

СРАВНЕНИЕ ВРЕМЕННОГО И ЧАСТОТНОГО ПОДХОДОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ СИГНАЛОВ ОПТИЧЕСКИХ РЭЛЕЕВСКИХ РЕФЛЕКТОМЕТРОВ¹

© 2023 г. Н. А. Ушаков^{а,*}, Л. Б. Лиокумович^а

^аСанкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
Россия, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29

*e-mail: n.ushakoff@spbstu.ru

Поступила в редакцию 21.01.2023 г.

После доработки 14.03.2023 г.

Принята к публикации 20.04.2023 г.

Спектр применений распределенных волоконно-оптических датчиков постоянно расширяется как в связи с растущими потребностями промышленности, так и благодаря развитию измерительных возможностей самих датчиков. В связи с необходимостью развития методов интерпретации сигналов датчиков крайне актуально формирование наборов тестовых сигналов распределенных волоконно-оптических датчиков, полученных при известных условиях и воздействиях на волокно. При наличии достоверных аналитических моделей сигналов распределенных волоконно-оптических датчиков тестовые сигналы крайне удобно получать в ходе численных экспериментов. В работе будут рассмотрены процессы формирования сигналов обратного рассеяния в рэлеевских рефлектометрических системах и описаны физико-математические модели, позволяющие проводить расчеты сигналов в разных условиях работы. Предложены два подхода подсчета результирующего сигнала обратного рассеяния: на основе временного представления зондирующего сигнала и импульсного отклика чувствительного волокна и альтернативный, основывающийся на спектральном представлении зондирующего сигнала и передаточной функции волокна. Изложенные результаты могут быть использованы как для непосредственного моделирования работы рефлектометрических систем, использующих рэлеевское рассеяние, так и для анализа существующих ограничений и специфики их работы.

DOI: 10.31857/S0032816223050142, EDN: ZKDBJO

ВВЕДЕНИЕ

Распределенные волоконно-оптические измерения на основе методов рефлектометрии развиваются и применяются уже многие десятилетия [1, 2]. В такой технике применяется обратное рассеяние в оптическом волокне при распространении в нем коротких импульсов. Рассеянное излучение несет информацию об измеряемом воздействии, а задержка поступления рассеянного сигнала позволяет локализовать место рассеяния. Широко распространены системы на базе одноканального оптического рефлектометра (OTDR, Optical Time-Domain Reflectometer) для диагностики параметров оптоволоконных трактов — фактически измеряются потери в линиях и их изменение во времени, наличие и позиции неоднородностей и т.п. Также имеют распространение распределенные системы измерения температуры.

В последние десятилетия такие системы развиваются с точки зрения их строения и возможностей, спектр возможного применения таких технологий расширяется. Одно из направлений, которое активно осваивается, — измерение переменных внешних воздействий на волокно вибрационного и акустического типов. Есть большое число примеров успешного применения OTDR-датчиков в системах охраны периметров, когда регистрируются наличие источников звука и вибраций вблизи проложенного, например, в земле волоконного тракта и пересечение источниками этого тракта [3]. Также показаны геофизические применения [4, 5], когда регистрируются вибрации от специального источника, поступающие на волоконный кабель в измерительных скважинах или волоконный кабель, погруженный в воду, если испытания проводились в водной акватории. Такие системы имеют ряд сложностей и проблем, но эти системы активно развиваются и совершенствуются.

Отдельной важной задачей является интерпретация отклика датчиков на сложные воздействия,

¹ Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

а также разработка эффективных алгоритмов обработки сигналов, устойчивых к федингу, нелинейностям отклика и обеспечивающих высокое соответствие выходного сигнала воздействию [6]. В связи с этим крайне актуально формирование наборов тестовых сигналов распределенных волоконно-оптических датчиков, полученных при известных условиях и воздействиях на волокно. Одним из наиболее удобных способов формирования таких наборов сигналов является расчет сигналов распределенных волоконно-оптических датчиков при помощи специально разработанных аналитических или численных моделей.

Существующие модели, описывающие формирование обратно-рассеянных сигналов в системах временной рефлектометрии, можно разделить на два достаточно широких класса:

- интегральные модели [7–10], в которых предполагается, что процесс рассеяния происходит непрерывно по всей длине волокна;
- дискретные модели [11–17], предполагающие расчет обратно-рассеянной волны как суперпозиции волн, рассеянных отдельными рассеивателями, расположенными в конкретных точках волокна.

Основное применение интегральных моделей сводится к анализу общих статистических свойств обратно-рассеянных сигналов, их типовых уровней, а также влияния на них свойств волокна. К их плюсам можно отнести аналитическую строгость, а также относительную простоту расчетов. С другой стороны, далеко не все варианты волоконных линий могут быть легко описаны аналитическими выражениями, кроме того, при проведении численных расчетов обратно-рассеянных сигналов при помощи интегральных моделей необходимо делать ряд предположений и упрощений для проведения численного интегрирования [10]. Поэтому дискретные модели получили большее распространение и довольно активно применяются для анализа сигналов обратного рассеяния в системах временной рефлектометрии, использующих рэлеевское рассеяние. Тем не менее, в известной литературе отсутствует описание примеров расчета сигналов обратного рассеяния при помощи данных моделей. Данная работа посвящена рассмотрению процессов формирования сигналов обратного рассеяния в рэлеевских рефлектометрических системах и описанию физико-математических моделей, позволяющих проводить расчеты этих сигналов в разных условиях работы.

МОДЕЛЬНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ СВОЙСТВ ВОЛОКНА

В предлагаемой модели предполагается, что обратно-рассеянный сигнал формируется набором дискретных рассеивателей, равномерно рас-

пределенных вдоль длины моделируемого волокна. Для возможности учета интерференционных эффектов в модели рассматривается напряженность электрического поля рассеянного излучения. Обратно-рассеянный сигнал будет рассматриваться как набор волн, отраженных от некоторого рассеивающего сектора волокна, длина которого Δz связана с длительностью зондирующего импульса T_p формулой $\Delta z = cT_p/(2n)$, где c – скорость света в вакууме, n – показатель преломления волокна.

В таком случае, моделируемое обратно-рассеянное излучение определяется свойствами волокна, для описания которого в модели будет использоваться набор амплитуд и координат рассеивателей $\{a_m, z_m\}$. Необходимо отметить, что стохастичность координат рассеивателей обуславливает случайный характер фазовых задержек обратно-рассеянных волн.

Для большей наглядности рассмотрим последовательную нумерацию рассеивателей с возрастающими координатами ($z_m > z_{m-1}$), хотя основные обобщенные выражения, связанные с рассеянной волной, останутся правильными, даже если это условие не будет выполнено. Также значения шага между рассеивателями $\langle z_m - z_{m-1} \rangle$ и разности между позициями соседних рассеивающих секторов $(\tau_i - \tau_{i-1})c/n$, определяемой временами дискретизации обратно-рассеянного сигнала τ_i , должны быть не кратными.

Следует отметить, что концепция локальных рассеивателей с размерами, значительно меньшими, чем длина волны, традиционно используется при анализе свойств рэлеевского рассеяния. Но при этом расстояния между рассеивателями также должны были быть намного меньше длины волны. В рассматриваемой модели предположение о малости $\langle z_m - z_{m-1} \rangle$ не требуется, более того, для практической реализации численных выкладок предпочтительнее работа в условиях $\langle z_m - z_{m-1} \rangle \gg \lambda$. В контексте традиционного физического представления каждый рассеиватель с амплитудой a_m и положением z_m во введенной модели выглядит как комплекс многочисленных “классических” рассеивателей вокруг положения z_m , когда когерентная оптическая волна, рассеиваемая комплексом, соответствует волне, обусловленной этим эквивалентным рассеивателем.

Можно предположить использование некоторых случайных фаз ϕ_m вместо размещения эквивалентных рассеивателей в локальных координатах z_m для последующего расчета интенсивности полной волны обратного рассеяния. Однако отметим, что именно предложенный подход с координатами в качестве источника случайных фаз позволяет обеспечить четкое рассмотрение возмущений внешнего волокна. С точки зрения выполнения условий соответствия модели физиче-

скому смыслу рэлеевского рассеяния необходимо, чтобы внутри рассеивающей зоны попадало достаточно большое количество рассеивателей, в связи с чем условие для среднего расстояния между рассеивателями можно сформулировать следующим образом:

$$\delta = \langle z_m - z_{m-1} \rangle \ll cT_p/(2n), \quad (1)$$

при этом предполагается, что вариации показателя преломления волокна достаточно малы и в формуле (1) ими можно пренебречь. Помимо координат и амплитуд рассеивателей для описания волокна необходимо также задать распределение показателя преломления вдоль волокна, а также определить правила пересчета свойств рассеивателей и распределения показателя преломления.

Строго говоря, при рассмотрении макрорассеивателей их амплитуды a_m должны иметь рэлеевское распределение, поскольку отраженное ими излучение формируется большим количеством микрорассеивателей [18]. Тем не менее, поскольку основной интерес представляют свойства обратно-рассеянных сигналов, амплитуды рассеивателей можно считать фиксированными. При этом за счет случайности фаз обратно-рассеянных волн, отраженных от отдельных элементарных макро-рассеивателей, интенсивность суммарной обратной волны, отраженной от рассеивающего сектора, образованного зондирующим импульсом, будет иметь рэлеевское распределение и в случае одинаковых интенсивностей волн отдельных рассеивателей.

При этом нормировка набора $\{a_m\}$ может проводиться различными способами в зависимости от целей проводимого анализа. При условии одинакового количества рассеивателей в рассеивающем секторе, а также относительно короткой волоконной линии с малыми потерями можно считать амплитуды всех рассеивателей в линии одинаковыми, выбирая их уровень исключительно исходя из ожидаемого уровня рэлеевского рассеяния следующим образом:

$$a_m^2 = P_p a_R \delta \frac{4\pi}{c n A_{\text{эф}}}, \quad (2)$$

здесь предполагается, что волокно зондируется оптическим импульсом с энергией $E = P_p T_p$, мощностью P_p и длительностью T_p , $A_{\text{эф}}$ — эффективная площадь поперечного сечения волоконной моды, в которой распространяется зондирующее излучение, α_R — коэффициент рэлеевского рассеяния, имеющий порядок 10^{-7} м^{-1} на длине волны $\lambda_0 \approx 1.55 \text{ мкм}$.

В случае, если соответствия уровня полученных сигналов значениям для конкретных параметров экспериментальной установки не требуется, можно использовать более простое и наглядное выражение для расчета амплитуд рассеивателей:

$$a_m^2 = \frac{2n\delta}{cT_p}. \quad (3)$$

В этом случае осцилляции полученной рефлектограммы будут иметь средний уровень порядка единицы вне зависимости от параметров моделирования (числа рассеивателей в секторе, длительности зондирующего импульса и т.д.), что удобно для сравнения результатов обработки рефлектограмм, полученных в разных условиях.

Что касается координат рассеивателей, то можно отталкиваться от следующих предпосылок: мы предполагаем параметры волокна, такие как коэффициент рэлеевского рассеяния, площадь поперечного сечения моды и коэффициент затухания, постоянными вдоль волокна; тогда наиболее простым и логичным правилом, согласно которому рассеиватели распределяются вдоль волокна, будет формула

$$z_m = m\delta + \delta z_m, \quad (4)$$

где m — номер рассеивателя, а δz_m — случайная компонента координаты, имеющая равномерное распределение на интервале $[0, \delta]$. При этом фазовые задержки волн, отраженных разными рассеивателями, будут равны $4\pi n z_m / \lambda$. Тогда с учетом случайности координат z_m и того факта, что средний шаг между рассеивателями δ намного больше длины волны рассеиваемого света, начальные фазы отраженных рассеивателями волн будут случайны и независимы.

Равномерное распределение рассеивателей по длине волокна будет обеспечивать простоту реализации численных расчетов, а случайность положений индивидуальных рассеивателей — соответствие физическим свойствам рэлеевского рассеяния.

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ВНЕШНИХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ ВОЛОКНА

В данном рассмотрении мы будем предполагать, что внешние условия (температура, сжатие, растяжение волокна и т.д.) фиксированы и не меняются во время измерения обратно-рассеянного сигнала. Таким образом, при рассмотрении воздействия на волокно оно полагается ступенчатым, изменяющимся от одной рефлектограммы к другой. Это вносит некоторые ограничения на характер воздействий, которые могут быть промоделированы, но это адекватно в большинстве практических ситуаций. Также предполагается, что волокно изотропно, такое упрощение справедливо в случае, если длина биения поляризационных мод волокна значительно превышает длину рассеивающего сектора, а на приемной стороне отсутствуют поляризационно-селективные компоненты. Также не будут учитываться потери света при распространении в оптическом волокне,

что справедливо для относительно коротких чувствительных волокон. С другой стороны, учет затухания в волокне не меняет рассматриваемые модели принципиальным образом и может быть сделан на этапе проведения численных расчетов.

В ходе воздействия внешних возмущений на волокно, в первую очередь, происходит изменение таких параметров модели, как координаты рассеивателей и распределение показателя преломления. Ниже мы рассмотрим, как можно ввести в модель обратно-рассеянного сигнала влияние внешних воздействий.

В общем случае, при воздействии внешнего возмущения, рассеиватели сдвигаются относительно начала волокна; в результате их обновленные координаты могут быть записаны следующим образом:

$$z'_m = z_m + \int_0^{z_m} K_{V_z} V(x) dx = \int_0^{z_m} (1 + K_{V_z} V(x)) dx, \quad (5)$$

где K_{V_z} — коэффициент, описывающий связь между относительным удлинением волокна ϵ и воздействием V (в первую очередь в данном рассмотрении нас будут интересовать натяжение волокна и изменение температуры) в предположении малой величины воздействия и возможности аппроксимации этой связи линейной зависимостью.

Учет влияния внешних воздействий на показатель преломления волокна в общем случае нетривиален и должен включать как собственно пересчет самих значений показателя преломления, так и пересчет всего его пространственного распределения с учетом сдвига координат точек волокна. Однако в приближении относительно малых и локальных воздействий может успешно применяться следующее простое выражение:

$$n'(z) = n(z) + K_{V_n} V(z). \quad (6)$$

Для получения относительно простых выражений, удобных для анализа, предположим, что возмущение имеет равномерное распределение в интервале $[z_b; z_e]$. В этом случае выражения (5) и (6) могут быть записаны в виде

$$\begin{cases} z'_m = z_m, & \text{если } z_m \leq z_b, \\ z'_m = z_m + K_{V_z} V(z_m - z_b), & \text{если } z_b < z_m < z_e, \\ z'_m = z_m + K_{V_z} V(z_e - z_b), & \text{если } z_m \geq z_e. \end{cases} \quad (7)$$

$$\begin{cases} n'(z) = n(z), & \text{если } z \notin [z_b; z_e], \\ n'(z) = n(z) + K_{V_n} V, & \text{если } z \in [z_b; z_e]. \end{cases} \quad (8)$$

В более общем случае пространственного распределения воздействия для проведения численных расчетов представляется наиболее удобным аппроксимировать истинное пространственное

распределение воздействия кусочно-заданной функцией, имеющей постоянные уровни. В таком случае пересчет координат рассеивателей и показателя преломления может быть проведен для каждого отрезка по отдельности.

РАСЧЕТ ОБРАТНО-РАССЕЯННОГО ПОЛЯ ВО ВРЕМЕННОЙ ОБЛАСТИ

Обратно-рассеянная волна, принимаемая фотодетектором, представляет собой суперпозицию волн, отраженных отдельными элементарными рассеивателями. В предположении, что в момент времени τ_i детектируется излучение, рассеянное в ограниченном секторе волокна с координатами z_{i1} и z_{i2} , поле обратно-рассеянной волны может быть записано в виде [13]

$$\dot{E}_i = \sum_{z_{i1} < z_m < z_{i2}} a_m \exp \left(j \frac{4\pi}{\lambda} \int_0^{z_m} n(x) dx \right). \quad (9)$$

Поскольку фактором, определяющим границы рассеивающего сектора, является дискретизация обратно-рассеянного сигнала по времени, в общем случае границы z_{i1} и z_{i2} необходимо находить, решая следующее интегральное уравнение:

$$\tau_{i1,2} = \frac{2}{c} \int_0^{z_{i1,2}} n_g(x) dx, \quad (10)$$

где $\tau_{i1} = \tau_i - T_p/2$ и $\tau_{i2} = \tau_i + T_p/2$.

Однако в ряде случаев выражения (9) и (10) могут быть заменены на более простые для численных вычислений. Предполагая изменения показателя преломления медленными относительно продольной координаты z и вводя допущение о том, что в каждый рассеивающий сектор входит строго определенное целое число элементарных рассеивателей M , выражение (9) можно переписать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \dot{E}_i = & \left[\sum_{m=M_i-M/2}^{M_i+M/2} w_{m-M_i} a_m \exp \left(j \frac{4\pi}{\lambda} \int_{z_i}^{z_m} n(x) dx \right) \right] \times \\ & \times \exp \left(j \frac{4\pi}{\lambda} \int_0^{z_i} n(x) dx \right), \end{aligned} \quad (11)$$

где M_i — номер элементарного рассеивателя, ближайшего к центру рассеивающего сектора z_i , а коэффициенты w_m введены для учета огибающей зондирующего импульса (в случае наличия внутриимпульсной фазовой модуляции [19, 20] значения w_m будут комплексными). Необходимость вычисления границ рассеивающего сектора в данном случае отпадает, поскольку в каждом секторе в суммирование в формуле (11) включается одно и то же число рассеивателей вокруг центрального.

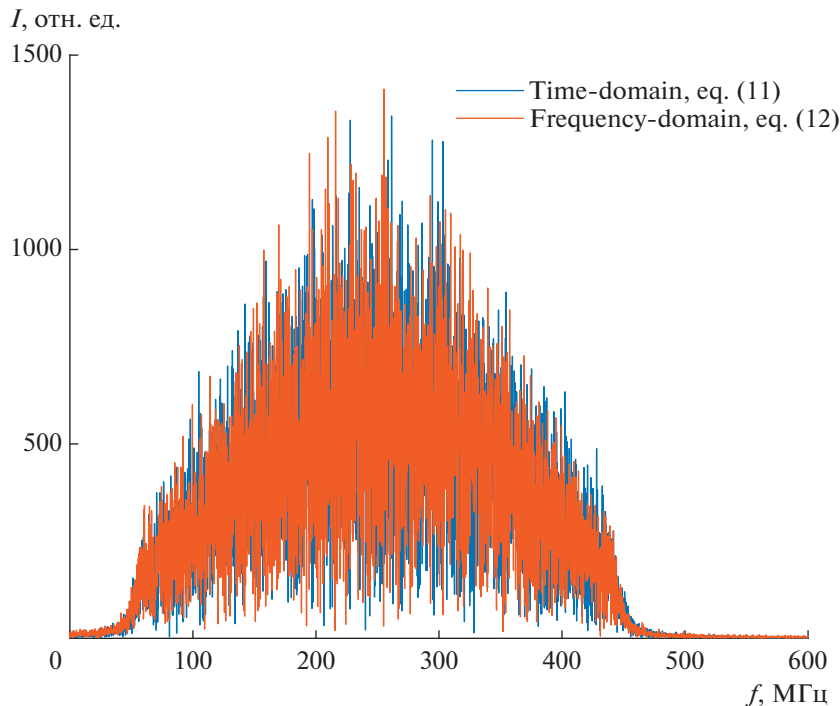


Рис. 1. Спектры рефлектограмм, рассчитанных по формулам (11) и (12).

При этом одним из ключевых вопросов является количество рассеивателей в рассеивающем секторе. В ходе моделирования в работе [13] было показано, что уже при $M \approx 1000$ статистические свойства моделированного сигнала соответствуют теоретически ожидаемым и подтверждаются в ходе экспериментальных исследований.

РАСЧЕТ ОБРАТНО-РАССЕЯННОГО ПОЛЯ В ЧАСТОТНОЙ ОБЛАСТИ

Подход расчета обратно-рассеянных сигналов на основе выражений (9)–(11) аналогичен нахождению импульсной характеристики волокна и ее свертке с зондирующим импульсом. Согласно теории линейных систем, аналогичный результат можно получить, перемножая спектр зондирующего импульса на спектральную передаточную функцию волокна и применяя к результату перемножения обратное преобразование Фурье. В таком случае спектр обратно-рассеянного поля можно получить по аналогии с выражением (9):

$$\dot{E}_l = \sum_{m=1}^{M_H+M/2} W_l a_m \exp \left(j \frac{4\pi}{\lambda_l} \int_0^{z_m} n(x) dx \right), \quad (12)$$

где H — количество рассеивающих секторов, укладываемых в волокне (суммирование проводится по всем рассеивателям), индекс l отвечает за дискретизацию спектра зондирующего импульса и спектральной передаточной функции

волокна по частоте. Необходимо отметить, что выбор шкалы частот (длин волн), на которой происходят вычисления, будет определять частоту дискретизации и длительность временного представления обратно-рассеянного сигнала, вычисляемого при помощи обратного преобразования Фурье.

При вычислении обратно-рассеянного сигнала при помощи выражения (12) все еще остается действующим предположение о неизменности свойств волокна во время распространения по нему каждого отдельно взятого зондирующего импульса. Моделирование внешних воздействий должно предполагать ступенчатый характер изменения внешних воздействий во времени.

Тем не менее, при сложной форме пространственного распределения показателя преломления волокна выражение (12) представляет большее удобство, чем формула (9), поскольку не требует учета вхождения и выхода отдельных рассеивателей в рассеивающий сектор и из него. С другой стороны, в выражении (12) не используется предположение о фиксированном количестве рассеивателей в рассеивающем секторе, что делает его более точным при значительных величинах и протяженностях изменения показателя преломления волокна.

Необходимо отметить, что выражения (9), (11) и (12) позволяют оценивать напряженность электрического поля рассеянной волны. Для получения физически измеряемого фотоприемником

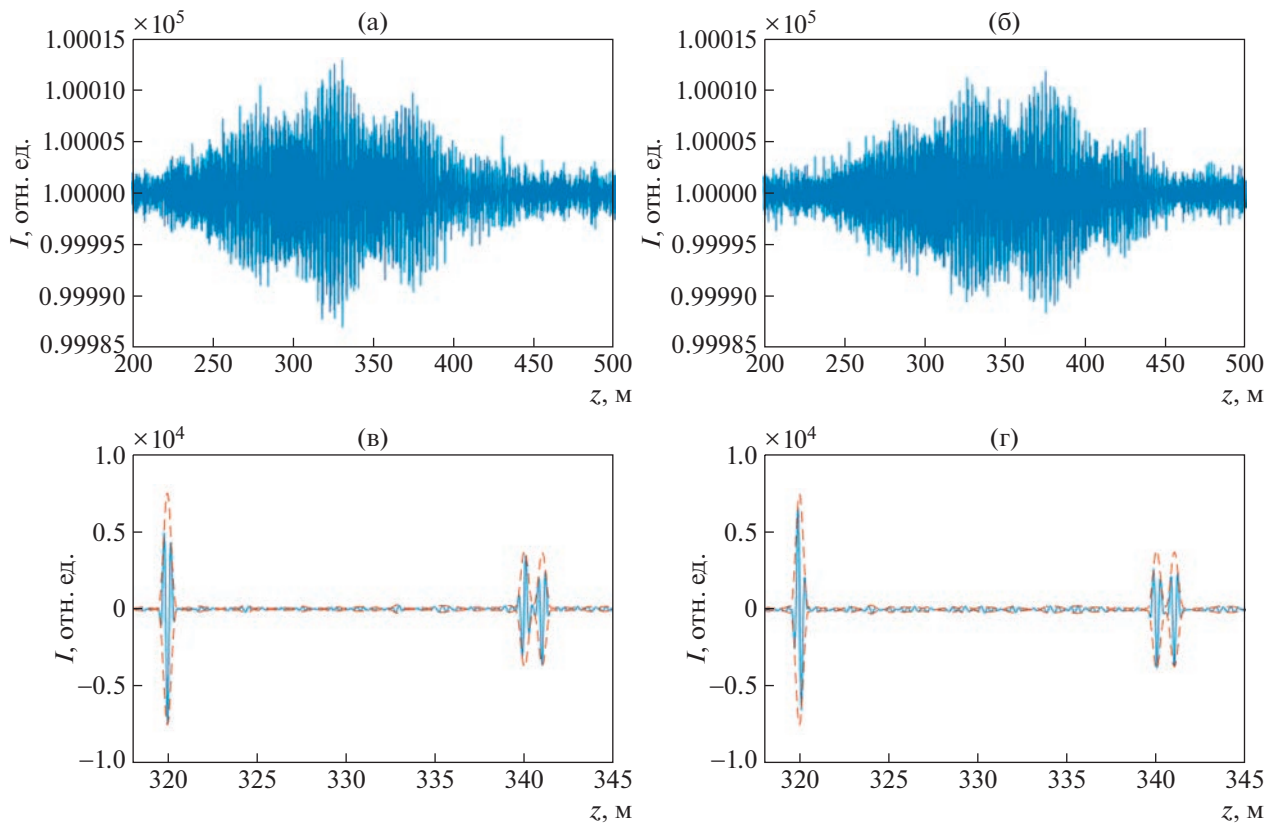


Рис. 2. а) Исходная рефлектограмма, рассчитанная при помощи выражения (11), б) исходная рефлектограмма, рассчитанная при помощи выражения (12), в) рефлектограмма, рассчитанная при помощи выражения (11) после применения согласованного фильтра, г) рефлектограмма, рассчитанная при помощи выражения (12) после применения согласованного фильтра.

электрического сигнала к полученным зависимостям необходимо применить соответствующие операции:

- вычисление квадрата модуля для прямого детектирования интенсивности,
- сложение обратно-рассеянной волны с самой собой со сдвигом по времени с последующим вычислением квадрата модуля для двухимпульсной схемы,
- сложение обратно-рассеянной волны с опорной когерентной волной значительно большей интенсивности с последующим вычислением квадрата модуля для гетеродинной схемы.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕСТОВЫХ СИГНАЛОВ

Согласно разработанной модели, был проведен расчет тестовых сигналов для двух ситуаций: локализации отражателей в статическом случае и измерения динамического натяжения волокна. Были использованы следующие параметры моделирования: длина волокна 800 м, количество рассеивателей в рассеивающем секторе $M = 5000$, центральная длина волны зондирующего излуче-

ния 1.55 мкм, частота дискретизации обратно-рассеянного сигнала 2.5 ГГц, гетеродинное детектирование с амплитудой опорной волны, в 10^5 раз превышающей амплитуду обратно-рассеянного поля. Для случая локализации отражателей длительность зондирующего импульса равнялась 2 мкс (длина рассеивающего сектора $\Delta z = 200$ м), использовалась внутриимпульсная линейная частотная модуляция в диапазоне от 50 МГц до 450 МГц относительно частоты опорной волны, позиции отражателей были заданы следующими – 320 м, 340 м и 342 м от начала волокна, коэффициент отражения по мощности первого отражателя составлял около 0.015%, второго и третьего – около 0.0075%. В случае измерения динамического натяжения волокна длительность зондирующего импульса равнялась 50 нс (длина рассеивающего сектора $\Delta z = 5$ м), к участку волокна с границами от 150 до 155 м прикладывалось периодическое натяжение с амплитудой 200 нм (относительное удлинение $4 \cdot 10^{-8}$) и частотой 49 Гц, частота повторения зондирующих импульсов составляла 1 кГц. Для обоих случаев обратно-рассеянные сигналы рассчитывались при помощи временного и частотного подходов соответственно по формулам

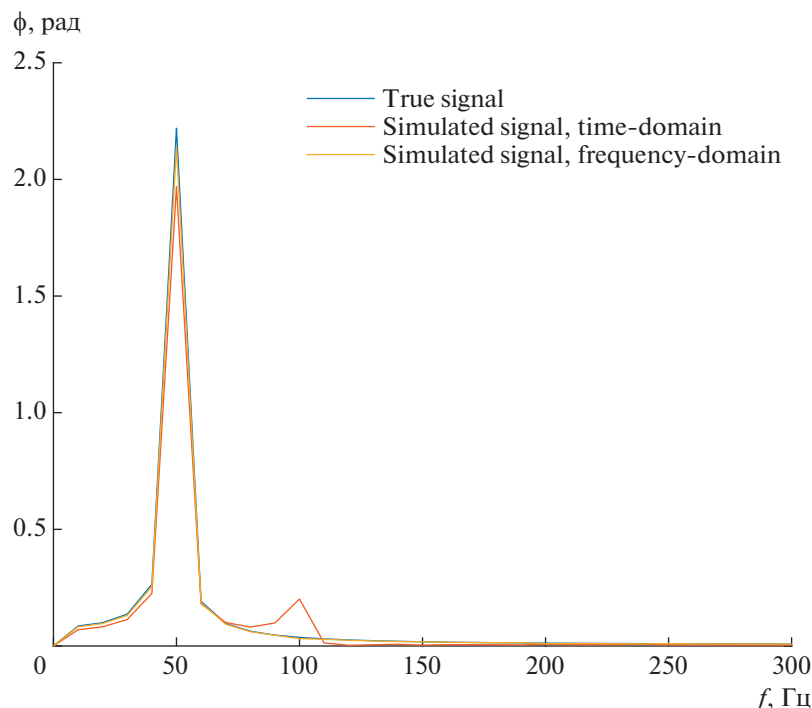


Рис. 3. Сравнение спектров сигнала, заложенного в модель, и результатов фазовой демодуляции сигналов, рассчитанных при помощи временного (выражение (11)) и частотного (выражение (12)) подходов.

(11) и (12). При этом координаты и амплитуды рассеивателей задавались одинаковыми в обоих случаях. Коэффициенты, связывающие величину воздействия с изменением параметров волокна, составляли $K_{Vz} = 1$ и $K_{Vn} = 0.7$.

Спектры рефлектограмм для тракта с локальными отражателями при расчете по формулам (11) и (12) показаны на рис. 1. Из-за аподизации зондирующего импульса доля краевых спектральных компонент в спектре снижается, что видно на графиках. Рефлектограммы, полученные для тракта с локальными отражателями при расчете по формулам (11) и (12) до и после применения согласованного фильтра, показаны на рис. 2. На них наглядно видно улучшение пространственной разрешающей способности после согласованной фильтрации рефлектограммы. Также из рефлектограмм после согласованной фильтрации, показанных на рис. 2в, г, видно, что наблюдаемая позиция отражателя соответствует заданной.

Для нахождения интенсивности и фазы обратно-рассеянной волны для сигналов при динамическом натяжении волокна к рассчитанным по формулам (11) и (12) трейсам применялось преобразование Гильберта, после чего находились аналитические сигналы и их огибающие и аргументы. Для локализации фазового сигнала к аргументу аналитического сигнала применялась операция дифференцирования с интервалом вычитания

20 м. На рис. 3 приведено сравнение спектров оценки фазового приращения обратно-рассеянной волны и фазовых сигналов, демодулированных из моделированных сигналов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предложен подход, позволяющий численно находить обратно-рассеянные сигналы для заданных параметров волокна и свойств опросной системы. Следует отметить, что предложенный подход не является абсолютно точным, поскольку предположение о ступенчатом характере возмущений может привести к ошибкам при быстро меняющемся возмущении волокна. Тем не менее, предложенный метод удобен для проведения расчетов и анализа благодаря относительной простоте и адекватности допущенных приближений для относительно низкочастотных воздействий разумной амплитуды.

Хотя в основном рассмотрение направлено на моделирование сигналов временной рефлектометрии, оба подхода могут применяться и для расчета сигналов частотной рефлектометрии при соответствующих незначительных модификациях.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках

программы стратегического академического лидерства “Приоритет 2030” (Соглашение 075-15-2021-1333 от 30 сентября 2021).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Н. А. Ушаков и Л. Б. Ликумович являются авторами программ ЭВМ “Программа расчета отклика распределенного волоконно-оптического рефлектометрического датчика на сосредоточенное воздействие” и “Программа расчета отклика распределенного волоконно-оптического рефлектометрического датчика на распределенное воздействие”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hartog A.H. An Introduction to Distributed Optical Fibre Sensors. CRC Press. 2017.
<https://doi.org/10.1201/9781315119014>
2. Gorshkov B.G., Yüksel K., Fotiadi A.A., Wuilpart M., Korobko D.A., Zhirnov A.A., Stepanov K.V., Turov A.T., Konstantinov Y.A., Lobach I.A. // Sensors. 2022. V. 22. P. 1033.
<https://doi.org/10.3390/s22031033>
3. Juarez J.C., Maier E.W., Choi K.N., Taylor H.F. // J. Light Technol. 2005. V. 23. P. 2081.
<https://doi.org/10.1109/JLT.2005.849924>
4. Lellouch A., Biondi B.L. // Sensors. 2021. V. 21. P. 2897.
<https://doi.org/10.3390/s21092897>
5. Lindsey N.J., Martin E., Dreger D.S., Freifeld B., Cole S., James S.R., Biondi B., Ajo-Franklin J.B. // Geophys. Res. Lett. 2017. V. 44. P. 11.
<https://doi.org/10.1002/2017gl075722>
6. Titov A., Kazei V., AlDawood A., Alfataierge E., Bakulin A., Osypov K. // Sensors. 2022. V. 22. P. 1027.
<https://doi.org/10.3390/s22031027>
7. Brinkmeyer E. // Electron. Lett. 1977. V. 16. P. 329.
<https://doi.org/10.1049/el:19800235>
8. Brinkmeyer E. // J. Opt. Soc. Am. 1980. V. 70. P. 1010.
<https://doi.org/10.1364/JOSA.70.001010>
9. Hartog A.H., Gold M. // J. Light. Technol. 1984. V. 2. P. 76.
<https://doi.org/10.1109/JLT.1984.1073598>
10. Feigel B., Erps J.V., Khoder M., Beri S., Jeuris K., Goid-senhoven D.V., Watte J., Thienpont H. // J. Light. Technol. 2014. V. 32. P. 3008.
<https://doi.org/10.1109/JLT.2014.2330693>
11. Healey P. // Electron. Lett. 1985. V. 21. P. 226.
<https://doi.org/10.1049/EL:19850161>
12. Mermelstein M., Posey R., Johnson G.A., Vohra S.T. // Opt. Lett. 2001. V. 26. P. 58.
<https://doi.org/10.1364/OL.26.000058>
13. Liokumovich L.B., Ushakov N.A., Kotov O.I., Bisyarin M.A., Hartog A.H. // J. Light. Technol. 2015. V. 33. P. 3660.
<https://doi.org/10.1109/JLT.2015.2449085>
14. Zhou J., Pan Z., Ye Q., Cai H., Qu R., Fang Z. // J. Light. Technol. 2013. V. 31. P. 2947.
<https://doi.org/10.1109/JLT.2013.2275179>
15. Lu X., Thomas P. // J. Light. Technol. 2020. V. 38. P. 974.
<https://doi.org/10.1109/JLT.2019.2949624>
16. Liehr S., Münzenberger S., Krebber K. // Opt. Express. 2018. V. 26. P. 10573.
<https://doi.org/10.1364/oe.26.010573>
17. Tovar P., Lima B.C., von der Weid J.P. // J. Light. Technol. 2022. V. 40. P. 4765.
<https://doi.org/10.1109/JLT.2022.3164793>
18. Chen D., Liu Q., He Z. // Opt. Express. 2017. V. 25. P. 8315.
<https://doi.org/10.1364/oe.25.008315>
19. Pastor-Graells J., Martins H.F., Garcia-Ruiz A., Martin-Lopez S., Gonzalez-Herraez M. // Opt. Express. 2016. V. 24. P. 13121.
<https://doi.org/10.1364/OE.24.013121>
20. Marcon L., Soto M.A., Soriano-Amat M., Costa L., Fernandez-Ruiz M.R., Martins H.F., Palmieri L., Gonzalez-Herraez M. // J. Light. Technol. 2020. V. 38. P. 4142.
<https://doi.org/10.1109/JLT.2020.2981741>