

07

## Измерение двух составляющих спектра излучения одночастотного лазерного диода

© В.К. Сахаров

АО „Центр ВОСТИ“, Москва, Россия  
E-mail: vk\_sach@mail.ru

Поступило в Редакцию 25 ноября 2024 г.  
В окончательной редакции 24 декабря 2024 г.  
Принято к публикации 26 декабря 2024 г.

Представлен способ измерения двух составляющих (лоренцевской и гауссовской) спектральной линии излучения одночастотных лазерных диодов с помощью пары сканирующих кольцевых волоконных интерферометров с разной длиной кольцевых резонаторов. Приводятся экспериментальные результаты, подтверждающие эффективность подхода.

**Ключевые слова:** лазерный диод, одночастотное излучение, спектральная ширина.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.08.60167.20196

Одночастотные лазерные диоды (ЛД) востребованы в большом числе приложений, включая когерентную связь, датчики-интерферометры и многое другое. Важное значение при разработке и использовании одночастотных ЛД имеет ширина спектра излучения.

Представление о спектре излучения одночастотных ЛД эволюционировало с момента их появления, когда спектр рассматривался как возникающий в результате фундаментальных процессов (спонтанное испускание фотонов) и имеющий естественную ширину с лоренцевской формой спектра [1]. Однако скоро (в значительной степени из-за появления одночастотных ЛД с внешним резонатором) выяснилось, что форма спектральной линии отличается от лоренцевской, ширина значительно больше и зависит от времени измерения [2]. Причиной уширения являются шумы, связанные с дрейфом параметров резонатора и тока драйвера [3].

В дальнейших исследованиях было показано, что шумы такого типа, называемые фликкер-шумами, приводят приблизительно к гауссовскому профилю лазерной линии [3,4]. В результате спектр излучения одночастотных ЛД определяется сверткой двух составляющих — лоренцевской и гауссовской, создающей форму спектра, известную как профиль Фойгта.

Измерению спектральной ширины одночастотных ЛД посвящено большое количество работ, в которых рассматриваются методы, основанные на фотоэлектрическом смещении оптических волн [5] путем сбивания излучения двух лазеров, исследуемого и опорного, или излучения исследуемого лазера с его задержанной/смещенной по частоте частью. Сигнал биений анализируется затем электрическим анализатором спектра для получения спектральной плотности мощности фазовых шумов  $S(\nu)$ , что позволяет определять в основном естественную ширину линий ЛД.

Для определения ширины обеих составляющих часто используется метод, основанный на измерении спектра

шума лазерной частоты  $S_{\Delta\nu}(f)$  с помощью также сбивания волн и устройств, преобразующих оптический фазовый шум в вариации интенсивности [6,7]. Спектр  $S_{\Delta\nu}(f)$  делится на высоко- и низкочастотную части с помощью так называемой  $\beta$ -линии разделения, что позволяет определять ширину лоренцевской составляющей  $\Delta\nu_L$  по уровню спектра в высокочастотной части:  $\Delta\nu_L = \pi S_{\Delta\nu}(f)$ , а ширину гауссовской составляющей  $\Delta\nu_G$  путем весьма громоздкого численного расчета [7].

Существенно более простым устройством для исследования одночастотного излучения является сканирующий кольцевой волоконный интерферометр (СКВИ) [8,9], сигнал на выходе которого содержит информацию о ширине линии одночастотного излучения в длительности интерференционных сигналов (ИС) в виде кратковременных спадов интенсивности. Благодаря большой длине волоконного кольцевого резонатора устройство имеет высокое спектральное разрешение, однако спектр не разделяется на две составляющие, а измеряется лишь ширина их свертки.

В настоящей работе предлагается подход к измерению двух составляющих одночастотного излучения с помощью пары СКВИ с разной длиной кольцевых резонаторов. Подход основан, во-первых, на модели СКВИ, согласно которой ширина ИС определяется как параметрами устройства, так и автокорреляционной функцией исследуемого излучения, а во-вторых, на том, что, согласно теореме обратного фурье-преобразования свертки, корреляционная функция свертки спектров является произведением двух соответствующих корреляционных функций.

Таким образом, два устройства с разной длиной кольцевых резонаторов ( $L_1 \neq L_2$ ) позволяют с помощью измерения ширины ИС определить значения автокорреляционной функции для двух времен  $\tau_{1,2} = L_{1,2}n/c$  и записать два уравнения с двумя неизвестными частота-

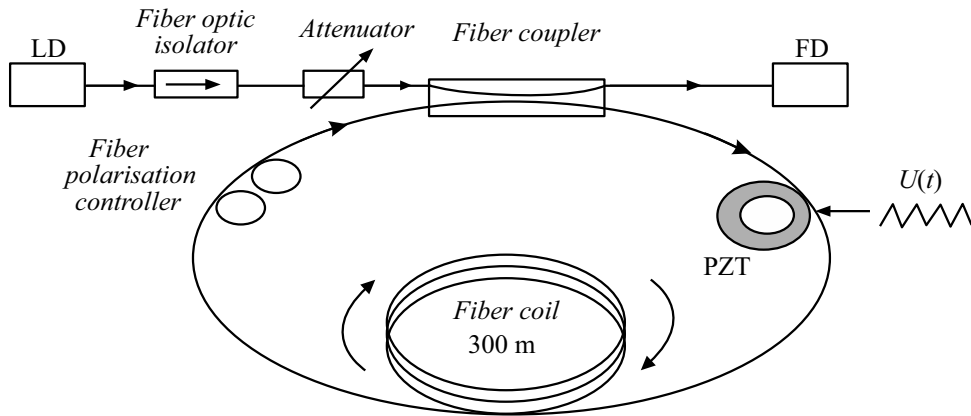


Рис. 1. Оптическая схема СКВИ.

ми  $\Delta\nu_L$  и  $\Delta\nu_G$ , которые можно найти, решая систему уравнений.

Оптическая схема СКВИ приведена на рис. 1. Являясь многолучевым интерферометром, данное устройство может считаться волоконным аналогом интерферометра Фабри–Перо. Роль зеркал с высокими коэффициентами отражения выполняет несимметричный волоконный разветвитель  $2 \times 2$ , обеспечивающий многократную циркуляцию волн в кольцевом резонаторе. В кольцевой резонатор встроены волоконный фазовый модулятор на основе пьезокерамики и контроллер поляризации, устройство включает также фотоприемник. На входе интерферометра — аттенюатор, цифровая обработка выходного сигнала производится в реальном времени.

Комплексная амплитуда электрического поля волны на выходе представляется выражением, отражающим бесконечно повторяющийся процесс деления и объединения волн, пробегающих по кольцевому резонатору и несущих информацию о спектре излучения в фазовых флуктуациях поля волны:

$$E(t) = E_0 e^{i\tilde{\varphi}(t)} \left\{ \sqrt{k_1} - k_2 \sqrt{g} e^{i(\Delta\varphi(t) + \Delta\tilde{\varphi}(t_1))} \times \left[ 1 + \sqrt{k_1 g} e^{i(\Delta\varphi(t) + \Delta\tilde{\varphi}(t_2))} + \left( \sqrt{k_1 g} \right)^2 e^{i(2\Delta\varphi(t) + \Delta\tilde{\varphi}(t_2) + \Delta\tilde{\varphi}(t_3))} + \dots \right] \right\}, \quad (1)$$

где  $E_0$  и  $\tilde{\varphi}(t)$  — амплитуда и фаза волны на входе,  $t$  — текущее время,  $k_1$  и  $k_2 e^{i\frac{\pi}{2}}$  — амплитудные коэффициенты передачи разветвителя,  $k_1 \gg k_2$ ,  $g$  — оптические потери в волоконном кольцевом резонаторе,  $\Delta\varphi(t) = 2\pi\tau\nu/c + \varphi_{mod}(t)$ ,  $\tau = Ln/c$  — время однократного пробега света по кольцевому резонатору,  $c$  — скорость света,  $\nu$  — несущая частота излучения,  $n$  — показатель преломления световода,  $\varphi_{mod}(t)$  — периодический сигнал фазовой модуляции треугольной формы,  $\Delta\tilde{\varphi}(\tau_p) = \tilde{\varphi}(t - (p-1)\tau) - \tilde{\varphi}(t - p\tau)$ ,  $p = 1, 2, \dots$ ,

$\tilde{\varphi}(t - p\tau)$  — фаза волны на входе, бывшая ранее текущего момента времени  $t$ , и предполагается, что флуктуации амплитуды волны на входе отсутствуют.

В выражении (1) экспоненты вида  $e^{i\Delta\tilde{\varphi}(p)}$  должны быть усреднены, поскольку они представляют фазовые флуктуации на отдельных интервалах времени как независимые случайные процессы, имеют один и тот же закон распределения, и поэтому результат усреднения для всех один и тот же и, более того, каждая усредненная экспонента может рассматриваться как нормированная автокорреляционная функция излучения  $R(\tau) = \langle e^{i\Delta\tilde{\varphi}(p)} \rangle$ .

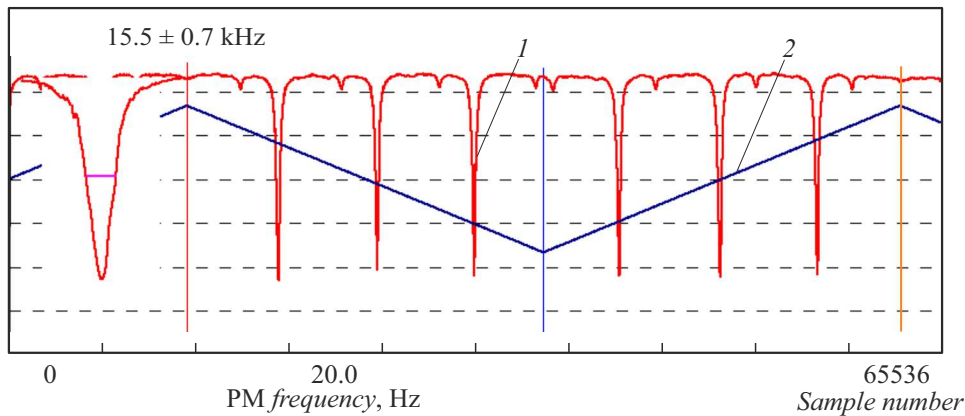
Учитывая это, переходя к расчету интенсивности излучения на выходе и делая несложные преобразования, находим

$$I(t) = \frac{k_1 + g(k_1 + k_2)^2 R(\tau)^2 - 2\sqrt{k_1 g}(k_1 + k_2) R(\tau) \cos \Delta\varphi(t)}{1 + k_1 g R(\tau)^2 - 2\sqrt{k_1 g} R(\tau) \cos \Delta\varphi(t)}. \quad (2)$$

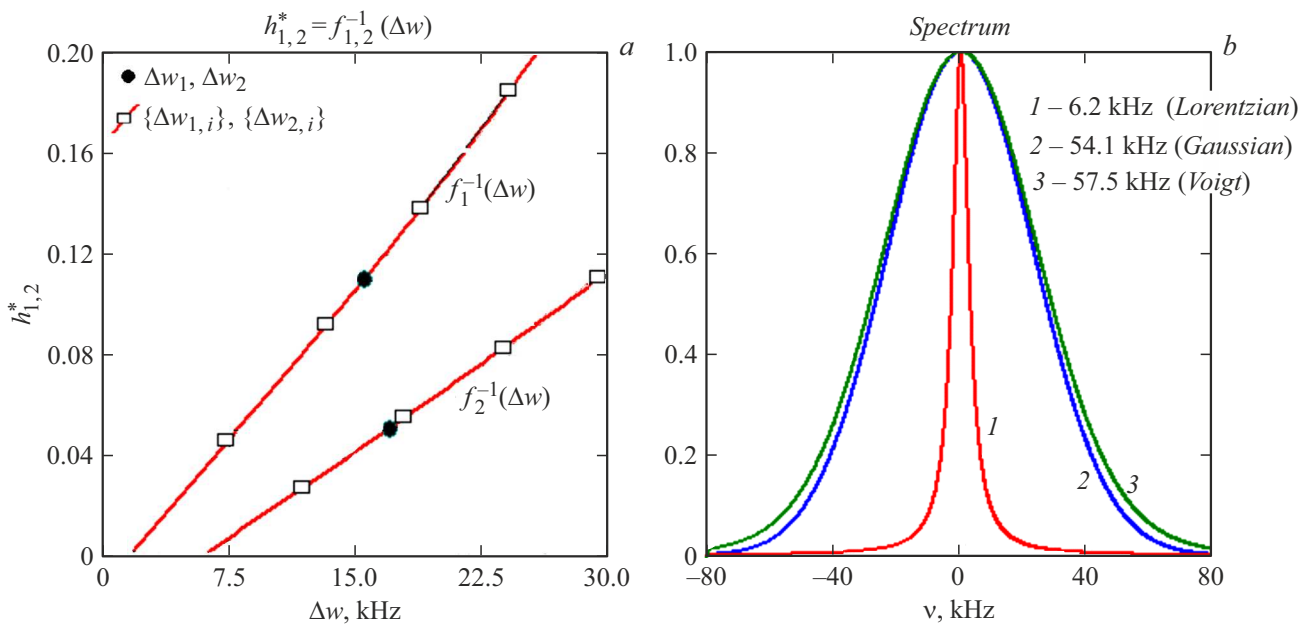
Корреляционная функция свертки спектров, как отмечалось выше, является произведением корреляционных функций этих спектров. Записывая лоренцевский и гауссовский спектры в виде  $S_L(\nu) = \frac{1}{2\pi} \Delta\nu_L^2 / (\nu^2 + \Delta\nu_L^2)$  и  $S_G(\nu) = \exp(-2\pi\nu)^2 / 2\sigma^2) / \sigma\sqrt{2\pi}$ ,  $\sigma = \pi\Delta\nu_G / \sqrt{2 \ln 2}$  и применяя к ним обратное фурье-преобразование, находим автокорреляционные функции этих спектров:  $r_L(\tau) = \exp(-0.5\pi\Delta\nu_L\tau)$  и  $r_G(\tau) = \exp(-2\pi^2\Delta\nu_G^2\tau^2 / 8 \ln 2)$ . Следовательно, автокорреляционная функция свертки имеет экспоненциальный вид  $R(\tau) = \exp[-h(\tau)]$ , где показатель экспоненты

$$h(\tau) = 0.5\pi\Delta\nu_L\tau + 2\pi^2\Delta\nu_G^2\tau^2 / 8 \ln 2. \quad (3)$$

Выражения (2), (3) представляют модель СКВИ, позволяющую путем задания параметров СКВИ и спектральной ширины двух составляющих  $\Delta\nu_L$ ,  $\Delta\nu_G$  определять ширину ИС. Но в настоящей работе модель используется для решения обратной задачи — для определения частот  $\Delta\nu_L$  и  $\Delta\nu_G$  по ширине ИС на выходе двух устройств  $\Delta w_1$  и  $\Delta w_2$ .



**Рис. 2.** Скриншот экрана монитора с интерференционной картиной (1), сигналом фазовой модуляции (2) и результатом измерения ширины ИС. Один из ИС увеличен для демонстрации его формы и ширины.



**Рис. 3.** *a* — к расчету значений  $h(\tau_1)$  и  $h(\tau_2)$ ; *b* — профили лоренцевского и гауссовского спектров, а также их свертки.

Для этого фиксируют параметры СКВИ и задают ряд значений  $h_i^*$ , а затем, используя (2) и заменяя  $R(\tau)$  значениями  $R_i = \exp(-h_i^*)$ , вычисляют два множества  $\{\Delta w_{1,i}\}$  и  $\{\Delta w_{2,i}\}$ , с помощью которых методом наименьших квадратов с аппроксимацией многочленами второй степени определяют обратные функции  $h_1^* = f_1^{-1}(\Delta w)$  и  $h_2^* = f_2^{-1}(\Delta w)$ .

Данные функции позволяют по измеряемой ширине  $\Delta w_1$  и  $\Delta w_2$  определить два значения показателя экспонент  $h(\tau)$ , соответствующие временам  $\tau_1$  и  $\tau_2$ :  $h(\tau_1) = f_1^{-1}(\Delta w_1)$  и  $h(\tau_2) = f_2^{-1}(\Delta w_2)$ . Это в свою очередь дает право записать следующие уравнения:

$$\begin{aligned} h(\tau_1) &= 0.5\pi\Delta\nu_L\tau_1 + 2\pi^2\Delta\nu_G^2\tau_1^2/8\ln 2, \\ h(\tau_2) &= 0.5\pi\Delta\nu_L\tau_2 + 2\pi^2\Delta\nu_G^2\tau_2^2/8\ln 2, \end{aligned} \quad (4)$$

решением которых будут искомые частоты  $\Delta\nu_L$  и  $\Delta\nu_G$ .

Экспериментальная проверка предлагаемого подхода проводилась с помощью двух СКВИ, длины кольцевых резонаторов которых составляли  $L_1 = 500$  м и  $L_2 = 300$  м, а прочие параметры были идентичными, отличаясь лишь коэффициентами передачи разветвителей  $k_1$  (0.054 и 0.12 dB) и  $k_2$  (22.6 и 24.6 dB). Ширина ИС определялась по интерференционным картинам как  $\Delta w = D\Delta t/T$ , где  $D = c/Ln$  — область свободной дисперсии,  $\Delta t$  — длительность ИС по уровню 0.5,  $T$  — временной интервал между ИС.

В качестве источника излучения использовался одночастотный ЛД с длиной волны около  $1.55 \mu\text{m}$  производства АО „Нолатех“. Поскольку спектр излучения данного ЛД на масштабе области свободной дисперсии обоих СКВИ был нестабилен, пришлось само-

стоятельно доработать ЛД, состыковав по выходу с устройством, выполнявшим роль внешнего резонатора. Для этого использовались два разветвителя  $2 \times 2$ : первый служил для отвода излучения к фотоприемнику, а второй, размещенный за первым, — как зеркало (путем замыкания выходных портов друг на друга с помощью сварного соединения), общая длина компактно сложенного внешнего резонатора составляла 1.3 м. Стабильность спектра ЛД значительно улучшилась: на выходе каждого СКВИ наблюдалась устойчивая структура выходного сигнала (рис. 2). Ток накачки ЛД от аккумуляторной батареи мог изменяться в небольшом диапазоне 120–140 мА (ввиду отсутствия необходимой термостабилизации), но это не приводило к заметному изменению ширины ИС, мощность на выходе 1.2–1.4 мВт. Ширина ИС на выходе двух СКВИ, полученная в результате измерений, составляла  $\Delta\omega_1 = 15.5$  kHz и  $\Delta\omega_2 = 17.0$  kHz с погрешностью  $\pm 0.7$  kHz при усреднении по времени 5 с.

Дальнейший расчет поясняется на рис. 3, а, где показаны графики функций  $f_1^{-1}(\Delta\omega)$  и  $f_2^{-1}(\Delta\omega)$ , с помощью которых были определены значения показателей экспонент:  $h(\tau_1) = 0.111$  и  $h(\tau_2) = 0.051$ . Последний этап расчета — решение системы уравнений (4) — позволил определить ширину двух спектральных составляющих:  $\Delta\nu_L = 6.2$  kHz и  $\Delta\nu_G = 54.1$  kHz. Профиль данных составляющих, а также их свертки приведены на рис. 3, б.

В заключение отметим, что в работе предложен достаточно простой по реализации подход к измерению спектральной ширины двух составляющих излучения одночастотных ЛД, приводятся экспериментальные результаты, подтверждающие эффективность подхода.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] C. Henry, IEEE J. Quantum Electron., **18**, 259 (1982). DOI: 10.1109/JQE.1982.1071522
- [2] K. Kikuchi, T. Okoshi, Electron. Lett., **21**, 1011(1985). DOI: 10.1049/el:19850717
- [3] L.B. Mercer, J. Lightwave Technol., **9**, 485 (1991). DOI: 10.1109/50.76663
- [4] G.M. Stéphan, T.T. Tam, S. Blin, P. Besnard, M. Tetu, Phys. Rev. A, **71**, 043809 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevA.71.043809
- [5] M. Nazarathy, W.V. Sorin, D. Baney, N.A. Newton, J. Lightwave Technol., **7**, 1083 (1989). DOI: 10.1109/50.29635
- [6] G. Di Domenico, S. Schilt, P. Thomann, Appl. Opt., **49**, 4801 (2010). DOI: 10.1364/AO.49.004801
- [7] N. Bucalovic, V. Dolgovsiy, C. Schori, P. Thomann, G. Di Domenico, S. Schilt, Appl. Opt., **51**, 4582 (2012). DOI: 10.1364/AO.51.004582
- [8] В.К. Сахаров, Е.Г. Герасимов, *Устройство для измерения спектральных характеристик оптического излучения*, патент RU 2408853 (заявл. 04.06.2009, опубл. 01.10.2011).

- [9] А.И. Трикшев, А.С. Курков, В.Б. Цветков, Ю.Н. Пырков, В.М. Парамонов, Квантовая электроника, **41** (7), 656 (2011). [A.I. Trikshev, A.S. Kurkov, V.B. Tsvetkov, Yu.N. Pyrkov, V.N. Paramonov, Quantum Electron., **41** (7), 656 (2011). DOI: 10.1070/QE2011v041n07ABEH014623].