

УДК 535.41; 535.391

## ВЛИЯНИЕ ФАЗОВЫХ ШУМОВ ЛАЗЕРА НА РАБОТУ КОГЕРЕНТНОГО РЕФЛЕКТОМЕТРА ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ВОЛОКОН С МАССИВАМИ ИСКУССТВЕННЫХ ОТРАЖАТЕЛЕЙ

© Э. А. Фомиряков<sup>1,2</sup>, Д. М. Бенгальский<sup>1</sup>, Д. Р. Харасов<sup>1</sup>,  
О. Е. Наний<sup>1,2,3</sup>, С. П. Никитин<sup>1,4</sup>, В. Н. Трещикова<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>ООО «Т8 Сенсор»,

107076, Москва, ул. Краснобогатырская, 44, стр. 1

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,

119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, 1

<sup>3</sup>ООО «Т8»,

107076, Москва, ул. Краснобогатырская, 44, стр. 1

<sup>4</sup>ООО «Фемтовижн»,

107076, Москва, ул. Краснобогатырская, 44, стр. 1

E-mail: [nikitin@t8.ru](mailto:nikitin@t8.ru)

Представлен обзор основных шумовых процессов, влияющих на работу фазочувствительных когерентных рефлектометров. Изложенный материал может использоваться в образовательных целях. Приведены результаты измерений с применением искусственно модифицированных одномодовых волокон с массивами искусственных рассеивателей, распределённых вдоль длины волокна. Продемонстрированы и проанализированы их преимущества по сравнению с обычными волокнами. Показана связь фазовых шумов зондирующего лазера с фазовыми шумами в сигнале рефлектометра.

*Ключевые слова:* датчики, волоконно-оптические системы, гетеродинамирование, когерентные рефлектометры Рэлея.

DOI: 10.15372/AUT20230109

**Введение.** Когерентные оптические рефлектометры [1–4] широко используются в качестве распределённых акустических, вибрационных и температурных датчиков для мониторинга и защиты протяжённых объектов, таких как трубопроводы, автомобильные и железные дороги [5]. Они становятся всё более значимыми и для геофизических исследований, где важна работа на более низких частотах ( $<10$  Гц) [6], применяются для сейсмического мониторинга скважин [7], где, наоборот, требуются высокочастотные датчики, измеряющие сигнал на частотах до  $10$  кГц с максимально возможным пространственным разрешением. Типичные требования к датчикам для различных применений приведены в табл. 1.

В качестве чувствительного элемента в когерентных рефлектометрах обычно используется одномодовое оптическое волокно (SMF — single mode fiber), реже многомодовое, которое зондируется оптическим импульсом длительностью порядка сотен наносекунд. Зондирующий импульс распространяется по волокну с групповой скоростью  $v_g = c/n$ , упруго рассеиваясь на неоднородностях показателя преломления сердцевины волокна (рассеяние Рэлея), при этом малая часть энергии импульса возвращается по волокну обратно.

Поскольку волокно зондируется импульсами лазерного излучения с временем когерентности много больше длительности импульсов, то наблюдается многолучевая оптическая интерференция со случайными фазовыми набегами в волокне, приводящая к тому, что интенсивность обратнорассеянного сигнала сильно и хаотически изрезана, по сути во временной области она напоминает спекл-структуру [8].

Таблица 1

## Применения распределённых виброакустических датчиков и требования к ним

Применение	Дальность, км	Чувствительность к деформации, пикострейн/ $\sqrt{\text{Гц}}$	Разрешение, м	Динамический диапазон	Частотный диапазон, Гц
Охрана трубопроводов (подземная прокладка)	>75	~1	~10	малый	~1–500
Охрана периметров: заборы и т. п. (провесная прокладка)	<0,5–20	~10	~10	большой	~10–5000
Мониторинг авто- и железных дорог	>75	~10	<10	большой	~10–1000
Диагностика скважин	~0,1–10	~5	<5	средний	~1 000–10 000
Гидроакустика	>75	<1	~10	малый	~0,01–1 000
Сейсмометрия	>75	<1	>10	средний	~0,01–100

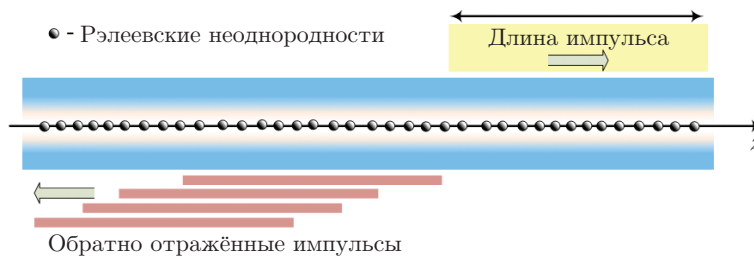


Рис. 1. Простейшая модель, поясняющая механизм формирования обратнорассеянного сигнала [9]

В большинстве работ по численному моделированию когерентного рассеяния Рэлея в волокнах используется модель случайно расположенных рассеивающих центров [9–12]. Схематично механизм рассеяния на таких центрах показан на рис. 1.

Амплитуда  $E_{ref}(t)$  сигнала, обратнорассеянного на случайно расположенных центрах, для лазерного импульса прямоугольной формы, у которого  $E_0 = A_0 e^{i\omega t}$  в окне длительности  $\tau$  и нулю за его пределами, вычисляется как сумма отражений от центров, оказавшихся в зоне рассеяния импульса:

$$E_{ref}(t) = r E_0 e^{i(2\omega t - 2kz(t))} \sum_m e^{-2ik(z(t) - z_m)}, \quad (1)$$

где  $k = 2\pi n/\lambda$ ;  $\omega$  — частота лазерного излучения;  $r$  — амплитудный коэффициент отражения,  $z$  — расстояние вдоль волокна, связанное со временем  $t$  формулой

$$z = v_g t / 2. \quad (2)$$

Выражение (1) является суммой волн с одинаковыми амплитудами, но со случайными фазами, т. е. суммой элементарных «фазоров», свойства которых хорошо изучены [8]. Дли-

на зоны рассеяния в волокне  $L_{sc}$  определяется групповой скоростью  $v_g$  и длительностью импульса  $\tau$ :

$$L_{sc} = v_g \tau / 2, \quad (3)$$

$L_{sc}$  — максимальная длина, на которой возможны наложение и интерференция излучения, обратнорассеянного от разных сегментов волокна. Поскольку обратно отражённое излучение дважды проходит через волокно,  $L_{sc}$  в 2 раза короче длины сегмента волокна, засвеченного зондирующим импульсом. Если для волокна SMF  $n_g = c/v_g \approx 1,5$ , то шаг по времени 10 нс примерно соответствует 1 м вдоль волокна.

В условиях, когда фазовые набегі остаются неизменными при рассеянии в волокне, форма обратнорассеянного сигнала идеально воспроизводится от импульса к импульсу. Но при растяжении волокна, изменениях его температуры или при уходе оптической частоты зондирующего лазера её форма изменяется, что и позволяет обнаруживать термомеханическую активность вблизи волокна. Место воздействия на волокно при этом определяется, как в радиолокации, по времени задержки (2), а разрешающая способность рефлектометра по длине  $z$  (точность локализации внешнего воздействия) примерно соответствует длине рассеяния (3) и определяется длительностью зондирующего импульса.

Оговоримся, что для зондирующих импульсов с линейной частотной модуляцией (чирпом), как и в радиолокации, точность локализации внешнего воздействия зависит уже не от длительности импульса, а от обратной ширины его спектра и может быть много меньше длительности чирпированного импульса [13].

**Статистические и спектральные свойства обратнорассеянного сигнала.** Как уже упоминалось, интерференция обратнорассеянного излучения со случайными фазами приводит к тому, что мощность обратнорассеянного сигнала хаотична во времени и сильно изрезана. Однако её средняя мощность  $\bar{P}_{\text{реф}}$ , усреднённая за интервал, много больший  $L_{sc}/v_g$  (т. е.  $\gg \tau$ ), просто экспоненциально затухает из-за потерь в волокне:

$$\bar{P}_{\text{реф}}(t) = \bar{P}(0) e^{-\alpha_{tot} v_g t}, \quad (4)$$

$$\bar{P}_{\text{реф}}(z) = \bar{P}(0) e^{-2\alpha_{tot} z}.$$

Суммарные потери в волокне описываются коэффициентом затухания  $\alpha_{tot} = \alpha_{\text{мат}} + \alpha_{\text{волн}} + \alpha$ , в который вносят вклад материальные потери ( $\alpha_{\text{мат}}$ ), волноводные изгибные потери ( $\alpha_{\text{волн}}$ ) и потери ( $\alpha$ ), вызванные рассеянием Рэлея. Характерное время высвечивания обратнорассеянного сигнала не зависит от длительности импульса, а определяется исключительно потерями в волокне.

Кроме того, хотя мощность обратнорассеянного сигнала является случайной величиной, её можно охарактеризовать спектральной функцией и вычислить статистику распределения интенсивности. Спектр обратнорассеянного сигнала математически определяется как интеграл Фурье, вычисленный на достаточно продолжительном интервале времени наблюдения  $T_0$  (много большим, чем длительность зондирующего импульса):

$$S_{\text{реф}}(\nu) = \lim_{T_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi T_0} \int_0^{T_0} P_{\text{реф}}(t) e^{-2\pi i \nu t} dt, \quad (5)$$

где  $\nu$  — линейная частота лазерного излучения. Также иногда удобно использовать теорему Винера — Хинчина [14], в соответствии с которой спектр мощности  $|S_{\text{реф}}(\nu)|^2$  равен фурье-образу автокорреляционной функции  $\langle P_{\text{реф}}(t') P_{\text{реф}}(t - t') \rangle_{t'}$ .

Если зондирующий импульс сформирован из излучения высококогерентного лазера и не имеет chirpa (т. е. нет линейной частотной модуляции), его спектр оптической мощности зависит только от формы импульса и имеет характерную ширину  $\sim 1/\tau$  (т. е. порядка 10 МГц для 100 нс импульса). Поскольку рассеяние Рэля света в оптическом волокне можно считать упругим, оптический спектр при рассеянии Рэля практически не изменяется и совпадает со спектром зондирующего импульса, другими словами, при рассеянии в волокне длиной много больше  $L_{sc}$  спектр рассеянного излучения  $S_{\text{реф}}(\nu)$  совпадает со спектром зондирующего импульса [15]. Более строгое вычисление спектра обратнорассеянного сигнала, учитывающее затухание в волокне и другие детали, дано в [16]. По этой же причине при рассеянии в длинном волокне автокорреляционные функции мощности обратнорассеянного сигнала  $P_{\text{реф}}(t)$  и мощности зондирующего импульса практически одинаковы.

Отсюда следует важный вывод о том, что характерный временной масштаб изменения интенсивности обратнорассеянного сигнала примерно совпадает с длительностью зондирующего импульса, а точнее, с обратной шириной спектра зондирующего импульса. Этим определяется требуемая полоса электронного тракта фотоприёмного устройства (ФПУ) в рефлектометре. Заметим, что вышеуказанное про спектр справедливо, лишь когда воздействие на волокно отсутствует или крайне мало. При внешних воздействиях на волокно возникают изменения спектра, например, при растяжении волокна частота рассеянного назад света немного смещается из-за эффекта Доплера [17]. Однако в обычном режиме работы рефлектометра этими эффектами можно пренебречь, поскольку такие сдвиги частоты заведомо много меньше обратной длительности импульса. Исключение составляют ситуации так называемого «сильного воздействия» на волокно [18], возникающие, например, когда волокно вмонтировано в трос или кабель, который сильно и быстро деформируется из-за ветра или сильных механических ударов. Но при режиме работы рефлектометра вблизи уровня шумов подобные сильные воздействия исключены.

Формирование обратнорассеянного сигнала можно описать математически как результат свёртки двух функций: медленно меняющейся огибающей электрического поля зондирующего импульса  $A(t)$  (при этом само поле  $E(t) = A(t)e^{i\omega t}$ ) и комплексной функции  $\rho(z)$ , описывающей амплитудный коэффициент рассеяния в волокне. Учитывая связь между  $z$  и  $t$  (1) и затухание интенсивности в волокне (3), для затухания амплитуды обратнорассеянного сигнала имеем множитель  $\sim e^{-\alpha_{tot}vg t/2}$ . В результате для невозмущённого волокна

$$A_{scat}^i(t) = \int_{l_i}^{l_{i+1}} A_s\left(t - \frac{2z}{v_g}\right) e^{-2ikz} \rho(z) e^{-\alpha_{tot}vg t/2} dz. \quad (6)$$

В частности, суммирование в пределах длины рассеяния прямоугольного импульса (1) также является свёрткой прямоугольной амплитудной функции с функцией рассеяния волокна  $\rho(z)$ , в данной модели являющейся суммой дельта-функций вида  $r\delta(z - z_i)$ . Экспериментально показано, что функция рассеяния в волокне  $\rho(z)$  имеет очень малую корреляционную длину [19], поэтому простая модель рассеяния [9, 10, 12] даёт результаты, хорошо согласующиеся с экспериментом.

В каком-то смысле функция рассеяния  $\rho(z)$  описывает случайную брэгговскую решётку [20–23], «вмороженную» в волокно при его изготовлении. При механическом растяжении волокна или при его температурном расширении функция рассеяния масштабируется пропорционально увеличению длины так же, как и волоконная решётка Брэгга. При этом функция рассеяния индивидуальна для каждого волокна и является его уникальной сигнатурой [21].

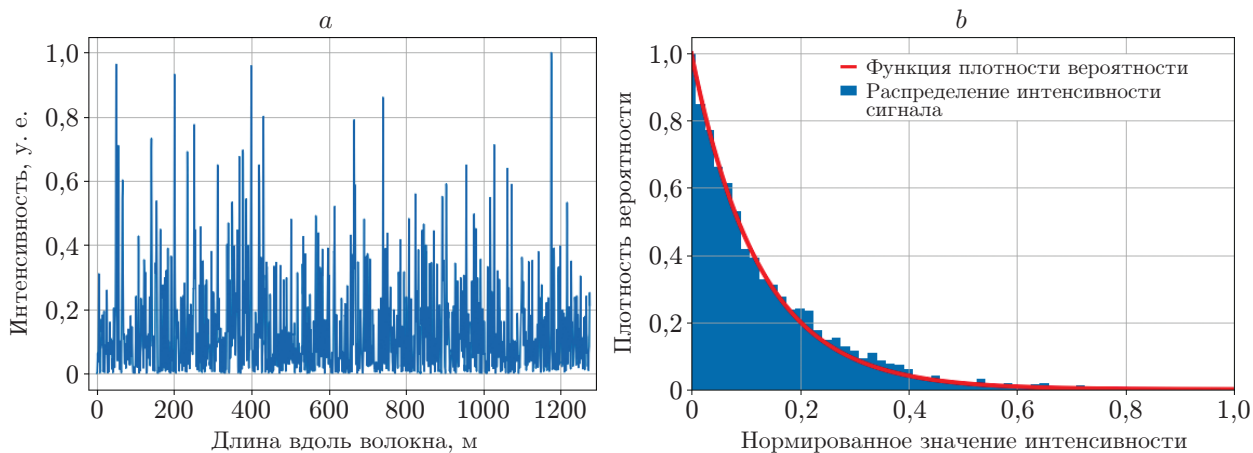


Рис. 2. Статистические свойства сигнала когерентного рефлектометра: типичный вид интенсивности сигнала когерентного рефлектометра (а) и гистограммы распределения интенсивности (б). Сплошная линия — показательное распределение (7)

Если пренебречь экспоненциальным множителем, описывающим затухание в волокне, что справедливо для  $L_{sc} \sim 10\text{--}100$  м и для характерной длины затухания  $\sim 20$  км, то автокорреляционная функция  $r(z)$  близка к дельта-функции. Вспоминая теорему о свёртке, можно повторно сделать вывод, что как спектры самих медленно меняющихся амплитуд  $A_{\text{реф}}(t)$  и  $A(t)$ , так и квадраты их модулей (т. е. спектры мощности) различаются лишь численным множителем, определяемым эффективным коэффициентом обратного рассеяния в волокне. Обобщение такого подхода на случай динамически деформируемого волокна можно найти в [17].

Статистика распределения амплитуды и интенсивности обратнорассеянного излучения хорошо изучена [10, 16, 24] и в случае монохроматического излучения соответствует результату суммирования случайных фазоров. Комплексная амплитуда такой суммы имеет гауссово распределение с нулевым средним значением, а фаза равномерно распределена от 0 до  $2\pi$  [8]. В этом случае несложно пересчитать гауссову функцию распределения комплексной амплитуды поля в функцию распределения оптической мощности  $P \sim |E|^2$ , которая описывается показательным распределением

$$f_P = \bar{P} e^{-P}. \quad (7)$$

Дисперсия  $\sigma_P^2 = (\overline{P^2} - \bar{P}^2) = \bar{P}^2$  и квадрат среднего значения мощности в этом случае равны. Полученный результат не зависит ни от длительности зондирующего импульса, ни от его спектральных характеристик. Важно только, чтобы распределение амплитуды  $A$  было гауссовым с нулевым средним и равномерно распределённой фазой. Типичный вид обратнорассеянного сигнала и гистограмма распределения интенсивностей в нём показаны на рис. 2.

Распределение интенсивностей (7) имеет важное практическое значение, поскольку позволяет вычислить вероятность «замирания» сигнала рефлектограммы, т. е. вероятность того, что интенсивность обратнорассеянного сигнала станет меньше уровня шумов в приборе. Эффект замирания был обнаружен практически сразу и описан уже в первых работах по когерентной рефлектометрии [24]. Появление таких зон замираний крайне нежелательно, так как чувствительность рефлектометра к воздействию на волокно в таких зонах близка к нулю. Формула (7) полезна для оценки суммарной длины зон замираний вдоль волокна [19] и вероятности пропуска внешнего воздействия.

При экспериментальном измерении статистики интенсивности (мощности) обратнорассеянного сигнала необходимо, чтобы полоса фотоприёмного устройства превышала ширину спектра (4), совпадающую с шириной спектра зондирующего импульса, иначе медленный отклик ФПУ сгладит изрезанность сигнала и статистика интенсивностей в этом случае будет иной. В предельном случае очень медленного ФПУ с полосой много меньше ширины оптического спектра (5) прибор регистрирует среднее значение мощности обратнорассеянного сигнала, экспоненциально затухающего во времени в соответствии с (4). Этот случай соответствует режиму работы некогерентного рефлектометра, в котором для зондирования волокна намеренно используются широкополосные оптические импульсы [25].

Для достижения максимальной дальности длина волны зондирующего лазера обычно выбирается в диапазоне 1500–1600 нм, где в современных оптических волокнах достигается минимум затухания [26], причём практически всё затухание в этом спектральном диапазоне вызвано именно рассеянием Рэлея, а материальными и иными потерями можно пренебречь:  $\alpha_{tot} = \alpha$ . Типичное значение коэффициента затухания в волокне для этого диапазона длин волн составляет менее чем 0,2 дБ/км [27], что соответствует характерной длине затухания  $\sim 20$  км, на которой интенсивность импульса уменьшается в  $e$  раз или на  $-4,3$  дБ при проходе в одну сторону.

Предельная дальность зависит от интенсивности обратнорассеянного сигнала, которая связана с энергией зондирующего импульса сечением рассеяния Рэлея, определяющим коэффициент затухания  $\alpha$ , и коэффициентом захвата рассеянного излучения обратно в моду волокна  $\zeta$  [28]:

$$\bar{P}_{\text{реф}}(t) = \frac{1}{2} \zeta P_{\text{имп}} \alpha v_g \tau e^{-\alpha v_g t}. \quad (8)$$

Коэффициент захвата в моду можно оценить по формуле  $\zeta = A\theta^2/n_{\text{core}}^2$ , где  $\theta = n_{\text{core}}\lambda/\pi D = NA$  имеет физический смысл расходимости моды волокна при размере модового пятна  $D$ . Здесь  $A$  — безразмерный множитель порядка единицы, зависящий от структуры волокна: размера сердцевины и радиальной зависимости показателя преломления. Для стандартных одномодовых волокон SMF в спектральной области вблизи 1,5 мкм  $A \sim 0,25$  [3], а сам коэффициент захвата в моду имеет значение  $\sim 10^{-3}$ .

Из формулы (8) легко получается выражение для начальной средней мощности обратнорассеянного сигнала. Для прямоугольного импульса длительности  $\tau$

$$\bar{P}_{\text{реф}}(0) = \zeta \alpha v_g \tau P_{\text{имп}} / 2 = C_R P_{\text{имп}} \tau. \quad (9)$$

Здесь  $C_R = \zeta \alpha v_g / 2$  — параметр обратного рассеяния, который легко определяется экспериментально и указывается изготовителем волокна обычно в логарифмическом виде с нормировкой на длительность импульса  $\tau_0 = 1$  нс. В этом случае выражение (9а) имеет вид

$$(p_{\text{реф}}(0) - p_{\text{имп}}) [\text{дБм}] = c_R [\text{дБ}] + 10 \lg_{10} (\tau/\tau_0).$$

Для волокон SMF при длине волны зондирующего излучения 1,5 мкм типичное значение  $c_R = -82$  дБ [27]. Таким образом, для импульса длительностью 100 нс средняя мощность начального участка обратнорассеянного сигнала будет изначально меньше мощности зондирующего импульса более чем на 6 порядков ( $-62$  дБ), а затем в соответствии с (3) будет затухать.

Дальность работы рефлектометра определяется минимальным уровнем мощности рефлектограммы, которую прибор может зарегистрировать. Современные рефлектометры

работоспособны в линиях с бюджетом потерь «в одну сторону»  $\sim 10\text{--}12$  дБ, что соответствует дальности 50–60 км. В этом случае средняя мощность принимаемого рефлектометром сигнала будет уже на уровне  $-82\dots -85$  дБ относительно мощности зондирующего импульса. Взяв ограниченную нелинейными эффектами в волокне мощность импульса  $\sim 100$  мВт, получаем характерное значение для средней мощности обратнорассеянного сигнала  $\sim 10^{-7}$  Вт в начале волокна и  $\sim 10^{-9}$  Вт в его конце.

Теоретически увеличение энергии зондирующего импульса позволило бы поднять мощность сигнала, принимаемого рефлектометром, и добиться большей дальности зондирования. Однако в обычных волокнах мощность зондирующих импульсов ограничена нелинейно-оптическими эффектами в волокне. При использовании импульсов длительностью порядка сотен наносекунд мощность зондирования ограничена развитием модуляционной неустойчивости и не превышает сотен милливольт [10, 29]. Более короткие импульсы подвержены фазовой самомодуляции [30]. Показано, что использование волокон с обратным знаком дисперсии позволяет подавить модуляционную неустойчивость [11], что даёт возможность увеличить энергию зондирующего импульса. Однако нелинейно-оптические искажения амплитуды импульса, обусловленные фазовой самомодуляцией, остаются и в этом случае. Кроме того, к сожалению, такие волокна по ряду причин не получили широкого распространения в телекоммуникационных сетях, поэтому их использование в качестве чувствительного элемента когерентного рефлектометра сопряжено с дополнительными издержками, связанными с прокладкой новых волоконных линий.

Принимаемую рефлектометром мощность сигнала также можно увеличить: используя более длинные импульсы, что, впрочем, приводит к ухудшению разрешающей способности прибора; повышая коэффициент захвата в моду  $\zeta$ ; увеличивая коэффициент рассеяния в волокне  $\alpha$ , что одновременно повышает коэффициент затухания в волокне, и в этом смысле требуется решение оптимизационной задачи. Увеличение коэффициента захвата в моду при этом выглядит самым привлекательным подходом, поскольку не ухудшает других характеристик рефлектометра.

Заметим, что для упрощения здесь не было упомянуто об эффектах, связанных с изменением состояния поляризации света в волокне. Поляризационные эффекты не приводят к качественно новым выводам, но влияют на работу рефлектометра, в частности на контраст и статистику интерференционной спекл-картины. Подробное обсуждение поляризационных эффектов можно найти в цитируемой литературе.

**Когерентный оптический рефлектометр и источники шумов.** Как упоминалось, когерентный оптический рефлектометр чаще всего используется в качестве распределённого виброакустического датчика (DAS — distributed acoustic sensor), хотя с его помощью также можно регистрировать и изменения температуры [31]. Такой распределённый акустический датчик состоит из лазерного опросного блока с подключённым к нему оптическим волокном. Длина волокна может достигать многих десятков километров. Типичная схема устройства опросного блока рефлектометра с подключённым к нему волокном показана на рис. 3. Внутри опросного блока модулятор формирует из излучения высококогерентного лазера последовательность импульсов, постоянно зондирующих волокно на частоте  $f_{\text{имп}}$  (обычно в кГц).

При необходимости мощность зондирующего импульса усиливается с помощью эрбиевого волоконно-оптического усилителя. Как обсуждалось, зондирующие импульсы, рассеиваясь в волокне, формируют последовательность обратнорассеянных сигналов, распространяющихся по волокну обратно к опросному блоку. С помощью циркулятора обратнорассеянное излучение из волокна направляется в ФПУ опросного блока. Это устройство обычно включает в себя дополнительный эрбиевый волоконный усилитель для увеличения мощности крайне слабого сигнала из волокна. Усиленное излучение попадает на фотодиод и преобразуется в электрический сигнал, который оцифровывается на частоте  $f_{\text{АЦП}}$

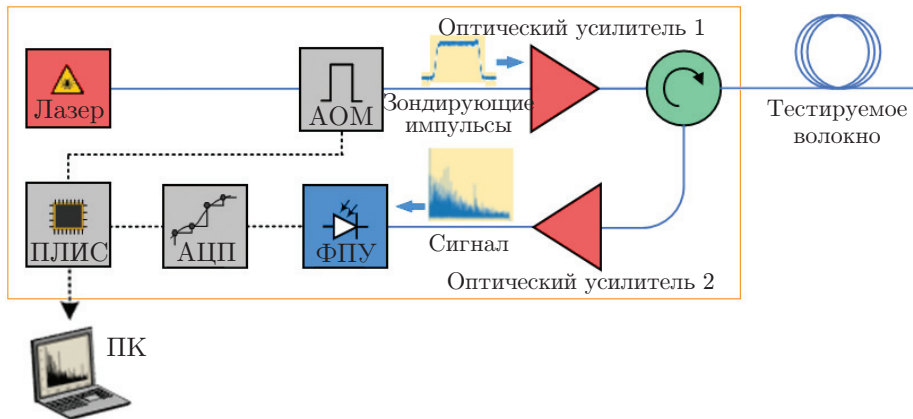


Рис. 3. Типичная схема простейшего когерентного оптического рефлектометра, регистрирующего интенсивность обратнорассеянного сигнала. Обозначения: АОМ — акустооптический модулятор, АЦП — аналогово-цифровой преобразователь, ПЛИС — программируемая логическая интегральная схема, ПК — персональный компьютер

с помощью аналогово-цифрового преобразователя (АЦП), после чего оцифрованный обратнорассеянный сигнал подвергается дополнительной цифровой обработке, в результате которой из него формируется обработанная рефлектограмма.

В отличие от обратнорассеянного сигнала, имеющего ненулевую среднюю мощность, обработанную рефлектограмму обычно приводят к виду функции со средним значением вблизи нуля и амплитудой, зависящей от силы внешнего воздействия на волокно. В простейшем случае обработка рефлектограммы в опросном блоке сводится к вычислению разности последовательно измеренных мощностей обратнорассеянных сигналов ( $P_i(t) - P_{i-1}(t)$ ). Если волокно находится в покое, то форма рефлектограммы не меняется и её амплитуда равна нулю. Если же на волокно оказывается внешнее воздействие, то разность становится отличной от нуля и отражает силу воздействия. Помимо вычисления разностной рефлектограммы для обработки сигнала можно использовать цифровую фильтрацию, удаляющую среднее значение.

Первые когерентные рефлектометры [32, 33] использовали схему, изображённую на рис. 3, и регистрировали интенсивность обратнорассеянного сигнала, что не очень удобно, поскольку интенсивность сигнала рефлектометра меняется с непредсказуемым коэффициентом отклика на воздействие на волокно во многом аналогично отклику интерферометра со случайно выбранной рабочей точкой. Позднее было предложено несколько способов измерения не только интенсивности, но и фазы обратнорассеянного сигнала. Несмотря на то что полностью устранить случайность отклика при регистрации фазы всё же не удаётся [17, 34], измерение фазы позволило существенно «линеаризовать» отклик рефлектометра к внешнему воздействию и подавить нелинейные искажения в принимаемых сигналах так, что стало возможно их использовать для записи человеческого голоса [35].

Линеаризация отклика также позволила использовать такие рефлектометры для измерения вариаций температуры [31]. Примеры оптических схем когерентных рефлектометров, способных измерять фазу обратнорассеянных сигналов, приведены на рис. 4. Во всех случаях используется регистрация интерференционной картины от сложения амплитуды обратно отражённого сигнала либо с опорным сигналом (рис. 4, *c*), либо с собственной репликой, задержанной по времени и сдвинутой по частоте (рис. 4, *a*) или по фазе (рис. 4, *b*, *d*). Временная задержка может быть достигнута с помощью интерферометра Маха — Цандера [30] или путём формирования модулятором второго импульса, задержан-



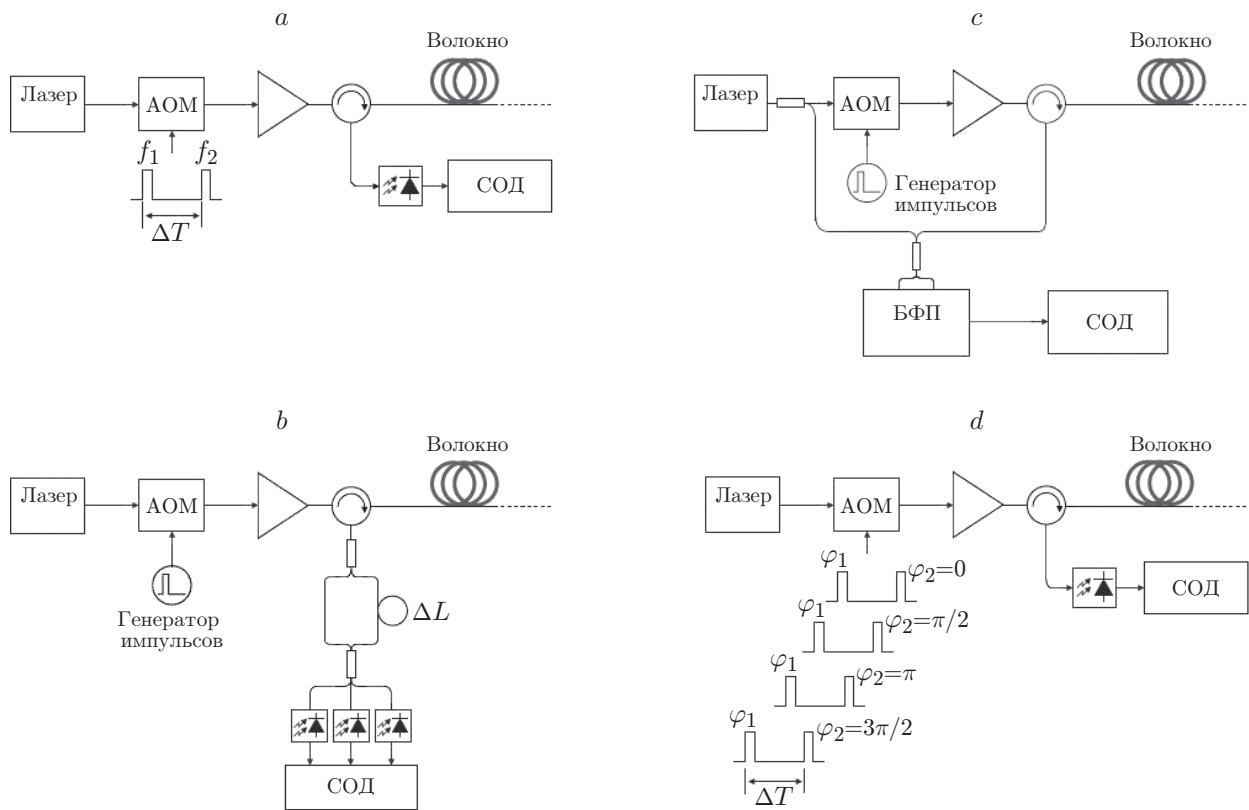


Рис. 4. Схемы фазовых когерентных рефлектометров, регистрирующих фазу и интенсивность обратнорассеянного сигнала [37]: подробное описание приведено в [39] (a); в [2] (b); в [40] (c) и в [30, 36] (d). Во всех случаях для регистрации фазы используется регистрация интерференционной картины от сложения амплитуды обратно отражённого сигнала либо с опорным сигналом (c), либо с собственной репликой, задержанной по времени. СОД — система обработки данных, БФП — балансный фотоприёмник

ного на некоторое время [36]. Чтобы отличить интерференционные полосы, возникающие при наложении сдвинутых по времени обратнорассеянных сигналов от их естественной изрезанности, необходимо получить набор из нескольких таких интерферограмм, отличающихся фазовым сдвигом задержанной рефлектограммы. Поскольку фазовый сдвиг влияет на интерференционный сигнал, но не меняет вид сигнала от одиночных импульсов, эти два фактора могут быть разделены математической обработкой, что в конечном итоге и позволяет вычислить фазу обратнорассеянного сигнала.

Более совершенные фазовые когерентные рефлектометры (Ф-ОТДР) и простые фазочувствительные когерентные рефлектометры (СОТДР), измеряющие интенсивность, имеют одинаковые источники шумов, обуславливающие минимальное изменение фазы в волокне, которые способны зафиксировать все эти приборы. Поэтому в данном обзоре основное внимание уделяется самой простой для понимания оптической схеме, показанной на рис. 3. Более детально познакомиться с фазочувствительными рефлектометрами и их особенностями можно в [3, 17, 37].

Термин «рефлектограмма» часто обозначает и необработанный обратнорассеянный сигнал. Но поскольку этот термин может обозначать не только интенсивность, но и фазу (см. выше) или даже состояние поляризации [38] обратнорассеянного сигнала, то будем

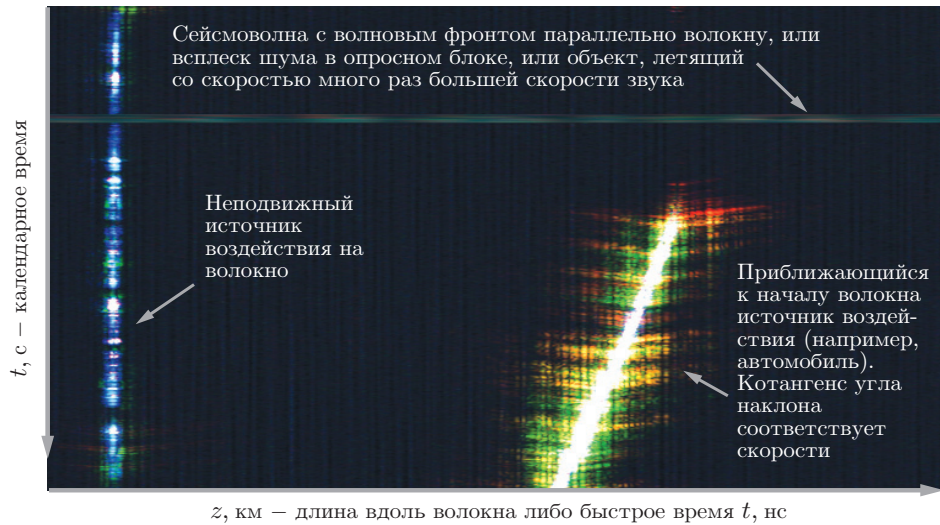


Рис. 5. Диаграмма «водопад» — графическая последовательность горизонтально расположенных рефлектограмм

считать, что под словом рефлектограмма здесь понимается сигнал, прошедший обработку в опросном блоке, и воздержимся от применения этого термина в отношении мощности обратнорассеянного сигнала.

Последовательность рефлектограмм накапливается и обрабатывается блоком цифровой обработки. Обработанные данные могут пересылаться на внешний компьютер для дальнейшей обработки, хранения и визуализации. Для отображения данных, полученных рефлектометром, часто используется диаграмма «водопад» (рис. 5).

Такая диаграмма представляет собой двумерное изображение, вдоль вертикальной оси которого отложено время наблюдения (календарные дни, часы и минуты), а вдоль горизонтальной оси — «быстрое время»  $t$ , равное времени задержки относительно момента запуска импульса в волокно, либо длина вдоль волокна  $z$ , вычисленная с помощью (2). В силу лучшей наглядности на практике почти всегда используется  $z$ . Для индикации интенсивности сигнала рефлектограммы используется цветоразностная схема. В опросном блоке также могут быть использованы разнообразные алгоритмы цифровой фильтрации рефлектограмм для формирования выходного сигнала, отображаемого на водопаде. Происхождение названия «водопад», видимо, связано с тем, что при обновлении такой диаграммы в режиме реального времени при добавлении новых строк с данными к верхней части диаграммы возникает изображение, скользящее вниз, подобно движению воды в водопаде.

Оцифрованные данные на диаграмме водопад имеют шаг по времени  $\Delta t = 1/f_{\text{имп}}$  и шаг по длине волокна  $\Delta z = v_g/2f_{\text{АЦП}}$ . Минимальный вертикальный (временной) интервал между соседними рефлектограммами на водопаде определяется частотой зондирования. Рефлектограммы могут отображаться и реже, чем с частотой  $f_{\text{имп}}$ , если цифровой сигнал обрабатывается фильтрами, например, когда вычисляется скользящее среднее для подавления шумов. По горизонтальной оси показаны каналы распределённого датчика, которые можно рассматривать как виртуальные микрофоны, равномерно распределённые вдоль всей длины волокна. Пространственный зазор между соседними каналами определяется частотой АЦП, оцифровывающего обратнорассеянный сигнал. Время задержки тактовой частоты АЦП относительно момента запуска импульса, зондирующего волокно, определяет общее положение этих каналов вдоль волокна. Частота АЦП, равная 100 МГц, примерно соответствует расстоянию между каналами  $\sim 1$  м.

Обычно  $f_{\text{АЦП}}$  выбирается так, чтобы расстояние между каналами было в несколько

раз меньше, чем разрешающая способность рефлектометра, определяемая формулой (3). Соответственно в смежных каналах сигналы частично коррелированы. Сигнал, получаемый в единичном канале, часто называется «сигналограммой». Частота дискретизации сигналограммы определяется частотой зондирования  $f_{\text{имп}}$ , которая для акустических датчиков составляет обычно порядка нескольких килогерц.

В своей основе когерентный рефлектометр является прибором, регистрирующим изменение фазы оптического сигнала в волокне. Поэтому цифровая обработка в опросном блоке должна преобразовывать регистрируемые локальные вариации оптической мощности обратнорассеянного сигнала в изменения оптической фазы, возникающие на длине рассеяния  $L_{sc}$  вследствие деформации волокна, которые и формируют зависящие от календарного времени сигналограммы в каждом из каналов. При этом естественными единицами измерения для сигнала, принимаемого рефлектометром, являются амперы фототока в ФПУ, а обработанные рефлектограммы, описывающие приращение фазы на длине  $L_{sc}$ , естественно измерять в радианах на метр. На практике вместо рад/м часто используется относительное удлинение зондируемого сегмента волокна  $\varepsilon = \Delta L/L$ , поскольку это более удобно для полевых применений рефлектометра. Относительное удлинение — безразмерная величина, но к безразмерному значению  $\varepsilon$  часто добавляют термин «стрейн» (strain — растяжение), чтобы подчеркнуть, что речь идёт о механической деформации.

Можно ожидать, что изменение оптической фазы за два прохода через сегмент волокна зависит от изменения его длины как  $\Delta\varphi = 2k \Delta L = 4\pi n \Delta L/\lambda$ . Более тщательный анализ учитывает, что механическая деформация не только изменяет длину волокна, но и из-за фотоупругого эффекта влияет на его эффективный показатель преломления. В плавненном кварце фотоупругий эффект приводит к появлению корректирующего множителя порядка единицы ( $\xi \approx 0,78$ ) [41]. Таким образом, относительное удлинение волокна  $\varepsilon$  связано с изменением фазы  $\Delta\varphi$  выражением

$$\Delta\varepsilon = \Delta L/L_c = \Delta\varphi \lambda / 4\pi n L_c \xi. \quad (10)$$

С точки зрения оптики когерентный рефлектометр измеряет изменение оптической фазы, поэтому при анализе шумов будем использовать рад/м. При необходимости можно применять (10) для конвертации рад/м в относительное растяжение (стрейны).

Чувствительность рефлектометра к внешнему воздействию (минимально регистрируемый сигнал) определяется уровнем шума в каждой отдельно взятой сигналограмме при отсутствии воздействия на волокно. Мощность шума при этом равна дисперсии сигнала, среднее значение которого равно нулю при отсутствии воздействия на волокно. При возникновении воздействия на волокно это значение мощности шума используется для вычисления отношения виброакустического сигнала к шуму (ОСШ) в волоконном датчике.

Если посмотреть на диаграмму водопада с другой стороны, то понятно, что это же значение мощности шума можно вычислить с использованием набора рефлектограмм. Визуально уровень шума в наборе рефлектограмм можно оценить как ширину шумовой дорожки на экране осциллографа в режиме накопления на экране большого количества рефлектограмм, полученных при невозмущённом волокне. Если цифровая обработка при формировании рефлектограмм не выходит за рамки обычного, то ширина шумовой дорожки в наборе рефлектограмм соответствует ширине шумовой дорожки в наборе фототоков, вызванных обратнорассеянными сигналами, принятыми и оцифрованными ФПУ прибора. Ширину шумовой дорожки фототоков удобно нормировать на среднюю величину фототока. В силу хаотичной природы обратнорассеянного из волокна сигнала, даже при отсутствии внешнего воздействия на волокно, не только среднее значение фототока, но и его дисперсия сильно флуктуирует от канала к каналу. Тем не менее значение дисперсии фототока, усреднённое по большому числу соседних каналов (покрывающих участок длиной

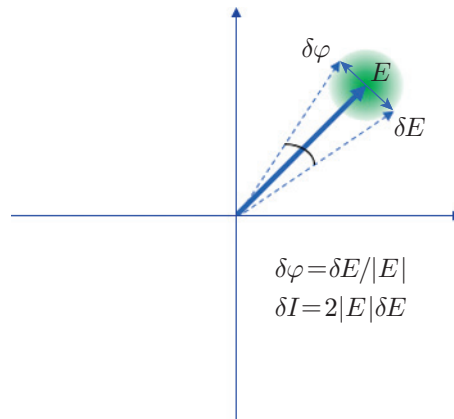


Рис. 6. Иллюстрация связи между неопределённостью измерения  $\Delta\varphi$  и величиной отношения электрического сигнала к шуму

много больше  $L_{sc}$ ), ведёт себя как гладкая функция, отражающая средний уровень шума в рефлектометре и зависящая от дальности  $z$ , с которой принимается сигнал.

Определим отношение электрического сигнала к шуму (ОСШэ) как отношение квадрата фототока, усреднённого по каналам, к дисперсии фототока, также усреднённой по каналам вдоль длины  $\gg L_{sc}$ . Значение ОСШэ напрямую связано с тем, насколько чувствителен рефлектометр к изменениям оптической фазы в волокне  $\Delta\varphi$  и какова его чувствительность в стрейнах (10). Проще всего пояснить эту связь с помощью рис. 6, на котором изображена комплексная плоскость и вектор амплитуды поля  $E$ . Кружок на конце вектора  $E$  схематично отражает ошибку измерения, связанную с шумом в приборе как фундаментальным, так и техническим по своей природе.

Из простых геометрических соображений диаметр этого шумового кружка  $\delta E$  и длина вектора поля  $|E|$  определяют как шум фототока  $I \sim |E|^2$ , так и погрешность измерения оптической фазы  $\delta\varphi = \delta E / |E|$ . Поскольку  $\delta I \sim 2\delta E |E|$ , то  $\delta E / |E| = \delta I / 2I$ . Таким образом, усреднённый по каналам ОСШэ определяет среднюю по каналам фазовую чувствительность когерентного рефлектометра  $\delta\varphi$ :  $\text{ОСШэ} = \overline{I^2} / \overline{\sigma_I^2} = (4\delta\varphi^2)^{-1}$ . Эту зависимость удобнее переписать в следующем виде:

$$\delta\varphi = 2 / \sqrt{\text{ОСШэ}}. \quad (11)$$

Более строгий анализ этой же задачи приводит к практически аналогичному результату [19]. Отношение электрического сигнала к шуму когерентного рефлектометра является очень удобной величиной для экспериментальных измерений [42], которая может быть использована для сравнения разных рефлектометров при лабораторных испытаниях.

Заметим, что ширина шумовой дорожки или фазовая чувствительность рефлектометра  $\delta\varphi$  математически описывается как среднеквадратичное отклонение (СКО) фазы, квадрат которого по определению равен дисперсии  $\sigma_\varphi^2$  [рад<sup>2</sup>]. Из теории шумовых процессов [14] известно, что дисперсия равна интегралу от спектральной плотности шума в полосе частоты приёма сигнала  $B = f_{\max} - f_{\min}$ :

$$\delta\varphi^2 = \sigma_\varphi^2 = \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} S_\varphi(f) df. \quad (12)$$

Пересчёт фазовой чувствительности в чувствительность рефлектометра к относительному растяжению осуществляется по формуле (11). Современные рефлектометры при по-

лосе приёма  $B = 1$  кГц характеризуются чувствительностью к растяжению волокна на уровне  $\sim 10^{-9}$ , т. е.  $\sim 1$  нанострейн. Если пренебречь изменением  $S_\varphi(f)$  в пределах полосы  $B$ , то чувствительность рефлектометра, нормированную на полосу приёма 1 Гц можно оценить как  $\sim 10^{-9}/\sqrt{1000 \text{ Гц}} \approx 3 \cdot 10^{-12}$  стрейн/Гц<sup>1/2</sup>, т. е.  $\sim 3$  пикострейн/Гц<sup>1/2</sup>.

В когерентном рефлектометре Рэлея присутствуют следующие шумовые процессы, имеющие фундаментальную физическую природу и наблюдаемые независимо от степени технического совершенства рефлектометра:

1. Дробовой шум фототока, иногда именуемый фундаментальным квантовым пределом.
2. Тепловой шум электроники.
3. Термодинамический шум зондируемого волокна.
4. Технические шумы, связанные с используемыми лазерными источниками, которые имеют менее фундаментальный характер, но оказывают существенное влияние на работу рефлектометра:
  - а) фазовый шум зондирующего лазера, связанный с шириной лазерной линии;
  - б) шумы, связанные с уходами центральной частоты зондирующего лазера;
  - в) шумы спонтанной эмиссии, вносящие существенный вклад при наличии в рефлектометре эрбиевых оптоволоконных усилителей.

На рис. 7 схематично показана в логарифмическом масштабе типичная зависимость ОСШэ для когерентного рефлектометра, в котором фазовый шум лазера является преобладающим. В этом случае на начальном участке кривой уровень ОСШэ, а значит, и фазовая чувствительность не изменяются, несмотря на постепенное затухание интенсивности сигнала (4). Начиная с определённого места, интенсивность сигнала становится достаточно малой, чтобы шумы, связанные со спонтанной эмиссией в усилителе, находящемся в ФПУ, возобладали над шумом фазы лазера.

Поскольку усилитель находится уже после волокна, его спонтанная эмиссия одинаково воздействует на всю длину рассеянного сигнала, в то же время интенсивность сигнала из волокна экспоненциально затухает, что приводит к экспоненциально ухудшающемуся ОСШэ. В какой-то момент ОСШэ ухудшается настолько, что фазовая чувствительность падает ниже требуемого уровня. Это и определяет дальность работы рефлектометра. Обычно

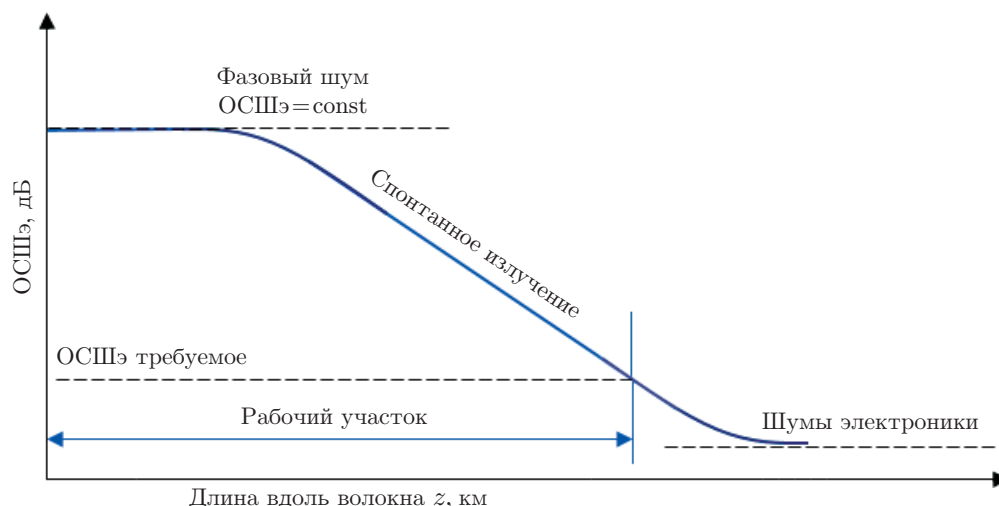


Рис. 7. Пример зависимости ОСШэ от дальности работы рефлектометра для случая, когда преобладающим является фазовый шум лазера (график приведён в логарифмическом масштабе)

уровень требуемого ОСШэ выбирается таким, чтобы можно было зафиксировать шаги человека непосредственно над волоконной линией, находящейся на глубине 40–60 см в обычном грунте при обычной погоде без промерзания.

На практике на работу рефлектометра также влияют разнообразные дополнительные технические шумы, связанные, например, с шумом интенсивности лазера; нестабильностью работы модулятора, формирующего последовательность не вполне идентичных зондирующих импульсов; шумы, обусловленные механической вибрацией внутренних оптоволоконных компонентов опросного блока, и т. д. Свой вклад вносит и шум «цифрового квантования», зависящий от разрядности АЦП, используемого в ФПУ. Обсуждение методов и технических решений, позволяющих подавить второстепенные технические шумы, несмотря на важность, всё же выходит за рамки этого обзора.

**Дробовой шум фототока в фотоприёмнике.** Дробовой шум фототока возникает из-за того, что число электронов, протекающих в цепи фотоприёмника в единицу времени, является случайным. Поскольку фотоэлектроны генерируются при поглощении фотонов, то мощность дробового шума тесно связана со статистикой фотонов в оптическом сигнале и иногда называется «квантовым пределом». Спектр мощности дробового шума тока не зависит от частоты, т. е. является белым в очень широком диапазоне спектра. Верхняя граница спектра дробового шума по частоте определяется величиной, обратной ко времени пролёта электронов между электродами в устройствах вакуумной электроники [43] или сквозь область пространственного заряда в полупроводниковых фотодетекторах. В современных рпн-диодах на арсениде галлия, используемых для работы на длине волны 1,5 мкм, время пролёта может быть менее одной пикосекунды, что соответствует терагерцовым частотам. Ниже этой частоты спектральная плотность мощности дробового фототока определяется формулой Шоттки:

$$S_{I_{\text{дроб}}}(f) = 2eI, \quad (13)$$

где  $e$  — заряд электрона, а  $I$  — средний фототок. Полная мощность шума фототока (она же дисперсия фототока) в частотной полосе  $B$  равна  $\sigma_I^2 = 2eIB$  [ $A^2$ ], а мощность сигнала фототока на полезной нагрузке пропорциональна  $I^2$ . Таким образом, фазовая чувствительность рефлектометра, ограниченная дробовым шумом фототока, имеет вид

$$\delta\varphi_{\text{дроб}}^2 \approx \sigma_{\varphi_{\text{дроб}}}^2 = \frac{4}{\text{ОСШ}_{\text{эдр}}} = \frac{8eB}{I} = \frac{8B}{N_e},$$

где  $N_e$  — среднее число фотоэлектронов, возникающих в единицу времени. Пусть  $\chi$  — квантовая эффективность фотоприёмника, определённая как отношение числа фотоэлектронов к числу поглощённых в приёмнике фотонов. Тогда число фотоэлектронов связано с оптической мощностью постоянной Планка:  $N_e = \chi P/h\nu$ . В итоге фундаментальный предел, накладываемый на фазовую чувствительность рефлектометра дробовым фотошумом, имеет следующий вид:

$$S_{\varphi_{\text{дроб}}}(f) = \frac{\sigma_{\varphi}^2}{B} \approx \frac{8eh\nu}{\chi P} = \frac{8e}{RP}, \quad (14)$$

где  $R = \chi e/h\nu$  — токовая чувствительность по оптической мощности. На длине волны 1,5 мкм при квантовом выходе чуть менее единицы характерное значение токовой чувствительности фотодиодов составляет  $R \sim 1$  А/Вт. Взяв ранее полученную оценку мощности обратнорассеянного сигнала  $P = 10^{-7}$  Вт, в этом случае получаем  $S_{\varphi_{\text{дроб}}}(f) \sim \sim 10^{-11}$  рад<sup>2</sup>/Гц. Используя полосу приёма, равную обратной длительности зондирующего импульса 100 нс ( $B = 1/\tau = 10$  МГц), имеем оценку для фазовой чувствительности,

ограниченной дробовым шумом  $\delta\varphi_{\text{дроб}} \sim 10^{-2}$  рад. Улучшить это значение возможно только наращиванием мощности обратнорассеянного сигнала, при этом следует помнить, что уровень термодинамического шума в волокне от этого не изменится (см. далее).

**Тепловой шум в электронных цепях.** Тепловой шум — равновесный шум, обусловленный тепловым движением носителей заряда в электрической цепи. Мощность теплового шума не зависит от входной оптической мощности или силы фототока и задаётся только температурой электроники (усилителей, нагрузочных резисторов и т. п.). Тепловой шум является белым вплоть до высоких частот ( $>10^{12}$  Гц), на которых параметр  $hf/k_B T$  становится больше единицы. На более низких частотах спектральная плотность мощности теплового шума тока определяется формулой Найквиста [44]:

$$S_{\text{тепл}}(f) = 4k_B T / \rho. \quad (15)$$

Здесь  $T$  — температура в Кельвинах,  $k_B$  — постоянная Больцмана, а  $\rho$  — омическое сопротивление электрической цепи. Взяв сопротивление цепи, равное 300 кОм, получаем оценку мощности теплового шума при комнатной температуре  $S_{\text{тепл}}(f) = 5,5 \cdot 10^{-26}$  А<sup>2</sup>/Гц.

С учётом, как и раньше, оптической мощности  $P = 10^{-7}$  Вт для соответствующей мощности токового сигнала  $I^2 = R^2 P^2$  получаем ОСШэ в полосе 1 Гц:

$$S_{\varphi_{\text{тепл}}}(f) = \frac{\sigma_{\varphi}^2}{B} \approx \frac{4k_B T}{R^2 P^2 \rho}, \quad (16)$$

равное  $\sim 6 \cdot 10^{-12}$  рад<sup>2</sup>/Гц, что примерно совпадает с уровнем мощности фазового шума для дробового шума при тех же параметрах. Увеличивая сопротивление цепи, можно добиться того, что тепловой шум окажется менее значимым, чем дробовой.

**Термодинамический шум волокна.** Поскольку оптическое волокно, являющееся чувствительным элементом датчика, обычно нагрето до температуры  $\sim 300$  К, в нём возникают термодинамические флуктуации. В частности, наблюдаются флуктуации показателя преломления среды (терморелрактивный шум) и флуктуации механической длины и общей геометрии волокна (термомеханический шум). Эти процессы в совокупности приводят к появлению термодинамического шума фазы в обратнорассеянном сигнале. В отличие от дробового и теплового шумов тока, имеющих белый спектр мощности, термодинамический шум имеет спектр мощности вида  $1/f$ . Теоретический анализ этого шума был проведён в работах [45, 46]. Пример его экспериментальных измерений в SMF-волокне, выполненных интерферометрическим методом, опубликован в работе [47]. В этих работах приведены выражения для оценки мощности термодинамических шумов разной природы, а их роль в общем процессе формирования термодинамического шума в настоящее время всё ещё является предметом исследований. Ограничимся замечанием о том, что мощность фазового шума термомеханической природы [46] имеет следующий вид:

$$S_{\text{терм}}(f) = AL \left( \frac{2\pi n}{\lambda} \right)^2 \frac{k_B T}{f}. \quad (17)$$

Помимо интуитивно понятной зависимости мощности шума от температуры, волнового вектора, зондирующего излучения и длины сегмента волокна, на котором наблюдается изменение фазы, мощность термодинамического шума также зависит от геометрии волокна, его упругих термооптических и тепловых свойств и даже от свойств его защитной оболочки, в совокупности определяющих значение параметра  $A$ .

Основываясь на результатах [47], мощность термодинамического шума фазы в диапазоне частот 0,1 Гц — 100 кГц для SMF-волокна при использовании излучения с длиной

волны 1,5 мкм при температуре 300 К можно оценить как  $S_{\text{терм}}(f) = A'L/f$ , где  $A' \approx 10^{-12}$  рад<sup>2</sup>/м.

Таким образом, в одномодовых волокнах при комнатной температуре термодинамический шум начинает преобладать над дробовым на частотах от нескольких десятков герц и ниже, в то время как на более высоких частотах его вклад менее существенный. Увеличение интенсивности обратнорассеянного сигнала сместит частоту, на которой дробовый шум является преобладающим, в более высокие частоты.

**Фазовый шум зондирующего лазера.** Запишем амплитуду лазерного излучения в виде

$$E(t) = \sqrt{P_0 + \delta P(t)} e^{2\pi i\nu_0 t + i\varphi(t)}, \quad (18)$$

где  $\nu_0$  — постоянная частота оптической несущей,  $P_0$  — величина, пропорциональная мощности лазера. Фазовый шум (случайные уходы фазы) описывается функцией  $\varphi(t)$ . Шум интенсивности лазера характеризуется случайной вариацией выходной мощности лазера  $\sim \delta P(t)$ . Спектр шума интенсивности принято нормировать на среднюю мощность лазера и спектральную полосу 1 Гц. Полученная спектральная характеристика нестабильности лазерной мощности называется относительным шумом интенсивности (relative intensity noise, RIN). В логарифмической шкале RIN измеряется в дБ/Гц. В современных лазерах относительный шум интенсивности находится на уровне ниже  $-100$  дБ/Гц и его вкладом в общие шумы рефлектометра обычно можно пренебречь.

Фазовый шум зондирующего лазера является важнейшим источником шумов в когерентной рефлектометрии и поэтому достоин максимально подробного рассмотрения. В самом общем случае фазовый шум описывается спектром его мощности  $S_\varphi(f)$ . Часто вместо спектра мощности фазового шума удобнее использовать родственный ему спектр мощности частотного шума  $S_\nu(f)$ . Поскольку частота сигнала  $\nu$  пропорциональна производной фазы сигнала по времени  $d\varphi/dt$ , в силу свойств преобразования Фурье спектры мощностей шумов фазы и частоты различаются между собой лишь множителем  $f^2$  [48]:

$$S_\nu(f) = f^2 S_\varphi(f). \quad (19)$$

Связь  $S_\nu(f)$  с шириной лазерной линии нетривиальна [48], причём результат вычисления ширины лазерной линии существенно зависит от выбранного метода расчёта [49, 50]. Для упрощения анализа спектр шума частоты  $S_\nu(f)$  часто представляется в виде следующего степенного ряда:

$$S_\nu(f) = S_0 + S_{-1}/f + S_{-2}/f^2 + \dots \quad (20)$$

Первое слагаемое в этом ряду описывает белый шум частоты и является важнейшим параметром, определяющим мгновенную ширину лазерной линии. Именно белый шум частоты является наиболее значимым в широкополосных (с полосой десятки МГц) измерениях с относительно короткими (доли секунды) временами наблюдения, характерными для виброакустических датчиков на основе когерентной рефлектометрии [51, 42], а также в телекоммуникационных системах связи [52].

Белый шум частоты тесно связан с предельной шириной лазерной линии, формула для которой была получена в [53]:

$$\Delta\nu_{\text{лаз}} = \frac{2\pi h\nu(\Delta\nu_{\text{рез}})^2}{P_{\text{лаз}}}. \quad (21)$$

Здесь  $\Delta\nu_{\text{рез}}$  — полная ширина на полувысоте моды резонатора при отсутствии в нём лазерного усиления, зависящая от времени жизни фотона в «холодном» резонаторе;  $P_{\text{лаз}}$  —



выходная мощность лазера. Формула (21) выводится из достаточно простых соображений. Спонтанно испущенные лазерной средой фотоны со случайной фазой попадают в моду лазерного излучения, уже заполненную индуцированными фотонами, что приводит к случайному блужданию фазы выходного лазерного излучения с характерным временем дрейфа фазы  $\tau_{\text{ког}}$ , который зависит от числа фотонов, испускаемых лазером в единицу времени  $P_{\text{лаз}}/h\nu$ , и времени жизни фотонов в резонаторе. Дисперсия фазы в процессе её случайного блуждания линейно нарастает со временем  $t$ :

$$\sigma_{\Delta\varphi}^2 = 2t/\tau_{\text{ког}}. \quad (22)$$

При этом время  $\tau_{\text{ког}}$  определяет мощность белого шума частоты  $S_0$ :

$$S_\nu(f) = S_0 = 1/(\pi^2\tau_{\text{ког}}). \quad (23)$$

Автокорреляционная функция поля лазерного излучения  $\sim e^{i\varphi}$  в то же время имеет вид  $\sim e^{-|t|/\tau_{\text{ког}}}$ . Её образ Фурье, соответствующий спектру мощности лазерного излучения согласно теореме Винера — Хинчина, легко вычисляется и приводит к лоренцевской форме лазерной линии с шириной

$$\Delta\nu_{\text{лаз}} = 1/(\pi\tau_{\text{ког}}) = \pi S_0. \quad (24)$$

В реальных лазерах, кроме белого шума частоты, связанного с фундаментальными процессами в лазере, также присутствуют технические шумы, связанные с шумом накачки и разнообразными термомеханическими процессами. В результате спектр шума частоты обогащается шумами вида  $1/f^\alpha$ .

Шумовые процессы такого типа называют фликкер-шумами (flicker — мерцать). Теоретический анализ фликкер-шумов сопряжён с трудностями, возникающими из-за рас-

ходимости интегралов вида  $\int_0^\infty \frac{df}{f^\alpha}$  вблизи нуля уже для  $\alpha \geq 1$ . Эту проблему обычно

устраняют, ограничив предел интегрирования снизу частотой  $f_{\text{min}} = 1/T_0$ , связанной с большим, но всё же конечным временем наблюдения  $T_0$ . В рамках такого подхода в работе [54] показано, что шум частоты со спектром вида  $S_{-1}/f$  приводит приблизительно к гауссовому профилю лазерной линии с шириной

$$\Delta\nu_{\text{гаусс}} = \sqrt{8 \ln 2 S_{-1} (1 + \ln [2T_0 \sqrt{S_{-1}}])}. \quad (25)$$

Обращает на себя внимание логарифмическая зависимость ширины лазерной линии от времени наблюдения  $T_0$ . Иногда такой логарифмической зависимостью пренебрегают и ширину гауссового профиля берут равной  $\Delta\nu_G \approx \sqrt{9,87 S_{-1}}$  [55]. В случае частотного шума со спектром вида  $S_\nu(f) = S_0 + S_{-1}/f$  лазерная линия описывается профилем Войгта, являющимся свёрткой лоренцевского профиля с шириной, определяемой параметром  $S_0$ , и профилем Гаусса с шириной, определяемой параметром  $S_{-1}$ .

Нахождение связи между  $S_\nu(f)$  и шумом обратнорассеянного сигнала когерентного рефлектометра в силу случайного характера формирования сигнала является ещё более сложной задачей, чем связь между фазовыми шумами и шириной лазерной линии. В частном случае при рассеянии в волокне прямоугольного импульса длительностью  $\tau$ , сформированного из излучения лазера с белым шумом частоты, решение найдено в работе [56], откуда следует, что полная мощность шума интенсивности обратнорассеянного сигнала, нормированная на среднюю мощность сигнала (т. е.  $1/\text{ОСШэ}$ ), имеет вид

$$\sigma_{\text{реф}}^2 = \frac{2\tau}{3\tau_{\text{coh}}} = \frac{2}{3} \pi \Delta\nu_{\text{лаз}} \tau, \quad (26)$$

фазовая чувствительность рефлектометра равна  $\delta\varphi^2 \sim (8\pi/3) \Delta\nu_{\text{лаз}} \tau$ .

Когерентный рефлектометр рассеяния Рэлея во многом схож с оптическим интерферометром, образованным двумя слабо отражающими зеркалами, разнесёнными друг от друга на расстояние  $L_{sc}$ , которое зависит от длительности зондирующего импульса (3). В приближении  $\tau/\tau_{\text{ког}} \ll 1$  спектр флуктуаций интенсивности, нормированный на среднюю мощность на выходе двулучевого интерферометра, после усреднения по всем фазовым задержкам [57] описывается формулой

$$S_P(f) = \frac{\tau^2}{\tau_{\text{ког}}} \left( \frac{\sin(\pi f \tau)}{\pi f \tau} \right)^2 = \frac{\tau^2}{\tau_{\text{ког}}} \text{sinc}^2(\pi f \tau). \quad (27)$$

Полная нормированная мощность шума интенсивности на выходе интерферометра при этом имеет вид

$$\sigma_{P_{\text{инт}}}^2 = \int_0^{\infty} S_P(f) df = \tau/(2\tau_{\text{ког}}) = \pi \Delta\nu_{\text{лаз}} \tau/2. \quad (28)$$

Результаты (26) и (28) интуитивно понятны. И у интерферометра, и у рефлектометра чувствительность к фазе ограничена случайным уходом фазы лазера за время, равное длительности импульса (время задержки в случае интерферометра). Для белого шума частоты дисперсия фазовой ошибки определяется выражением (23). Откуда фазовая ошибка оценивается как  $\sigma_{\varphi}^2 = 2\tau/\tau_{\text{ког}} = 2\pi \Delta\nu_{\text{лаз}} \tau$ , что с точностью до численного множителя совпадает с (26) и (28).

Такой интерферометрический подход к оценке чувствительности рефлектометра можно обобщить и на случай произвольного вида  $S_{\nu}(f)$  [58]. Когда время задержки  $\tau$  много меньше обратной ширины лазерного спектра, частотная передаточная функция интерферометра имеет вид  $H(f) = \sin^2(\pi f \tau)$ . Излучение со спектром шума частоты  $S_{\nu}(f)$ , поступающее на вход интерферометра, фильтруется интерферометром, что приводит к частотному спектру  $\tilde{S}_{\nu}(f) = H(f)S_{\nu}(f) = S_{\nu}(f) \sin^2(\pi f \tau)$  на выходе интерферометра. Соответствующий спектр фазы получается домножением спектра частоты на множитель  $1/f^2$ :

$$\tilde{S}_{\varphi}(f) = S_{\nu}(f) \sin^2(\pi f \tau)/f^2. \quad (29)$$

Вычисление интеграла от спектра фазового шума  $\tilde{S}_{\varphi}(f)$  позволяет оценить дисперсию фазы

$$\sigma_{\varphi_{\text{инт}}}^2 = \pi^2 \tau^2 \int_{f_{\text{мин}}}^{\infty} S_{\nu}(f) \frac{\sin^2(\pi f \tau)}{(\pi f \tau)^2} df. \quad (30)$$

В частном случае, когда спектр частоты белый,  $S_{\nu}(f) = S_0 = 1/(\pi^2 \tau_{\text{ког}})$ , вычисление интеграла (30) с  $f_{\text{мин}} = 0$  сразу приводит к ранее полученному результату (28). Однако уже для шума  $1/f$  интеграл (30) расходится в нуле. Учитывая, что измерение шума ограничено временем наблюдения  $T_0$ , в качестве нижнего предела интегрирования можно взять  $f_{\text{мин}} = 1/T_0$ . Такой подход устраняет расходимость, но результат вычисления фазовой ошибки становится зависимым от времени измерения.

По аналогии со случаем белого шума частоты формулу (30), полученную для интерферометра, можно использовать для грубой оценки фазовой чувствительности рефлектометра с точностью до множителя  $\sim 1$ . При этом существенно, что в отличие от интерферометра, где шум на выходе генерируется непрерывно, пока в интерферометр светит лазер, измерение рефлектометром производится дискретно — на частоте повторения зондирующих импульсов  $f_{\text{имп}}$ . Понятно, что дисперсия интенсивности отражённого сигнала, по крайней мере, в случае преобладания белого шума частоты, не зависит от частоты повторения импульсов. Важнее набрать количество обратнорассеянных из волокна сигналов, достаточное для статистической обработки. При дискретном же преобразовании Фурье вычисление спектра уровня шумов интенсивности ограничено диапазоном от нуля до частоты Найквиста, равной  $f_{\text{имп}}/2$ . При этом  $\sigma_p^2 = \int_0^{f_{\text{имп}}} S_{P,f_{\text{имп}}}(f) df = \text{const.}$

Это приводит к выводу, что полученная в результате дискретного измерения плотность шума  $S_{P,f_{\text{имп}}}$  сильно зависит от частоты зондирования волокна  $f_{\text{имп}}$ . Спектр шума интенсивности обратнорассеянного сигнала имеет характерную ширину  $\sim 1/\tau$  (что видно из выражения (27) для интерферометра, если его воспринимать как оценку рефлектометра). Более строгий анализ в работе [56] приводит к такому же выводу: ширина спектра  $S_P(f)$  обычно составляет несколько МГц, что на много порядков больше, чем близкая к акустическим частотам  $f_{\text{имп}}$ . В результате из-за явления подмены частоты в узкий низкочастотный спектральный диапазон дискретного измерения попадают высокочастотные шумы из многочисленных «наложенных зон подмены». Поскольку  $\sigma_p^2 \cong f_{\text{имп}} S_{P,f_{\text{имп}}}(f)$ , то уровень шума при дискретном (импульсном) измерении можно оценить как

$$S_{P,f_{\text{имп}}}(f) \sim \sigma_p^2 / f_{\text{имп}}. \quad (31)$$

При этом интегральная фазовая чувствительность рефлектометра, как и дисперсия шума интенсивности, от частоты зондирования не зависит. Для лазера в условиях преобладания белого шума частоты, соответствующего мгновенной ширине лазерного спектра  $\Delta\nu = 1$  кГц при длине зондирующего импульса 100 нс, получаем  $\delta\varphi \sim \sqrt{(8\pi/3) \Delta\nu_{\text{лаз}} \tau} \sim 0,03$  рад, что в разы превышает уровень дробового шума.

**Влияние уходов частоты лазера на работу рефлектометра.** Важной особенностью когерентных рефлектометров является их чувствительность к незначительным изменениям частоты зондирующего лазера. Характерный масштаб этого эффекта легко оценить, снова прибегнув к сравнению рефлектометра с интерферометром, два зеркала которого разнесены на расстояние  $L_{sc}$  (3).

Амплитуды двух отражённых в интерферометре волн имеют разность фаз  $\Delta\varphi(k) = 2knL_{sc}$ . Конструктивная интерференция сменяется деструктивной каждый раз при приращении фазового набегу в интерферометре на  $\pi$ , что происходит при таком изменении волнового вектора  $\Delta k$ , что  $2\Delta knL_{sc} = \pi$ . Перейдя от волнового вектора  $k$  к частоте падающего излучения  $f$  и учитывая связь (3) между  $L_{sc}$  и  $\tau$ , получаем соответствующее изменение оптической частоты  $\Delta f = 1/2\tau$ , которое обратно пропорционально длительности импульса и не зависит от показателя преломления  $n$  среды, заполняющей интерферометр.

В [9] решена аналогичная задача для рефлектометра: проведён теоретический анализ статистической зависимости интенсивности  $I \sim |E|^2$  сигнала рефлектометра от изменения волнового вектора, что равнозначно сдвигу частоты излучения, как в вышеприведённом примере. Использовалась модель, описывающая рассеяние импульса прямоугольной формы длительностью  $\tau$  на случайно распределённых центрах (см. рис. 1). Поскольку интенсивность рассеяния  $I(k)$  — случайная функция, характер её зависимости от  $k$  можно описать статистически: с помощью корреляционной функции интенсивностей  $I(k_1)$  и  $I(k_2)$ ,

зависящей от разницы волновых векторов,  $\Delta k = k_1 - k_2$ . Для корреляционной функции интенсивностей был получен следующий простой, но важный результат:

$$C(\Delta k) = \left( \frac{\sin(\Delta k n L_{sc})}{\Delta k n L_{sc}} \right)^2, \quad (32)$$

т. е. изменение частоты зондирующего лазера такое, что  $\Delta k n L_{sc} = \pi$  обращает корреляционную функцию (32) в нуль. Перейдя от волновых векторов к частоте, получим обнуление корреляционной функции, которое происходит при сдвиге оптической частоты  $\Delta f = 1/\tau$  на величину, равную обратной длительности зондирующего импульса [9]. Отличие в 2 раза от аналогичного результата в интерферометре связано с тем, что в рефлектометре рассеяние равномерно распределено вдоль всей длины  $L_{sc}$ , а в интерферометре отражение происходит дискретно там, где расположены зеркала.

Из (32) возникают два значимых следствия. Во-первых, изменение частоты лазера на  $1/\tau$  приводит к тому, что обратнорассеянный сигнал полностью декоррелируется, т. е. становится неузнаваемым. При этом сохраняются все статистические свойства обратнорассеянного сигнала такие, как распределение интенсивности (7), ширина оптического спектра, процентная длина волокна, подверженная замираниям, и т. п. Но расположение зон замирания вдоль волокна становится другим. Таким образом, зоны замирания можно передвигать вдоль волокна, меняя длину волны лазера, чем иногда пользуются на практике.

Во-вторых, даже если на волокно никакого воздействия нет, обратнорассеянный сигнал когерентного рефлектометра при изменении частоты зондирующего лазера случайным образом меняется вдоль всей длины волокна, что можно ошибочно принять за воздействие на волокно. Для  $\tau = 100$  нс оптическая частота  $\Delta f = 1/\tau = 10$  МГц, что много меньше оптической частоты излучения  $\sim 10^{14}$  Гц, поэтому стабильность центральной частоты лазера, описываемая скоростью ухода частоты  $a = df/dt$  на секундных временных масштабах, является для когерентной рефлектометрии параметром, не менее важным, чем уровень фазовых шумов лазера и его мгновенная ширина линии.

Предложен ряд методик, основанных на гетеродинировании двух лазеров [42], а также на методе самогетеродинирования одного лазера с помощью волоконного интерферометра [51] и вычислении как спектра частотного шума, так и дисперсии Аллана частоты сигнала биений, возникающего при гетеродинировании [48]. Такой метод позволяет практически в реальном времени измерять параметры частотных шумов и уходов частоты в высококогерентных лазерах. Также в этих работах экспериментально показана прямая связь между мгновенной шириной лазерной линии и ОСШэ когерентного рефлектометра, измеренная на субсекундном временном масштабе.

Фазовый сдвиг может происходить не только при уходе лазерной частоты, но и при изменении температуры волокна или его статической деформации:

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi\tau_d}{c\lambda} \beta \Delta T + \frac{2\pi\tau_d}{c\lambda} \xi \varepsilon + 2\pi\tau_d \Delta\nu. \quad (33)$$

Здесь  $c$  — скорость света,  $\beta = 9,6 \cdot 10^{-6}$  1/К — температурный коэффициент,  $\xi = 0,78$  — поправка, учитывающая фотоупругий эффект в волокне (10). Например, если используется фазовый рефлектометр с длиной волны лазера  $\lambda = 1,5$  мкм и временем задержки в паре зондирующих импульсов  $\tau_d = 200$  нс, как в [31], то регистрируемый фазовый отклик  $\Delta\Phi \sim 0,1$  рад может быть вызван либо изменением температуры волокна на  $\Delta T = 0,04$  мК, либо растяжением на  $\varepsilon = 0,5 \cdot 10^{-9}$ , либо уходом частоты лазера на 80 кГц между зондирующими импульсами (обычно следующими на частотах  $\sim 1$  кГц). Отличить вклады от этих процессов можно только с помощью очень сложных корреляционных методов [59–61].

В случае если уходы частоты лазера представляют проблему, существует ряд технических решений, позволяющих стабилизировать частоту лазера, привязав её с помощью электронной обратной связи к внешнему эталону, например к линии молекулярного поглощения, подходящей по частоте, или к внешнему эталону Фабри — Перо. Наиболее часто для решения этой задачи используется метод Паунда — Древера — Холла [62, 63].

**Использование волокон с массивами искусственных рассеивателей.** Одним из способов увеличения коэффициента захвата в моду является формирование массива искусственных рассеивателей (МИР) вдоль всей длины волокна (МИР-волокно, engineered fiber [17, 64–66]), при этом в идеальном случае индикатрису рассеяния желательнее иметь такой, чтобы большая часть рассеянного излучения отражалась обратно в моду МИР-волокна. В качестве таких искусственных отражателей можно использовать волоконные решётки Брэгга (волоконные брэгговские решётки (ВБР)) [67, 68]. Такие решётки формируются, например, облучением волокна, легированного германием, ультрафиолетовым излучением, профиль интенсивности которого промодулирован вдоль длины волокна [69–71]. Коэффициент захвата в моду  $\zeta$  при использовании ВБР близок к единице, однако простые ВБР имеют узкий спектр отражения, слегка отличающийся от решётки к решётке, что при использовании узкополосного зондирующего излучения приводит к сильному разбросу коэффициентов отражений в массиве решёток: в разных решётках разная отстройка собственного вектора пространственной модуляции от волнового вектора зондирующего излучения. Эта проблема устраняется при использовании чирпированных брэгговских решёток, в которых период модуляции меняется вдоль длины волокна по линейному закону, т. е. имеет чирп. Ширина спектра отражения чирпированных решёток зависит от величины чирпа и может быть больше статистического разброса параметров в массиве решёток [72], что уменьшает разброс коэффициентов отражения в массиве чирпированных брэгговских решёток до приемлемого уровня.

Другим способом формирования МИР-волокон является использование фемтосекундных лазерных импульсов точечной модификации сердцевины волокна, в том числе позволяющее и поточечную запись ВБР с произвольным чирпом [73–76]. Заметим, что технология записи ВБР с использованием фемтосекундных лазерных импульсов также может быть использована и при изготовлении одночастотных волоконных лазеров [77].

Поточечная запись решёток в волокнах является достаточно длительным процессом. Формирование точечных дефектов в волокне вместо ВБР позволяет значительно увеличить скорость обработки волокна, однако в этом случае коэффициент захвата в моду обычно существенно меньше единицы [78]. Тем не менее и в этом случае повышение рассеянной мощности позволяет существенно увеличить дальность работы рефлектометра.

Другим преимуществом МИР-волокон по сравнению с обычными волокнами является регулярный характер обратнорассеянного сигнала, что полностью устраняет эффект замирания сигнала. Как обсуждалось выше, если температура волокна медленно изменяется со временем, что часто бывает в полевых условиях из-за суточных колебаний температуры, то диаграмма водопада для интенсивности обратнорассеянного сигнала напоминает медленно плывущую спекл-структуру, показанную на рис. 8, *a*. Если рассмотреть в ней сигналограмму (т. е. сигнал из одного отдельного канала), изображённую на рис. 8, *b*, то видно, что изменение температуры приводит к случайным замираниям интенсивности обратнорассеянного сигнала, сопровождающегося  $\pi$ -скачками фазового сигнала. Это явление приводит к появлению низкочастотного фликкер-шума в фазовом сигнале рефлектометра даже при идеально стабильном лазере [64], что затрудняет регистрацию низкочастотных сигналов, важных, например, в сейсмометрии и гидроакустике.

Данный эффект можно подавить, если в волокне сформирован массив искусственных рассеивающих центров, равномерно распределённых с фиксированным шагом вдоль волокна [17, 78]. Если шаг между отражателями в волокне совпадает с пространственной

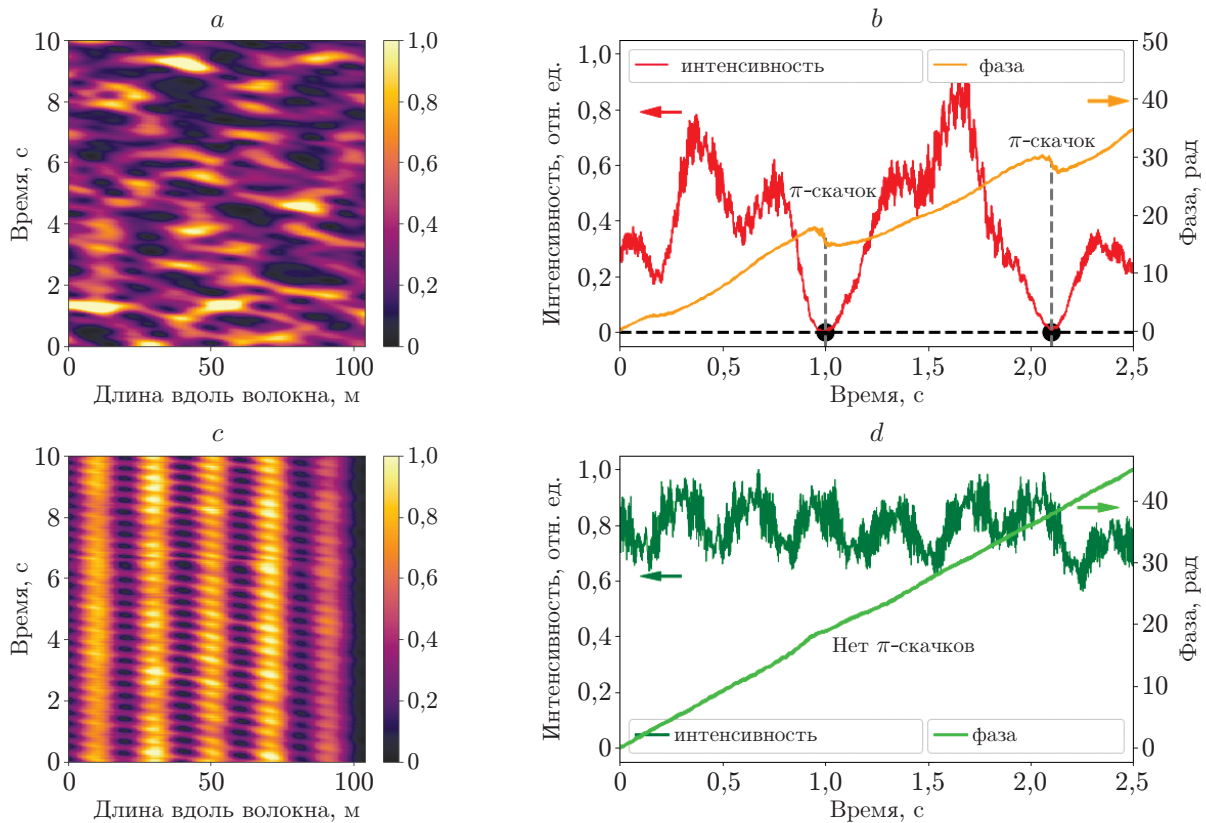


Рис. 8. Работа рефлектометров с подключенными МИР- и одномодовыми волокнами: диаграммы водопада для интенсивности обратнорассеянного сигнала при медленном уходе частоты лазера (а), (с) (уход частоты имитирует медленное изменение температуры волокна в реальных полевых условиях); вариации интенсивности и восстановленной фазы (b), (d), посчитанные в случайно выбранном фиксированном месте волокна (канале рефлектометра). Рефлектометр подключён к обычному SMF-волокну (а), (b). Использование SMF-волокна с массивом искусственных рассеивателей, сформированных с помощью обработки сердцевины волокна фемтосекундными лазерными импульсами (с), (d). Видно исчезновение случайного замирания в сигналах интенсивности, и заметна линейаризация фазового отклика при использовании МИР-волокна

базой  $L_{\text{баз}} = v_g \tau_d / 2$  измерения оптической фазы, определяемой временем задержки  $\tau_d$  между интерферирующими парами обратнорассеянных сигналов (см. рис. 4), то отражение из волокна перестаёт носить случайный характер, что приводит к целому ряду преимуществ.

На рис. 8 приведены экспериментальные графики, позволяющие сравнить работу рефлектометра, когда к нему подключено обычное одномодовое волокно (рис. 8, а, b) и при использовании МИР-волокна с точечными рассеивающими центрами (рис. 8, с, d), имеющими коэффициент отражения  $\sim 10^{-4}$  (−40 дБ) и записанными в стандартном одномодовом волокне с шагом 20 м (рис. 8, d). Использовалось волокно, предоставленное ИАиЭ СО РАН. База измерения фазы совпадала с шагом между рассеивающими центрами.

В данном эксперименте вместо контролируемого медленного изменения температуры волокна, трудно реализуемого для длинных волокон в лаборатории, проще оказалось использовать медленную перестройку частоты зондирующего лазера со скоростью

$\sim 15$  МГц/с, что, как следует из (33), эквивалентно изменению температуры волокна со скоростью 0,5 К/мин. Скорость перестройки частоты контролировалась методом гетеродина, т. е. измерялась зависящая от времени частота сигнала биений между перестраиваемым лазером и стабильным по частоте лазером, генерирующим опорный оптический сигнал.

Заметим, что рефлектометр, подключённый к МИР-волокну, строго говоря, уже является не распределённым, а квазираспределённым датчиком, что, впрочем, не ухудшает разрешающую способность прибора, если шаг между рассеивателями соответствует базе измерения фазы в рефлектометре. При переходе к МИР-волокну ранее сделанное сопоставление интерферометра и когерентного рефлектометра перестаёт быть аналогией и становится тождеством. В частности, формула (30) для оценки шума в рефлектометре, вызванного фазовыми шумами лазера, уже не является оценочной.

Таким образом, использование МИР-волокон не только позволяет увеличить дальность, на которой можно зафиксировать обратнорассеянный сигнал, но и эффективно подавляет нежелательные эффекты, связанные с замираниями сигнала при рассеянии в обычном волокне, в частности существенно уменьшает низкочастотный шум, возникающий из-за мерцания мёртвых зон при изменении температуры волокна в полевых условиях. Это преимущество в особенности важно для применений, где требуется высокая чувствительность датчика на низких частотах, например в сейсмометрии и гидроакустике. Остаточный шум в сигнале рефлектометра при этом связан, главным образом, с фазовыми шумами лазера, описываемыми выражением (30).

**Заключение.** В данном обзоре изложены основные свойства оптических сигналов, возникающих в когерентных рефлектометрах, использующих рэлеевское рассеяние в волокне, рассмотрены и классифицированы основные шумы как фундаментальной, так и технической природы, определяющие пределы фазовой чувствительности в когерентных рефлектометрах. Приведены результаты измерений с использованием искусственно модифицированных одномодовых волокон с массивами искусственных рассеивателей, распределённых вдоль длины волокна (МИР-волокна). Продемонстрированы и проанализированы преимущества МИР-волокон по сравнению с обычными одномодовыми волокнами. В частности, экспериментально продемонстрировано, что, помимо увеличения интенсивности обратнорассеянного сигнала, использование МИР-волокон подавляет случайные замирания интенсивности обратнорассеянного оптического сигнала, а также связанный с замираниями низкочастотный шум, возникающий при медленном изменении температуры волокна. Показана связь фазовых шумов зондирующего лазера с фазовыми шумами в сигнале рефлектометра при использовании как обычных одномодовых волокон, так и МИР-волокон.

Изложенный материал будет полезным в качестве обучающего пособия при изучении принципов работы фазовых чувствительных когерентных рефлектометров рассеяния Рэля. В качестве дополнительного материала для изучения рекомендуются работы [3, 48, 54], а также обзоры, связанные с когерентной рефлектометрией и её применениями [79–83].

**Благодарности.** Авторы выражают благодарность сотрудникам Института автоматизации и электрометрии СО РАН член-корр. РАН д.ф.-м.н. С. А. Бабину и к.ф.-м.н. А. А. Вольфу, а также сотрудникам Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН д.ф.-м.н. О. В. Бутову и Д. В. Пржиялковскому за предоставление образцов МИР-волокон, изготовленных различными методами, и за помощь в проведении экспериментов и к.ф.-м.н. А. Э. Алексею за полезные обсуждения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Nikitin S. P., Kuzmenkov A. I., Gorbulev V. V. et al.** Distributed temperature sensor based on a phase-sensitive optical time-domain Rayleigh reflectometer // *Laser Phys.* 2018. **28**, N 8. 085107.
2. **Posey R. Jr., Johnson G., Vohra S. T.** Strain sensing based on coherent Rayleigh scattering in an optical fibre // *Electron. Lett.* 2000. **36**, N 20. P. 1688–1689.
3. **Hartog A. H.** An Introduction to Distributed Optical Fibre Sensors. Boca Raton: CRC press, 2017. 427 p.
4. **Alekseev A. E., Vdovenko V. S., Gorshkov B. G. et al.** Contrast enhancement in an optical time-domain reflectometer via self-phase modulation compensation by chirped probe pulses // *Laser Phys.* 2016. **26**, N 3. 035101.
5. **Попов А. Н., Галинуров Р. З.** Волоконно-оптические технологии в системах управления движением поездов и контроля состояния объектов инфраструктуры // *Транспорт Урала.* 2018. **58**, № 3. С. 48–54.
6. **Li Y., Karrenbach M., Ajo-Franklin J.** Distributed Acoustic Sensing in Geophysics: Methods and Applications. Hoboken: John Wiley & Sons, 2021. 320 p.
7. **Шнеерсон М. Б.** Распределённые акустические сейсмические системы при работах ВСП // *Экспозиция Нефть Газ.* 2017. **1**, № 54. С. 23–25.
8. **Goodman J. W.** Some fundamental properties of speckle // *JOSA.* 1976. **66**, N 11. P. 1145–1150.
9. **Mermelstein M. D., Posey R., Johnson G. A., Vohra S. T.** Rayleigh scattering optical frequency correlation in a single-mode optical fiber // *Opt. Lett.* 2001. **26**, N 2. P. 58–60.
10. **Tosoni O., Aksenov S. B., Podivilov E. V., Babin S. A.** Model of a fibreoptic phase-sensitive reflectometer and its comparison with the experiment // *Quantum Electronics.* 2010. **40**, N 10. P. 887–892.
11. **Nikitin S. P., Ulanovskiy P. I., Kuzmenkov A. I. et al.** Influence of modulation instability on the operation of phase-sensitive optical time domain reflectometers // *Laser Phys.* 2016. **26**, N 10. 105106.
12. **Liokumovich L. B., Ushakov N. A., Kotov O. I. et al.** Fundamentals of Optical Fiber Sensing Schemes Based on Coherent Optical Time Domain Reflectometry: Signal Model Under Static Fiber Conditions // *Journ. Lightwave Technol.* 2015. **33**, N 17. P. 3660–3671.
13. **Chen D., Liu Q., He Z.** Phase-detection distributed fiber-optic vibration sensor without fading-noise based on time-gated digital OFDR // *Opt. Express.* 2017. **25**, N 7. P. 8315–8325.
14. **Ricker D. W.** Echo Signal Processing. Springer Science & Business Media, LLC, 2003. 484 p.
15. **Горбуленко В. В., Наний О. Е., Нестеров Е. Т. и др.** Использование обратного рэлеевского рассеяния в волокне для измерения спектра оптических сигналов // *Т-Сomm-Телекоммуникации и транспорт.* 2012. **6**, № 1. С. 24–26.
16. **Gysel P., Staubli R. K.** Statistical properties of Rayleigh backscattering in single-mode fibers // *Journ. Lightwave Technol.* 1990. **8**, N 4. P. 561–567.
17. **Farhadiroushan M., Parker T., Shatalin S. et al.** Keynote: Integrated Distributed Fibre Optic Sensing System for Reservoir and Subsidence Monitoring // *Proc. of the EAGE GeoTech 2021 Second EAGE Workshop on Distributed Fibre Optic Sensing.* March 1–5, 2021. Onlin. Vol. 2021, N 1. P. 1–5.
18. **Бенгальский Д. М., Харасов Д. Р., Фомиряков Э. А. и др.** Работа когерентного рефлектометра в условиях сильного локального воздействия на волокно // *Квантовая электроника.* 2021. **51**, № 2. С. 175–183.
19. **Gabai H., Eyal A.** How to specify and measure sensitivity in Distributed Acoustic Sensing (DAS)? // *Proc. SPIE.* 2017. **10323**. 103238A.



20. **Fleyer M., Cahill J. P., Horowitz M. et al.** Comprehensive model for studying noise induced by self-homodyne detection of backward Rayleigh scattering in optical fibers // *Opt. Express*. 2015. **23**, N 20. P. 25635–25652.
21. **Froggatt M. E., Gifford D. K.** Rayleigh backscattering signatures of optical fibers—their properties and applications // *Proc. of the Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference*. Anaheim, USA, 17–21 March, 2013. P. OW1K.6.
22. **Le Parc R., Champagnon B., Levelut C. et al.** Density and concentration fluctuations in SiO<sub>2</sub>–GeO<sub>2</sub> optical fiber glass investigated by small angle x-ray scattering // *Journ. Appl. Phys.* 2008. **103**, Iss. 9. P. 094917–094917-8.
23. **Levelut C., Faivre A., Le Parc R. et al.** In situ measurements of density fluctuations and compressibility in silica glasses as a function of temperature and thermal history // *Phys. Rev. B*. 2005. **72**, Iss. 22. P. 224201.
24. **Healey P.** Fading in heterodyne OTDR // *Electron. Lett.* 1984. **20**, N 1. P. 30–32.
25. **Нестеров Е. Т., Слепцов М. А., Трещиков В. Н. и др.** Когерентный оптический рефлектометр. Концепция создания прибора // *Т-Comm-Телекоммуникации и Транспорт*. 2010. **8**. С. 51–54.
26. **Li M.-J., Hayashi T.** Chapter 1 - Advances in low-loss, large-area, and multicore fibers // *Optical Fiber Telecommunications VII*. Academic Press, 2020. P. 3–50.
27. **Corning Incorporated.** Corning<sup>®</sup> SMF-28e+<sup>®</sup> Optical Fiber. 2014. URL: [https://www.corning.com/media/worldwide/coc/documents/Fiber/product-information-sheets/PI1463\\_07-14\\_English.pdf](https://www.corning.com/media/worldwide/coc/documents/Fiber/product-information-sheets/PI1463_07-14_English.pdf) (дата обращения: 31.10.2022).
28. **Danielson B. L.** Backscatter Measurements on Optical Fibers. Washington: US Department of Commerce, National Bureau of Standards, 1981. Vol. 13. 44 p.
29. **Martins H. F., Martin-Lopez S., Corredera P. et al.** Modulation instability-induced fading in phase-sensitive optical time-domain reflectometry // *Opt. Lett.* 2013. **38**, Iss. 6. P. 872–874.
30. **Alekseev A. E., Vdovenko V. S., Gorshkov B. G. et al.** A phase-sensitive optical time-domain reflectometer with dual-pulse phase modulated probe signal // *Laser Phys.* 2014. **24**, N 11. 115106.
31. **Nikitin S. P., Kuzmenkov A. I., Gorbulyenko V. V. et al.** Distributed temperature sensor based on a phase-sensitive optical time-domain Rayleigh reflectometer // *Laser Phys.* 2018. **8**, Iss. 28. 085107.
32. **Shatalin S. V., Treshchikov V. N., Rogers A. J.** Interferometric optical time-domain reflectometry for distributed optical-fiber sensing // *Appl. Opt.* 1998. **37**, N 24. P. 5600–5604.
33. **Juarez J. C., Maier E. W., Choi K. N., Taylor H. F.** Distributed fiber-optic intrusion sensor system // *Journ. Lightwave Technology*. 2005. **23**, N 6. P. 2081–2087.
34. **Лукашова Т. О., Наний О. Е., Никитин С. П., Трещиков В. Н.** Точность измерения и пространственная разрешающая способность распределённого температурного датчика на основе двухимпульсного дифференциального когерентного рефлектометра // *Квантовая электроника*. 2020. **50**, № 9. С. 882–887.
35. **Wu Y., Gan J., Zhang Z. et al.** Distributed fiber voice sensor based on phase-sensitive optical time-domain reflectometry // *IEEE Photonics Journal*. 2015. **1**, N 7. P. 1–10.
36. **Pat. RU2562689C1.** Distributed sensor of acoustic and vibration action /В. Н. Трещиков, О. Е. Наний, С. П. Никитин, А. В. Манаков, А. В. Сергеев. Publ. 10.09.2015.
37. **Masoudi A., Newson T. P.** Contributed Review: Distributed optical fibre dynamic strain sensing // *Rev. Sci. Instrum.* 2016. **87**, Iss. 1. 011501.
38. **Takei N., Ryu S.** Dynamic measurement of fiber-birefringence spatial distribution by coherent heterodyne detection of rayleigh backscattered light // *CLEO: Science and Innovations*. San Jose, USA, 9–14 May, 2021. P. SM1E.7.

39. **Pat. GB2222247A UK.** Distributed fibre optic sensor system / J. P. Dakin, C. Lamb. Publ. 28.02.1990.
40. **Pat. US20120067118A1.** Distributed fiber optic sensor system with improved linearity / A. Hartog, K. Kader. Publ. 22.03.2012.
41. **Bertholds A., Dandliker R.** Determination of the individual strain-optic coefficients in single-mode optical fibres // *Journ. Lightwave Technol.* 1988. **6**, N 1. P. 17–20.
42. **Nikitin S. P., Fomiryakov E. A., Kharasov D. R. et al.** Characterization of ultra-narrow linewidth lasers for phase-sensitive coherent reflectometry using eom facilitated heterodyning // *Journ. Lightwave Technol.* 2019. **38**, N 6. P. 1446–1453.
43. **Давенпорт В. Б., Рут В. Л.** Введение в теорию случайных сигналов и шумов. Рипол Классик, 2014. 474 с.
44. **Johnson J. B.** Thermal agitation of electricity in conductors // *Phys. Rev.* 1928. **32**, N 1. P. 97.
45. **Wanser K. H.** Fundamental phase noise limit in optical fibres due to temperature fluctuations // *Electronics Lett.* 1992. **28**, Iss. 1. P. 53–54.
46. **Duan L. Z.** Intrinsic thermal noise of optical fibres due to mechanical dissipation // *Electron. Lett.* 2010. **46**, N 22. P. 1515–1516.
47. **Dong J., Huang J., Li T., Liu L.** Observation of fundamental thermal noise in optical fibers down to infrasonic frequencies // *Appl. Phys. Lett.* 2016. **108**, N 2. 021108.
48. **Riehle F.** *Frequency Standards: Basics and Applications.* Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH Co. KGaA, 2006. 526 p.
49. **Di Domenico G., Schilt S., Thomann P.** Simple approach to the relation between laser frequency noise and laser line shape // *Appl. Opt.* 2010. **49**, N 25. P. 4801–4807.
50. **Von Bandel N., Myara M., Sellahi M. et al.** Time-dependent laser linewidth: Beat-note // *Opt. Express.* 2016. **24**, N 24. P. 27961–27978.
51. **Fomiryakov E. A., Kharasov D. R., Nikitin S. P. et al.** New approach to laser characterization using delayed self-heterodyne interferometry // *Journ. Lightwave Technol.* 2021. **39**, N 15. P. 5191–5196.
52. **Kikuchi K.** Effect of 1/f-type FM noise on semiconductor-laser linewidth residual in high-power limit // *IEEE Journ. Quantum Electronics.* 1989. **25**, N 4. P. 684–688.
53. **Schawlow A. L., Townes C. H.** Infrared and optical masers // *Phys. Rev.* 1958. **112**, N 6. P. 1940–1949.
54. **Mercer L. B.** 1/f frequency noise effects on self-heterodyne linewidth measurements // *Journ. Lightwave Technol.* 1991. **9**, N 4. P. 485–493.
55. **Stephan G. M., Tam T. T., Blin S. et al.** Laser line shape and spectral density of frequency noise // *Phys. Rev.* 2005. **71**. 043809.
56. **Alekseev A. E., Tezadov Y. A., Potapov V. T.** Intensity noise limit in a phase-sensitive optical // *Laser Phys.* 2017. **27**, N 5. 055101.
57. **Moslehi B.** Noise power spectra of optical two-beam interferometers induced by the laser phase noise // *Journ. Lightwave Technol.* 1986. **4**, N 11. P. 1704–1710.
58. **Zhang Z., Yariv A.** A general relation between frequency noise and lineshape of laser light // *IEEE Journ. Quantum Electronics.* 2020. **56**, N 3. P. 1–5.
59. **Lu X., Soto M. A., Thévenaz L.** Temperature-strain discrimination in distributed optical fiber sensing using phase-sensitive optical time-domain reflectometry // *Opt. Express.* 2017. **25**, N 14. P. 16059–16071.
60. **Koyamada Y., Imahama M., Kubota K., Hogari K.** Fiber-optic distributed strain and temperature sensing with very high measurand resolution over long range using coherent OTDR // *Journ. Lightwave Technol.* 2009. **27**, N 9. P. 1142–1146.

61. **Soto M. A., Lu X., Martins H. F. et al.** Distributed phase birefringence measurements based on polarization correlation in phase-sensitive optical time-domain reflectometers // *Opt. Express*. 2015. **23**, N 19. P. 24923–24936.
62. **Drever R. W. P., Hall J. L., Kowalski F. V. et al.** Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator // *Appl. Phys. B*. 1983. **31**, N 2. P. 97–105.
63. **Black E. D.** An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization // *American Journ. Phys.* 2001. **69**, N 1. P. 79–87.
64. **Shatalin S., Parker T., Farhadiroushan M.** High definition seismic and microseismic data acquisition using distributed and engineered fiber optic acoustic sensors // *Distributed Acoustic Sensing in Geophysics: Methods and Applications*. Hoboken, NJ: Wiley, 2021. P. 1–32.
65. **Hicke K., Eisermann R., Chruscicki S.** Enhanced distributed fiber optic vibration sensing and simultaneous temperature gradient sensing using traditional C-OTDR and structured fiber with scattering dots // *Sensors*. 2019. **19**, N 19. P. 4114.
66. **Masoudi A., Beresna M., Brambilla G.** 152 km-range single-ended distributed acoustic sensor based on inline optical amplification and a micromachined enhanced-backscattering fiber // *Opt. Lett.* 2021. **46**, N 3. P. 552–555.
67. **Васильев С. А., Медведков О. И., Королев И. Г. и др.** Волоконные решётки показателя преломления и их применения // *Квантовая электроника*. 2005. **35**, № 12. С. 1085–1103.
68. **Кульчин Ю. Н., Витрик О. Б., Дышлюк А. В. и др.** Рефлектометрический метод детектирования сигналов от датчиков на волоконных брэгговских решётках // *Автометрия*. 2008. **44**, N 2. P. 113–118.
69. **Hill K. O., Malo B., Bilodeau F., Johnson D. C.** Photosensitivity in optical fibers // *Ann. Rev. Mater. Sci.* 1993. **23**, N 1. P. 125–157.
70. **Зайцев И. А., Бутов О. В., Волошин В. В. и др.** Оптическое волокно с распределённым отражателем брэгговского типа // *Радиотехника и электроника*. 2016. **61**, № 6. С. 602.
71. **Popov S. M., Butov O. V., Kolosovskii A. O. et al.** Optical fibres and fibre tapers with an array of Bragg gratings // *Quant. Electron.* 2019. **49**, N 12. P. 1127–1131.
72. **Харасов Д. Р., Бенгальский Д. М., Вяткин М. Ю. и др.** Увеличение дальности работы когерентного оптического рефлектометра с помощью волокна с chirpированными волоконными брэгговскими решётками // *Квантовая электроника*. 2020. **50**, № 5. С. 510–513.
73. **Pallarés-Aldeiturriaga D., Roldán-Varona P., Rodriguez-Cobo L., Lypez-Higuer J. M.** Optical fiber sensors by direct laser processing: A review // *Sensors*. 2020. **20**, N 23. P. 6971.
74. **Dostovalov A. V., Wolf A. A., Parygin A. V. et al.** Femtosecond point-by-point inscription of Bragg gratings by drawing a coated fiber through ferrule // *Opt. Express*. 2016. **24**. P. 16232–16237.
75. **Достовалов А. В., Вольф А. А., Бабин С. А.** Поточечная запись ВБР первого и второго порядка через полиимидное покрытие фемтосекундным излучением с длиной волны 1026 нм // *Прикладная фотоника*. 2014. **1**, № 2. С. 48–61.
76. **Thomas J., Voigtländer C., Becker R. G. et al.** Femtosecond pulse written fiber gratings: A new avenue to integrated fiber technology // *Laser & Photon. Rev.* 2012. **6**, N 6. P. 709–723.
77. **Владимирская А. Д., Скворцов М. И., Вольф А. А. и др.** Одночастотный волоконный тулиевый лазер с распределенной обратной связью // *Автометрия*. 2020. **56**, № 4. С. 103–110. DOI: 10.15372/AUT20200412.
78. **Donko A., Beresna M., Jung Y. et al.** Point-by-point femtosecond laser micro-processing of independent core-specific fiber Bragg gratings in a multi-core fiber // *Opt. Express*. 2018. **26**, N 2. P. 2039–2044.

79. **Bao X., Chen L.** Recent progress in distributed fiber optic sensors // Sensors. 2012. **12**, N 7. P. 8601–8639.
80. **Fan X.** Distributed Rayleigh Sensing // Handbook of Optical Fibers. Eds. G. D. Peng. Springer Nature: Singapore, 2018. P. 1–50.
81. **Fenta M. C., Potter D. K., Szanyi J.** Fibre optic methods of prospecting: A comprehensive and modern branch of geophysics // Surv. Geophys. 2021. **42**. P. 551–584.
82. **Muanenda Y.** Recent advances in distributed acoustic sensing based on phase-sensitive optical time domain reflectometry // Journ. Sensors. 2018. **2018**, N 23. P. 1–16.
83. **Gorshkov B. G., Yüksel K., Fotiadi A. A. et al.** Scientific applications of distributed acoustic sensing: State-of-the-art review and perspective // Sensors. 2022. **22**, N 3. 1033.

*Поступила в редакцию 31.10.2022*

*После доработки 09.11.2022*

*Принята к публикации 02.12.2022*

---