

01;06;07

Анализ влияния спонтанных флуктуаций частоты на форму линии излучения полупроводникового лазера при псевдослучайной модуляции тока накачки

© Ю.А. Морозов

Саратовское отделение Института радиотехники и электроники РАН,
410019 Саратов, Россия
e-mail: mor@ire.san.ru

(Поступило в Редакцию 7 июля 2003 г.)

Численными методами проведено исследование влияния случайных флуктуаций частоты, обусловленных спонтанным излучением и генерационно-реком бинационным шумом носителей заряда на форму спектральной линии полупроводникового лазера (ПЛ) в режиме псевдослучайной модуляции тока накачки. Выделена роль спонтанного излучения и внутриимпульсной частотной модуляции в формировании спектра ПЛ. Проведен анализ влияния параметров и способа модуляции на выходные спектральные характеристики лазера.

Введение

Оптимальные характеристики волоконно-оптических систем связи (ВОЛС) на дальние расстояния могут быть реализованы только при условии применения в качестве источников излучения динамически одномодовых полупроводниковых лазеров, таких, например, как лазеры с распределенной обратной связью или с распределенным брэгговским отражателем. Другими кандидатами на роль источников излучения в высокоскоростных системах связи являются быстро прогрессирующие в последнее время лазеры с вертикальным резонатором [1]. В настоящее время общепризнано, что главными факторами, сдерживающими дальнейшее совершенствование ВОЛС, являются временной джиттер (т.е. случайное изменение длительности импульса) и уширение линии излучения, обусловленное внутриимпульсной модуляцией частоты (частотным чирпом) [2–11]. Анализ этих явлений и по возможности устранению или уменьшению их влияния на характеристики излучения ПЛ было посвящено значительное количество исследований. В частности, установлено, что джиттер зависит как от вида реализации псевдослучайной импульсной последовательности, так и от вклада спонтанного излучения во флуктуации интенсивности лазерной генерации [2–6].

Частотный чирп является другим основным и, по-видимому, физически неустраняемым свойством стимулированного излучения ПЛ в режиме импульсной модуляции амплитуды тока накачки [7–11]. Он обусловлен главным образом изменением показателя преломления активной среды лазера при модуляции протекающего тока. Очевидно, что при распространении по волокну с хроматической дисперсией внутриимпульсная модуляция частоты приводит к искажению формы импульса и в конечном итоге к сбоям при передаче. Следует отметить, что процесс искажения носит динамический характер, т.е. зависит, в частности, от длительности передаваемого импульса. Эффект влияния чирпа на характеристики

ВОЛС исследовался, например, в работе [9]. Однако авторы этой публикации ограничились рассмотрением распространения по волокну импульсов гауссовой формы и линейной моделью внутриимпульсной частотной модуляции. Иными словами, они полагали, что частота излучения меняется пропорционально времени в процессе импульса, что в большинстве случаев не отвечает реальной ситуации. Более того, авторы [9] не учитывали и влияния спонтанных флуктуаций на форму линии излучения ПЛ при псевдоимпульсной модуляции частоты. Существенно более всесторонний анализ спектра излучения ПЛ при передаче псевдоимпульсной последовательности был проведен в [11]. Авторы выполнили решение хорошо известных скоростных стохастических уравнений динамики ПЛ с учетом случайных ланжевенских источников, описывающих вклад спонтанных флуктуаций плотности носителей и фотонов в лазерное излучение. Однако авторы [11] не разделили влияние псевдослучайного чирпа и шумового воздействия, обусловленного спонтанным излучением на форму линии ПЛ. В то же время следует подчеркнуть, что оба этих фактора имеют случайную природу и, следовательно, образуют излучение с непрерывным спектром, т.е. по виду спектральной линии излучения невозможно определить, какой вклад в ее формирование обусловлен спонтанным излучением, а какой — псевдослучайной импульсной модуляцией. Поэтому численное моделирование лазерной динамики является, по-видимому, единственным способом проанализировать роль обоих этих факторов по отдельности. Кроме того, известно, что интегральный показатель спонтанного излучения в лазерную моду (коэффициент спонтанного излучения β) может меняться в весьма широких пределах — от 10^{-1} до 10^{-5} в зависимости от размера активной области и свойств лазерного резонатора [12,13]. В этой связи исследование влияния спонтанного излучения на формирование линии ПЛ при псевдослучайной модуляции накачки представляет большой интерес и в

первую очередь для приложений в системах связи по волоконным линиям передачи.

В данной работе мы рассматриваем роль спонтанного излучения в формировании спектральной линии ПЛ при модуляции тока накачки псевдослучайной последовательностью импульсов в формате без возвращения к нулевому уровню (NRZ-format). Проводится анализ влияния на форму линии излучения таких параметров модуляции, как ее скорость (bit-rate) и опорный уровень смещения тока. Выполняется сравнение спектров излучения ПЛ при модуляции псевдослучайной и регулярной импульсными последовательностями. Для исследования мы применяем новый подход, при котором решение стохастических скоростных уравнений динамики ПЛ заменяется решением системы обыкновенных дифференциальных уравнений, полученных в результате преобразования уравнений Эйнштейна–Фоккера–Планка относительно плотности вероятности распределения плотности носителей и фотонов в активной области лазера. Ранее этот подход был успешно применен для анализа динамики [14], спектральной плотности флуктуаций интенсивности излучения ПЛ [15] и ее преобразования в оптическом волокне [16].

Модель и основные расчетные соотношения

Для анализа динамики и шумовых свойств излучения одномодового ПЛ обычно используется следующая система стохастических дифференциальных уравнений [13,17]:

$$\begin{aligned} \dot{v} &= C(T) - S_0(1 - \varepsilon S_0) + \chi_1, \\ \dot{S}_0 &= \eta[(v - \varepsilon S_0)S_0 + \beta N_{th}] + \chi_2, \\ \dot{\varphi} &= \frac{\alpha}{2} \eta v + \chi_3. \end{aligned} \quad (1)$$

В уравнениях системы (1) используются следующие обозначения: $v = (n - n_{th})g\tau_p$ — нормированное значение отклонения концентрации носителей в активном слое n от уровня n_{th} , соответствующего порогу генерации; $S_0 = s_0g\tau_n$ — безразмерная плотность фотонов в лазерной моде; φ — фаза комплексной амплитуды электрического поля излучения; g — линейная часть коэффициента усиления активной среды; τ_n и τ_p — времена жизни электронов и фотонов соответственно. Для описания превышения действующего значения тока $j(T)$ над его пороговым значением j_{th} введена величина $C(T) = (j(T) - j_{th})g\tau_n\tau_p/ed$; e — элементарный заряд; d — толщина активной области; β — коэффициент спонтанной эмиссии, т. е. величина, определяющая долю спонтанного излучения в лазерной моде; α — параметр уширения линии в непрерывном режиме генерации; $N_{th} = n_{th}g\tau_p$; $\eta = \tau_n/\tau_p$. Ланжевеновские шумовые источники, моделирующие случайные процессы генерации фотонов, а также генерации–рекомбинации носителей

представлены в виде величин $\chi_{1,2,3}$. Дифференцирование уравнений (1) проводится по безразмерному времени $T = t/\tau_n$ и обозначено точками над переменными в левой части уравнений. Для учета влияния насыщения усиления введен нормализованный коэффициент $\varepsilon = \varepsilon_0/g\tau_n$. Ток накачки лазера задавался в виде псевдослучайной импульсной последовательности в NRZ-формате, наложенной на опорное значение тока смещения j_0 .

Выполняя преобразования уравнения Эйнштейна–Фоккера–Планка [14–16], которое может быть сформулировано для плотности вероятности совместного распределения носителей и фотонов, описываемых системой (1), получим следующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений для статистических моментов случайных величин v , S_0 и φ :

$$\begin{aligned} \dot{y}_1 &= C(T) - y_2 + \varepsilon(y_2^2 + y_5), \\ \dot{y}_2 &= \eta[(y_1y_2 + y_7) - \varepsilon(y_2^2 + y_5) + 1.5\beta N_{th}], \\ \dot{y}_3 &= \frac{\alpha}{2} \eta y_1, \\ \dot{y}_4 &= D_{11} - 2y_7(1 - 2\varepsilon y_2), \\ \dot{y}_5 &= D_{22} + 2\eta[(y_1y_5 + y_2y_7) - 2\varepsilon y_2y_5], \\ \dot{y}_6 &= D_{33} + \alpha\eta y_8, \\ \dot{y}_7 &= D_{12} - y_5(1 - 2\varepsilon y_2) + \eta[(y_1y_7 + y_2y_4) - 2\varepsilon y_2y_7], \\ \dot{y}_8 &= D_{13} + \frac{\alpha}{2} \eta y_4 - y_9(1 - 2\varepsilon y_2), \\ \dot{y}_9 &= D_{23} + \frac{\alpha}{2} \eta y_7 + \eta[(y_2y_8 + y_1y_9) - 2\varepsilon y_2y_9], \end{aligned} \quad (2)$$

где $y_1 = \langle v \rangle$, $y_2 = \langle S_0 \rangle$, $y_3 = \langle \varphi \rangle$ — первые моменты (математические ожидания); $y_4 = \langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2 = \sigma_v^2$, $y_5 = \sigma_{S_0}^2$, и $y_6 = \sigma_\varphi^2$ — дисперсии; $y_7 = \langle vS_0 \rangle - \langle v \rangle \langle S_0 \rangle$, $y_8 = \langle v\varphi \rangle - \langle v \rangle \langle \varphi \rangle$, $y_9 = \langle S_0\varphi \rangle - \langle S_0 \rangle \langle \varphi \rangle$ — ковариации плотностей носителей, фотонов и медленноменяющейся фазы излучения.

Средние значения коэффициентов диффузии D_{ij} определяются по формулам, приведенным, например, в [17]. Следует подчеркнуть, что коэффициенты диффузии, являясь мерой интенсивности ланжевеновских источников шума, пропорциональны коэффициенту спонтанного излучения β .

Имея в виду, что, согласно теореме Винера–Хинчина, энергетический спектр $G(\Omega)$, смещенный в область нижних частот, и корреляционная функция электрического поля излучения $\langle U(T)U(T + \tau) \rangle$ связаны фурье-преобразованием

$$G(\Omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{4}{T} \int_0^T d\xi \int_0^{T-\xi} \langle U(\xi)U(\xi + \tau) \rangle \cos(\omega_0 + \Omega)\tau d\tau, \quad (3)$$

определим в первую очередь эту корреляционную функцию, опуская члены на удвоенной частоте несущей ω_0 ,

$$\langle UU_\tau \rangle = \frac{1}{2} AA_\tau \operatorname{Re} [e^{j[\omega_0\tau + \delta\varphi(T,\tau)]} \langle e^{j\Delta\varphi(T,\tau)} \rangle]. \quad (4)$$

Как и ранее, угловые скобки означают усреднение по ансамблю; U — мгновенное значение электрического поля оптического излучения; A и ω_0 — амплитуда и круговая частота несущей соответственно; $\delta\varphi(T, \tau)$ и $\Delta\varphi(T, \tau)$ — нестационарное приращение фазы за время τ , обусловленное чирпом частоты и вызванное спонтанным излучением, соответственно (при вводе новых переменных была выполнена нормировка таким образом, что $S_0 = A^2$). Величины с индексом τ соответствуют моменту времени $(T + \tau)$. Отметим, что уравнение (4) получено в предположении, что влиянием случайных флуктуаций амплитуды на форму линии излучения можно пренебречь. Считая, что случайное приращение фазы $\Delta\varphi$ подчиняется гауссовскому закону, получим $\langle e^{i\Delta\varphi} \rangle = e^{-\frac{\sigma_{\Delta\varphi}^2}{2}}$, где

$$\sigma_{\Delta\varphi}^2(T, \tau) = (2\pi)^2 \int_T^{T+\tau} \int_T^{T+\tau} Z_{ff}(T', T'') dT' dT'' \quad (5)$$

— нестационарная дисперсия приращения фазы для моментов времени, отличающихся на величину τ .

В последнее выражение входит зависящая от времени корреляционная функция частоты Z_{ff} . Как следует из третьего уравнения системы (1), Z_{ff} может быть выражена через корреляционные функции плотности носителей и ланжевеновского источника χ_3

$$Z_{ff}(T, \tau) = \left(\frac{\alpha\eta}{4\pi}\right)^2 Z_{vv}(T, \tau) + \frac{1}{(2\pi)^2} D_{33}(T) \delta(\tau), \quad (6)$$

где $Z_{vv}(T, \tau) = \langle v(T)v(T + \tau) \rangle - y_1(T)y_1(T + \tau)$ и δ — дельта-функция Дирака.

Вводя новую переменную $\xi = T'' - T'$, получим следующее выражение для дисперсии:

$$\sigma_{\Delta\varphi}^2(T, \tau) = \int_T^{T+\tau} dv \left[D_{33}(v) + \frac{(\alpha\eta)^2}{2} \int_0^{T+\tau-v} Z_{vv}(v, v + \xi) d\xi \right]. \quad (7)$$

Использование подхода, подробно изложенного в [15], позволяет сформулировать систему обыкновенных дифференциальных уравнений для расчета нестационарной корреляционной функции Z_{vv} плотности носителей в активном слое лазерной структуры

$$\begin{aligned} \dot{Z}_{vv}(T, \tau) &= -(1 - 2\epsilon y_{2\tau}) Z_{vS}(T, \tau), \\ \dot{Z}_{vS}(T, \tau) &= \eta [(y_{1\tau} - 2\epsilon y_{2\tau}) Z_{vS} + y_{2\tau} Z_{vv}(T, \tau)]. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $Z_{vS}(T, \tau) = \langle v(T)S_0(T + \tau) \rangle - y_1(T)y_2(T + \tau)$ — взаимная корреляционная функция плотности носителей и фотонов. Дифференцирование проводится по переменной τ . Необходимые начальные условия

$$\begin{aligned} Z_{vv}(T, 0) &= y_4(T), \\ Z_{vS}(T, 0) &= y_7(T) \end{aligned} \quad (9)$$

определяются из предварительного решения системы уравнений для моментов (2).

Результаты численного моделирования

Важнейшие параметры активных областей лазерных структур, которые использовались при проведении расчетов, приведены в таблице. При расчетах мы полагали, что амплитуда модуляции j_m всегда равна величине плотности порогового тока j_{th} , а время нарастания импульса тока до значения $0.9j_m$ принималось равным $0.1(BR)^{-1}$ (BR — скорость модуляции в формате NRZ).

На рис. 1 кривыми 1 представлены результаты расчетов влияния частотных флуктуаций, обусловленных спонтанным излучением, на форму спектральной линии одномодового ПЛ при модуляции тока накачки со скоростью $BR = 5$ Gb/s в формате NRZ. При этом внутриимпульсная модуляция частоты также принималась во внимание. Для сравнения на тех же графиках (кривые 2) показаны спектры излучения ПЛ без учета спонтанных флуктуаций частоты (т.е. при условии, что $\sigma_{\Delta\varphi}^2(T, \tau) = 0$) и в отсутствие чирпа (т.е. для $\alpha = 0$, пунктирные кривые 3). Из рассмотрения графиков можно сделать вывод, что влияние чирпа проявляется в придании спектральной линии ярко выраженной несимметричности с появлением плато в высокочастотной части спектра. Следует подчеркнуть, что подобный характер спектральной зависимости интенсивности излучения при псевдоимпульсной модуляции тока ПЛ подтверждается также результатами экспериментальных наблюдений [10]. Влияние же спонтанного излучения обнаруживается, во-первых, в сглаживании рассматриваемых графических зависимостей. Кроме этого, если коэффициент спонтанного излучения достигает величины порядка $4 \cdot 10^{-4}$, случайные частотные флуктуации существенным образом определяют форму линии, так что спектральная плотность возрастает приблизительно на 3–5 dB по отношению к ее значению в отсутствие флуктуаций. При этом ширина линии излучения увеличивается и наличие несимметричности несколько сглаживается (рис. 1, а). Для лазерного диода В с меньшим значением коэффициента спонтанной эмиссии влияние случайных флуктуаций частоты на форму линии излучения практически незаметно (рис. 1, б). В этом случае ширина и форма спектральной линии определяется главным образом чирпом, обусловленным псевдослучайной модуляцией тока.

Параметры лазеров

Параметр	Лазерная структура А	Лазерная структура В
τ_n , ns	2	2
τ_p , ps	1	2
g , cm ³ /s	$2 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-6}$
d , cm	$1 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$
V , cm ³	$2 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{-10}$
n_{th} , cm ⁻³	10^{18}	10^{18}
ϵ_0 , cm ³	$2 \cdot 10^{-17}$	$2 \cdot 10^{-17}$
α	5	5
β	$4 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-5}$

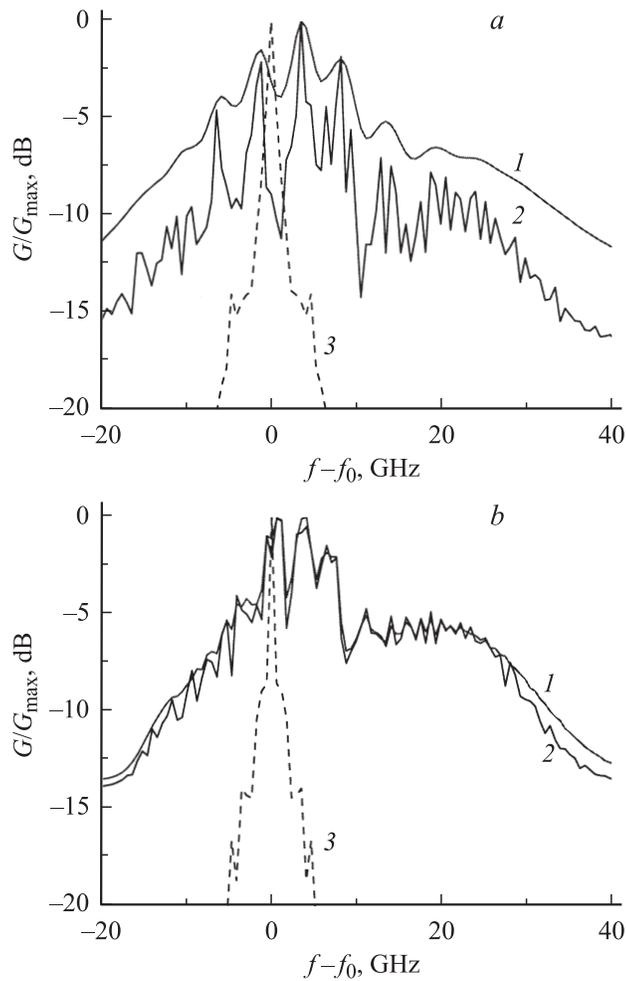


Рис. 1. Влияние параметра β на спектр излучения ПЛ с учетом (1, 3) и без учета (2) случайных флуктуаций частоты при модуляции тока относительно уровня $j_0 = j_{th} \cdot \beta = 4 \cdot 10^{-4}$ (a), $2 \cdot 10^{-5}$ (b).

Рис. 2, на котором показаны сечения равного уровня поверхности нестационарной функции корреляции $\langle U(t)U(t+\tau) \rangle$, позволяет получить более полное представление о механизме влияния спонтанных флуктуаций частоты на форму линии излучения ПЛ (для наглядности множитель $\exp[j(\omega_0\tau + \delta\varphi)]$, вызывающий быстрые колебания функции корреляции, опущен). Расчеты проведены для отрезка (0–0–1–1–1–0–1–0–1–0–0–0–0–0–1–1–0–1) псевдослучайной реализации импульсной последовательности при условии, что спонтанные флуктуации частоты не учитываются (a) и принимаются во внимание (b, c). Возрастание значений функции коореляции проявляется в сгущении линий уровня и отмечено затемнением соответствующих областей. Видно, что в отсутствие флуктуаций частоты (рис. 2, a) имеется корреляция значений напряженности электрического поля оптического излучения для всей анализируемой последовательности импульсов. Случайные флуктуации частоты приводят к разрушению корреляционных связей в

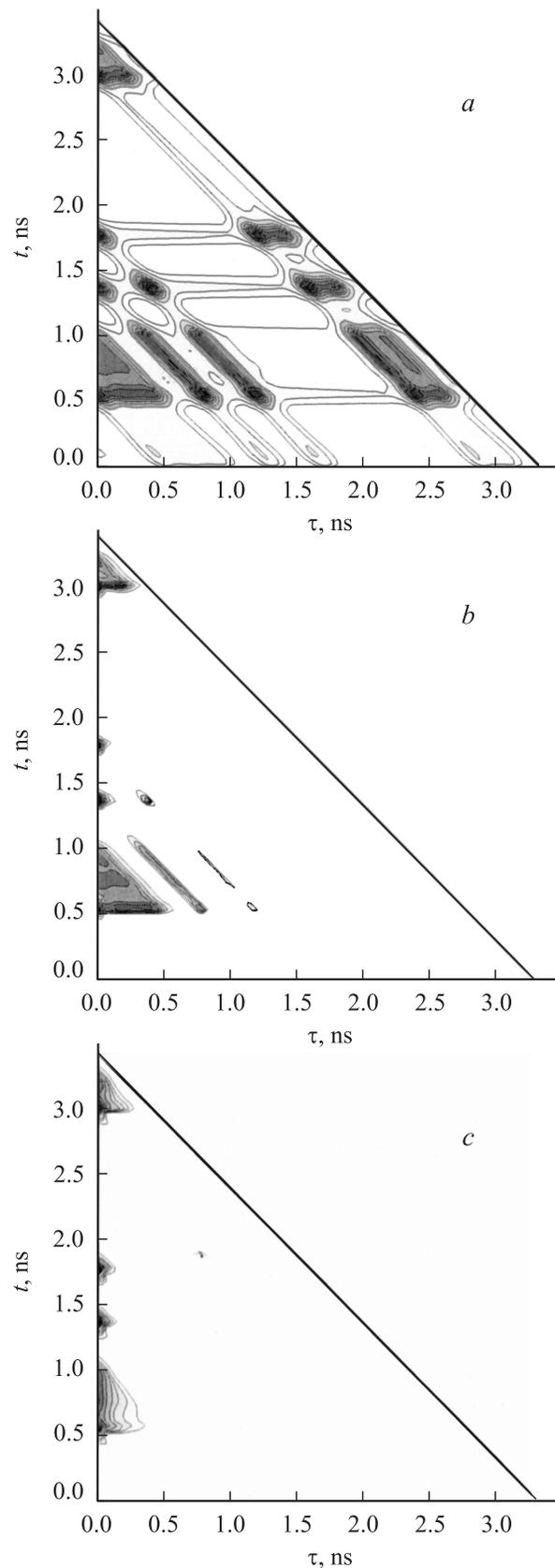


Рис. 2. Карта линий уровня функции корреляции $\langle U(t)U(t+\tau) \rangle$ в отсутствие (a), т.е. при $\sigma_{\Delta\varphi}^2 = 0$ и при наличии (b, c) спонтанных флуктуаций частоты. $\beta = 2 \cdot 10^{-5}$ (b), $4 \cdot 10^{-4}$ (c).

импульсной последовательности — по мере увеличения параметра β уменьшается количество импульсов, соседних с выделенным, для которых существует корреляция поля излучения. Так, при значении коэффициента спонтанного излучения $\beta = 2 \cdot 10^{-5}$ импульс, отвечающий промежутку времени $0.4 \leq t \leq 1$ и состоящий из трех бинарных единиц, следующих подряд, коррелирует по существу лишь с соседним импульсом, появляющимся в интервале $1.2 \leq t \leq 1.4$ (рис. 2, *b*). Для лазера А с большим значением β статистически взаимосвязанными остаются значения поля излучения в пределах одного и того же импульса (рис. 2, *c*). Эти особенности функции корреляции, разумеется, обнаруживаются и в форме спектральной линии ПЛ.

Для приложений ПЛ, в частности для использования в составе систем волоконно-оптической связи, представляет интерес проследить влияние на спектр излучения параметров и способа модуляции (отметим, что все дальнейшие расчеты выполнены для лазера А, в котором влияние спонтанного излучения на спектральные характеристики наиболее заметно). Рис. 3 демонстрирует зависимость спектральной линии от формата модулирующего воздействия: 1 — результаты расчета ПЛ в условиях модуляции регулярной последовательностью импульсов тока, 2 — модуляция в формате NRZ. Как следует из графиков, ширина спектральной линии в режиме регулярной модуляции существенно больше по сравнению со спектром при воздействии псевдослучайной последовательности тока накачки. Объяснить этот на первый взгляд неожиданный результат можно, по-видимому, следующим образом. Для рассматриваемой псевдослучайной последовательности импульсов в формате без возвращения к нулевому уровню помимо уединенных бинарных единиц (т.е. единиц, окруженных бинарными нулями) велика доля импульсов, состоящих из нескольких бинарных единиц, следующих подряд. Для таких протяженных импульсов процесс излучения

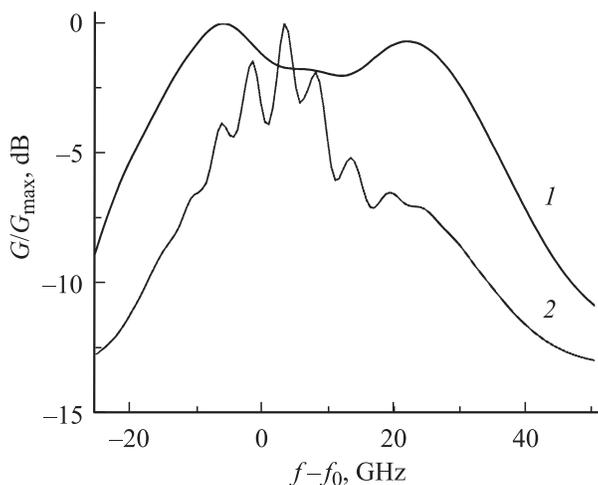


Рис. 3. Спектр излучения лазера А в режиме модуляции регулярной (1) и псевдослучайной (2) последовательностью импульсов при скорости передачи $BR = 5$ Gb/s.

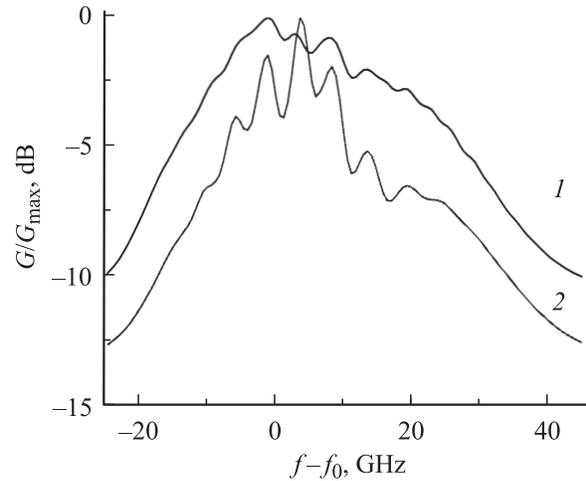


Рис. 4. Влияние скорости модуляции на спектральную линию ПЛ. BR , Gb/s: 1 — 10, 2 — 5.

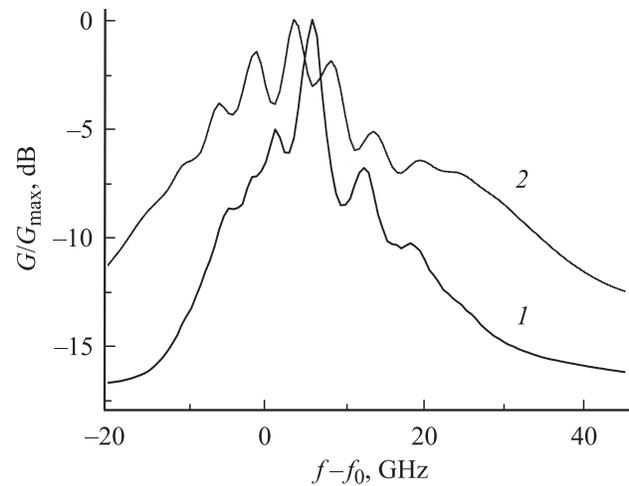


Рис. 5. Спектр излучения лазера для опорного уровня тока накачки $j_0 = 1.5j_{th}$ (1) и $j_0 = j_{th}$ (2).

приближается к стационарному, наблюдаемому при постоянном токе. Разумеется, спектральная линия существенно уже в стационарном режиме. Следовательно, ширина спектра излучения для псевдослучайной импульсной последовательности в формате NRZ должна быть меньше, чем в условиях регулярного повторения уединенных бинарных единиц.

Изменение параметров модулирующего воздействия также приводит к существенному изменению формы спектральной линии. Так, увеличение скорости передачи псевдослучайной импульсной последовательности выражается в расширении спектра излучения ПЛ (рис. 4). По всей видимости, это обусловлено уменьшением значения среднего времени корреляции импульсной последовательности для $BR = 10$ Gb/s. В самом деле, как следует из зависимостей, представленных на рис. 2, *c*, для лазера А это время не превышает длительности бинарной единицы (т.е. BR^{-1}). Следовательно, большему

значению параметра BR отвечают сокращение времени корреляции и увеличение ширины спектральной линии.

Результаты анализа влияния величины постоянного смещения тока накачки на форму спектральной линии излучения ПЛ приведены на рис. 5. Здесь необходимо отметить по крайней мере две особенности. Во-первых, при увеличении постоянной составляющей тока происходит смещение максимального значения спектра в „синюю“ (высокочастотную) область, происходящее вследствие уменьшения показателя преломления активной области лазера за счет возрастания среднего значения концентрации неравновесных носителей в ней. Во-вторых, ширина линии и ее асимметричность уменьшаются. Это связано с возрастанием доли излучения, приходящегося на бинарные „нули“ в импульсной последовательности (при настройке постоянного смещения выше порогового значения „нулям“ импульсной последовательности соответствует конечное значение выходной мощности). Отмеченные характерные черты поведения спектра излучения находят качественное подтверждение и в результатах экспериментальных исследований [10].

Заключение

Проведено численное моделирование динамики одномодового ПЛ в режиме модуляции тока накачки регулярной и псевдослучайной последовательностью импульсов в NRZ-формате. Выполнен анализ влияния случайных флуктуаций частоты, вызванных процессами спонтанного излучения и генерационно-рекомбинационного шума носителей, а также способа и параметров модуляции на форму спектральной линии ПЛ. Установлено, что для лазерных структур, в которых коэффициент спонтанного излучения достигает величины порядка $4 \cdot 10^{-4}$, частотные флуктуации в значительной степени определяют ширину и форму линии излучения — спектральная плотность возрастает на 3–5 dB по сравнению с результатами расчетов, не учитывающими эти флуктуации. Показано, что при модуляции тока накачки регулярной импульсной последовательностью ширина спектра излучения существенно возрастает по сравнению с псевдослучайной модуляцией. Изменение параметров модулирующего воздействия также оказывает значительное влияние на форму спектральной линии. При увеличении скорости (частоты) модуляции ширина спектра излучения возрастает. Для псевдослучайной последовательности импульсов, в которой бинарным „нулям“ соответствует значение тока накачки, превышающее пороговое значение, ширина спектральной линии и ее асимметрия уменьшаются. Кроме того, наблюдается сдвиг максимума спектра в коротковолновую область.

Полученные результаты следует принимать во внимание при анализе шумовых характеристик ПЛ, используемых в составе ВОЛС с хроматической дисперсией, а также для оценки флуктуационных свойств микролазеров и так называемых „беспороговых“ лазеров, в которых значение коэффициента спонтанной эмиссии велико [12].

Список литературы

- [1] Karim A., Björln J., Piprek J., Bowers J. // IEEE J. Selected Topics in Quant. Electr. 2000. Vol. 6. P. 1244–1253.
- [2] Liu P., Choy M. // IEEE J. Quant. Electr. 1989. Vol. 25. P. 1767–1770.
- [3] Choy M., Liu P., Sasaki S. // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 52. P. 1762–1764.
- [4] Shen T. // J. Lightwave Techn. 1989. Vol. 7. P. 1394–1399.
- [5] Mirasso M., Colet P., San Miguel M. // IEEE J. Quant. Electr. 1993. Vol. 29. P. 23–32.
- [6] Weber A., Rongham W., Böttcher E. et al. // IEEE J. Quant. Electr. 1995. Vol. 31. P. 441–446.
- [7] Kum Y., Lee H., Lee J. et al. // IEEE J. Quant. Electr. 2000. Vol. 36. P. 900–908.
- [8] Anderson P., Akermak K. // Electron. Lett. 1992. Vol. 28. P. 471–474.
- [9] Yamamoto S., Kuwazuru M., Wakabayashi H. et al. // J. Lightwave Techn. 1987. Vol. 5. P. 1518–1524.
- [10] Henmi N., Fujita S., Yamaguchi M. et al. // J. Lightwave Techn. 1990. Vol. 8. P. 936–944.
- [11] Balle S., Homar M., San Miguel M. // IEEE J. Quant. Electr. 1995. Vol. 31. P. 1401–1408.
- [12] Baba T., Hamano T., Koyama F., Iga K. // IEEE J. Quant. Electr. 1991. Vol. 27. P. 1347–1358.
- [13] Волноводная оптоэлектроника / Под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1991. 574 с.
- [14] Morozov Yu. // IEEE J. Quant. Electr. 1998. Vol. 34. P. 1209–1212.
- [15] Morozov Yu. // IEEE J. Quant. Electr. 1999. Vol. 35. P. 783–787.
- [16] Морозов Ю.А. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 5. С. 61–67.
- [17] Cartledge J. // IEEE J. Quant. Electr. 1990. Vol. 26. P. 2046–2051.