

Искажение формы рефлектограммы в распределенных волоконных системах при наличии спонтанного шума в зондирующем излучении

Н.И.Калмыков, Д.А.Коваленко, И.А.Лобач, С.И.Каблуков

Исследовано влияние шума, вызванного спонтанным излучением, в зондирующем импульсном излучении на искажение форм рефлектограмм в распределенном датчике температуры на основе комбинационного рассеяния света. Поскольку доля спонтанного излучения, выходящего из используемого эрбиевого усилителя, может достигать 50% от полной мощности, это приводит к отклонениям рефлектограмм в датчике температуры от теоретической экспоненциальной зависимости и, в итоге, может давать ошибку измерения температуры в несколько градусов. Фильтрация излучения модулятором амплитуды позволяет уменьшить эти отклонения. Проведены теоретическое и экспериментальное исследования влияния спонтанного излучения на рефлектограммы.

Ключевые слова: распределенный датчик температуры, комбинационное рассеяние света, спонтанное излучение, рефлектограмма, спектральная фильтрация.

1. Введение

С развитием технологий в промышленности, строительстве, нефте- и газодобыче, а также в других областях повышается сложность конструкций зданий, сооружений, различных технических агрегатов и устройств. Как следствие, особо важное значение приобретают диагностика и мониторинг их текущего технического состояния. Самым современным направлением мониторинга является использование оптоволоконных методов измерения физических параметров. К преимуществам оптоволоконных датчиков относятся их малый вес и размер, отсутствие электрических сигналов в измерительном тракте, нечувствительность к электромагнитным помехам и воздействию агрессивных сред, поэтому такие датчики могут применяться в условиях повышенной взрывоопасности, сильных электромагнитных и радиочастотных воздействий, в контакте с горючими смесями. Особое место среди всех оптоволоконных датчиков занимают распределенные волоконные сенсорные системы (РВСС), которые буквально открыли новую технологическую эру в метрологии и решают множество практических задач. Такие системы состоят из чувствительного элемента (обычного оптического волокна) и анализатора сигналов, который формирует пробный оптический сигнал и анализирует вернувшийся от датчика рассеянный сигнал. Поскольку локальное измерение физических параметров при помощи этих датчиков предоставляет уникальную возможность мониторинга протяженных объектов, распределенные датчики являются перспективной

альтернативой мультиплексированным точечным датчикам. Один волоконно-оптический кабель может потенциально заменить тысячи точечных датчиков, значительно упрощая как саму измерительную установку, так и процесс опроса датчиков [1–3]. В настоящее время оптоволоконные датчики используются для измерения распределения температуры [4–10], деформаций [11, 12] или виброакустических воздействий [13, 14] различных объектов.

Принцип работы распределенных систем основан на методе импульсной оптической рефлектометрии [1], когда в волоконную линию запускают серию зондирующих импульсов малой длительности и регистрируют для каждого импульса интенсивность рассеянного излучения с разверткой по времени. Далее при помощи принципа «эха» измеряют зависимость параметров рассеянного излучения от времени (длины волоконной линии) – рефлектограмму. В оптическом волокне существуют три основных вида рассеяния света [1] – Рэлея, Манделъштама–Бриллюэна и комбинационное; именно они и используются в РВСС. Существенно то, что характеристики рассеянного излучения могут быть восприимчивы к величине физического воздействия, что и позволяет измерять ее продольное распределение вдоль волокна. Виды РВСС также можно классифицировать на основе характеристик рассеянного излучения; здесь различают спектральный и амплитудный подходы. В частности РВСС на основе рассеяния света Манделъштама–Бриллюэна [11] в основном являются спектральными, т. к. в них используется то обстоятельство, что оптический спектр рассеянного излучения изменяется с локальной температурой и/или деформацией волокна. Ряд РВСС являются амплитудными. Так, в РВСС на основе комбинационного рассеяния света (КРС) локальная температура в волокне связана с интенсивностью рассеянного излучения [4]. Следует отметить, что подобные датчики активно используются для мониторинга температуры в нефтяных и газовых скважинах, в системах пожарной безопасности [6], при работе со взрывоопасными материалами. Регистрация бозонных компо-

Н.И.Калмыков, И.А.Лобач, С.И.Каблуков. Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; e-mail: kalmykov@iae.nsk.su, lobach@iae.nsk.su, kab@iae.nsk.su
Д.А.Коваленко. ООО «СибСенсор», Россия, 630090 Новосибирск, ул. Инженерная, 20; e-mail: kovalenko@i-sensor.ru

Поступила в редакцию 15 сентября 2021 г.

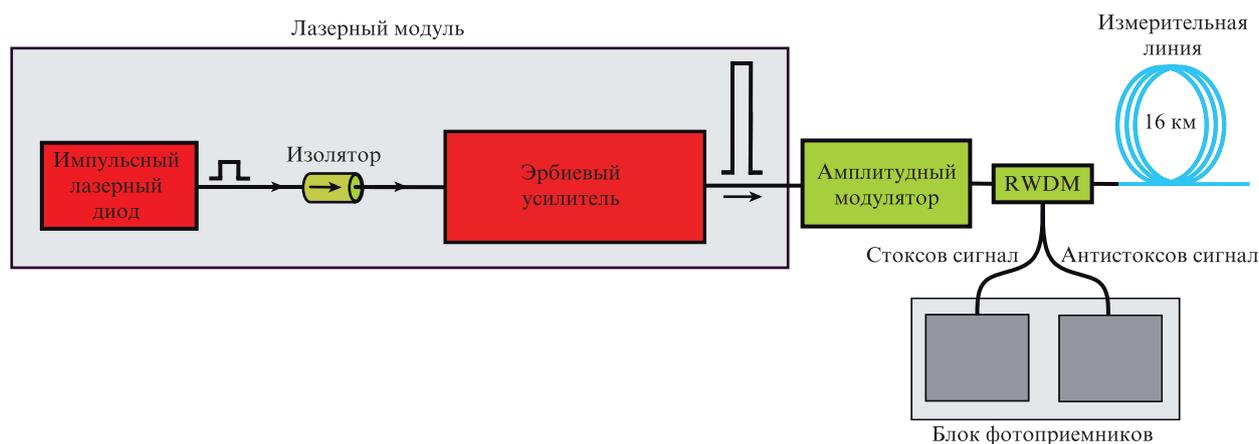


Рис.1. Схема РВСС-термометрии со спектральной фильтрацией излучения.

нент КРС позволяет применять такие датчики для измерения сверхнизких температур [7]. Ввиду малости доли рассеянного излучения в амплитудных РВСС особое внимание уделяется корректности измерения амплитуды сигнала и уменьшения его шумовой составляющей. В частности применяются высокочувствительные фотоприемные устройства [8] и/или различные системы фильтрации [9]. Отметим также, что распределенное усиление сигнала позволяет получать информацию с линии, длина которой приближается к 100 км [10].

Источник зондирующего излучения (ЗИ), при помощи которого ведется опрос волоконной линии, играет в РВСС важную роль. Очевидно, что малая пиковая мощность импульсов ЗИ приводит к снижению отношения сигнал/шум и уменьшает точность измерения физического параметра, поэтому для уменьшения шума необходимо осуществлять долговременное накопление сигнала, что делает измерительную систему более инерционной. Увеличить отношение сигнал/шум можно за счет роста выходной мощности ЗИ. В этом подходе по причине большой стоимости мощных лазерных источников, как правило, используют схему «задающий маломощный импульсный лазер и оптический усилитель», который зачастую является волоконным. Так, в работе [9] для подобных целей был использован эрбиевый волоконный усилитель. К сожалению, в этом случае усилитель не только усиливает амплитуду импульса, но и может вносить дополнительные искажения в зондирующее излучение.

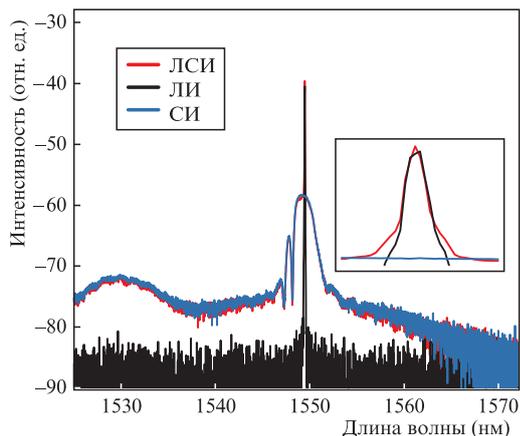
В настоящей работе исследуется влияние спонтанного излучения (СИ), формируемого в эрбиевом волоконном усилительном тракте, на искажения форм рефлектограмм. В качестве объекта исследования была выбрана РВСС измерения температуры на основе КРС. Показано, что СИ испытывает КРС, которое детектируется приемной частью системы и, в свою очередь, приводит к появлению дополнительной переменной по времени добавки в регистрируемом сигнале и к искажению рефлектограммы. Получены и экспериментально подтверждены аналитические выражения для сигнала рассеяния от СИ. Предложен метод спектральной фильтрации зондирующего излучения с помощью амплитудного модулятора света. Показано, что предложенный метод фильтрации позволяет улучшить качество рефлектограмм, а следовательно, уменьшить ошибки измерения температуры в РВСС.

2. Эксперимент

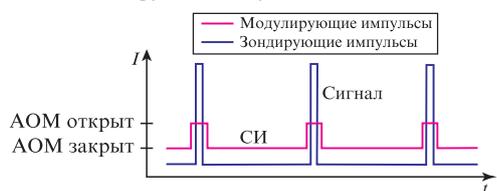
В работе исследовалась РВСС температуры с длиной линии до 16 км (рис.1). Источник ЗИ прибора состоял из импульсного полупроводникового лазера с длиной волны генерации вблизи 1550 нм и эрбиевого усилителя для повышения пиковой мощности излучения; длительность и частота следования импульсов ЗИ составляли 10 нс и 6.3 кГц соответственно. Эрбиевый усилитель имел двухпроходную схему усиления со встречной диодной накачкой, аналогичную описанной в [15, 16]. Для обеспечения второго прохода импульсов и спектральной фильтрации использовалась волоконная брэгговская решетка (ВБР). Средняя выходная мощность на выходе усилителя, включающая мощность СИ, достигала 3 мВт. Усиленное импульсное излучение вводилось через спектрально-селективный фильтр (RWDM) в линию со стандартным телекоммуникационным многомодовым волокном с диаметром сердцевины 62.5 мкм и длиной 16 км, находящуюся при постоянной температуре. Рассеянный в обратном направлении сигнал детектировался с помощью двух фотоприемников. Анализировались рефлектограммы рассеянных в обратном направлении сигналов на стоксовой (1630 нм) и антистоксовой (1430 нм) длинах волн.

Анализ спектра ЗИ, измеренного с помощью анализатора спектров Yokogawa AQ6370, показал, помимо основной линии вблизи 1550 нм, наличие дополнительного широкополосного плато (рис.2,а). Этот дополнительный паразитный сигнал, обусловленный возбуждением СИ в эрбиевом волоконном усилителе из-за используемой схемы двухпроходного усиления, содержит две компоненты: относительно узкий пик вблизи 1550 нм, соответствующий СИ при двух проходах усиливаемого импульса ЗИ и возникающий при фильтрации с помощью ВБР, и более широкий спектр СИ, возникающий при обратном проходе усилителя. Очевидно, что при постоянной мощности накачки усилителя и большой скважности зондирующего излучения СИ генерируется преимущественно между оптическими импульсами. Анализ оптических спектров выявил, что в имеющемся усилителе доля СИ может достигать 50% от общей выходной мощности.

Для спектральной фильтрации ЗИ обычно применяются полосовые фильтры (см., напр., [9]). В этом случае требуется узкополосный фильтр с центральной длиной волны пропускания, согласованной с длиной волны зада-



Выделение зондирующих импульсов на длине волны 1550 нм



Инвертированный режим. Выделение спонтанного излучения

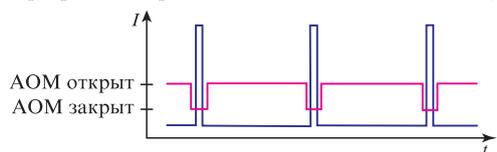


Рис.2. Спектры ЗИ на выходе АОМ в различных режимах модуляции (на вставке – увеличенное изображение спектров сигналов) (а) и качественное объяснение спектрального разделения с помощью амплитудного модулятора (б).

ющего лазера. Однако температурные дрейфы длин волн фильтра и лазерного источника могут приводить к их рассогласованию и, как следствие, к уменьшению эффективности фильтрации. В настоящей работе для спектральной фильтрации зондирующего излучения был использован амплитудный акустооптический модулятор (АОМ) Gooch & Housego. Идея такого подхода основана на том, что СИ генерируется преимущественно между импульсами. По этой причине, если усиленное излучение пропускать только в момент времени генерации каждого импульса, возможна также спектральная фильтрация излучения. Более того, при инвертировании сигнала пропускания АОМ можно достичь обратного эффекта, когда суммарный генерируемый сигнал отфильтровывается от полезного излучения с длиной волны вблизи 1550 нм (качественное объяснение представлено на рис.2,б).

В экспериментах были исследованы три вида модуляции: выделение только лазерных импульсов на длине волны 1550 нм (режим лазерного излучения (ЛИ)), выделение только спонтанного излучения (режим СИ), а также отсутствие модуляции, когда полностью проходят лазерное и спонтанное излучения (режим ЛСИ). На рис.2,а показаны оптические спектры, соответствующие этим режимам, где можно видеть, что исходный усиленный сигнал при изменении видов модуляции хорошо разделяется на сигналы ЛИ и СИ.

В первую очередь сравнивались рефлектограммы, полученные в разных режимах модуляции (рис.3,а). Следует

обратить внимание на различие уровней сигналов в начале линии перед появлением сигнала рассеяния зондирующего импульса (рис.3,б). Видно, что этот уровень для рефлектограммы в режиме ЛИ совпадает с нулевым значением тока фотодетектора (т.е. с уровнем в отсутствие зондирующего сигнала). При этом уровень в начале линии для рефлектограмм в режиме ЛСИ практически совпадает с уровнем в режиме СИ, и это позволяет заключить, что сигнал от СИ поднимает рефлектограмму как целое. При неизменности этого сигнала на протяжении измерения рефлектограммы такое смещение можно легко устранить с помощью использования низкочастотного фильтра или других аналогичных методов. В дальнейшем при анализе рефлектограмм считалось, что постоянный уровень сигнала в начале линии является нулевым.

Полученные рефлектограммы были аппроксимированы с помощью экспоненциальной функции вида $R_{app}(z) = Ae^{-\alpha z} + D$, где D – нулевой уровень сигнала в начале линии (штриховые кривые на рис.3,а). На первый взгляд, рефлектограммы в режимах СИ и ЛСИ хорошо описываются экспоненциальной зависимостью, предсказываемой теорией оптической рефлектометрии. Однако внимательное рассмотрение кривых, соответствующих экспериментально измеренной рефлектограмме $R_{exp}(z)$ и ее экспоненциальной аппроксимации $R_{app}(z)$, показало их различие. Сравнение остаточных разностей для рефлектограмм $\Delta R(z) = R_{exp}(z) - R_{app}(z)$, полученных в различных режимах модуляции, представлено на рис.4. Видно, что при фильтрации СИ наблюдается заметное «выполживание» остаточной разности к нулевому значению, начиная от длины 2 км и до конца измерительной линии. Следует также отметить, что указанное влияние СИ на форму реф-

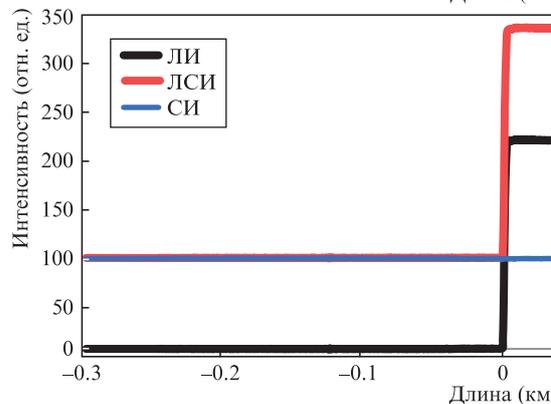
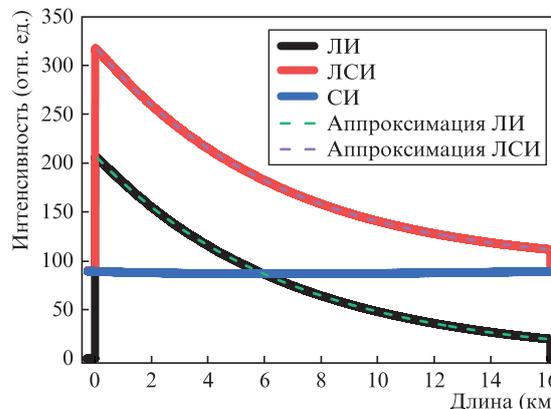


Рис.3. Рефлектограммы в разных режимах модуляции и соответствующие их экспоненциальные аппроксимации для антистоксова сигнала для всей линии (а) и в увеличенном масштабе (б).

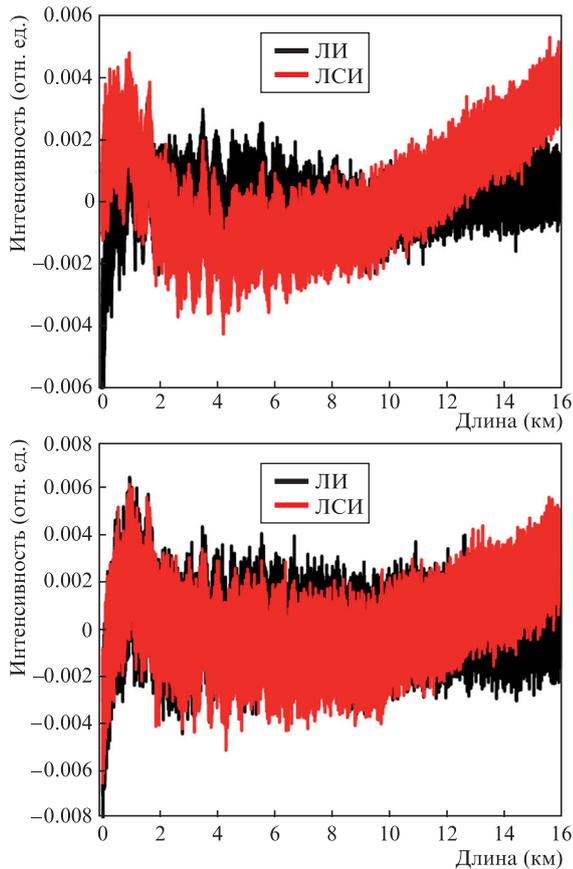


Рис.4. Остаточные разности $\Delta R(z)$ при экспоненциальной аппроксимации экспериментальных кривых в режимах ЛСИ и ЛИ для антистоксовой (а) и стоксовой (б) компоненты.

лектограмм особенно характерно для антистоксовой компоненты рассеяния. Таким образом, можно заключить, что при фильтрации спонтанного излучения с помощью АОМ рефлектограмма лучше описывается экспоненциальной функцией, чем без фильтрации.

Затем был проведен аналогичный анализ качества аппроксимации при различных уровнях усиления излучения накачки в усилительном тракте. Параметр качества аппроксимации каждой рефлектограммы, рассчитанный как среднее квадратичное значение от остаточной разности $(\Delta R^2(z))^{1/2}$ в зависимости от величины коэффициента A экспоненциальной аппроксимации представлен на рис.5,а. Видно, что фильтрация приводит к снижению среднее квадратичного значения остаточной разности как для стоксовой, так и для антистоксовой спектральной компоненты. Также было проанализировано поведение полученного в ходе аппроксимации параметра потерь – показателя экспоненты α (рис.5,б). Следует отметить, что параметры аппроксимации практически не зависят от амплитуды рефлектограммы как для стоксовой, так и для антистоксовой компоненты с фильтрацией. И только при больших мощностях для модуляции ЛИ коэффициент затухания стоксовой компоненты начинает уменьшаться. Последнее может быть связано с появлением усиления стоксовой компоненты при переходе к режиму вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). Отметим, что в аналогичной ситуации для модуляции ЛСИ заметного изменения α не наблюдается, что можно объяснить совместным влиянием ВКР и спонтанного шума.

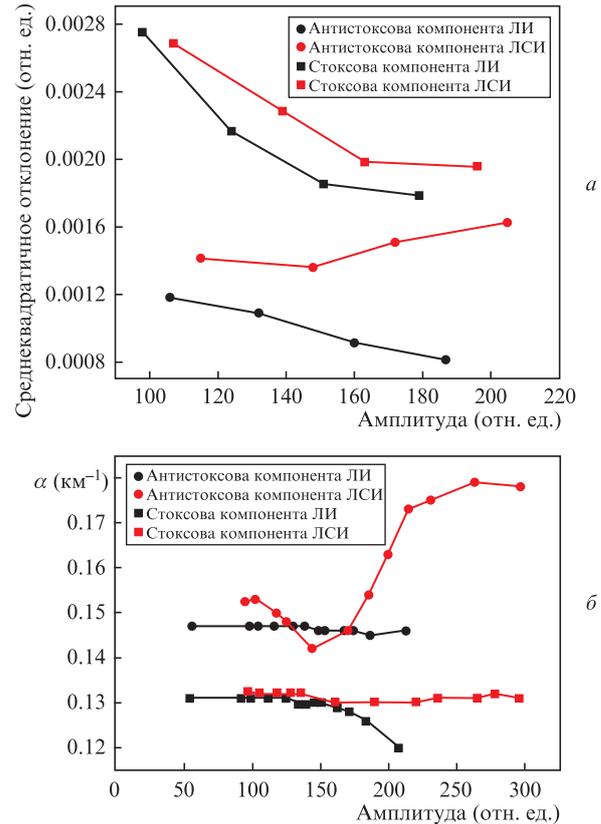


Рис.5. Сравнение параметра качества аппроксимации рефлектограмм (а) и параметра потерь α (б) в зависимости от амплитуды рефлектограмм A в режимах модуляции ЛСИ и ЛИ для стоксова и антистоксова сигналов.

Отдельно проведенный анализ рефлектограмм для сигнала рассеяния СИ (рис.6,а) показал, что в сигнале присутствует небольшая переменная составляющая, которая может влиять на качество экспоненциальной аппроксимации в режиме ЛСИ. Из рис.6,а видно, что для СИ отклик рассеяния имеет вид параболы. Отметим, что величина переменной части рефлектограммы в режиме СИ может достигать 1% от амплитуды рефлектограммы в режиме ЛИ. Интенсивность полученной рефлектограммы хорошо аппроксимируется выражением, предсказанным теорией (см. ниже):

$$I_{SE}(\tau) = Ae^{-k\tau} + B\tau + C, \quad (1)$$

где τ – время задержки между началом зондирующего сигнала и моментом прихода сигнала, рассеянного в линии. Как будет показано далее, такое поведение можно связать с непостоянством мощности самого СИ. Действительно, временная динамика интенсивности спонтанного излучения, измеренная с помощью фотоприемника и осциллографа, демонстрирует пилообразную зависимость (рис.6,б) с амплитудой модуляции $\sim 20\%$ от среднего значения.

Для определения механизма формирования сигнала рефлектограммы от СИ измерялись спектры рассеянного излучения для стоксовой компоненты в различных режимах модуляции (рис.7). Установлено, что форма регистрируемого спектра, поступающего на фотоприемник, не зависит от типа подаваемого в линию сигнала (ЛИ, СИ или ЛСИ). Отсюда можно сделать вывод, что

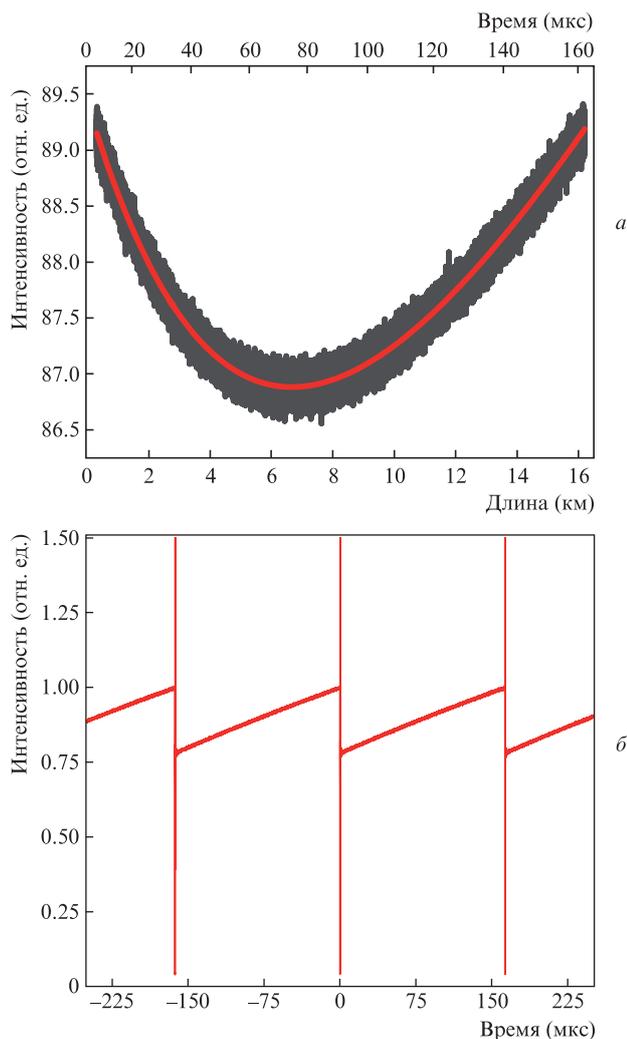


Рис.6. Рефлектограмма антистоксова сигнала от СИ с аппроксимирующей кривой, соответствующей формуле (1) (а), и динамика интенсивности СИ (б).

сигнал КРС формируется даже при зондировании линии спонтанным излучением. Аналогичный результат был получен и для антистоксовой компоненты. Таким образом, сигнал КРС от СИ приводит к искажениям измеряемых рефлектограмм. Отдельно следует отметить, что сигнал на рэлеевской длине волны в стоксовых и антистоксовых каналах не наблюдается благодаря высокому уровню фильтрации используемого фильтра RWDM.

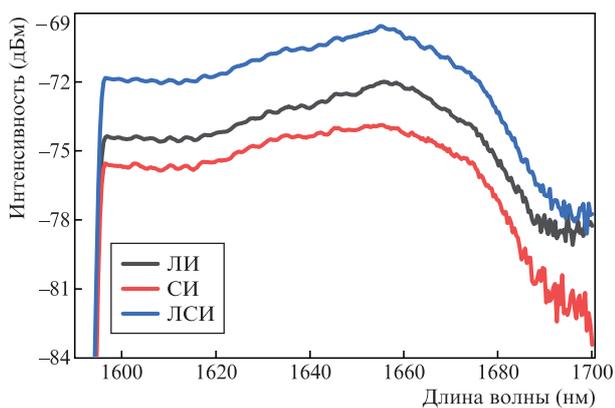


Рис.7. Спектры рассеянного сигнала для стоксовой компоненты.

3. Обсуждение полученных результатов

Проведенные эксперименты показали, что наличие спонтанного излучения приводит к дополнительному неэкспоненциальному искривлению рефлектограммы. Величина отклонения достигает 1% от амплитуды рефлектограммы (см. рис.3 и 6,а) в середине длины измерительной линии. Оценим влияние этого отклонения на точность определения температуры датчиком. Известно, что данные о температуре определяются интенсивностью антистоксова сигнала I_{as} [1]. Для исключения влияния изменения амплитуды в результате линейных потерь производится нормировка температурного сигнала с использованием как стоксова, так и рэлеевского сигнала рассеяния. Для простоты рассмотрим случай, когда нам известна величина линейных потерь α для нормировки сигнала. В этом случае распределение температуры вычисляется по формуле [1]

$$T_{\text{tem}}(z) = S \left\{ \ln \left[1 + q \frac{\exp(-\alpha z)}{I_{as}(z)} \right] \right\}^{-1}, \quad (2)$$

где S – температурная чувствительность системы, определяемая свойствами измерительного волокна [1]; q – постоянный коэффициент, определяемый параметрами измерительной системы, который вычисляется из калибровочных измерений. Предположим, что измерительная волоконная линия термостабилизирована при постоянной температуре $T_{\text{tem}}(z) = T_0$. Можно ожидать, что для такой линии изменение сигнала вызвано только линейными потерями, т. е. сигнал рассеяния для антистоксовой компоненты описывается экспонентой: $I_{as}(z) = I_{as}(0)\exp(-\alpha z)$. В частности это позволяет определить постоянный коэффициент q . Однако, как было показано выше, интенсивность этого сигнала имеет вид $\tilde{I}_{as}(z) = I_{as}(0)\exp(-\alpha z) + Vz$. Подставляя эту зависимость в выражение (2), можно убедиться, что рассчитанное температурное распределение непостоянно по длине линии. Оценки по приведенным выражениям и полученным в эксперименте данным показывают, что ошибка измерения температуры может достигать пяти градусов и увеличиваться с длиной линии из-за роста отклонения интенсивности сигнала от экспоненциальной зависимости. Отметим, что реальная ошибка может быть меньше оцененных пяти градусов, поскольку для вычисления температуры на практике применяется более сложная нормировка сигналов рассеяния. Однако даже использование этих нормировок не позволяет полностью избавиться от указанной выше неэкспоненциальной добавки протяженности линии в измеряемые сигналы из-за различия потерь на разных длинах волн.

4. Расчет формы рефлектограммы

Найдем форму рефлектограммы для квазинепрерывного во времени оптического сигнала. Для простоты предположим, что временная зависимость интенсивности квазинепрерывного излучения может быть описана пилообразной функцией с коэффициентом наклона a и периодом следования T , показанной на рис.8,а. Другими словами, считаем, что изменение интенсивности СИ на периоде с номером n имеет вид $I(t) = at + b - (n-1)aT$, где b – интенсивность в начале каждого зубца пилы. Исходя из экспериментальных результатов (рис.6,б), такое приближе-

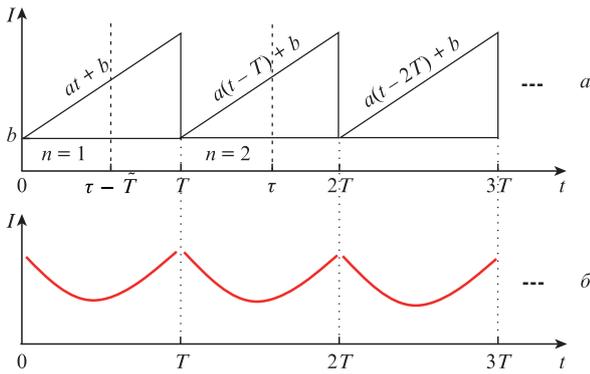


Рис.8. Модельная временная зависимость интенсивности квазипрерывного сигнала СИ (а) и соответствующая ей форма рефлектограммы (б).

ние представляется оправданным. Известно, что отклик для импульсного излучения, рассеянного от протяженной однородной волоконной линии, имеет экспоненциальный характер: e^{-kt} , где k – коэффициент затухания. Отметим, что в итоговый сигнал рассеяния вносит вклад сигнал, сформированный не раньше времени двойного обхода волоконной линии \bar{T} . Для одного периода данный отклик в момент времени τ можно выразить в виде функции свертки двух сигналов:

$$\int_{\tau-\bar{T}}^{\tau} I(t) \exp[-k(\tau-t)] dt. \quad (3)$$

Интегрирование дает итоговое выражение для рассеянного сигнала от СИ:

$$I_{SE}(\tau) = \frac{aT}{k} e^{kT} e^{-k\tau} + \frac{a}{k} \tau + \frac{b-aT}{k}. \quad (4)$$

Перейдя к эффективным коэффициентам

$$A = \frac{aT}{k} e^{kT}, B = \frac{a}{k}, C = \frac{b-aT}{k},$$

получим формулу (1). При выводе выражения (4) предполагалось, что период следования импульсов близок к времени обхода линии, $\bar{T} \approx T$, и что линия достаточно длинная, $e^{-kT} \ll 1$. Стоит отметить, что хотя зависимость (4) была получена для промежутка $T < \tau < 2T$, ее функциональный вид (выражение (1)) сохранится и для $0 < \tau < T$. Из временной зависимости (1) координатная зависимость легко получается преобразованием $\tau = 2n_{\text{эфф}}z/c$. Исходя из этого параметры k и a связаны соотношением $a = 2n_{\text{эфф}}k/c$ ($n_{\text{эфф}}$ – эффективный показатель преломления волокна). Анализ выражения (4) показывает, что когда интенсивность спонтанного излучения не меняется с течением времени (т. е. $a = 0$), то и сигнал рассеяния от СИ также постоянен во времени.

5. Заключение

Итак, показано, что наличие усилительного тракта на основе эрбиевого волокна приводит к появлению в зондирующем сигнале переменной во времени шумовой составляющей. пилообразный характер интенсивности этого излучения обусловлен импульсным характером входного сигнала: интенсивность минимальна после прохож-

дения импульса, а далее линейно нарастает во времени. Несмотря на малость пиковой амплитуды спонтанного излучения относительно пиковой амплитуды импульсного сигнала, она всегда имеет ненулевое значение. В результате доля средней мощности СИ может достигать половины уровня общей мощности ЗИ, причем спонтанное излучение также подвержено КРС. Все это приводит к появлению непостоянного во времени сигнала рассеяния от СИ. Полученное аналитическое выражение для формы рефлектограммы сигнала СИ хорошо описывает экспериментально полученные зависимости. Наблюдаемое непостоянство сигнала рассеяния приводит, во-первых, к подъему рефлектограммы, а во-вторых, к ее искажению. Отфильтровывание сигнала от СИ с помощью АОМ позволяет улучшить описание рефлектограммы экспоненциальной зависимостью. Однако следует отметить наличие отклонения от нее в начале линии рефлектограммы (см. рис.4), вызванного другими эффектами, причина которых на данный момент нами не установлена. Также показано постоянство параметров аппроксимации рефлектограммы для отфильтрованного сигнала, что вполне ожидаемо.

Важно отметить, что наблюдаемые эффекты характерны для импульсов ЗИ малой длительности с малой частотой следования. Таким образом, описываемое поведение рефлектограмм является существенным для достаточно протяженных РВСС, работа которых требует использования импульсов с малой частотой следования. В этом случае происходит эффективное нарастание спонтанного излучения между импульсами. Оценки показывают, что описанное искривление рефлектограмм может приводить к ошибке измерения температуры в несколько градусов. Ожидается, что предложенный метод подавления влияния спонтанного излучения с помощью АОМ позволит улучшить метрологические характеристики РВСС, основанных на анализе амплитуд сигналов рассеяния.

Работа выполнена в рамках госзадания ИАиЭ СО РАН (№ АААА-А19-119112990054-4) с использованием оборудования центра коллективного пользования «Спектроскопия высокого разрешения газов и конденсированных сред») ИАиЭ СО РАН, Новосибирск. Авторы выражают благодарность А.Г.Кузнецову за предоставленный акустооптический модулятор.

- Hartog A. *An Introduction to Distributed Optical Fibre Sensors* (CRC Press, 2017).
- Barrias A. et. al. *Sensors.*, **16** (5), 748 (2016).
- Healey P. *J. Phys. E. Sci. Instrum.*, **19** (5), 334 (2000).
- Dakin J.P. et. al. *Electron. Lett.*, **21**, 569 (1985).
- Кузнецов А.Г., Бабин С.А., Шелемба И.С. *Квантовая электроника*, **39** (11), 1078 (2009) [*Quantum Electron.*, **39** (11), 1078 (2009)].
- Liu Z. et. al. *J. Fire Protect. Eng.*, **13** (2), 129 (2003).
- Горшков Б.Г., Горшков Г.Б., Жуков К.М. *Квантовая электроника*, **50** (5) 506 (2020) [*Quantum Electron.*, **50** (5), 506(2020)].
- Tanner M.G. et. al. *Appl. Phys. Lett.*, **99** (20), 201110 (2011).
- Liu Y. et. al. *Opt. Express*, **26** (16), 20562 (2018).
- Кузнецов А.Г., Харенко Д.С., Бабин С.А., Цыденжапов И.Б., Шелемба И.С. *Квантовая электроника*, **47** (10), 967 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (10), 967 (2017)].
- Feng C., Kadum J.E., Schneider T., in *Fiber Optic Sensing – Principle, Measurement and Applications* (IntechOpen, 2019 pp. 59–79).
- Taranov M.A., Gorshkov B.G., Alekseev A.E., Potapov V.T. *Appl. Opt.*, **60**, 3049 (2021).
- Parker T., Shatalin S., Farhadiroushan M. *First Break*, **32**, 61 (2014).
- Shatalin S.V., Treschikov V.N., Rogers A.J. *Appl. Opt.*, **37**, 5600 (1998).
- Rosolem J.B. et. al. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **17** (7), 1399 (2005).
- Harun S.W. et. al. *IEICE Electron. Express*, **2** (6), 182 (2005).