

07

Использование режима оптической обратной связи для оценки крутизны модуляционной характеристики полупроводниковых лазеров

© В.С. Соболев, Е.Н. Уткин

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск
E-mail: sobolev@iae.nsk.su

В окончательной редакции 7 ноября 2008 г.

Предлагается простой способ оценки крутизны изменения частоты излучения полупроводникового лазера под действием изменения инжекционного тока, основанный на явлениях оптической обратной связи. Крутизна определяется через значение частоты сигнала, получающегося на выходе встроенного в корпус лазера фотодиода, в результате интерференции исходного и рассеянного излучения. Приводится теоретическое обоснование предлагаемого способа, схема его реализации и результаты экспериментальной оценки конкретного лазерного диода.

PACS: 42.55.Px

Благодаря высокой энергетической эффективности и простоте в эксплуатации полупроводниковые лазеры заняли господствующее положение в технике световолоконной связи, CD и DVD — музыке и видео [1], а также в устройствах накачки твердотельных и световолоконных лазеров. Еще одно их свойство — возможность изменения частоты излучения простым изменением инжекционного тока — открывает дальнейшие перспективы применения в таких областях, как высокоразрешающая спектроскопия и интерферометрические измерения. Возможность подстройки частоты может повысить эффективность накачки твердотельных лазеров и улучшить характеристики преобразователей частоты на нелинейных кристаллах. Эти перспективы, естественно, привлекают внимание специалистов, в связи с чем актуальной становится задача определения характеристик полупроводниковых лазеров в режиме частотной модуляции. Существующие методы оценок этих характеристик

в своем большинстве основаны на использовании дорогих спектральных приборов, которые не всегда удобны в применении и не обеспечивают требуемой точности. Предлагается достаточно простой и эффективный способ оценки крутизны модуляционной характеристики полупроводниковых лазеров, основанный на явлениях оптической обратной связи [2–4]. Его суть состоит в том, что рабочий ток, питающий исследуемый лазер, периодически модулируется по пилообразному закону с заданной амплитудой и частотой. Соответственно этому меняются мощность и частота излучения. Коллимированный пучок этого излучения направляется на неподвижный диффузно рассеивающий объект, установленный на небольшом (порядка 1 м) расстоянии от лазера. Рассеянный объектом свет попадает обратно в его активную среду, где усиливается и интерферирует с исходным излучением. Из-за конечного значения скорости света рассеянное излучение приходит в лазер с некоторой задержкой τ , зависящей от расстояния между лазером и объектом, вследствие чего частота рассеянного света оказывается смещенной относительно частоты излучения, генерируемого лазером в данный момент. В результате интерференции исходного и рассеянного полей на выходе встроенного в лазер или помещенного за задним зеркалом контрольного фотодиода возникает периодический интерференционный сигнал, частота которого оказывается пропорциональной дальности до объекта и крутизне модуляционной характеристики лазера.

При малых относительно инжекционного тока, питающего лазер, значениях амплитуды модулирующего тока частота излучения лазера F будет изменяться по линейному закону (рис. 1)

$$F(t) = f_0 + \alpha t, \quad \text{при} \quad \left(-\frac{T}{2} + \tau\right) < t < \frac{T}{2}, \quad (1)$$

где α — постоянный коэффициент, $T = \frac{1}{f_m}$, а f_m — частота модуляции, f_0 — центральная частота излучения лазера.

Если интересующую нас крутизну модуляционной характеристики лазера $\frac{dF}{dI}$ обозначить как κ , то коэффициент α определится как

$$\alpha = \frac{dF}{dt} = \frac{dF}{dI} \frac{dI}{dt} = \frac{\kappa \Delta I}{T} = \kappa \Delta I f_m, \quad (2)$$

где ΔI — амплитуда пилообразного тока.

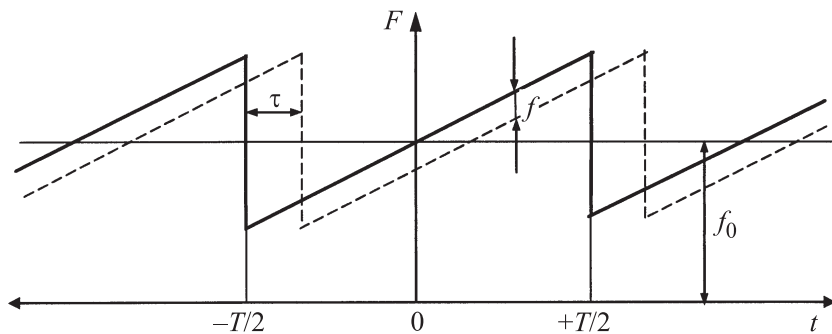


Рис. 1. Графики изменения оптической частоты исходного (сплошная линия) и рассеянного (пунктир) излучения во времени.

Фаза исходного излучения лазера как интеграл от круговой частоты (1) примет вид

$$\varphi(t) = 2\pi f_0 t + \pi \alpha t^2 - \varphi_0, \quad -\frac{T}{2} < t \leq \frac{T}{2}.$$

Тогда поле излучения лазера можно представить как

$$E(t) = E_0 \exp[-j(\omega_0 t + \pi \alpha t^2 - \varphi_0)]. \quad (3)$$

Отраженное поле $E_S(t)$, попавшее обратно в лазер, будет, как показано на рис. 1, задержано на время τ :

$$E_S(t) = E_{S0} \exp\{-j[\omega_0(t - \tau) + \pi \alpha(t - \tau)^2 - \varphi_0]\}. \quad (4)$$

На фотодиоде, встроенном в лазер, появится суперпозиция двух полей, а на его выходе возникнет ток, пропорциональный квадрату модуля суммарного поля

$$\begin{aligned} i(t) &= \propto |E(t) + E_S(t)|^2 \\ &= \{E_0^2 + E_{S0}^2 + 2E_0 E_{S0} \cos[(\omega_0 \tau + 2\pi \alpha t \tau - \pi \alpha \tau^2)]\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Циклическая частота сигнала (5), определяемая как производная его фазы по времени, отнесенная к 2π , определится как

$$f = \alpha\tau = \frac{2\alpha S}{c} = 2 \frac{\kappa \Delta I f_m S}{c}, \quad (6)$$

где $\tau = \frac{2S}{c}$, S — расстояние между лазером и рассеивающим объектом, c — скорость света.

Интересующая нас крутизна модуляционной характеристики κ определится как

$$\kappa = \frac{cf}{2\Delta I f_m S}. \quad (7)$$

Таким образом, измерив частоту сигнала f и зная амплитуду тока ΔI , частоту модуляции f_m и расстояние до рассеивающего объекта S , можно легко вычислить крутизну κ .

Функциональная схема измерительной установки представлена на рис. 2. Осциллограммы сигналов с выхода фотодетектора и с выхода трансимпедансного усилителя показаны соответственно на рис. 3, *a* и *b*. Особенностью этого сигнала являются разрывы фазы в начале каждого периода модуляции, которые могут помешать точному измерению интересующей нас частоты, но путем изменения частоты модуляции либо небольшим изменением расстояния между лазером и отражающим предметом эти разрывы легко устраняются. Критерием правильной коррекции является целое число периодов сигнала на периоде частоты модуляции.

Для экспериментальной проверки и апробирования предложенного способа был выбран лазер типа ADL-65102-TL фирмы „Arima Optoelectronics“ с номинальной мощностью 10 mW, длиной волны 650 nm и рабочим током 28 mA. Исследования спектра излучения этого лазера в диапазоне токов инжекции от 17 до 33 mA с помощью сканирующего интерферометра Фабри–Перо показали, что в этом диапазоне его модовый состав претерпевает существенное изменение. С увеличением тока накачки сверх порогового уровня лазер начинает генерировать одну продольную моду. При токе 23 mA интенсивность этой моды начинает падать, а в области длин волн, где зарождалась первая мода, возникает новая. С ростом тока интенсивность этой моды растет, и после 26 mA остается только она одна. В области токов, где возбуждены две моды, лазер вследствие их конкуренции работает неустойчиво,

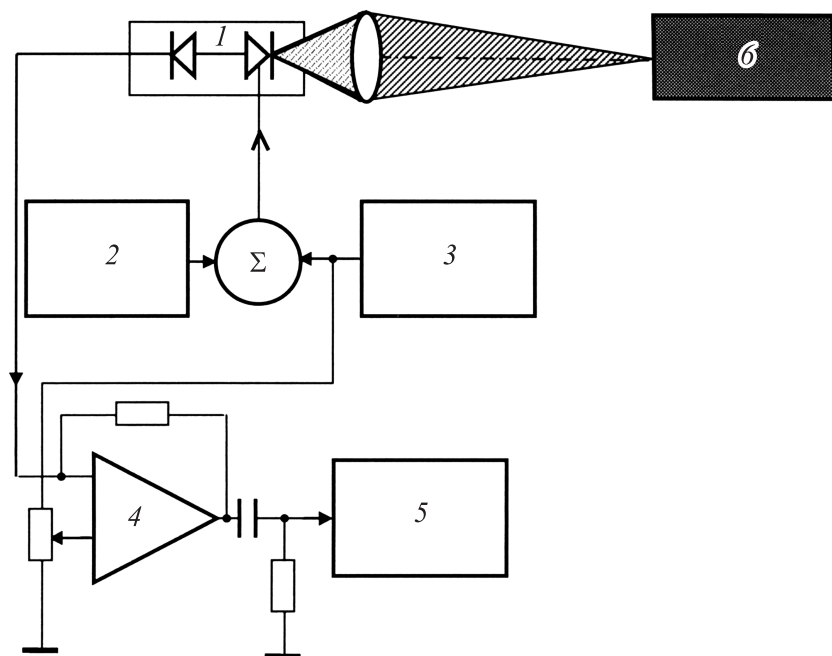


Рис. 2. Функциональная схема установки: 1 — полупроводниковый лазер со встроенным фотодиодом, 2 — источник инжекционного тока, 3 — модулятор (генератор пилообразного тока), 4 — трансимпедансный усилитель, 5 — частотомер, 6 — рассеивающий объект.

поэтому эксперименты по оценке крутизны модуляционной характеристики проводились только в том диапазоне токов, где лазер генерировал одну продольную моду, т. е. в области 21–23 и 28–33 мА.

Расстояние между лазером и диффузно отражающим объектом составляло 40 см, период модуляции лазера был равен $50 \mu\text{m}$, амплитуда пилообразного тока равнялась 0.75 мА.

Расчеты по формуле (7) показали, что при токе 27.3 мА крутизна составляет $8.05 \cdot 10^9 \text{ Hz/mA}$, а при токе 21.8 мА она равна $7.1 \cdot 10^9 \text{ Hz/mA}$ (соответственно крутизна, выраженная как изменение длины волны, т. е. в м/с, составит соответственно $1.13 \cdot 10^{-11}$ и $1.0 \cdot 10^{-11}$).

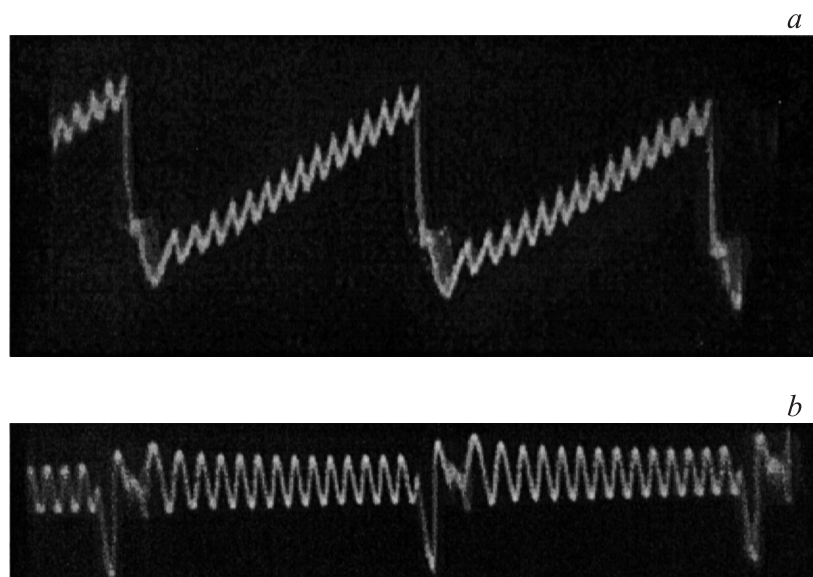


Рис. 3. Осциллограммы сигналов с выхода фотодиода (*a*) и с выхода трансимпедансного усилителя (*b*).

Если принять, что в диапазоне токов 21.8–27.3 мА крутизна модуляционной характеристики будет равна среднему арифметическому значений на краях диапазона, т. е. $7.57 \cdot 10^9$ Hz/m, то соответствующее изменение частоты составит $49 \cdot 10^9$ Hz, а длины волны $6.9 \cdot 10^{-11}$ м. Относительные изменения будут равны $\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = 1.06 \cdot 10^{-4} \%$.

Что касается точности оценок крутизны, то главным источником ошибок являются флуктуации частоты интерференционного сигнала, обусловленные, по нашим предположениям, нестационарными явлениями усиления рассеянного света в активной среде лазера, вибрациями отражателя и флуктуациями коэффициента преломления воздуха в промежутке лазер–отражатель. Эксперименты показали, что среднеквадратичные отклонения частоты составляют величину 0.5–1%. Представленные выше значения крутизны (с погрешностью в третьем знаке) получены как выборочные математические ожидания, вычисленные по 30 отсчетам частоты интерференционного сигнала. С учетом

этого можно утверждать, что предложенный способ позволяет оценить крутизну модуляционной характеристики достаточно точно.

Список литературы

- [1] Боухьюз Г., Браат Дж., Хэйсер А. и др. // Оптические дисковые системы. М.: Радио и связь, 1991. 280 с.
- [2] Lang R., Kobayashi S. // IEEE Journ. Quant. Electron. 1980. QE-16 (3). P. 347.
- [3] Giuliani G., Norgia M., Donati S., Bosch Th. // Journ. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2002. V. 4. P. 283.
- [4] Соболев В.С., Уткин Е.Н., Щербаченко А.М., Столповский А.А., Кащеева Г.А. // Автометрия. 2004. Т. 40 (6). С. 4.