

07

Статистика интенсивности обратно-рассеянного излучения полупроводникового лазера в одномодовом оптическом волокне

© А.Э. Алексеев, Я.А. Тезадов, В.Т. Потапов

Научно-техническое объединение „ИРЭ-Полюс“, Фрязино
Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
E-mail:aleksey.e.alekseev@gmail.com

Поступило в Редакцию 1 августа 2011 г.

Приведены результаты исследования статистической зависимости интенсивности обратно-рассеянного излучения полупроводникового лазера в одномодовом волокне от длительности зондирующего импульса и времени когерентности источника. Показано, что при заданном времени когерентности излучения источника функция распределения интенсивности изменяется с ростом длительности импульса, переходя от функции, близкой к экспоненциальной, к функции, близкой к гауссовской. Экспоненциальная статистика позволяет получить лучшую чувствительность для когерентного рефлектометра при использовании метода прямого детектирования. Рассчитанная функция распределения позволяет количественно определить степень ухудшения чувствительности рефлектометра к внешним воздействиям при увеличении длительности зондирующего импульса или уменьшении времени когерентности лазера, что дает критерий для оптимального выбора источника излучения для когерентного рефлектометра.

В последние годы в связи с появлением недорогих телекоммуникационных полупроводниковых лазеров с распределенной обратной связью наблюдается повышенный интерес к рефлектометрам, использующим такие лазеры в качестве источников когерентного излучения [1–4]. Спектральная ширина полосы таких лазеров, как правило, составляет 2–5 МГц, что соответствует времени когерентности 160–60 ns. Типичная длительность зондирующих импульсов в рефлектометре составляет 50–200 ns, что соответствует пространственному разрешению 5–10. В силу того что время когерентности и длительность зондирующих импульсов имеют один порядок величины, контраст рефлектограммы

будет сильно зависеть от их соотношения. Целью данной работы являются теоретическая и экспериментальная оценка степени изменения контраста рефлектограммы при изменении соотношения длительности зондирующего импульса и времени когерентности лазера, а также определение условий, при которых данный вид лазеров может быть использован при сохранении высокой чувствительности когерентного рефлектометра.

При анализе процесса рассеяния когерентного излучения в качестве модели рассеивающей среды принимается протяженный отрезок волокна длиной L с равномерно распределенными по объему центрами рассеяния. Количество центров зависит от температуры затвердевания волокна при его вытяжке. Интерференция полей, рассеянных разными центрами рассеяния на участке L , дает результирующее рассеянное поле, интенсивность которого является случайной величиной, подчиняющейся определенной функции распределения [5,6]. Рассматривая различные статистические независимые участки волокна и используя при расчете статистики модель случайных фазов (комплексных амплитуд рассеянных полей) [5–8] для монохроматического приближения, найдем статистическую функцию распределения интенсивности рассеянного излучения, которая регистрируется квадратичным фотоприемником:

$$p_1(I) = \frac{1}{2\sigma^2} \exp\left(-\frac{I}{2\sigma^2}\right), \quad I \geq 0, \quad (1)$$

где σ^2 — дисперсия распределения.

Для расчета функции распределения интенсивности рассеянного излучения в случае квазимонохроматического поляризованного излучения полупроводникового лазера необходимо рассмотреть причины уширения его спектральной линии. Основной причиной уширения считаются случайные флуктуации фазы излучения — фазовые шумы [9,10]. Обычно предполагается, что фаза излучения полупроводникового лазера меняется в соответствии со статистикой случайного блуждания. В качестве модели изменения фазы принимается винеровский случайный процесс. Производя статистическое усреднение, находим автокорреляционную функцию комплексной огибающей поля источника:

$$E\langle A_s(t) A_s^*(t + \tau) \rangle = I_s \exp\left(-\frac{|\tau|}{\tau_{coh}}\right), \quad 0 \leq t \leq 2T, \quad (2)$$

где $A_s(t)$ — комплексная амплитуда поля источника, I_s — интенсивность излучения источника, τ_{coh} — время когерентности поля

источника, $\tau = t_1 - t_2$ — разность произвольных моментов времени, $E\langle \rangle$ — усреднение по ансамблю, T — время распространения излучения на расстояние L . По теореме Винера–Хинчина [5] фурье-преобразование [2] дает лоренцевскую форму линии лазера, что подтверждается непосредственным измерением.

Для автокорреляционной функции комплексной огибающей случайного поля рассеянного излучения можно получить следующее соотношение:

$$E\langle A_{scat}(t) A_{scat}^*(t + \tau) \rangle = \frac{v_{gr}^2}{4} \rho_0 I_s \exp\left(-\frac{|\tau|}{\tau_{coh}}\right), \quad 0 \leq t \leq 2T, \quad (3)$$

где $A_{scat}(t)$ — комплексная амплитуда рассеянного поля, $\tau = t_1 - t_2$ — разность произвольных моментов рассеяния, v_{gr} — групповая скорость излучения в среде волокна, ρ_0 — коэффициент пространственной корреляции комплексного коэффициента рассеяния в волокне.

Для расчета статистики интенсивности рассеянного квазимонохроматического излучения применяется разложение Карунена–Лоэва комплексной огибающей случайного поля рассеянного излучения $A_{scat}(t)$ по системе функций $\{\theta_1(t), \theta_2(t), \dots, \theta_n(t), \dots\}$, ортонормированных на интервале $(-T; T)$ [5,6,11]. Результатом является выражение для функции распределения интенсивности рассеянного квазимонохроматического излучения:

$$p_1(I) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda_n^{-1} \exp(-\frac{I}{\lambda_n})}{\prod_{\substack{m=0, \\ m \neq n}}^{\infty} (1 - \frac{\lambda_m}{\lambda_n})}, \quad I \geq 0, \quad (4)$$

где λ_n — собственные значения интегрального уравнения, ядром которого является корреляционная функция комплексной огибающей случайного рассеянного поля (3):

$$\int_{-T}^T E\langle A_{scat}(t_1) A_{scat}^*(t_2) \rangle \theta_m(t_1) dt_1 = \lambda_m \theta_m(t_2). \quad (5)$$

Уравнение (5) решается путем дифференцирования и исключения интегрального члена [11,12]. График результирующей функции распределения (4), нормированной на среднее значение, при изменении

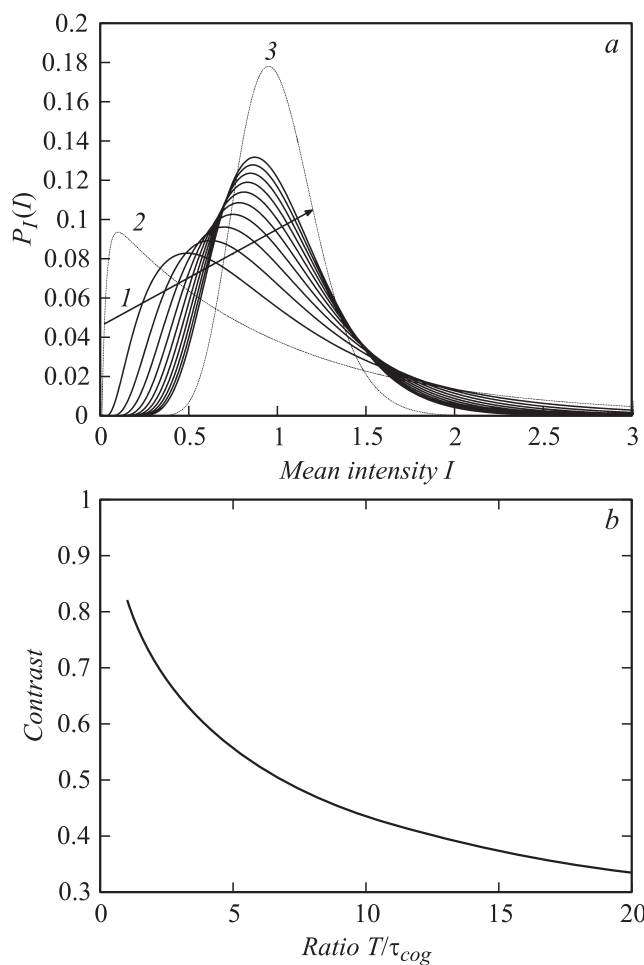


Рис. 1. *a* — плотности распределения вероятностей, нормированные на среднее значение, полученные в результате аналитического решения уравнения (5): *1* — изменение плотности распределения при увеличении отношения T/τ_{coh} ; *2* — предельный случай распределения, близкого к экспоненциальному (1), при $T/\tau_{coh} \ll 1$; *3* — предельный случай распределения, близкого к гауссовскому при $T/\tau_{coh} \gg 1$. *b* — уменьшение контраста рефлектограммы при увеличении отношения T/τ_{coh} .

времени интегрирования от $T = 10$ ns до $T = 200$ ns и одном и том же времени когерентности $\tau_{coh} = 40$ ns изображен на рис. 1, *a* — I (сплошные линии). Кроме того, показаны предельные случаи: 2 — близкий к экспоненциальному распределению (1), когда $\tau_{coh} \gg 2T$ (случай монохроматического излучения) и 3 — близкий к гауссовому распределению, когда $\tau_{coh} \ll 2T$ (случай сильно уширенного спектра).

В когерентной рефлектометрии временем интегрирования T следует считать половину длительности зондирующего импульса (область рассеяния составляет половину пространственной протяженности импульса). Время когерентности импульсного излучения не может превышать длительности импульса, в соответствии с теоремой свертки анализа Фурье. Спектр узкополосного оптического сигнала уширяется при модуляции, а время когерентности уменьшается до величины порядка длительности импульса.

Таким образом, при $\tau_{coh} \sim 2T$ функция распределения интенсивности рассеянного излучения имеет выраженный экспоненциальный участок, при $\tau_{coh} > 2T$ функция распределения стремится к гауссовской. Изменение контраста распределения (4) — отношение дисперсии к среднему значению: $C = \sigma_1^2 / \langle I \rangle$ — изображено на рис. 1, *b*, контраст уменьшается с увеличением отношения времени интернирования к времени когерентности лазера T / τ_{coh} .

При рассеянии степень когерентности излучения может уменьшаться, одной из причин этого уменьшения является эффект деполяризации излучения лазера. Эмпирически это изменение учитывается путем уменьшения времени когерентности в расчете при большой длительности импульса.

Для подтверждения теоретических результатов была создана экспериментальная установка (рис. 2). Излучение полупроводникового лазера со спектральной шириной полосы 2 MHz ($\tau_{coh} = 160$ ns) генерируется в непрерывном режиме на длине волны 1550 nm и усиливается эрбиевым волоконным усилителем до мощности 25 dBm. Далее, с помощью акустооптического модулятора излучение модулируется прямоугольными импульсами с периодом 100 μ s. Длительность импульсов может меняться от 100 до 500 ns. Импульсное излучение через циркулятор заводится в оптическое волокно SMF-28 длиной 2 km.

Излучение, рассеянное волокном, попадает на фотоприемник с полосой частот 50 MHz и отображается на цифровом осциллографе. В результате наблюдается шумоподобная картина — когерентная рефлектограмма. Рефлектограмма нестабильна во времени, однако характерное

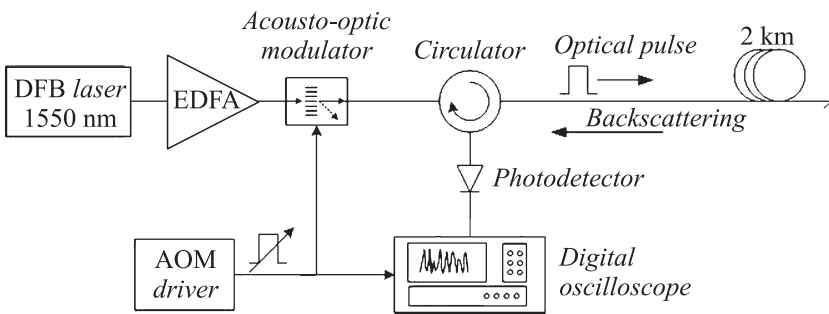


Рис. 2. Экспериментальная установка для исследования статистики когерентного рассеяния.

время ее изменения составляет 5 s. Прежде всего, нестабильность вызвана флуктуациями центральной длины волны полупроводникового лазера, флуктуациями его тока накачки и изменением условий окружающей среды.

Рефлектограммы участка длиной 2 km при длительностях импульсов излучения 100 и 500 ns изображены на рис. 3, *a, b*. Из графиков видно, что по мере увеличения длительности импульса изменяются статистические свойства интенсивности рассеянного излучения. Контраст рефлектограммы уменьшается.

Гистограммы распределения интенсивности, построенные по ансамблю реализаций рефлектограмм, при длительностях импульсов 100 и 500 ns изображены на рис. 3, *a, b*; также показаны теоретические кривые плотности распределения интенсивности, хорошо совпадающие с экспериментальными данными. Таким образом, максимальный контраст рефлектограммы и максимальная чувствительность реализуются при экспоненциальной функции распределения интенсивности рассеянного излучения, которая в свою очередь имеет место при длинах когерентности лазера, равных длительности зондирующих импульсов. Поэтому, если требуется рефлектометр с высоким пространственным разрешением (5–10 м), достаточно использовать стандартный телекоммуникационный лазер с распределенной обратной связью со спектральной шириной линии 2 MHz. Если рефлектометр предназначен для работы с разрешением 50–100 м и более, то в этом случае максимальную чувствительность к внешним воздействиям можно получить, используя

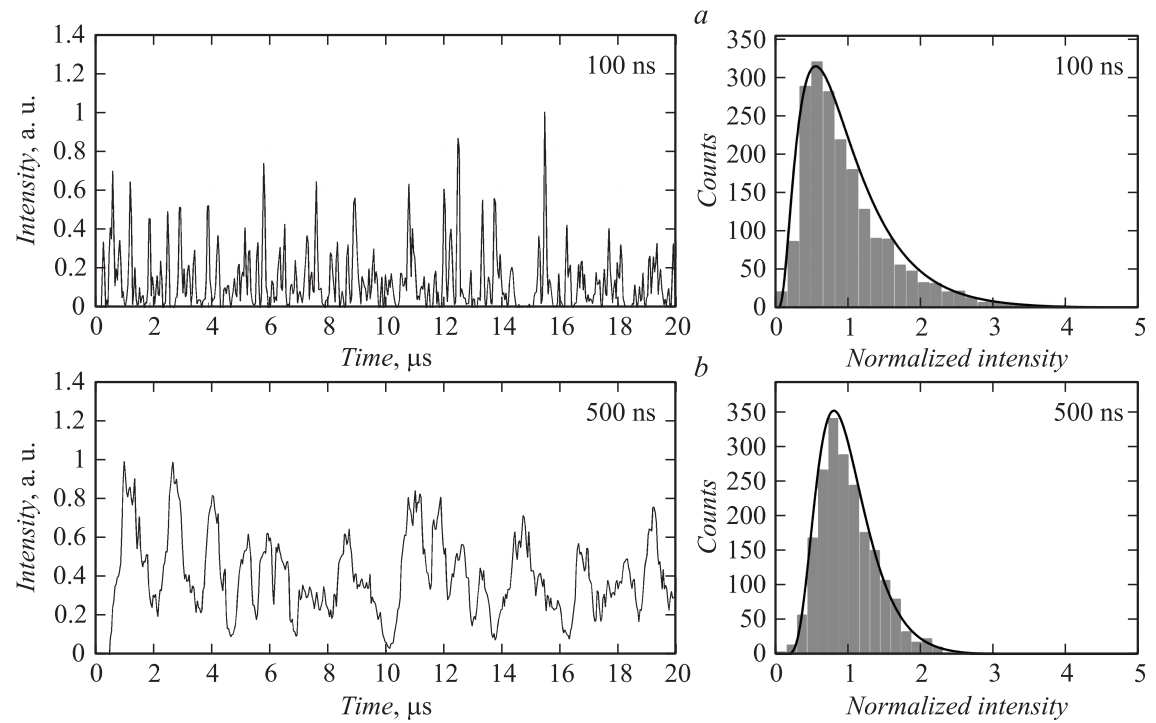


Рис. 3. Рефлектограммы, соответствующие гистограммы и теоретические кривые плотности вероятности для распределения интенсивности излучения, рассеянного с участка длиной 2 km при длительности импульса 100 ns (*a*) и 500 ns (*b*).

в качестве источников специальные высококогерентные лазеры со спектральной шириной полосы 500 kHz и менее.

Список литературы

- [1] *Mamedov A.M., Potapov V.T., Shatalin S.V., Juškaitis R.* // Opt. Lett. 1994. V. 19. N 3. P. 225–227.
- [2] *Горшков Б.Г., Парамонов В.М., Курков А.С., Кулаков А.Т.* // Lightwave Rus. Ed. 2005. N 4. P. 47–49.
- [3] *Juarez J.C., Maier E.W., Vhoi K.N., Taylor H.F.* // J. Lightwave Technol. 2005. V. 23. N 6. P. 2081–2086.
- [4] *Yuelan Lu, Tao Zhu, Liang Chen, Xiaoyi Bao.* // J. Lightwave Technol. 2010. V. 28. N 22. P. 3243–3249.
- [5] *Goodman J.W.* Statistical Optics. New York: John Wiley & Sons, 1985. Перевод: Гудмен Дж. Статистическая оптика. М.: Мир, 1988.
- [6] *Goodman J.W.* Statistical properties of laser speckle patterns // Laser speckle and related phenomena. Topics in Applied Physics / Ed. J.C. Dainty. Berlin: Springer-Verlag, 1975.
- [7] *Gysel P., Staubli R.K.* // J. Lightwave Technol. 1990. V. 8. N 4. P. 561–567.
- [8] *Staubli R.K., Gysel P.* // IEEE Trans. Commun. 1992. V. 40. P. 1091–1097.
- [9] *Henry C.H.* // J. Lightwave Technol. 1986. V. LT-4. P. 298–311.
- [10] *Moslehi B.* // J. Lightwave Technol. 1986. V. 4. N 9. P. 1334–1351.
- [11] *Davenport W.B., Root W.L.* An Introduction to the Theory of Random Signals and Noise. New York: McGraw-Hill Book Co., 1958.
- [12] *Манжиров А.В., Полянин А.Д.* Методы решения интегральных уравнений. М.: Факториал, 1999.