

# Когерентный фазочувствительный рефлектометр с дифференциальной фазовой модуляцией зондирующих импульсов

А.Э.Алексеев, В.С.Вдовенко, Б.Г.Горшков, В.Т.Потапов, И.А.Сергачев, Д.Е.Симикин

*Предложен новый метод восстановления формы сигнала внешнего динамического воздействия на всей протяженности волоконного тракта когерентного рефлектометра. В основе предлагаемого метода лежит дифференциальная фазовая модуляция зондирующего импульса и демодуляция рассеянного излучения методом фазового разнесения. Возможности предложенного метода демонстрируются экспериментально.*

**Ключевые слова:** фазочувствительный рефлектометр, когерентный рефлектометр, рассеянное излучение, дифференциальная фазовая модуляция, фазовое разнесение.

## 1. Введение

Когерентная рефлектометрия – широко распространенный метод, применяемый для регистрации динамических воздействий на оптическое волокно [1–4]. Несмотря на значительный интерес к данному методу, связанный с возможностью определения динамических воздействий на всей протяженности волоконного тракта, большинство когерентных рефлектометров, существующих в настоящее время, позволяют зафиксировать лишь факт воздействия на том или ином участке и его величину, однако сам вид воздействия остается неизвестным [2–4]. В то же время демодуляция рассеянного излучения рефлектометра и восстановление формы сигнала внешнего воздействия является ключевым фактором, необходимым для идентификации этого сигнала и определения его источника.

Для интерференционных датчиков вопрос о демодуляции излучения довольно хорошо изучен [5–8]. В основе одного из методов демодуляции лежит принцип фазового разнесения с использованием оптического гибрида, впервые предложенный в работе [6]. Данный метод по сути является аналогом метода квадратурной обработки сигнала с угловой модуляцией, исследованного в [9]. Впервые применение техники фазового разнесения для определения величины натяжения волокна в когерентном рефлектометре было рассмотрено в [10]. Продолжением этой работы стала работа [11], в которой демонстрируется восстановление частоты динамического сигнала внеш-

него воздействия. В [12] указана возможность использования ответвителя  $3 \times 3$  в качестве оптического гибрида для регистрации динамических воздействий в когерентном рефлектометре. Возможности использования техники фазового разнесения для демодуляции сигнала в волоконном интерферометре рассеянного излучения, который является составной частью когерентного рефлектометра, с целью идентификации фазового акустического воздействия на оптическое волокно и восстановления его формы исследованы в [13, 14].

В настоящей работе рассматривается применение техники фазового разнесения в когерентном рефлектометре, позволяющей восстановить форму сигнала внешнего фазового воздействия на всей протяженности волоконного тракта без использования оптического гибрида [15]. Фазовое разнесение принимаемых сигналов рассеянного излучения достигается с помощью дифференциальной фазовой модуляции (ДФМ) зондирующего импульса рефлектометра. Описываемый метод предполагает применение всего одного оптического приемника, в отличие от метода с использованием оптического гибрида [10–12], и позволяет максимально увеличить принимаемые сигналы рассеянного излучения при имеющихся ограничениях на пиковую мощность зондирующего импульса, которые обусловлены нелинейными эффектами в волокне.

## 2. Теоретическая часть

Предлагаемая схема когерентного рефлектометра с ДФМ зондирующего импульса показана на рис.1.

Детальное описание экспериментальной установки приведено в разд.3. Ключевым элементом, позволяющим выполнить демодуляцию рассеянного волоконным трактом излучения методом фазового разнесения и определить форму сигнала внешнего воздействия, является фазовый модулятор, осуществляющий ДФМ зондирующих импульсов. При фазовой модуляции следующих друг за другом зондирующих импульсов они условно разделялись на три группы, фазовая модуляция импульсов в группах осуществлялась различным образом. В первую группу входили зондирующие импульсы с порядковыми номерами 1, 4, 7 и т. д., во вторую – импульсы с номерами:

А.Э.Алексеев. Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Введенского, 1; ООО «Петрофайбер», Россия, Тульская обл., 301664 Новомосковск, Клинский пр., 7; e-mail: aleksey.e.alekseev@gmail.com

В.С.Вдовенко, И.А.Сергачев, Д.Е.Симикин. ООО «Петрофайбер», Россия, Тульская обл., 301664 Новомосковск, Клинский пр., 7

Б.Г.Горшков. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

В.Т.Потапов. Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Введенского, 1

Поступила в редакцию 18 марта 2014 г., после доработки – 28 апреля 2014 г.

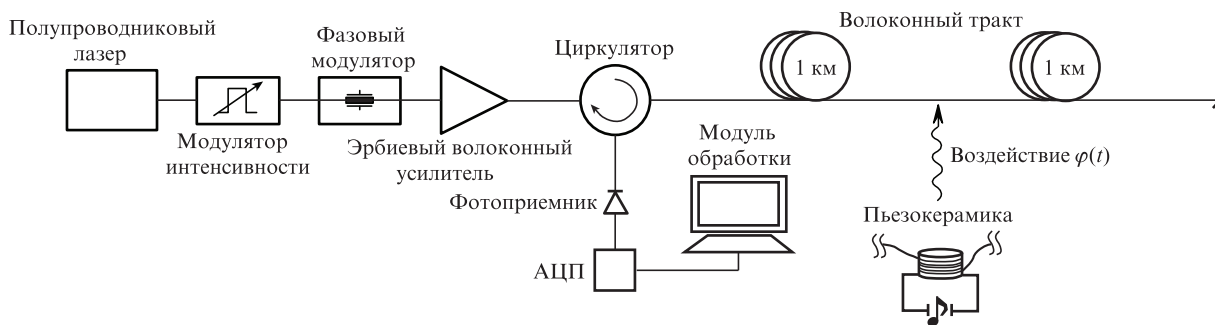


Рис.1. Схема когерентного рефлектометра с ДФМ зондирующего импульса.

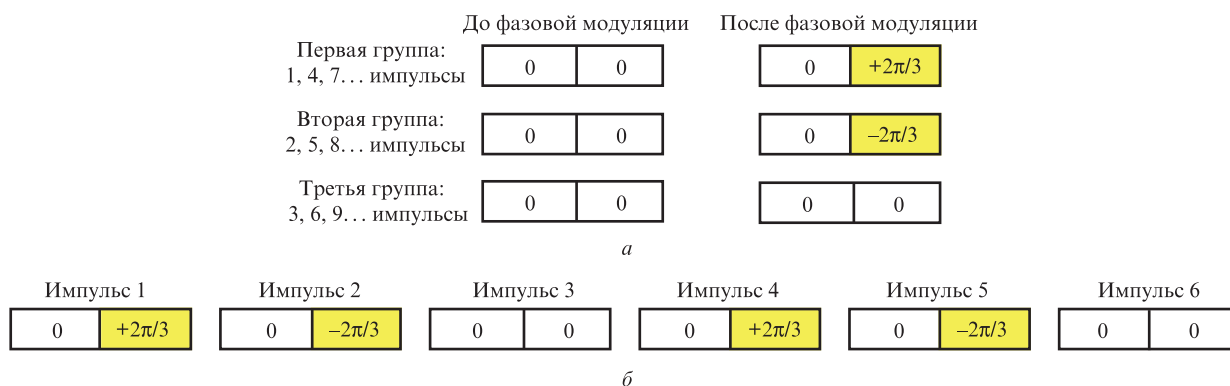


Рис.2. Схема ДФМ поля оптических зондирующих импульсов: относительные фазы оптических полей импульсов (а) и последовательность оптических импульсов (б).

2, 5, 8 и т.д., а в третью – импульсы с номерами 3, 6, 9 и т.д. Фазовая модуляция первой и второй групп зондирующих импульсов проводилась таким образом, что оптическое поле в первой половине импульса не подвергалось фазовой модуляции, а во второй половине испытывало смещение фазы на величину  $\delta = +2\pi/3$  для первой группы импульсов и  $\delta = -2\pi/3$  для второй. Фазовая модуляция третьей группы зондирующих импульсов не проводилась (рис.2). Подобная модуляция фазы оптического поля зондирующего импульса позволяла полностью воспроизвести функцию оптического шестипортового гибрида [13, 14] и применить метод фазового разнесения.

Пусть в некоторой точке волоконного тракта О на волокно оказывается внешнее фазовое воздействие  $\varphi(t)$ , которое представляет собой растяжение волокна по некоторому закону. Рассмотрим зондирующий импульс (оптическое поле которого модулировано по фазе указанным выше способом), распространяющийся по волоконному тракту. Через некоторое время этот импульс переместится в область волоконного тракта, на которую оказывается внешнее воздействие. Для упрощения примем, что пространственная протяженность этой области много меньше пространственной протяженности зондирующего импульса, т.е. будем считать внешнее воздействие точечным. Следует отметить, что, поскольку импульс излучения движется, длина эффективной области оптического волокна, которая рассеивает оптическое излучение и в которой происходит интерференция полей этого излучения, в два раза меньше пространственной протяженности зондирующего импульса. Таким образом, на фотоприемник одновременно приходят поля, рассеянные участком волокна, расположенным в пределах половины пространственной протяженности зондирующего импульса. Без

ограничения общности будем полагать, что регистрация и оцифровка рассеянного волоконным трактом сигнала происходит только в те моменты времени, когда точка приложения внешнего воздействия О находится на некотором расстоянии  $x$  от середины эффективной области рассеяния, составляющей половину пространственной протяженности зондирующего импульса (рис.3).

Разделим эффективную область рассеяния на три участка: А, В и С (рис.3). Участок А расположен до точки воздействия О, рассеянное им оптическое поле не было модулировано по фазе фазовым модулятором, кроме того, излучение, рассеянное этим участком, не подвергалось фазовой модуляции вследствие внешнего воздействия. Участок В расположен до точки воздействия О, рассеянное им оптическое поле уже модулировано по фазе фазовым модулятором таким образом, что дополнительная разность фаз полей, рассеянных участками волокна А и В, составляет величину  $\delta$ , которая может быть равна  $+2\pi/3$ ,  $-2\pi/3$  или 0 в зависимости от того, какая группа импульсов рассматривается: первая, вторая или третья. Излучение, рассеянное участком волокна В, также не подвергалось фазовой модуляции вследствие внешнего воз-

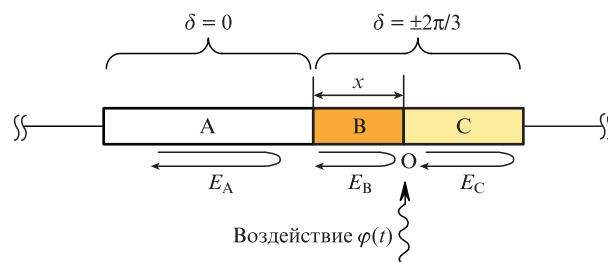


Рис.3. Схематическое изображение эффективной области рассеяния.

действия. Участок С расположен после точки воздействия О, рассеянное им оптическое поле также модулировано по фазе фазовым модулятором таким образом, что дополнительная разность фаз полей, рассеянных участками волокна А и С, составляет ту же величину  $\delta$ . Излучение, рассеянное участком С, подвергалось фазовой модуляции вследствие внешнего воздействия на волокно.

Предполагая для простоты степень когерентности рассеянного излучения высокой и пренебрегая дополнительными эффектами модуляционного уширения спектральной полосы рассеянного оптического излучения, запишем выражения для комплексных амплитуд полей, рассеянных участками А, В и С, в виде

$$\begin{aligned} U_A &= p_A E_A \exp(i\varphi_A), \\ U_B &= p_B E_B \exp(i\varphi_B + i\delta), \\ U_C(t) &= p_C E_C \exp[i\varphi_C + ik\varphi(t) + i\delta], \end{aligned} \quad (1)$$

где  $E_A, E_B, E_C$  – амплитуды рассеянных полей;  $\varphi_A, \varphi_B, \varphi_C$  – фазы рассеянных полей;  $p_A, p_B, p_C$  – векторы поляризации;  $k\varphi(t)$  – сигнал, пропорциональный внешнему воздействию с коэффициентом  $k$ . В упрощенном случае, когда все рассеянные поля имеют одинаковую поляризацию, результирующая комплексная амплитуда рассеянного поля будет иметь вид

$$\begin{aligned} U_\Sigma &= E_A \exp(i\varphi_A) + E_B \exp(i\varphi_B + i\delta) \\ &+ E_C \exp[i\varphi_C + ik\varphi(t) + i\delta], \end{aligned} \quad (2)$$

где в зависимости от рассматриваемой группы импульсов  $\delta = +2\pi/3, -2\pi/3, 0$ .

Интенсивность рассеянного излучения равна произведению выражения (2) и его комплексно сопряженного значения. Запишем в явном виде выражения для интенсивностей излучений, рассеянных импульсами первой, второй и третьей групп:

$$\begin{aligned} I_I &= E_A^2 + E_B^2 + E_C^2 + 2E_B E_A \cos(\varphi_B - \varphi_A + 2\pi/3) \\ &+ 2E_C E_A \cos[\varphi_C - \varphi_A + k\varphi(t) + 2\pi/3] \\ &+ 2E_C E_B \cos[\varphi_C - \varphi_B + k\varphi(t)], \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} I_{II} &= E_A^2 + E_B^2 + E_C^2 + 2E_B E_A \cos(\varphi_B - \varphi_A - 2\pi/3) \\ &+ 2E_C E_A \cos[\varphi_C - \varphi_A + k\varphi(t) - 2\pi/3] \\ &+ 2E_C E_B \cos[\varphi_C - \varphi_B + k\varphi(t)], \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} I_{III} &= E_A^2 + E_B^2 + E_C^2 + 2E_B E_A \cos(\varphi_B - \varphi_A) \\ &+ 2E_C E_A \cos[\varphi_C - \varphi_A + k\varphi(t)] \\ &+ 2E_C E_B \cos[\varphi_C - \varphi_B + k\varphi(t)]. \end{aligned} \quad (5)$$

Из выражений (3) и (4) видно, что один из членов в (3), содержащий переменную составляющую  $k\varphi(t)$ , сдвинут

по фазе относительно аналогичного члена в (4) на  $2\pi/3$ , что и является основной особенностью метода фазового разнесения. В выражениях (3)–(5) присутствуют также члены, содержащие переменную составляющую  $k\varphi(t)$ , но при этом не имеющие дополнительного фазового сдвига; эти члены не дают дополнительной информации о сигнале внешнего воздействия  $k\varphi(t)$ , в отличие от членов, сдвинутых относительно друг друга по фазе. Члены, не дающие дополнительной информации о внешнем воздействии, целесообразно исключить из дальнейшего анализа, для этого рассмотрим сумму выражений (3)–(5):

$$\begin{aligned} I_\Sigma &= I_I + I_{II} + I_{III} = 3(E_A^2 + E_B^2 + E_C^2) \\ &+ 6E_C E_B \cos[\varphi_C - \varphi_B + k\varphi(t)], \end{aligned} \quad (6)$$

где было использовано известное тригонометрическое тождество

$$\cos(\alpha + 2\pi/3) + \cos(\alpha - 2\pi/3) + \cos\alpha \equiv 0. \quad (7)$$

Вычитая из выражений (3), (4) и (5) выражение (6), деленное на 3, получаем

$$\begin{aligned} I_I - I_\Sigma/3 &= 2E_B E_A \cos(\varphi_B - \varphi_A + 2\pi/3) \\ &+ 2E_C E_A \cos[\varphi_C - \varphi_A + k\varphi(t) + 2\pi/3], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} I_{II} - I_\Sigma/3 &= 2E_B E_A \cos(\varphi_B - \varphi_A - 2\pi/3) \\ &+ 2E_C E_A \cos[\varphi_C - \varphi_A + k\varphi(t) - 2\pi/3], \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} I_{III} - I_\Sigma/3 &= 2E_B E_A \cos(\varphi_B - \varphi_A) \\ &+ 2E_C E_A \cos[\varphi_C - \varphi_A + k\varphi(t)]. \end{aligned} \quad (10)$$

В (8)–(10) исключены члены, не имеющие дополнительной фазовой задержки. В этих выражениях полезную информацию о внешнем воздействии несут только вторые члены, при этом первые члены, содержащие только амплитуды и фазы рассеянных полей, плавно изменяются во времени под действием окружающей среды и не несут информации о внешнем воздействии. Предполагая, что минимальная частота в спектре сигнала внешнего воздействия  $\varphi(t)$  превышает частоту временных флуктуаций амплитуд и фаз рассеянных полей, что подтверждается экспериментальными данными, члены, не содержащие переменной составляющей, можно исключить из выражений (8)–(10), применив фильтр высоких частот. Не зависящие от внешнего воздействия члены можно также исключить надлежащим выбором пространственного расположения зондирующего импульса, так чтобы расстояние  $x$  было равно нулю (см. рис.3), в этом случае множитель  $E_B = 0$ . Кроме того, эти члены могут быть исключены подстройкой момента начала ДФМ второй части зондирующих импульсов каждой из трех групп.

Исключив из рассмотрения члены, не содержащие переменной сигнальной составляющей  $k\varphi(t)$ , запишем выражения (8)–(10) в виде

$$\tilde{I}_I = 2E_C E_A \cos[\varphi_C - \varphi_A + k\varphi(t) + 2\pi/3], \quad (11)$$

$$\tilde{I}_{II} = 2E_C E_A \cos[\varphi_C - \varphi_A + k\varphi(t) - 2\pi/3], \quad (12)$$

$$\tilde{I}_{III} = 2E_C E_A \cos[\varphi_C - \varphi_A + k\varphi(t)]. \quad (13)$$

Как видно из (11)–(13), для каждой из трех групп импульсов внешнее фазовое воздействие  $k\varphi(t)$  вызывает нелинейный отклик рефлектометра, тем не менее оно может быть извлечено с применением техники, предложенной в [6] и развитой в [8]. Для волоконного интерферометра рассеянного излучения данный метод описан в [13, 14]. Основная идея его заключается в формировании из любых двух разнесенных по фазе на  $2\pi/3$  сигналов, например сигналов (11) и (12), сигнала следующего вида:

$$S = I^+ \frac{dI^-}{dt} - I^- \frac{dI^+}{dt}, \quad (14)$$

где  $I^+ = \tilde{I}_{II} + \tilde{I}_I$ ;  $I^- = \tilde{I}_I - \tilde{I}_{II}$ . Переменная  $S$  в этом случае пропорциональна производной по времени от модулирующего сигнала  $d(k\varphi(t))/dt$ , а интеграл от нее с точностью до масштабного коэффициента равен модулирующему сигналу  $k\varphi(t)$ , т. е. форма сигнала воздействия восстанавливается. Для применения выражения (14) сигналы рассеянного излучения, полученные от импульсов первой и второй групп, должны быть синхронизованы по времени. Этого можно достичь путем соответствующей обработки сигнала рефлектометра. Данный способ выборки анализируемых сигналов рассеянного излучения ограничивает максимальную частоту сигнала внешнего воздействия  $\varphi(t)$ , которая может быть зафиксирована: эта частота не должна, в соответствии с критерием Найквиста, превышать половину от частоты дискретизации, составляющей в данном случае  $1/3$  от частоты следования зондирующих импульсов в рефлектометре.

Формируя комбинации уравнений (11) и (12) в соответствии с (14), получаем

$$I^+ = 4E_A E_C \cos[\varphi_C - \varphi_A + k\varphi(t)] \cos(2\pi/3),$$

$$I^- = 4E_A E_C \sin[\varphi_C - \varphi_A + k\varphi(t)] \sin(2\pi/3),$$

$$\frac{dI^+}{dt} = -4E_A E_C \sin[\varphi_C - \varphi_A + k\varphi(t)] \cos(2\pi/3) \frac{d(k\varphi(t))}{dt},$$

$$\frac{dI^-}{dt} = 4E_A E_C \cos[\varphi_C - \varphi_A + k\varphi(t)] \sin(2\pi/3) \frac{d(k\varphi(t))}{dt}.$$

В итоге для  $S$  имеем выражение

$$S = 8(E_A E_C)^2 \sin\left(\frac{4\pi}{3}\right) \frac{d(k\varphi(t))}{dt}. \quad (15)$$

Таким образом, интегрируя по времени (15), можно получить восстановленный сигнал

$$\Phi(t) = \int_0^t S dt$$

фазового воздействия, пропорциональный  $k\varphi(t)$  с точностью до множителя, слабо зависящего от времени.

Как видно из выражения (15), если амплитуды полей, рассеянных участком А или С, близки к нулю, восстановленный сигнал также близок к нулю; в этом случае возникает так называемое замирание восстановленного сигнала, или фединг. Отметим, что согласно выражению (15), для того чтобы восстановленный сигнал был более рав-

номерным, его можно нормировать на слабо зависящий от времени множитель  $(E_A E_C)^2$ , который может быть получен из выражений (11)–(13).

### 3. Эксперимент

Схема экспериментальной установки соответствовала приведенной на рис.1. Полупроводниковый лазер Rio Orion (Redfern Integrated Optics Inc.) с высокой степенью когерентности излучения (с заявленной шириной спектральной полосы 2 кГц) генерировал в непрерывном режиме излучение на длине волны 1550.92 нм мощностью 10 дБм. Модулятор интенсивности осуществлял формирование оптических импульсов прямоугольной формы длительностью 100 нс с длительностью фронтов менее 5 нс. Импульсное излучение поступало на фазовый модулятор JDSU, который проводил ДФМ оптического излучения по описанному в теоретической части правилу. Длительность фронта переключения фазы составляла 2 нс. Модулированное по амплитуде и фазе оптическое излучение усиливалось эрбиевым волоконным усилителем до мощности, имеющей пиковое значение 25 дБм, после чего оно с помощью циркулятора заводилось в анализируемое оптическое волокно длиной 2 км. Рассеянное волокном оптическое излучение выводилось из волокна с помощью того же циркулятора и поступало на фотоприемник с шириной приемной полосы 50 МГц. Сигнал с фотоприемника подавался либо на цифровой осциллограф, либо на АЦП, сопряженный с персональным компьютером, выполняющим обработку сигнала.

Внешнее фазовое воздействие моделировалось подачей низкочастотного сигнала гармонической или треугольной формы от генератора Tektronix AFG3021B на расположенный на расстоянии 1 км от начала волоконного тракта пьезокерамический цилиндр, на который было намотано волокно длиной около 30 см. Обработка принятого сигнала состояла в разделении в соответствии с описанной ранее процедурой идущих друг за другом сигналов рассеянного излучения на три группы, затем сигналы, формируемые этими группами, синхронизовались по времени и с их помощью рассмотренным выше методом извлекался сигнал внешнего воздействия.

Три группы зондирующих импульсов с положительным относительным смещением фазы поля в половине импульса ( $\delta = +2\pi/3$ ), с отрицательным относительным смещением фазы поля в половине импульса ( $\delta = -2\pi/3$ ) и без смещения фазы поля в импульсе, идущих друг за другом, приводили к появлению трех различных рефлектограмм, также идущих друг за другом. На рис.4 показаны эти рефлектограммы, зарегистрированные с помощью осциллографа Agilent MSO7104A с частотой оцифровки 4 ГГц.

Рефлектограммы для трех групп зондирующих импульсов различаются в силу различных фазовых соотношений интерферирующих полей рассеянного излучения. Из рис.4 видно, что вблизи  $t = 880$  нс все три рефлектограммы имеют небольшую интенсивность; эта область может быть классифицирована как зона малой чувствительности рефлектометра, или фединга, возникающего вследствие малости значения  $(E_A E_C)^2$  в выражении (15).

Экспериментальные зависимости сигналов, рассеянных областью, на которую оказывалось внешнее фазовое воздействие, для первой и второй групп импульсов показаны на рис.5, а и б. Внешнее воздействие моделировалось с помощью волокна, намотанного на пьезокерамический



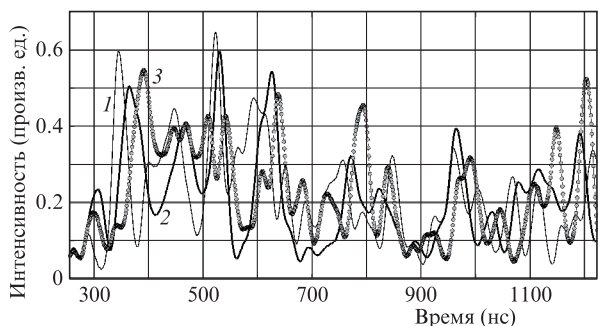


Рис.4. Рефлектограммы для групп импульсов с  $\delta = +2\pi/3$  (1),  $-2\pi/3$  (2) и 0 (3). Область вблизи  $t = 880$  нс соответствует области фединга.

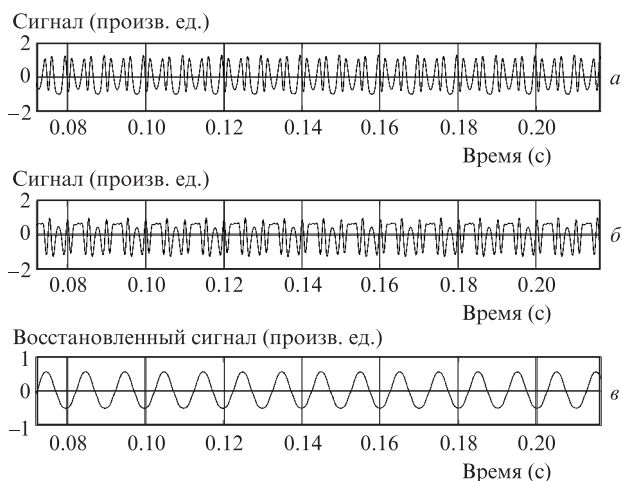


Рис.5. Экспериментальные временные зависимости сигналов рассеяния для первой (а) и второй (б) групп импульсов, при подаче на пьезокерамический модулятор внешнего гармонического напряжения с частотой 100 Гц и индексом модуляции 3, а также сигнала, восстановленного методом фазового разнесения (в).

цилиндр, на который подавалось гармоническое напряжение с частотой 100 Гц и индексом фазовой модуляции, равным 3. Восстановленный сигнал внешнего воздействия показан на рис.5,в, при этом он полностью повторяет исходный сигнал.

На рис.6,а и б приведены экспериментальные зависимости сигналов, рассеянных областью, на которую оказывалось внешнее фазовое воздействие, для первой и второй групп импульсов при подаче на пьезокерамический цилиндр треугольного сигнала с частотой 100 Гц и индексом фазовой модуляции, равным 3. Восстановленный сигнал внешнего воздействия показан на рис.6,в. Как и в первом случае, он полностью повторяет исходный сигнал.

Таким образом, ДФМ зондирующего импульса когерентного рефлектометра и использование метода фазового разнесения позволяют восстановить форму сигнала внешнего фазового воздействия на оптическое волокно с точностью до масштабного коэффициента.

#### 4. Заключение

В работе рассмотрен когерентный фазочувствительный рефлектометр с возможностью восстановления фор-

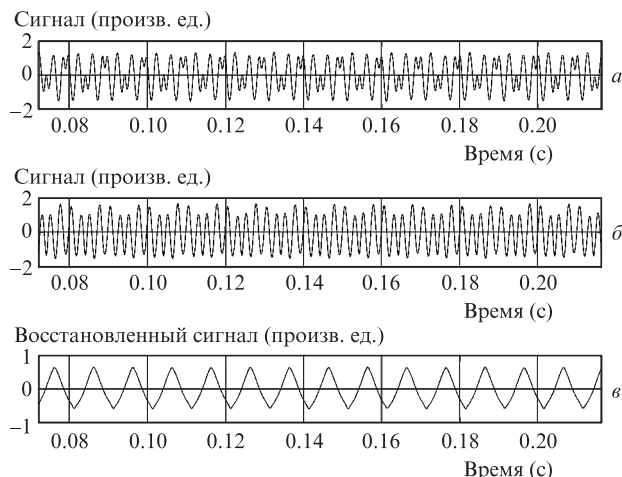


Рис.6. То же, что и на рис.5, но при подаче на пьезокерамический модулятор внешнего напряжения треугольной формы с частотой 100 Гц и индексом модуляции 3.

мы сигнала внешнего фазового воздействия. Основной особенностью предлагаемой схемы рефлектометра является применение ДФМ зондирующих импульсов, которая позволяет осуществить демодуляцию сигнала рассеянного излучения методом фазового разнесения. Преимущество данной схемы заключается в отсутствии необходимости использования оптического гибрида и трех фотоприемников, регистрирующих разнесенные по фазе сигналы рассеянного излучения, что дает возможность обеспечить более высокое отношение сигнал/шум на выходе фотоприемника при равной пиковой мощности импульсного излучения, заводимого в оптическое волокно.

1. Shatalin S.V., Treschikov V.N., Rogers A.J. *Appl. Opt.*, **37** (24), 5600 (1998).
2. Juarez J.C., Maier E.W., Kyoo Nam Choi, Taylor H.F. *J. Lightwave Technol.*, **23** (6), 2081 (2005).
3. Горшков Б.Г., Парамонов В.М., Курков А.С. Кулаков А.Т., Заирный М.В. *Квантовая электроника*, **36** (10), 963 (2006).
4. Нестеров Е.Т., Трещиков В.Н., Озеров А.Ж., Слепцов М.А., Камынин В.А., Наний О.Е., Сусьян А.А. *Письма в ЖТФ*, **37** (9), 55 (2011).
5. Stowe D.W., Tsung-Yuan H. *J. Lightwave Technol.*, **1** (3), 519 (1983).
6. Koo K.P., Tveten A.B., Dandridge A. *Appl. Phys. Lett.*, **41** (7), 616 (1982).
7. Davis A., Pettitt M.J., King J.P., Wright S. *J. Lightwave Technol.*, **5** (4), 561 (1987).
8. Zhiqiang Zhao, Demokan M.S., Macalpine M. *J. Lightwave Technol.*, **15** (11), 2059 (1997).
9. Сергиенко А.Б. *Цифровая обработка сигналов* (СПб.: Питер, 2003).
10. Posey R., Johnson G.A., Vohra S.T. *Electron. Lett.*, **36** (20), 1688 (2000).
11. Masoudi A., Belal M., Newson T.P. *Meas. Sci. Technol.*, **24** (8), 1 (2013).
12. Farhadiroushan M., Parker T.R., Shatalin S. Patent № WO 2010/136810 A2 (2010).
13. Алексеев А.Э., Тезадов Я.А., Потапов В.Т. *Письма в ЖТФ*, **38** (24), 67 (2012).
14. Алексеев А.Э., Тезадов Я.А., Потапов В.Т. *Радиотехника и электроника*, **58** (3), 292 (2013).
15. Горшков Б.Г., Заирный Д.В., Заирный М.В., Вдовенко В.С. Патент РФ № 2477838 (2011).