

**О МИНИМАЛЬНОЙ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ  
КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ В ОДНОМОДОВОМ ОПТИЧЕСКОМ  
ВОЛОКНЕ, ДОСТИЖИМОЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ  
РЭЛЕЕВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ<sup>1</sup>**

© 2020 г. М. А. Таранов<sup>a,b,\*</sup>, Б. Г. Горшков<sup>c</sup>, К. М. Жуков<sup>d</sup>, М. Л. Гринштейн<sup>e</sup>

<sup>a</sup> Общество с ограниченной ответственностью “ПетроФайбер”  
Россия, 301664, Новомосковск Тульской обл., Клинский проезд, 7

<sup>b</sup> Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН  
Россия, 141190, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

<sup>c</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

<sup>d</sup> Общество с ограниченной ответственностью “Лаборатория электронных и оптических систем”  
Россия, 105082, Москва, Спартаковская пл., 14, стр. 4

<sup>e</sup> Закрытое акционерное общество “Институт информационных технологий”  
Беларусь, 220030, Минск, ул. Октябрьская, 19/5

\*e-mail: tarma@petrofibre.ru

Поступила в редакцию 14.02.2020 г.

После доработки 25.02.2020 г.

Принята к публикации 26.02.2020 г.

Проведено исследование точности измерения коэффициента затухания в одномодовом оптическом волокне при помощи рэлеевской рефлектометрии. Теоретически установлено, что минимальная достижимая неопределенность таких измерений определяется только спектральными свойствами зондирующего излучения и убывает с возрастанием длины измеряемого волокна в степени 1.5. Статистический анализ результатов измерения коэффициента затухания в разных сегментах реального одномодового волокна по их рефлектограммам демонстрирует результаты, согласующиеся с теоретическими выводами. Полученные результаты устанавливают ограничения на минимальную длину волокна, коэффициент затухания в котором может быть измерен с требуемой точностью.

DOI: 10.31857/S0032816220040199

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Для любой волоконно-оптической линии потери — одна из важнейших характеристик ее качества. Задача определения потерь в большинстве случаев успешно решается при помощи рэлеевской рефлектометрии — метода распределенных измерений, дающего информацию не только об общей величине потерь, но и о вкладе в нее от участков с разным затуханием, а также об их местоположении [1]. В случае если аттестуемая волоконно-оптическая линия представляет собой цельное однородное оптическое волокно (о.в.),

задача измерений сводится к определению только погонных потерь, характеризуемых коэффициентом затухания  $\alpha$ , дБ · км<sup>-1</sup>.

В работе [2] было показано, что каждый отрезок о.в. обнаруживает устойчивые (“вмороженные”) флуктуации коэффициента обратного рассеяния Рэля. В работе [3] получены статистические характеристики для контраста рэлеевской рефлектограммы, описывающего размах этих флуктуаций. Цель настоящей работы состоит в определении минимально возможных ошибок измерения коэффициента затухания в зависимости от длины о.в. с учетом общепринятых методов расчета этого коэффициента.

<sup>1</sup> Результаты данного исследования были представлены и обсуждены на третьей международной конференции “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2020” (<http://or-2020.perms.ru/>, 22–24 сентября, Россия, Пермь).

## 2. МЕТОДЫ РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ. ОГРАНИЧЕНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ ФЛУКТУАЦИЯМИ В РЭЛЕЕВСКИХ РЕФЛЕКТОГРАММАХ

В стандартных рэлеевских рефлектометрах, работающих во временной области (Optical Time Domain Reflectometer – OTDR), используются, как правило, два метода расчета коэффициента затухания  $\alpha$ : по двум крайним точкам сегмента рефлектограммы (2-Point Approximation – 2PA) и по всем точкам сегмента с линейной аппроксимацией данных по методу наименьших квадратов (Least Squares Approximation – LSA) [4]. Ниже приведены математические выражения для каждого из методов:

$$\alpha_{2PA} = (R_N - R_1)/L, \quad (1)$$

$$\alpha_{LSA} = \frac{N \sum_{q=1}^N q R_q - \sum_{q=1}^N R_q \sum_{q=1}^N q}{N \sum_{q=1}^N q^2 - \left( \sum_{q=1}^N q \right)^2} \frac{1}{\delta} = \sum_{q=1}^N R_q \left[ q - \frac{N+1}{2} \right] \frac{12}{N(N+1)L}, \quad (2)$$

где  $R_N$  и  $R_1$  – соответственно последний и первый отсчеты рефлектограммы измеряемого сегмента о.в.;  $L$  – длина этого сегмента;  $N$  – число точек в сегменте;  $q$  – счетный индекс точек по оси расстояний;  $R_q$ , дБ – отсчет рефлектограммы в точке  $q$ ;  $\delta = L/(N-1)$  – шаг по оси расстояний.

Заметим, что

$$R_q = 5 \log_{10} P_q, \quad (3)$$

где  $P_q$  – относительная мощность (в линейном масштабе) сигнала обратного рассеяния в точке  $q$ . То, что излучение проходит двойной путь в о.в. – от рефлектометра до точки  $q$  и обратно – учитывается коэффициентом 5 в выражении (3).

При определении коэффициента затухания длина  $L$  и число точек  $N$  входят в выражения (1) и (2) как фиксированные числа, а источником возможной неопределенности результатов измерений являются вариации отсчетов рефлектограммы. Проведенные ранее исследования показали, что для рассеяния Рэля характерно наличие шумоподобных статических (свойственных индивидуальным отрезкам о.в. при неизменном спектре зондирующего излучения) флуктуаций в рефлектограммах [2]. Эти флуктуации имеют интерференционную природу и принципиально не устраняемы ни деполяризацией излучения, ни накоплением сигнала [3]. Таким образом, они являются фактором, ограничивающим минимальную до-

стижимую неопределенность измерения коэффициента затухания.

Для оценки этой неопределенности рассчитаем дисперсии (variance)  $\alpha_{2PA}$  и  $\alpha_{LSA}$ , полагая все  $R_q$  случайными числами, распределенными по одному и тому же закону. Дополнительным условием примем их взаимную статистическую независимость, что выполняется, если  $\delta$  не меньше величины интервала корреляции отсчетов рефлектограммы по оси расстояний. Тогда из (1) и (2) следует:

$$\text{Var}(\alpha_{2PA}) = \text{Var}(R_N - R_1)/L^2 = [\text{Var}(R_N) + \text{Var}(R_1)]/L^2 = \text{Var}(R) \cdot 2/L^2, \quad (4)$$

$$\text{Var}(\alpha_{LSA}) = \text{Var} \left( \sum_{q=1}^N R_q \left[ q - \frac{N+1}{2} \right] \right) \times \left[ \frac{12}{N(N+1)L} \right]^2 = \text{Var}(R) \frac{12(N-1)}{N(N+1)L^2}, \quad (5)$$

где  $\text{Var}(R)$  – дисперсия флуктуаций в рефлектограмме.

Заметив, что на практике  $N \gg 1$ , упростим выражение (5):

$$\text{Var}(\alpha_{LSA}) \approx \text{Var}(R) \cdot 12/(NL^2). \quad (6)$$

Наконец, из (4) и (6) получим выражения среднеквадратических отклонений (с.к.о.) соответствующих методов – искомые выражения для оценки неопределенности:

$$\sigma_{2PA} = \sqrt{\text{Var}(\alpha_{2PA})} = \sigma_R \sqrt{2}/L, \quad (7)$$

$$\sigma_{LSA} = \sqrt{\text{Var}(\alpha_{LSA})} \approx \sigma_R 2\sqrt{3}/(L\sqrt{N}), \quad (8)$$

где  $\sigma_R = \sqrt{\text{Var}(R)}$  – с.к.о. флуктуаций в рефлектограмме.

Сопоставление выражений (7) и (8) показывает, что при  $N = 6$  с.к.о. обоих методов приблизительно равны. При больших  $N$ , что представляет практический интерес, метод LSA дает меньшую неопределенность измерений, чем 2PA. По этой причине в дальнейшем ограничимся рассмотрением только метода LSA. Обратив внимание на то, что  $N \approx L/\delta$  при  $N \gg 1$ , перепишем (8) как:

$$\sigma_{LSA} \approx \sigma_R \cdot 2\sqrt{3} \cdot \sqrt{\delta}/L^{1.5}. \quad (9)$$

В формуле (9)  $\sigma_R$  определяется контрастом флуктуаций мощности в линейном масштабе. Чтобы установить связь между этими величинами, отметим, что в стандартных рэлеевских рефлектометрах в силу очень низкой степени когерентности излучения их источника величина флуктуаций мощности рэлеевского рассеяния значительно меньше среднего значения этой мощности. Поэтому, разложив правую часть (3) в ряд Тейлора с точностью до слагаемого первого порядка, получим:

$$\Delta R \approx \frac{5}{\ln 10} \frac{\Delta P}{\bar{P}}, \quad (10)$$

где  $\Delta R$  и  $\Delta P$  – величины флуктуаций отсчетов рефлектограммы и мощности рассеяния соответственно;  $\bar{P}$  – ее средний уровень в пределах интервала расстояний, где затуханием можно пренебречь. Так как в (10)  $\Delta R$  и  $\Delta P$  связаны линейной зависимостью, то такое же соотношение справедливо и для их с.к.о.  $\sigma_R$  и  $\sigma_P$  соответственно:

$$\sigma_R \approx \frac{5}{\ln 10} \frac{\sigma_P}{\bar{P}} = \frac{5}{\ln 10} C, \quad (11)$$

где отношение  $\sigma_P/\bar{P}$  и есть контраст  $C$  флуктуаций мощности в линейном масштабе [3].

Предположим, что огибающая зондирующего импульса излучения и спектр его мощности имеют гауссов профиль. Тогда имеется аналитическое выражение для контраста  $C$  [3]:

$$C = \sqrt{\frac{l_{\text{coh}}}{l_E}} \left( \frac{4 \ln 2}{\pi} \right)^{0.25}, \quad (12)$$

где  $l_{\text{coh}}$  – длина когерентности излучения;  $l_E$  – пространственная протяженность (далее для простоты – ширина) оптического импульса по уровню п.ш.п.в. (полуширина на половине высоты) напряженности электрического поля в о.в.

Для излучения с гауссовым спектром мощности шириной  $\Lambda$  (п.ш.п.в.) и центральной длиной волны  $\lambda$

$$l_{\text{coh}} = \frac{\lambda^2}{n\Lambda} \sqrt{\frac{2 \ln 2}{\pi}}, \quad (13)$$

где  $n$  – показатель преломления среды распространения (сердцевины о.в.).

Определим, какому условию должна удовлетворять входящая в (12) ширина  $l_E$ , чтобы величина интервала корреляции отсчетов рефлектограммы по оси расстояний была не меньше шага регистрации  $\delta$ . Оценкой этой величины может служить п.ш.п.в. автокорреляционной функции импульсного отклика рефлектометра. В предельном случае, когда импульсной характеристикой приемника можно пренебречь, импульсный отклик рефлектометра имеет вид огибающей мощности зондирующего импульса.

В координатном пространстве рефлектограммы ширина импульсного отклика в два раза меньше, чем протяженность зондирующего импульса в о.в. Это объясняется тем, что в рефлектометрии излучение проходит двойной путь в о.в. – от рефлектометра и обратно. Следовательно, если профиль огибающей мощности зондирующего импульса – гауссов с п.ш.п.в., равной  $l_p$ , импульсный отклик будет того же вида, но с п.ш.п.в., равной  $l_p/2$ . Автокорреляционная функция такого отклика также гауссова,

причем ее п.ш.п.в. в  $\sqrt{2}$  раза больше, чем у отклика, и, таким образом, равна  $l_p/\sqrt{2}$ .

Полученный результат является искомым оценкой величины интервала корреляции отсчетов рефлектограммы, из чего можно заключить, что при  $\delta \geq l_p/\sqrt{2}$  условие их статистической независимости будет выполнено. Огибающая напряженности электрического поля гауссова импульса, как известно, в  $\sqrt{2}$  раза шире огибающей его мощности, т.е.  $l_E = l_p\sqrt{2}$ . Поскольку в предельном случае  $\delta = l_p/\sqrt{2}$ , то

$$l_E = 2\delta. \quad (14)$$

С учетом (13), (14), (12) и (11) выражение (9) приобретает вид:

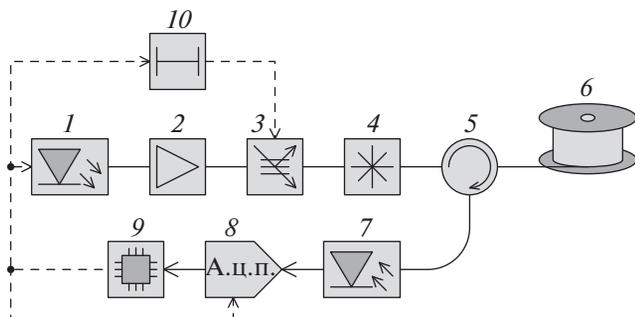
$$\begin{aligned} \sigma_{\text{LSA}} &= \frac{10\sqrt{3}}{\ln 10} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} 2^{0.25} \frac{\lambda}{\sqrt{n\Lambda}} \frac{1}{L^{1.5}} \approx \\ &\approx 4.2 \frac{\lambda}{\sqrt{n\Lambda}} \frac{1}{L^{1.5}}. \end{aligned} \quad (15)$$

Обратим внимание, что если  $\lambda$ ,  $\Lambda$  и  $L$  выражаются в метрах, размерность  $\sigma_{\text{LSA}}$  есть дБ · м<sup>-1</sup>. В этом случае умножение правой части выражения (15) на 1000 позволит получить более привычную размерность – дБ · км<sup>-1</sup>.

Таким образом, минимальная достижимая неопределенность измерения коэффициента затухания при помощи рэлеевской рефлектометрии обратно пропорциональна квадратному корню ширины спектра мощности излучения и убывает с возрастанием длины о.в. в степени 1.5. Поскольку показатель преломления  $n$  практически не зависит от марки о.в., его можно считать константой, равной ~1.47 в С-диапазоне длин волн (1530–1565 нм). Рабочая длина волны  $\lambda$  также может считаться фиксированным параметром, составляющим ~1550 нм, что представляет интерес в большинстве практических случаев.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДЛИНЫ О.В. И СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ ЗОНДИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ

Для проведения исследования была создана экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 1. В качестве источника излучения  $I$  использовался работающий на длине волны 1563 нм суперлюминесцентный диод SLD-761 компании Superlum (Ирландия) с максимальной мощностью 1 мВт и гладким спектром шириной 15 нм (п.ш.п.в.). Его импульсный сигнал подавался на вход широкополосного усилителя 2 на основе о.в., легированного эрбием.



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки. 1 – источник излучения; 2 – оптический усилитель на основе о.в., легированного эрбием; 3 – акустооптический модулятор; 4 – поляризационный скремблер; 5 – оптический циркулятор; 6 – тестируемое о.в.; 7 – приемник излучения; 8 – а.ц.п.; 9 – процессор; 10 – элемент задержки. Штриховой линией обозначена шина синхронизации.

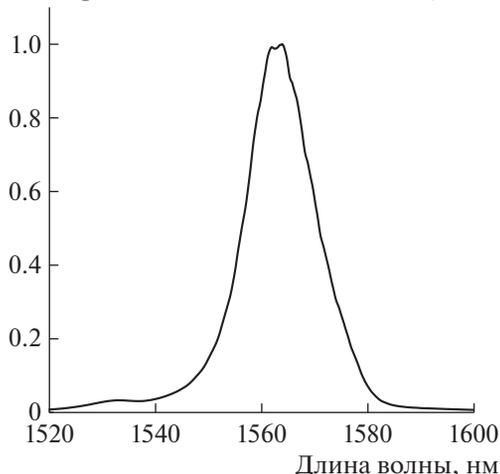
Акустооптический модулятор 3 позволял пропускать импульсы от источника далее в оптическую схему, блокируя нестационарное спонтанное излучение усилителя. Поляризационный скремблер 4 марки PSM-002 (General Photonics, США) использовался для деполяризации излучения, которое затем подавалось на вход оптического циркулятора 5.

Обратное рассеянное в одномодовом тестируемом о.в. 6 длиной 25 км излучение регистрировалось приемником 7 – модулем на основе лавинного фотодиода. Электрический сигнал фотоприемника с полосой 16 МГц трансформировался в цифровой вид аналого-цифровым преобразователем (а.ц.п.) 8, после чего подавался в процессор 9 для обработки. Элемент задержки 10 обеспечивал отпирание и запираение акустооптического модулятора синхронно с приходом импульса излучения от источника. Тактовая частота а.ц.п. составляла 100 МГц, что соответствовало шагу по оси расстояний около 1.02 м. Профили спектра мощности (рис. 2) и огибающей импульса зондирующего излучения были близки к гауссовым.

Регистрация данных с помощью экспериментальной установки проводилась при длительности зондирующего импульса 25 нс (п.ш.п.в.). Количество накоплений сигнала (усреднений по времени) составляло порядка  $2 \cdot 10^6$ , что позволило подавить шумовую составляющую до пренебрежимо малых значений. Вклад от поляризационных эффектов не превышал нескольких десятых долей процента характерной величины флуктуаций сигнала обратного рассеяния.

Полученная рефлектограмма была разбита на множество последовательных сегментов по следующим группам длин: около 100, 200, 300, 500, 700 и 900 м. При этом сегменты не пересекались с соседними в группе, а межсегментные интервалы

Спектральная плотность мощности, отн. ед.



**Рис. 2.** Спектр мощности зондирующего излучения экспериментальной установки (зарегистрирован при помощи оптического анализатора спектра Ando (Япония) AQ6317; спектральное разрешение – 20 пм).

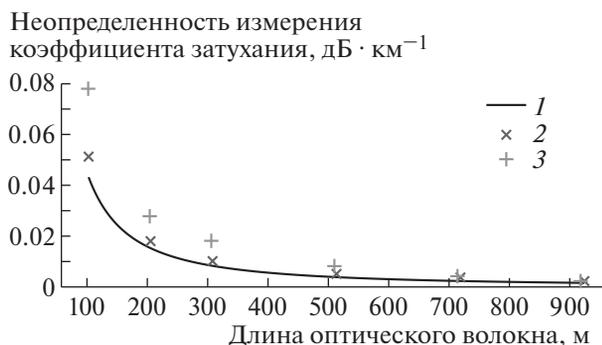
были не меньше интервала корреляции по оси расстояний.

Затем по методу LSA был рассчитан коэффициент затухания для каждого из сегментов, после чего по полученным данным вычислены с.к.о. коэффициентов затухания. Описанный метод эквивалентен тому, как если бы были проведены измерения для большого числа отдельных о.в. одинаковой длины, разбитых по указанным группам.

Полученные для каждой группы длин с.к.о. отображены на рис. 3 и являются искомой статистической оценкой неопределенности измерения коэффициента затухания. Сплошная кривая отражает теоретическую зависимость, рассчитанную по формуле (15) для длины волны  $\lambda$  и ширины спектра  $\Delta$ , равным соответствующим параметрам излучения экспериментальной установки.

Согласно рис. 3, оценка 1 находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными 2, что подтверждает корректность теоретических выводов. Для сравнения также приведены результаты 3, полученные в аналогичном эксперименте с серийным многофункциональным прибором FX300 (Институт информационных технологий, Беларусь).

Регистрация рефлектограммы с помощью данного прибора проводилась на рабочей длине волны 1550 нм; шаг по оси расстояний составлял 2 м; установленная длительность импульса – 20 нс; количество накоплений –  $2^{22}$ . Случайная шумовая составляющая рефлектограмм была существенно меньше статических флуктуаций сигнала обратного рассеяния.



**Рис. 3.** Зависимость неопределенности измерения коэффициента затухания по методу LSA от длины о.в.: 1 – теоретическая оценка ( $n = 1.47$ ,  $\lambda = 1563$  нм и  $\Lambda = 15$  нм); 2 – экспериментальная для экспериментальной установки; 3 – экспериментальная для прибора FX300.

Путем изменения условий ввода излучения в тестируемое волокно было установлено, что вклад от поляризационных эффектов не превышал 10% от характерной величины флуктуаций, что признано удовлетворительным.

Причина заметного отклонения оценки 3 от 1 и 2 кроется в особенностях спектра излучателя прибора FX300 (рис. 4). Представленный спектр был зарегистрирован с усреднением по времени и имеет линейчатый вид при п.ш.п.в. порядка 15 нм, типичной для лазерных диодов с резонатором Фабри–Перо С-диапазона длин волн, используемых в серийных рефлектометрах.

Несмотря на широкую общую огибающую, узкие линии ограничивают ширину эквивалентного сплошного спектра величиной около 4.5 нм, что приблизительно в 3.3 раза меньше ширины спектра излучения экспериментальной установки. Следовательно, величина флуктуаций сигнала обратного рэлеевского рассеяния для прибора FX300 примерно в  $\sqrt{3.3} \approx 1.8$  раза больше, чем для экспериментальной установки, что подтверждается при сопоставлении рефлектограмм.

Данные на рис. 3 наглядно демонстрируют ограничения на минимальную длину о.в., коэффициент затухания в котором может быть измерен с требуемой точностью. Единственным путем уменьшения минимальной достижимой неопределенности измерений при фиксированной длине о.в. является, как следует из (15), увеличение ширины спектра зондирующего излучения.

В случае, когда источником зондирующего излучения является лазер с резонатором Фабри–Перо, как в приборе FX300, ширина эквивалентного сплошного спектра может быть увеличена путем перестройки частоты спектральных линий в процессе измерений, например, за счет изменения температуры чипа лазера. Если же источник



**Рис. 4.** Спектр мощности зондирующего излучения прибора FX300 (зарегистрирован при помощи оптического анализатора спектра Yokogawa (Япония) AQ6370D; спектральное разрешение – 20 пм).

подобен реализованному в схеме экспериментальной установки, путем подбора суперлюминесцентного диода и регулирования параметров оптического усилителя ширина спектра зондирующего излучения может быть увеличена до 30 нм (дальнейшее увеличение ширины спектра для устройств, работающих в С- и смежных с ним диапазонах длин волн, технически проблематично). Таким образом, по сравнению со случаем, когда ширина спектра составляет 15 нм, минимальная достижимая неопределенность может быть снижена примерно в 1.5 раза, что несущественно.

Радикальное повышение точности измерения коэффициента затухания относительно пределов, характерных для рэлеевской рефлектометрии, возможно, если перейти на регистрацию в полосе бонового спектра рассеяния Рамана [5].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получено теоретическое выражение для минимальной достижимой неопределенности измерения коэффициента затухания по методу LSA в одномодовом о.в. при помощи рэлеевской рефлектометрии (в случае, когда спектр зондирующего излучения и огибающая его импульса имеют гауссов профиль). Неопределенность обратно пропорциональна квадрату корню ширины спектра и убывает с возрастанием длины о.в. в степени 1.5. Теоретические выводы хорошо согласуются с результатами экспериментального исследования. Получен удобный для применения график минимальной достижимой неопределен-

ности измерения коэффициента затухания в зависимости от длины измеряемого отрезка.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Листвин А.В., Листвин В.Н.* Рефлектометрия оптических волокон. М.: ЛЕСАРарт, 2005.
2. *Бусурин В.И., Горшков Б.Г., Горшков Г.Б., Гришштейн М.Л., Таранов М.А.* // Квантовая электроника. 2017. Т. 47. № 1. С. 83.
3. *Gorshkov B.G., Taranov M.A., Alekseev A.E.* // Laser Phys. 2017. V. 27. № 8. P. 085105. <https://doi.org/10.1088/1555-6611/aa792f>
4. *Линник Ю.В.* Метод наименьших квадратов и основы математико-статистической теории обработки наблюдений. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1962.
5. *Горшков Б.Г., Горшков Г.Б., Жуков К.М.* // Квантовая электроника. 2019. Т. 49. № 6. С. 581.