

## Влияние дрейфа частоты лазера в фазочувствительной рефлектометрии

© А.А. Жирнов<sup>1</sup>, К.В. Степанов<sup>1</sup>, А.О. Чернуцкий<sup>1</sup>, А.К. Федоров<sup>2</sup>, Е.Т. Нестеров<sup>1</sup>,  
 Ч. Звелто<sup>3</sup>, А.Б. Пнев<sup>1</sup>, В.Е. Карасик<sup>1</sup>

<sup>1</sup> МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005 Москва, Россия

<sup>2</sup> Российский квантовый центр, 143025 Сколково, Москва

<sup>3</sup> Dipartimento di Elettronica e Informazione del Politecnico di Milano, 20133 Milano, Italy

e-mail: a.zh@bmstu.ru

Поступила в редакцию 11.06.2019 г.

В окончательной редакции 11.06.2019 г.

Принята к публикации 20.06.2019 г.

Рассмотрено влияние флуктуаций частоты лазера на работу фазочувствительных рефлектометрических (Ph-OTDR) систем. Сообщено о теоретических результатах на основании новой числовой модели Ph-OTDR, демонстрирующей влияние нестабильности частоты лазера на сигнал. Модель была верифицирована на основе экспериментальных данных. На ее основе было рассчитано отношение сигнал/шум (SNR) системы для различных параметров стабильности лазерного источника. Это позволило сформулировать количественные требования к лазерам для систем Ph-OTDR.

**Ключевые слова:** фазочувствительный рефлектометр, флуктуация частоты лазера, узкополосный лазер, распределенный датчик.

DOI: 10.21883/OS.2019.10.48364.177-19

### Введение

Распределенные датчики вибрации, основанные на методе фазочувствительной рефлектометрии, весьма перспективны для удаленного контроля протяженных объектов, таких как мосты, дороги, трубопроводы и др. [1]. В отличие от обычных датчиков OTDR узкополосный зондирующий сигнал позволяет обнаруживать возмущения по их влиянию на сигналы (рис. 1), которые формируются с учетом фаз обратно рассеянных волн [2–4]. В последние десятилетия сенсорные системы на основе Ph-OTDR вызывают значительный интерес [2–13]. Последние разработки в производстве волоконно-оптических компонентов приводят к значительному снижению себестоимости таких сенсорных систем и повышению качества их работы, что увеличивает число потенциальных областей применения.

Принцип работы системы можно описать на примере схемы на рис. 1 следующим образом. Излучение узкополосного источника 1 доводится до необходимого уровня мощности в бустере 2, формируется в импульсы на акустооптическом модуляторе 3. Далее через циркулятор 4 направляется в сенсорное волокно 5. Обратное рассеянное излучение сначала усиливается в предусилителе 6. Спонтанное излучение отсеивается оптическим фильтром 7. Затем сигнал регистрируется фотоприемным устройством 8, оцифровывается АЦП 9 и обрабатывается на ПК 10. Сигнал в данной системе проявляется, когда на каком-то участке сигнал начинает резко флуктуировать относительно своего уровня за последний промежуток времени.

Фазочувствительная рефлектометрия реализуется только в том случае, если длина когерентности источника излучения не меньше длительности импульса [2–4]. Таким образом, лазер является определяющим компонентом системы. В целом, качество сенсорных систем для удаленного контроля протяженных объектов определяется их способностью обнаруживать возмущения, вызванные активностью вблизи волокна на фоне, формируемом как внешними шумами (например, сейсмическими), так и собственными шумами системы. Для изучения их влияния датчики на основе Ph-OTDR исследовались также на базе численного моделирования [10,14–20].

В некоторых исследованиях [8,19] изучалась роль именно лазерного источника. В частности, было продемонстрировано, что частотный дрейф источников может уменьшать SNR и даже может вызывать ложные срабатывания. Однако в настоящее время не предложено количественных критериев стабильности частоты лазерных источников для датчиков на основе Ph-OTDR. Одной из причин является наличие различных типов лазеров для Ph-OTDR, обладающих особенностями. Использо-

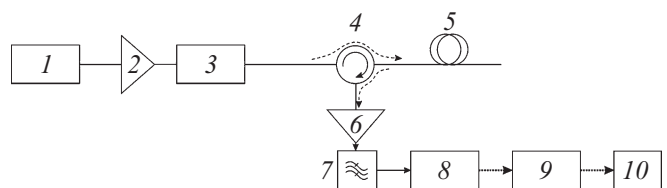


Рис. 1. Схема фазочувствительного рефлектометра.

зюемые волоконные, твердотельные или полупроводниковые лазеры могут иметь флуктуации на различных частотах. Спектральная плотность мощности частотного шума может играть роль более общей характеристики. В настоящей работе будет предложено описание общего вида этой характеристики, что позволит в первом приближении компенсировать проблему ее различной формы для разных источников.

В настоящей работе изучается влияние нестабильности частоты лазерных источников на сигнал систем на основе Ph-OTDR с использованием численного моделирования и экспериментальных исследований. Прежде всего мы предлагаем новую численную модель, учитывающую флуктуации частоты во времени. Для ее описания мы приводим общую параметризованную форму спектральной плотности мощности флуктуаций частоты в качестве верхнего предела для текущей модели. Это предположение проверено и подтверждено экспериментальными данными трех разных лазеров. Далее, на основе сгенерированных массивов сигналов Ф-OTDR с различными источниками, заданными параметрами стабильности частоты, рассчитаем SNR в аналогичных условиях для каждого лазера. Это позволит выбрать область параметров, которые удовлетворяют качественной работе сенсорной системы. Таким образом, требования к флуктуации частоты для источников в системах на основе Ph-OTDR, которые направлены на максимизацию верного определения событий, могут быть сформулированы численно.

## Численное моделирование

Сигнал фазочувствительного рефлектометра складывается из обратно рассеянных волн со случайным распределением фаз. Такая природа обуславливает возможность только статистического описания данной системы. Для создания модели необходимо описать параметры ее элементарной частицы — одного центра рассеяния. Для составления модели используется тот факт, что рассеяние от всех центров является случайным комплексным сигналом [21]:

$$p_A(a) = \begin{cases} \frac{a}{\sigma^2} \exp\left\{-\frac{a^2}{2\sigma^2}\right\} & \text{if } a > 0, \\ 0 & \text{otherwise,} \end{cases}$$

$$p_\Theta(\Theta) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} & \text{if } -\pi < \Theta \leq \pi, \\ 0 & \text{otherwise,} \end{cases} \quad (1)$$

где  $p_A(a)$  — плотность распределения амплитуды рассеяния,  $p_\Theta(\Theta)$  — плотность распределения фазы рассеянных волн.

Необходимо учитывать, что амплитуда рассеяния также будет зависеть от расстояния до  $n$ -го центра рассеяния  $L_n$ : необходимо учесть затухание  $\exp(2\alpha L_n)$ , где

$\alpha$  [dB/km] — затухание в волокне, 2 — множитель, учитывающий прохождение света до центра рассеяния и обратно. Размер неоднородностей, на которых происходит релеевское рассеяние, составляет порядка  $1/10$  длины волны; соответственно для прибора, работающего на  $\lambda \approx 1550$  nm, эта величина будет составлять примерно  $d_c = 150$  nm. Распределение в поперечном сечении моды можно не учитывать, так как фаза всех обратно рассеянных волн от этих центров будет одинакова. Соответственно для полного моделирования  $L_c = 50$  km сенсора ориентировочно необходимо рассчитать число элементов

$$N_p \approx \frac{L_c}{d_c} = \frac{50 \cdot 10^3}{150 \cdot 10^{-9}} \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ elements.} \quad (2)$$

Так как мощности вычислительных компьютеров ограничены, то найдем способы сокращения объектов для модельного расчета. Так как коэффициент затухания  $\alpha$  для рабочей длины волны 1550 nm в современных типах волокон составляет  $\sim 0.2$  dB/km, то обусловленные им различия между центрами рассеяния в пределах одного импульса (до 100 m) можно считать пренебрежимо малыми. Кроме того, заметим, что нет необходимости моделировать весь сенсор целиком, так как событие обычно локализовано на участке не более 100 m, так что задать длину сенсора  $L_{ce} = 500$  m, обеспечив ему соответствующее для исследуемого участка затухание, будет достаточно. Также допустим предварительное сложение волн с участка меньшего, чем пространственное разрешение прибора и длина волны в грунте. Распределение амплитуд рассеяния с этих участков  $d_e$  также будет иметь форму релеевского распределения

$$N_p = \frac{L_{ce}}{d_e} = \frac{500}{0.05} = 10^4 \text{ elements.} \quad (3)$$

Данная величина массива позволяет проводить моделирование без ухудшения качества результатов. При численном эксперименте необходимо будет помнить, что интерес представляет эволюция во времени рассеянного сигнала, т.е. необходимо будет сохранить  $10^4$  элементов на протяжении как минимум  $60 \cdot 10^3$  шагов, что будет эквивалентно одной минуте сигнала фазочувствительного рефлектометра, записанного с частотой 1 kHz.

Для получения информации о сигнале необходимо задать следующие основные параметры системы:

1. длину волны  $\lambda_t$  или частоту  $\nu_t$  лазерного источника для каждого момента запуска зондирующего импульса в сенсор;
2. амплитуду  $A_n$   $n$ -го центра рассеяния, она является постоянной в течение всех эволюций модели;
3. вместо задания фазы каждого центра  $\varphi_{n,t}$  необходимо задать расстояние от лазерного источника (или любой другой условной точки начала сенсора) до этого центра  $L_n$ ; фаза будет рассчитываться по формуле

$$\varphi_{n,t} = \frac{2\pi}{\lambda_t} L_n = \frac{2\pi n_g \nu_t}{c} L_n, \quad (4)$$

где  $n_g$  — групповой эффективный показатель преломления сердцевинки волокна.

Простым и эффективным вариантом будет задание равномерного увеличения удаления центров рассеяния от начала.

Набор вышеперечисленных параметров позволит получить значение комплексного сигнала от каждого задаваемого участка рассеяния:

$$s_{t,n} = A_n e^{j\varphi_{n,t}}. \quad (5)$$

Далее необходимо получить сигнал, который регистрирует АЦП в каждый момент времени при регистрации одной рефлектограммы. Это квадрат модуля суммы с учетом фаз сигналов от центров рассеяния в половине длины оптического импульса:

$$S_{t,n_i} = \left| \sum_{n=n_i}^{n_i+n_{imp}/2} s_{t,n} \right|^2, \quad (6)$$

где  $n_i$  — первый центр рассеяния на текущем отсчете АЦП,  $n_{imp}/2$  — число центров рассеяния, помещающихся на половину длины зондирующего импульса.

В модели сдвиг зондирующего импульса будет обозначаться через число элементов

$$\Delta n_s = \frac{t_{ADCC}}{2n_e d_e}.$$

В таком случае одну рефлектограмму из  $K$  отсчетов на АЦП ( $K = \frac{L_{ce}}{d_s \Delta n_s}$ ) можно получить из следующего выражения:

$$R_{ind,t} = S_{t,n_i} \Big|_{i=(ind-1)\Delta n_s+1}^{K\Delta n_s+1}, \quad (7)$$

где  $ind$  — номер отсчета рефлектограммы.

Аналогично через специальные функции

$$R_{ind,t} = \text{somb} \left( \frac{i}{\frac{t_{ADCC}}{2n_e d_s}} \right) \left( S_{t,n_i} \Big|_{i=1}^{\frac{L_{ce}}{d_e}} \otimes \text{rect} \left( \frac{i}{\frac{t_{imp}C}{2n_e d_e}} \right) \right). \quad (8)$$

Данная формула полезна тем, что может быстрее даваться для расчетов, а также позволяет моделировать отклонения формы импульса от идеальной при замене гест на численно заданную геометрию.

Для окончательного формирования одной рефлектограммы в виде, котором она будет отображаться на экране, необходимо учесть полосу пропускания электрического усилителя фотодиодного приемника. Так как самый высокочастотный сигнал (до 100 МГц) в системе содержит большую долю шумов, то обычно его отфильтровывают до диапазона от 0 до 5 МГц,

$$Rf_{ind,t} = R_{ind,t} \otimes h_{pr}(i) + N_{ind,t}, \quad (9)$$

где  $h_{pr}(i)$  — импульсная функция электрического усилителя,  $N_{ind,t}$  — оставшиеся физические (от колебания

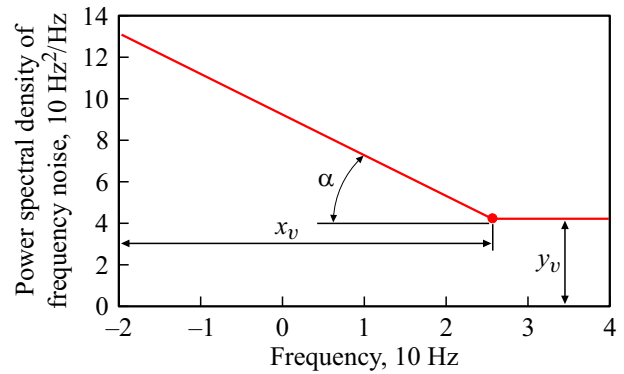


Рис. 2. Схема определения параметров для моделирования лазера.

центров рассеяния), оптические (от предусилителя) и электрические шумы системы.

При отсутствии внешнего сигнального воздействия на изменения влияют два основных фактора:

1. флуктуации центральной длины волны лазера  $\nu_t$  во времени,
2. колебания центров рассеяния под действием температурных и случайных внешних механических воздействий на сенсорное волокно.

В большинстве случаев изменение сигнала вызвано именно первой причиной, если только волокно не уложено в зоне с сильными постоянными шумовыми воздействиями.

При производстве лазерных источников наиболее распространенной характеристикой стабильности центральной длины волны является график спектральной плотности мощности флуктуаций частоты  $S_\nu$ . Ее будем задавать в диапазоне от  $1/T = 0.01$  Hz (для задания на отрезке длительностью  $T = 100$  s, чтобы убрать краевые эффекты) до частоты посылки рефлектограмм  $\nu_p = 1$  kHz (частота получения рефлектограмм).

Обычно производитель дает вид огибающей графика  $\hat{S}_\nu$ , которую для получения реалистичной временной зависимости необходимо домножить на нормированную спектральную плотность случайного равномерного сигнала:

$$S_\nu = \hat{S}_\nu |F\{\text{rand}(1)\}|^2 \frac{1}{\nu_p^2 T}, \quad (10)$$

где  $F\{\dots\}$  — преобразование Фурье.

Затем график зависимости частоты от времени может быть получен с помощью преобразования

$$\nu_t = \nu_0 + \left| F^{-1} \left\{ \sqrt{S_\nu \nu_p^2 T} \right\} \right|, \quad (11)$$

где  $\nu_0$  — частота лазера в начальный момент времени,  $F^{-1}\{\dots\}$  — обратное преобразование Фурье.

Общий вид огибающей удобно задавать в виде графика, представленного на рис. 2.

Он состоит из линейно убывающей и постоянной частей. В таком виде его удобно задавать с помощью трех

параметров: тангенса угла наклона убывающей части, а также частоты и значения спектральной плотности в точке перегиба.

Данная модель позволяет получать симулированный сигнал с фазочувствительного рефлектометра, использующего определенный лазер с заданной характеристикой, но не демонстрирующий внешних воздействий. Для их создания необходимо задать деформации сенсорного волокна  $\Delta L_{n,t}$  под действием внешнего вибрационного сигнала. Процесс передачи механических колебаний от окружающей среды к волоконному кабелю является сложным и многопараметрическим, его протекание будет зависеть от множества характеристик. Например, для грунта это будут плотность, влажность, вязкость, температура, гранулированность, смачивание. Также в каждом случае по-разному будет передавать воздействие оболочка волокна (армирование кабеля, при наличии). Из-за большой сложности этот вопрос не рассматривается подробно, и процесс передачи внешних воздействий интерпретируется следующим алгоритмом:

1. воздействие, происходящее в определенной точке, вызывает одиночное импульсное смещение центров рассеяния на величину  $\Delta L_{max}$ ;

2. после получения начальной деформации центры рассеяния начинают колебаться с периодом  $P(s)$ , определяемым свойствами окружающей среды и волокна  $s$ , затухая с постоянной по времени  $r_t(s)$ ;

3. колебания также распространяются от места первоначального воздействия со скоростью  $v(s)$ , и затухая с постоянной по расстоянию  $r_n(s)$ .

Тогда воздействие, произошедшее в момент времени  $t_c$  на участке  $n_c$  сенсора, можно задать выражением

$$\Delta L_{n,t}(\Delta L_{max}, s, n_c, t_c) = \begin{cases} \Delta L_{max} \exp\left(-\frac{|n - n_c|}{\tau_n(s)}\right) \exp\left(-\frac{t - t_c}{\tau_t(s)}\right) \\ \times \sin\left(\frac{t - t_c - \frac{d_s |n - n_c|}{v(s)}}{P(s)}\right) & \text{if } t \geq t_c, \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (12)$$

Данная величина является добавочным слагаемым к положению центров рассеяния  $L_n$  в выражении (4). Задавая набор воздействий в соответствии с выражением (12), мы можем получать симулированные сигналы с сенсорной системы с внешними воздействиями.

### Экспериментальная часть

Для проверки предложенной модели и ее показаний мы сравниваем численные результаты с экспериментами для трех лазерных источников. Для реализации такого эксперимента схема фазочувствительного рефлектометра была дополнена узлом, обеспечивающим параллельное с регистрацией сигнала измерение длины волны

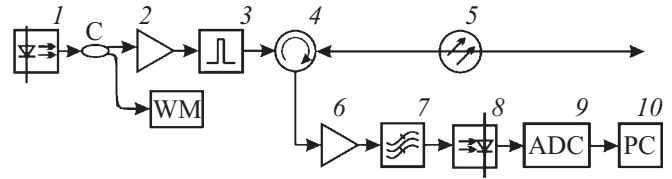


Рис. 3. Дополненная схема фазочувствительного рефлектометра.

Сравнение СКО для экспериментальных и смоделированных данных

Лазер	СКО длинного участка		СКО короткого участка	
	эксперимент	модель	эксперимент	модель
OE	0.1336	0.1188	0.1226	0.1175
DL	0.1150	0.1043	0.0297	0.0313
RIO	0.0431	0.0424	0.0345	0.0360

источника. Для этого часть излучения лазера через разветвитель  $C$  отводится на измеритель длины волны WM.

В такой схеме (рис. 3) становится возможным измерение одновременно и сигнала рефлектометра, представленного на рис. 4, и спектральной плотности мощности флуктуаций частоты каждого источника, представленной на рис. 5. На рис. 4 для наглядности также приведено изменение частоты лазера на отрезке времени, в котором был зарегистрирован сигнал рефлектометра.

На основе измеренных спектральных плотностей источников были смоделированы сигналы рефлектометра с этими источниками на основании созданной модели (без воздействия). Сравнить результаты моделирования пространственно-временного распределения поля  $I(l, t)$  и экспериментальных данных можно визуально на рис. 6, а также по значениям СКО на коротких (50 ms) и длинных (1000 ms) участках, приведенных в таблице. Видно, что получаемые результаты находятся в хорошем соответствии друг с другом, что говорит о корректности разработанной модели.

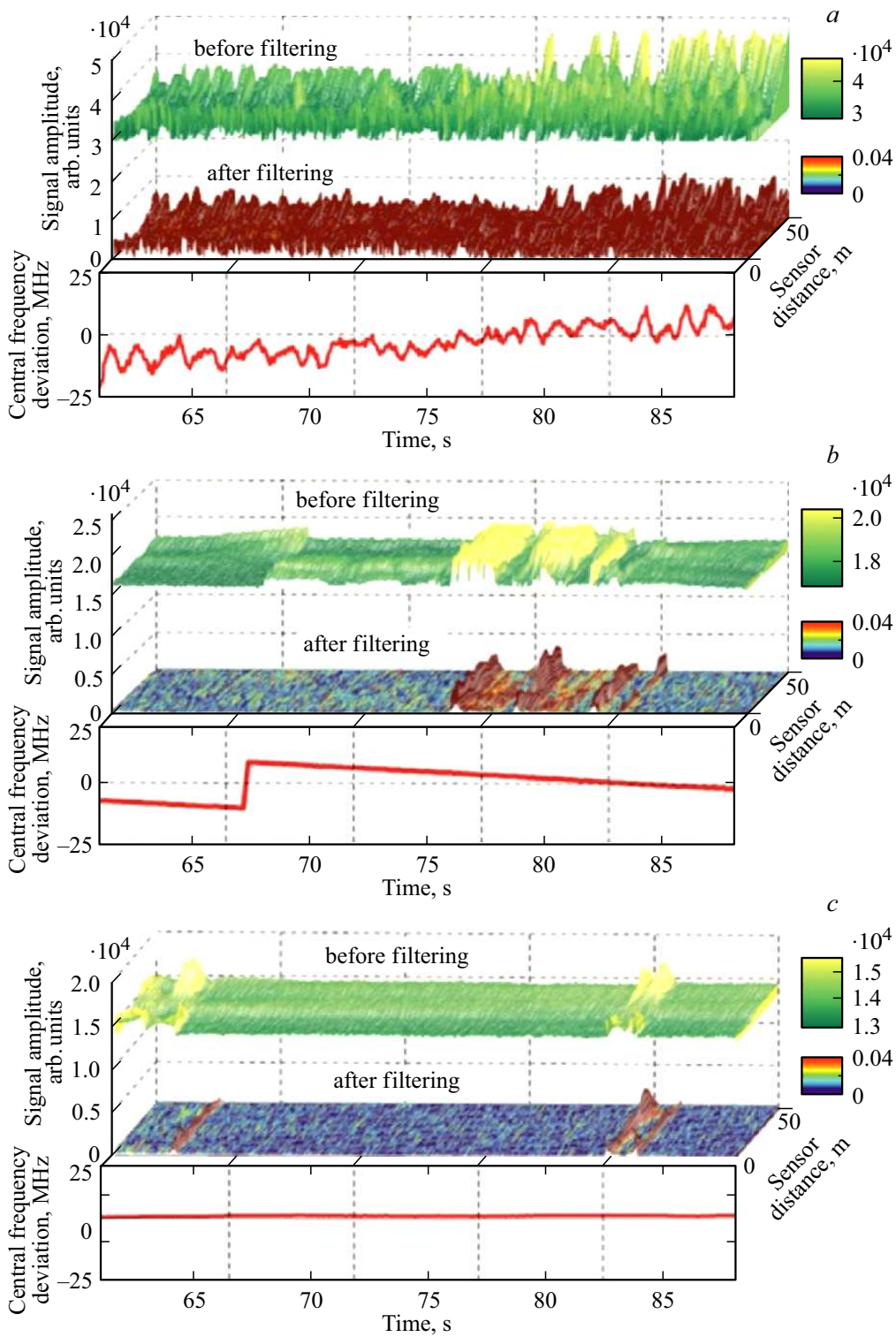
### Расчетная часть

Для определения количественных характеристик лазерных источников, обеспечивающих работоспособность фазочувствительного рефлектометра, смоделируем сигнал от системы с лазерами, имеющими различные характеристики.

1. График состоит только из линейной убывающей части и равномерной шумовой подложки, для моделирования задается положение точки перегиба  $(x_v, y_v)$ .

2. Убывающая линейно часть графика будет иметь наклон  $\alpha$  от  $-20$  до  $-30$  dB/order.

3. Для определения соотношения сигнал/шум использовался следующий алгоритм. Синусоидальный сигнал



**Рис. 4.** Образцы сигналов для (a) OE Waves, (b) Dense Light и (c) RIO, записанные одновременно с регистрацией длины волны источника. Также приведены эти сигналы, пропущенные через полосовой фильтр от 8 до 40 Hz.

генерировался на первых 60 м сенсора. Так как для заданной длины импульса генерируемая интенсивность одного отсчета находилась в диапазоне от 0 до 40 arb. units, то среди первых метров сенсора выбирался участок со средней интенсивностью, наиболее приближенной к

значению 20 arb. units. Данная величина позволяет оценивать сигнал на участке со средней чувствительностью, избегая участков слишком низкой и слишком высокой чувствительности. Для этого участка вычисляется СКО сигнала от времени, нормированное на среднее значение

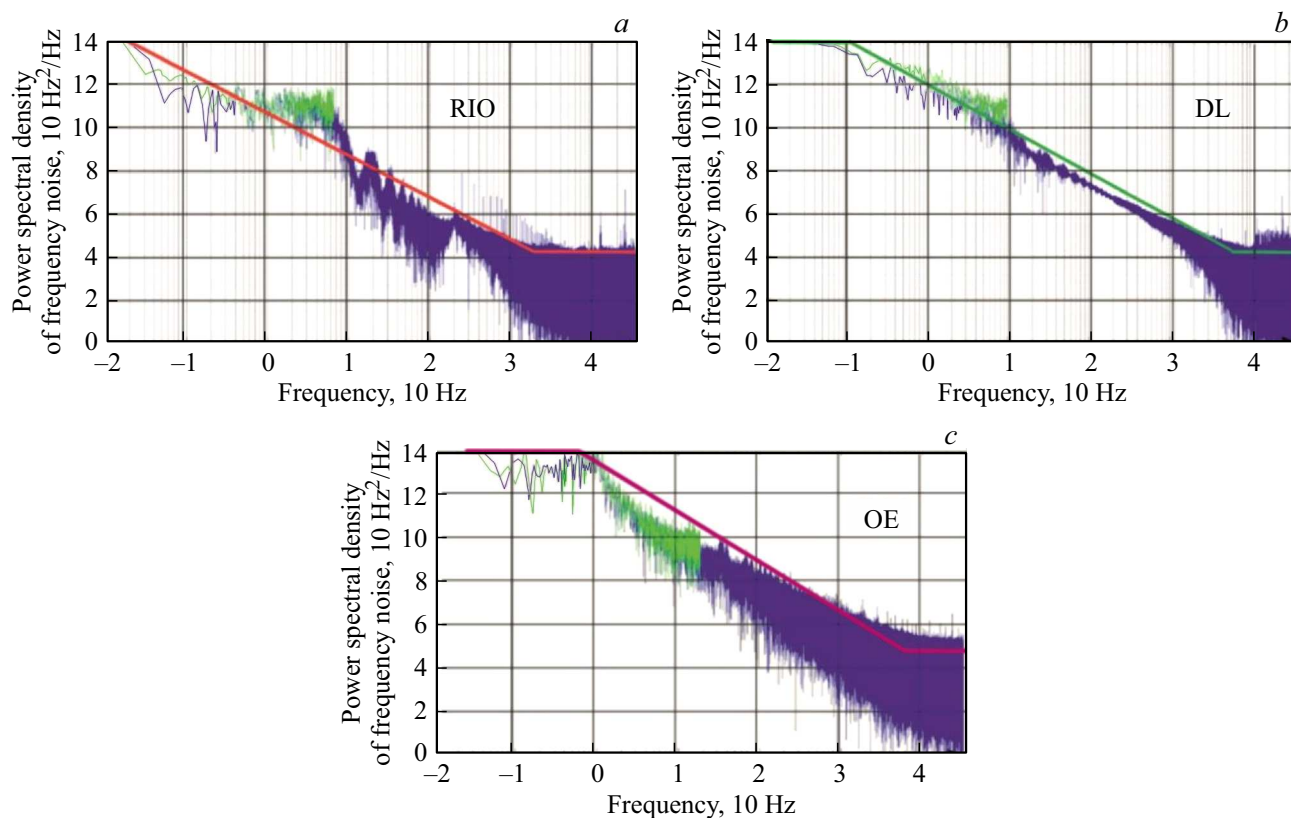


Рис. 5. Графики спектральной плотности флуктуаций частоты лазеров: (a) RIO, (b) DL и (c) OE Waves.

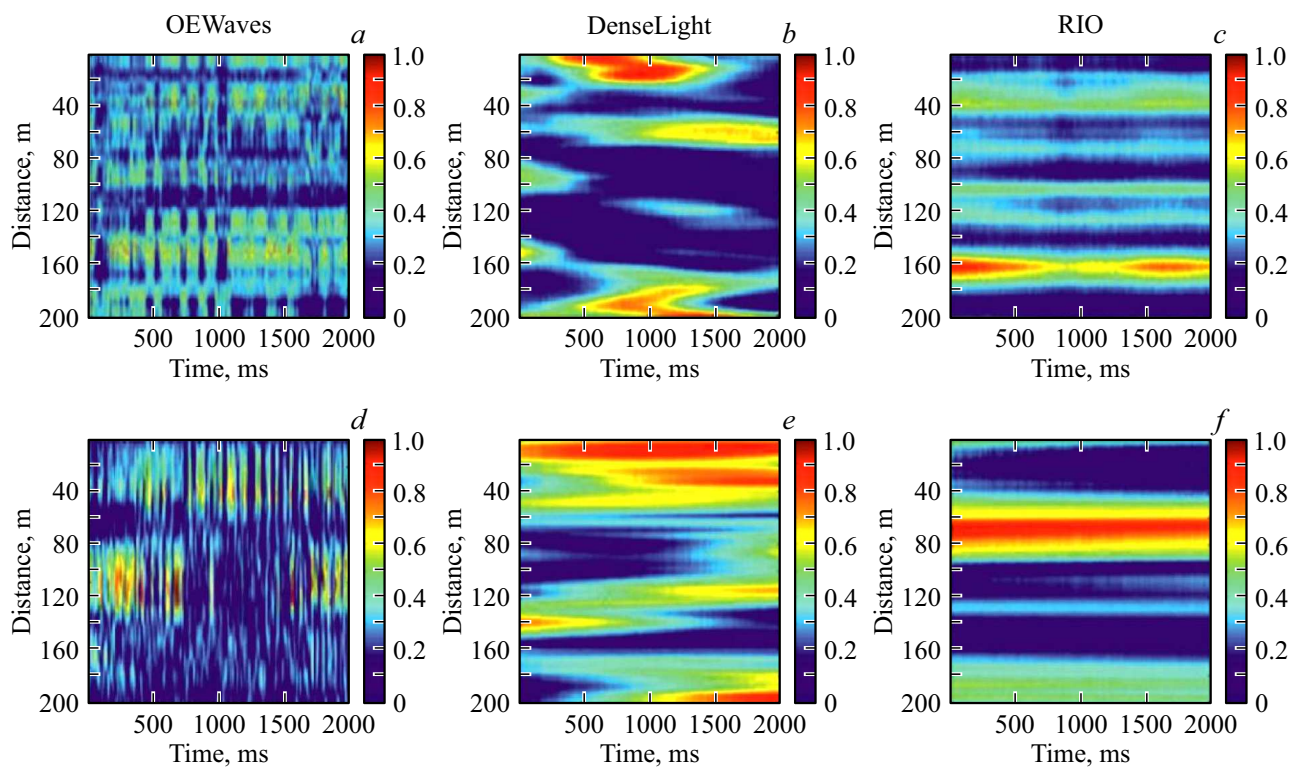


Рис. 6. Графики сигналов фазочувствительного рефлектометра: *a,b,c* — экспериментальные данные, *d,e,f* — данные, полученные численным моделированием.

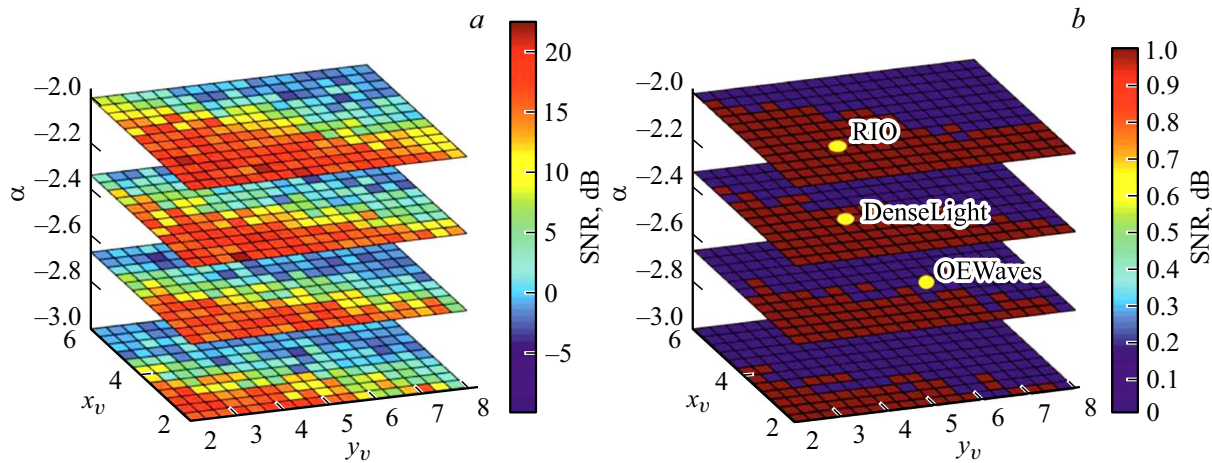


Рис. 7. График отношения сигнал/шум (a) и график области лазеров (b), обеспечивающих SNR > 10.

на этом участке за  $N$  рефлектограм,

$$STD_{sig} = \frac{1}{J_{sig}} \sqrt{\frac{\sum_1^N (J_{i,j20} - \bar{J})^2}{n}},$$

$$\bar{J}_{sig} = \sum_1^N J_{i,j20}. \tag{13}$$

Для участка, на котором воздействие не генерировалось, определялось нормированное СКО для участков с минимальным и максимальным средними значениями, а за итоговое значение принималось их среднее арифметическое. Полученное значение считается величиной шума в данном моделировании,

$$STD_{noise} = \frac{1}{2\bar{J}} \sqrt{\frac{\sum_1^N (J_{i,j\min} - \bar{J}_{\min})^2}{n}} + \frac{1}{2\bar{J}} \sqrt{\frac{\sum_1^N (J_{i,j\max} - \bar{J}_{\max})^2}{n}},$$

$$\bar{J}_{\min,\max} = \sum_1^N J_{i,j\min,\max}. \tag{14}$$

Таким образом, уровень сигнал/шум определяется их отношением:

$$SNR = \frac{STD_{sig}}{STD_{noise}}. \tag{15}$$

Результаты моделирования в виде цветовой карты представлены на рис. 7, a. Область источников, обеспечивающая в сигнале системы отношение сигнал/шум более 10, выделена цветом на рис. 7, b.

На основании полученных данных видно, что из трех использованных лазеров в эксперименте два дают возможность получения качественного сигнала, а один нет. Эти результаты совпадают с визуальным отображением на рис. 4. На нем представлены сигналы после фильтрации в полосе от 8 до 40 Hz. При этом на первых двух графиках в сигнале становятся видны сигналы — удары по сенсору, в то время как на третьем остается

только постоянно флуктуирующий сигнал, который не позволяет выделить события.

Исходя из графика на рис. 7, b можно сказать, что для получения сигнала высокого качества в рефлектометре необходимо применять лазер, у которого спектральная плотность мощности флуктуаций частоты не превышает  $10^3 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$  на частоте 1 kHz. Однако для более точного определения отношения сигнал/шум для тестируемого лазерного источника лучшим решением будет подстановка его спектральной плотности флуктуаций частоты в модель и последующий расчет SNR.

### Заключение

Разработана математическая модель формирования сигнала фазочувствительного рефлектометра, учитывающая флуктуации частоты лазерного источника, корректность которой подтверждена сходимостью с экспериментальными данными. С помощью серии численных расчетов на основе данной модели предложены количественные критерии к источникам, обеспечивающим высокое качество сигнала фазочувствительного рефлектометра.

### Финансирование работы

Работа А.А. Жирнова и К.В. Степанова по теоретическому и экспериментальному исследованию стабильности лазерного источника выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00688. Работа А.К. Федорова выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-37-20033.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Bao X., Chen L. // *Sensors*. 2012. Т. 12. N 7. С. 8601–8639.
- [2] Taylor H.F., Lee C.E. US patent 5, 194847, 1993.
- [3] Park J., Lee W., Taylor H.F. // *Optical and Fiber Optic Sensor Systems*. International Society for Optics and Photonics. 1998. V. 3555. P. 49–57.
- [4] Choi K.N., Taylor H.F. // *IEEE Photonics Technology Lett.* 2003. V. 15. N 3. P. 386–388.
- [5] Juarez J.C., Maier E.W., Choi K.N., Taylor N.F. // *J. Lightwave Technology*. 2005. V. 23. N 6. P. 2081–2087.
- [6] Rao Y.J., Luo J., Ran Z.L., Yue J.F., Luo X.D., Zhou Z. // *20th International Conference on Optical Fibre Sensors*. International Society for Optics and Photonics. 2009. V. 7503. P. 75031O.
- [7] Lu Y., Zhu T., Chen L., Bao X. // *J. Lightwave Technology*. 2010. V. 28. N 22. P. 3243–3249.
- [8] Masoudi A., Newson T.P. // *Optics Express*. 2017. V. 25. N 25. P. 32021–32040.
- [9] Martins H.F., Martin-Lopez S., Corredera P., Filograno M.L., Frazao O., Gonzalez-Herraez M. // *J. Lightwave Technology*. 2013. V. 31. N 23. P. 3631–3637.
- [10] Nesterov E.T., Zhirnov A.A., Stepanov K.V., Pnev A.B., Karasik V.E., Tezadov Ya.A., Kondrashin E.V., Ushakov A.B. // *J. Physics: Conference Series*. IOP Publishing. 2015. V. 584. N 1. P. 012028.
- [11] Alekseev A.E., Vdovenko V.S., Gorshkov B.G., Potapov V.T., Simikin D.E. // *Laser Physics*. 2016. V. 26. N 3. P. 035101.
- [12] Nikitin S.P., Ulanovskiy P.I., Kuzmenkov A.I., Nani O.E., Treshchikov V.N. // *Laser Physics*. 2016. V. 26. N 10. P. 105106.
- [13] Alekseev A.E., Vdovenko V.S., Gorshkov B.G., Potapov V.T., Simikin D.E. // *Laser Physics*. 2015. V. 25. N 6. P. 065101.
- [14] Alekseev A.E., Tezadov Ya.A., Potapov V.T. // *J. Commun. Technology and Electronics*. 2011. V. 56. N 12. P. 1490–1498.
- [15] Gabai H., Eyal A. // *Optics Lett.* 2016. V. 41. N 24. P. 5648–5651.
- [16] Alekseev A.E., Tezadov Ya.A., Potapov V.T. // *Technical Phys. Lett.* 2012. V. 38. N 1. P. 89–92.
- [17] Li Q., Zhang C., Li L., Zhong X. // *Optik—Intern. J. Light and Electron Optics*. 2014. V. 125. N 9. P. 2099–2103.
- [18] Liokumovich L.B., Ushakov N.A., Kotov O.I., Bisyarin M.A., Hartog A.H. // *J. Lightwave Technology*. 2015. V. 33. N 17. P. 3660–3671.
- [19] Zhong X., Zhang C., Li L., Liang S., Li Q., Lii Q., Ding X., Cao Q. // *Appl. Optics*. 2014. V. 53. N 21. P. 4645–4650.
- [20] Pnev A.B., Zhirnov A.A., Stepanov K.V., Nesterov E.T., Shelestov D.A., Karasik V.E. // *J. Physics: Conference Series*. IOP Publishing. 2015. V. 584. N 1. P. 012016.
- [21] Goodman J.W. *Statistical Optics*. NY: Wiley-Interscience, 1985.