка мощности из одной поляризационной моды в другую отсутствует.

В реальности сила не может возникать скачком и оси волокна не претерпевают разрыва. В случае произвольной плавной зависимости от продольной координаты z угла $\Delta\alpha = \Delta\alpha(z)$, наведенного действием силы $F(z)$, можно данную зависимость аппроксимировать набором зависимостей в виде ступенек длиной Δz , после чего устремить Δz к нулю. В результате предельного перехода и исключения зависимости от общего фазового множителя $e^{i\xi}$ и замены переменных $E_{1x} = E_x e^{i\xi}$ и $E_{1y} = E_y e^{i\xi}$ получаем систему дифференциальных уравнений для компонент электрического поля:

$$\frac{dE_{1x}}{dz} = E_{1y} \frac{d\Delta\alpha}{dz} + \frac{1}{2} i \Delta\beta E_{1x}, \quad (12)$$

$$\frac{dE_{1y}}{dz} = -E_{1x} \frac{d\Delta\alpha}{dz} - \frac{1}{2} i \Delta\beta E_{1y}.$$

При заданной зависимости $\Delta\alpha = \Delta\alpha(z)$ это уравнение можно решать численными методами. На рис.3 приведены зависимости от z относительной амплитуды перекачанной компоненты поля $|E_{1y}|/|E_0|$, полученные методом численного моделирования уравнений (12), где $|E_0|$ – амплитуда входной компоненты поля $E_{1x}(0)$ ($E_{1y}(0) = 0$) при изменении наведенного угла разворота по закону Гаусса.

При малой длине наведенной неоднородности ($\Delta\beta L_i \ll 1$) результирующая перекачка мощности излучения из одной поляризационной моды в другую очень мала, поскольку в этом случае практически вся мощность, перекачанная при положительной производной угла наведенного разворота $d\Delta\alpha(z)/dz$, перекачивается назад при отрицательной производной из-за отсутствия набега разности фаз в поляризационных модах (рис.3,а). При увеличении длины неоднородности амплитуда перекачанной компоненты сначала растет пропорционально набегу разности фаз $\Delta\varphi_i = \Delta\beta L_i$ (рис.3,б), достигает максимума (рис.3,в) и при дальнейшем увеличении L_i стремится к нулю (рис.3,г и д).

Перекачанная мощность достигает максимума, когда при отрицательной производной угла разворота поляризационные компоненты находятся в противофазе; при этом члены $E_{1y} d\Delta\alpha/dz$ и $E_{1x} d\Delta\alpha/dz$ в уравнении (12) всегда положительны, т.е. мощность перекачивается только из одной поляризационной моды в другую, например из излучения, поляризованного вдоль оси x , в излучение, поляризованное вдоль оси y , как при положительной

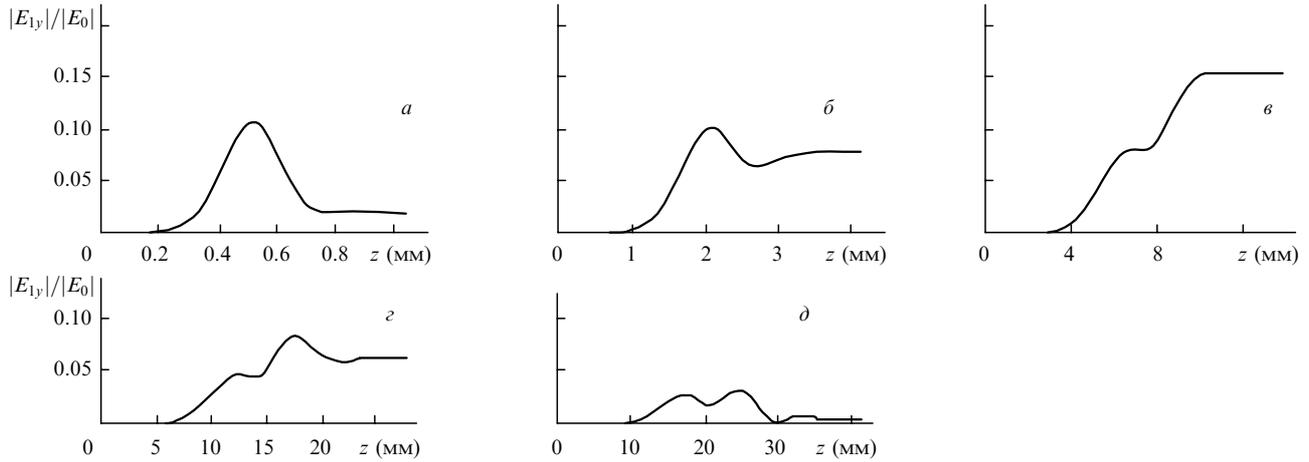


Рис.3. Результаты численного решения уравнения (12) при $\Delta\alpha(z) = \Delta\alpha_0 \exp[-(z - z_0)^2/2L_1^2]$, $z_0 = 5L_1$, $E_{1x}(0) = E_0$, $E_{1y}(0) = 0$, $\Delta n_a = 1.5 \times 10^{-4}$, $\lambda = 0.83$ мкм, $\Delta\alpha_0 = \pi/30$ и $\Delta\beta L_1 = \pi/40$ (а), $\pi/10$ (б), $\pi/3$ (в), $\pi/1.5$ (г), π (д).

производной наведенного угла разворота, так и при отрицательной. При дальнейшем увеличении длины наведенной неоднородности данные члены являются уже знакопеременными, поэтому мощность попеременно перекачивается между поляризационными модами. Кроме того, амплитуда перекачанной компоненты перестает расти из-за слабой связи мод, поскольку в этом случае ($d\Delta\alpha(z)/dz \ll \Delta\beta$) максимально возможная перекачанная мощность $P_{\max} \sim \Delta\alpha_0^2(L_1\Delta\beta)^{-2}$ [22].

Как было показано Джонсом в работах [7, 8], распространение когерентного излучения в любой анизотропной оптической системе без дихроизма может быть описано в виде последовательного произведения унитарных матриц. Результат произведения любого числа унитарных матриц есть также унитарная матрица [8], поэтому каждая матрица, описывающая возникновение новых компонент поля с данной поляризацией из поля с ортогональной поляризацией, является унитарной. Унитарная матрица в общем виде может быть записана следующим образом:

$$\hat{U} = \begin{pmatrix} e^{i\phi} \cos \theta & -e^{-i\psi} \sin \theta \\ e^{i\psi} \sin \theta & e^{-i\phi} \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Все параметры в (13) являются действительными. Например, сравнивая (13) с (8), можно записать

$$\cos \theta = [1 - \sin^2 \rho \sin^2(2\Delta\alpha_0)]^{1/2}, \quad \sin \theta = \sin \rho \sin(2\Delta\alpha_0), \quad (14)$$

$$\psi = \pi/2, \quad \phi = \tan \rho \cos(2\Delta\alpha_0).$$

Используя (11) и (13), запишем выражение для интерференционного сигнала в случае наведенной неоднородности в виде

$$G_x(\tau) = 2\kappa(1 - \kappa)[(\cos^2\theta_1 \cos^2\theta + \sin^2\theta_1 \sin^2\theta)E_{in}^2 G_0(\tau) - \sin \theta_1 \cos \theta_1 \sin \theta \cos \theta E_{in}^2 G_1(\tau \pm \Delta\tau)e^{i(\phi+\psi)}], \quad (15)$$

$$G_y(\tau) = 2\kappa(1 - \kappa)[(\sin^2\theta_1 \cos^2\theta + \cos^2\theta_1 \sin^2\theta)E_{in}^2 G_0(\tau) + \sin \theta_1 \cos \theta_1 \sin \theta \cos \theta E_{in}^2 G_1(\tau \pm \Delta\tau)e^{i(\phi+\psi)}]. \quad (16)$$

Суммарный интерференционный сигнал при этом вычисляется формулой (3), как и в первом случае при сты-

ковке двух волокон. При одинаковых потерях в волнах с ортогональными поляризациями перед матрицей в (13) появится общий множитель [9], который приведет лишь к уменьшению амплитуды суммарного интерференционного сигнала как целого. На все остальные выводы учет данного множителя не повлияет, поэтому все результаты для систем без дихроизма и анизотропии коэффициента деления останутся в силе.

4. Экспериментальное исследование вычитания интерференционных пиков

На рис.4 изображена схема экспериментальной установки по наблюдению и исследованию вычитания интерференционных пиков. Излучение от низкокогерентного источника вводится в изотропное волокно, в котором с помощью поляризационного контроллера Лефевра [23] задается определенное состояние поляризации. Далее с помощью линз и поляризатора 4 свет возбуждает поляризационные моды в анизотропном волокне с требуемым весом (поляризатор 5 может как присутствовать, так и отсутствовать). Искусственно наведенная перекачка мощности из одной поляризационной моды в другую в анизотропном волокне осуществляется за счет

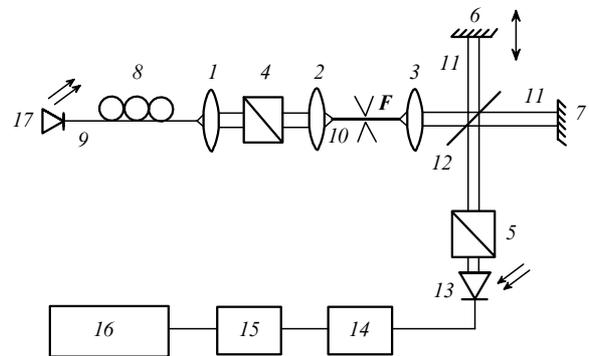


Рис.4. Схема экспериментальной установки по определению вычитания поляризационных составляющих низкокогерентного интерференционного сигнала:

1–3 – линзы; 4, 5 – поляризаторы; 6, 7 – глухие зеркала; 8 – поляризационный контроллер Лефевра; 9 – изотропное волокно; 10 – анизотропное волокно (F – сила локального воздействия на него); 11 – первое и второе плечи интерферометра; 12 – делительная пластинка (3 дБ); 13 – фотоприемник; 14 – селективный усилитель; 15 – АЦП; 16 – компьютер; 17 – суперлюминесцентный диод.

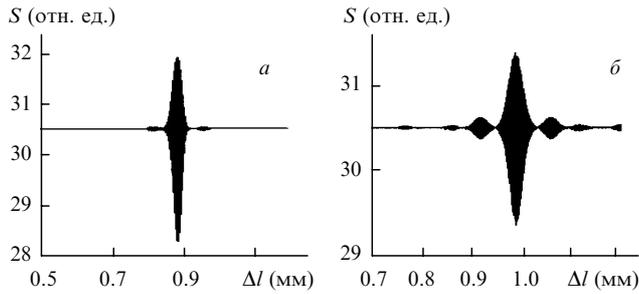


Рис.5. Интерференционный сигнал S в зависимости от разности оптического хода Δl в плечах интерферометра Майкельсона в отсутствие поляризатора (a) и при совмещении оси поляризатора 5 (рис.4) с одной из собственных осей коррелометра (b).

локального воздействия (нажатия в одном направлении) ортогонально оси распространения излучения. Область воздействия составляет около 3 мм при длине деполяризации анизотропного волокна 21 см. При этом расстояние от начала анизотропного волокна до места воздействия составляет около 1 м, что существенно превышает длину деполяризации. Наведенные когерентные пучки проявляются в виде отдельных интерференционных пиков, расположенных симметрично по бокам от основного пика (см. рис.5) на расстоянии 150 мкм.

С помощью линзы 3 (рис.4) формируется плоскопараллельный пучок, который направляется в интерферометр Майкельсона. Периодическим движением зеркала 6 разность хода в интерферометре модулируется на 0.5 мм по линейному закону со скоростью v . Интерференционный сигнал формируется фотоприемником и через селективный усилитель, настроенный на доплеровскую частоту $f_D = 2v/\lambda_0$, и плату АЦП поступает в компьютер ($\lambda_0 = 0.83$ мкм – центральная длина волны источника). В эксперименте доплеровская частота составляла 2 кГц. Состояние поляризации на выходе интерферометра анализируется с помощью вращающейся поляроидной пластинки с непрозрачной радиальной полоской для определения нулевого сигнала [24]. С помощью поляризационного контроллера и поляризатора 4 поляризационные моды в анизотропном волокне возбуждаются с одинаковым весом.

Эксперимент состоял из двух частей. В первом случае поляризатор 5 (рис.4) отсутствовал, во втором его ось была совмещена с одной из собственных осей коррелометра. Результаты измерений приведены на рис.5. На рис.5, a представлена зависимость интерференционного сигнала от разности оптического хода в плечах интерферометра Майкельсона в отсутствие поляризатора, на рис.5, b – та же зависимость в случае, когда ось поляризатора 5 совмещена с одной из собственных осей низкокогерентного интерферометра Майкельсона с соседоточенными оптическими элементами (коррелометра). Из сравнения указанных зависимостей видно, что амплитуда вторичного корреляционного пика, связанного с внешним воздействием на волокно и разбеганием поляризационных мод на длине волокна до места локального воздействия, в первом случае (рис.5, a) в 5.8 раз меньше, чем амплитуда вторичного пика во втором случае (рис.5, b).

То обстоятельство, что вторичные пучки в первом случае вычитаются не до нуля, связано с анизотропией коэффициента деления делительной пластинки (рис.4). Это можно определить следующим образом: при пере-

крытии одного плеча коррелометра интенсивность излучения на выходе, отнесенная к интенсивности на входе коррелометра I_0 , при р-поляризации (по отношению к делительной пластинке) $I_{1p} = 0.14$, а при s-поляризации соответственно $I_{1s} = 0.108$. При перекрытии другого плеча нормированная интенсивность на выходе при р-поляризации $I_{2p} = 0.176$, при s-поляризации – $I_{2s} = 0.114$.

Пусть амплитуда основного интерференционного пика больше амплитуды наведенного пика в w раз как при s-, так и при р-поляризации, т. е.

$$\Gamma_{mp} = 2w_0w(I_{1p}I_{2p})^{1/2}, \quad \Gamma_{ip} = 2w_0(I_{1p}I_{2p})^{1/2}, \quad (17)$$

$$\Gamma_{ms} = 2w_0w(I_{1s}I_{2s})^{1/2}, \quad \Gamma_{is} = 2w_0(I_{1s}I_{2s})^{1/2},$$

где w_0 – общий нормирующий множитель.

Тогда в отсутствие поляризатора отношение основного пика к наведенному

$$\eta_+ = \frac{\Gamma_{mp} + \Gamma_{ms}}{|\Gamma_{ip} - \Gamma_{is}|} = \frac{w[(I_{1s}I_{2s})^{1/2} + (I_{1p}I_{2p})^{1/2}]}{|(I_{1s}I_{2s})^{1/2} - (I_{1p}I_{2p})^{1/2}|}. \quad (18)$$

При совмещении направления поляризатора 5 (рис.4) с одной из собственных осей коррелометра имеем

$$\eta_- = \frac{\Gamma_{mp}}{\Gamma_{ip}} = \frac{\Gamma_{ms}}{\Gamma_{is}} = w. \quad (19)$$

В этом случае коэффициент вычитания, очевидно, определяется так:

$$\eta = \frac{\eta_-}{\eta_+} = \frac{|(I_{1s}I_{2s})^{1/2} - (I_{1p}I_{2p})^{1/2}|}{(I_{1s}I_{2s})^{1/2} + (I_{1p}I_{2p})^{1/2}}. \quad (20)$$

Подставляя в формулу (20) значения, полученные в эксперименте, находим $1/\eta = 5.8$, что совпадает с экспериментально измеренным значением.

5. Заключение

Рассмотрены особенности, возникающие при корреляционно-временном анализе низкокогерентного излучения, прошедшего оптический тракт с дефектами анизотропии, на примере одного дефекта. В качестве такого дефекта рассматривались оптические неоднородности, возникающие при стыковке двух сохраняющих поляризацию излучения оптических волокон, а также при воздействии на двулучепреломляющее волокно силы, ортогональной направлению распространения излучения. Теоретически и экспериментально показано существование вычитания областей когерентности в интерференционном сигнале, связанных с дефектами анизотропии оптического тракта. Показано, что возможно неполное вычитание, которое определяется либо дихроизмом в тракте распространения излучения, либо анизотропией коэффициента ответвления делительного элемента коррелометра. В эксперименте была определена эффективность вычитания, обусловленная анизотропией коэффициента деления в коррелометре. Оценка эффективности вычитания совпадает с полученной в эксперименте.

Авторы благодарны И.А.Андроновой за обсуждение работы и полезные советы. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 99-02-16265 и 00-15-96372).

1. Bohm K., Marten P., Petermann K., Weidel E. *Electron. Lett.*, **17**, 352 (1981).
2. Burns W.K., Moeller R.P., Villarruel C.A., Abebe M. *Opt. Lett.*, **9**, 540 (1984).
3. Lefevre H. *The fiber-optic gyroscope* (Boston, London, Artech House, 1993, p.313).
4. Huang D., Wang J., Lin C.P., Shuman J.S., Stinson W.G., Chang W., Hee M.R., Flotte T., Gregory K., Puliafito C.A., Fujimoto J.G. *Science*, **254**, 1178 (1991).
5. Sergeev A., Gelikonov V., Gelikonov G., Feldchtein F., Pravdenko K., Shabanov D., Gladkova N., Pochinko V., Zhegalov V., Dmitriev G., Vazina I., Petrova G., Nikulin N. *Proc. SPIE, Int. Soc. Opt. Eng.*, **2328**, 144 (1994).
6. Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Гладкова Н.Д., Куранов Р.В., Никулин Н.К., Петрова Г.А., Починко В.В., Правденко К.И., Сергеев А.М., Фельдштейн Ф.И., Ханин Я.И., Шабанов Д.В. *Письма в ЖЭТФ*, **61**, 149 (1995).
7. Jones R.C. *J. Opt. Soc. Am.*, **31**, 488 (1941).
8. Hurwitz H., Jones R.C. *J. Opt. Soc. Am.*, **31**, 493 (1941).
9. Poole C.D. *Opt. Lett.*, **13**, 687 (1988).
10. Smith A.M. *Appl. Opt.*, **17**, 52 (1978).
11. Козел С.М., Листвин В.Н., Шаталин С.В., Юшкайтис Р.В. *Оптика и спектроскопия*, **60**, 1295 (1986).
12. Залогин А.Н., Козел С.М., Листвин В.Н. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **29**, 243 (1986).
13. Sakai J. *J. Opt. Soc. Am. A*, **1**, 1007 (1984).
14. Малыкин Г.Б., Позднякова В.И., Шерешевский И.А. *Оптика и спектроскопия*, **83**, 843 (1997).
15. Малыкин Г.Б., Позднякова В.И. *Оптика и спектроскопия*, **84**, 145 (1998).
16. Takada K., Chida K., Noda J. *Appl. Opt.*, **26**, 2979 (1987).
17. Mochizuki K. *Appl. Opt.*, **23**, 3284 (1984).
18. Namihira Y., Kudo M., Mushiake Y. *Electron. Commun. Jap.*, **60c**, № 7, 107 (1977).
19. Геликонов Г.В., Геликонов В.М., Гладкова Н.Д., Леонов В.И., Сергеев А.М., Фельдштейн Ф.И. Патент РФ №2100787; *БИ*, № 36, ч. II, 404 (1997).
20. Feldchtein F.I., Gelikonov V.M., Gelikonov G.V., Gladkova N.D., Leonov V.I., Sergeev A.M., Khanin Y.I. US patent № 5867268 (1999).
21. Feldchtein F.I., Gelikonov V.M., Gelikonov G.V., Gladkova N.D., Leonov V.I., Sergeev A.M., Khanin Y.I. US patent № 5835642 (1998).
22. Унгер Х.-Г. *Планарные и волоконные оптические волноводы* (М., Мир, 1980, с.234).
23. Lefevre Y.C. *Electron. Lett.*, **16**, 778 (1980).
24. Малыкин Г.Б., Степанов Д.П. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **33**, 255 (1990).