

06;07

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА ПРИ ГЕНЕРАЦИИ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

© Ю.А.Морозов, И.В.Красникова

Институт радиотехники и электроники РАН, Саратовский филиал,
410019 Саратов, Россия
(Поступило в Редакцию 12 апреля 1995 г.)

Впервые численными методами исследована частотная зависимость флуктуаций интенсивности оптического излучения в модах инжекционного лазера при сильной высокочастотной модуляции тока накачки. Для анализа применен метод преобразования уравнения Эйнштейна–Фоккера–Планка относительно функции распределения совместной плотности вероятности фотонов и носителей в активном элементе лазера. Изучено влияние параметров лазера и внешнего воздействия на непрерывные и дискретные составляющие оптического излучения в импульсном режиме.

Введение

Установлено, что шум разделения мод (mode-partition noise) инжекционных лазеров (ИЛ) в системах передачи данных по оптическому волокну является одним из главных факторов, ограничивающих характеристики этих систем [1–3]. Так, в результате экспериментальных исследований [1] показано, что вследствие этого шума, несмотря на достаточно высокий средний коэффициент подавления побочной моды (side-mode suppression ratio) лазера, достигающий 30 дБ, наибольшая возможная дальность связи не превышает 7.5 км при скорости передачи данных 2.4 Гбит/с.

В целом шумовые характеристики лазеров в волоконно-оптических системах передачи данных в последние годы интенсивно исследовались как в теоретическом, т.е. методом численного моделирования на ЭВМ, так и в экспериментальном отношении [3–5]. Причем при численном исследовании обычно решается система скоростных дифференциальных уравнений для плотности фотонов и носителей с учетом случайных источников, моделирующих процессы спонтанной генерации и

рекомбинации. В результате решения находится усредненная функция распределения интенсивностей мод для квазиодномодового лазера или средние значения интенсивностей и дисперсий отдельных мод. Для детального вычисления функции распределения с учетом редких событий, имеющих вероятность порядка $10^{-7}-10^{-9}$, подобные расчеты требуют огромных затрат машинного времени, т.е. практически не реализуемы на персональном компьютере. Кроме того, что наиболее важно, эти расчеты не дают никакой информации о частотной зависимости флуктуаций интенсивности (вычисляются лишь интегральные по спектру характеристики).

Исследование со спектральной точки зрения флуктуационных характеристик ИЛ в условиях сильной (нелинейной) модуляции тока накачки позволяет уточнить и дополнить физическую картину происхождения шума разделения мод при генерации коротких импульсов. К тому же для приемных устройств с ограниченной полосой частот важно знать именно частотную зависимость флуктуаций интенсивности в модах ИЛ в импульсном режиме. Отметим, что для непрерывного режима ИЛ спектры шумов полной интенсивности и отдельных мод хорошо известны [6].

В настоящей работе на основе применения преобразования уравнения Эйнштейна-Фоккера-Планка (ЭФП) для функции распределения плотности фотонов в модах ИЛ впервые проведено исследование частотной зависимости спектральной плотности флуктуаций интенсивности излучения в модах квазиодномодового (двухмодового) ИЛ при сильной высокочастотной модуляции тока накачки. Подобный подход ранее был использован для исследования динамики с учетом спонтанных флуктуаций плотности носителей и фотонов, а также для анализа относительных флуктуаций интенсивности на частоте основной спектральной составляющей одномодового ИЛ [7,8]. Адекватность предложенного подхода подтверждается непротиворечивостью результатов расчетов и экспериментальных исследований [7,9].

Уравнения динамики квазиодномодового ИЛ в импульсном режиме с учетом спонтанных флуктуаций носителей и фотонов

Система скоростных уравнений относительно нормированных значений концентрации носителей ν и плотности фотонов в основной S_0 и побочной моде S_1 имеет следующий вид:

$$\dot{\nu} = C(T) - \nu - S_0 - S_1 + \kappa_1.$$

$$\dot{S}_0 = \eta(\nu S_0 + \beta N_{th}) + \kappa_2,$$

$$\dot{S}_1 = \eta[(\nu - \Delta)S_1 + \beta N_{th}] + \kappa_3. \quad (1)$$

При выводе (1) использована следующая нормировка переменных: $S_{0,1} = s_{0,1}g\tau_n$, $\nu = (n - n_{th})g\tau_{p0}$, где $s_{0,1}$ — значения плотности фотонов в основной (с индексом 0) и в побочной (с индексом 1) модах;

$n - n_{th}$ — превышение концентрации носителей n над пороговым уровнем n_{th} ; g — постоянная, определяющая линейную часть коэффициента усиления активной среды, τ_n — постоянная времени спонтанной рекомбинации носителей; τ_{p0} — время жизни фотонов для основной моды. Величина $C(T) = (j(T) - j_{th})g\tau_n\tau_{p0}/ed$ — нормированная разность между текущим значением плотности тока $j(T)$ и его пороговым значением j_{th} ; e — элементарный заряд; d — толщина активного слоя лазера. Постоянная β определяет долю спонтанного излучения в лазерную моду, $N_{th} = n_{th}g\tau_{p0}$, $\eta = \tau_n/\tau_{p0}$. Случайные δ -коррелированные (ланжевенские) источники представлены в виде $\kappa_1 = g\tau_n\tau_{p0}\varphi_n$ для скорости φ_n спонтанной генерации-рекомбинации носителей и $\kappa_{2,3} = g\tau_n\tau_{p0}\varphi_{s0,1}$ для фотонов в основной и побочной модах соответственно. Параметр $\Delta = (\tau_{p0} - \tau_{p1})/\tau_{p1} \ll 1$ определяет разделение мод на основную и побочную вследствие различия времен жизни фотонов τ_{p0} и τ_{p1} в этих модах. Точки над переменными в левой части (1) означают дифференцирование по безразмерному времени $T = t/\tau_n$. Влияние насыщения коэффициента усиления на динамику и флуктуации при рассматриваемых значениях плотности фотонов в модах невелико и при анализе не учитывается.

Импульсный режим работы ИЛ обеспечивается вследствие сильной нелинейной модуляции тока накачки положительными полупериодами гармонических колебаний, т.е. $j(T) = j_0 + j_{\sim}(T)$, где $j_0 = \text{const}$,

$$j_{\sim} = j_m \sin 2\pi F_m T, \quad kT_m < T < (k + 0.5)T_m,$$

$$j_{\sim} = 0, \quad (k + 0.5)T_m < T < (k + 1)T_m. \quad (2)$$

Здесь T_m — период гармонических колебаний с безразмерной частотой $F_m = f_m\tau_n$; f_m — частота модуляции; k — целое число. Известно [6], что в непрерывном режиме концентрация носителей заряда стабилизируется оптическим излучением на пороговом уровне n_{th} . При модуляции тока в СВЧ диапазоне, т.е. при условии, что $F_m \geq 1$ ($\tau_n \approx 10^{-9}$ с), концентрация носителей не успевает значительно измениться в течение паузы между импульсами генерации. Имея это в виду, при выводе (1) было использовано условие $\nu \ll 1$.

Обычно при анализе динамики ИЛ система скоростных уравнений (1) непосредственно численно решается на ЭВМ [4,5]. Однако этой процедуры, требующей больших затрат машинного времени, можно избежать, если воспользоваться тем, что процессы, описываемые системой (1), приближенно являются марковскими и для функции $W_3(\nu, S_0, S_1)$ их совместного распределения в момент времени T может быть сформулировано уравнение ЭФП

$$\begin{aligned} \frac{\partial W_3}{\partial T} = & -\frac{\partial}{\partial \nu} (K_\nu W_3) - \frac{\partial}{\partial S_0} (K_{s0} W_3) - \frac{\partial}{\partial S_1} (K_{s1} W_3) + \\ & + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \nu^2} (D_{11} W_3) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial S_0^2} (D_{22} W_3) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial S_1^2} (D_{33} W_3) + \\ & + \frac{\partial^2}{\partial \nu \partial S_0} (D_{12} W_3) + \frac{\partial^2}{\partial \nu \partial S_1} (D_{13} W_3) + \frac{\partial^2}{\partial S_0 \partial S_1} (D_{23} W_3). \end{aligned} \quad (3)$$

В этом уравнении $K_\nu = C(T) - \nu - S_0 - S_1$; $K_{s_0} = \eta(\nu S_0 + \beta N_{th})$; $K_{s_1} = \eta[(\nu - \Delta)S_1 + \beta N_{th}]$;

$$D_{ij} = \lim_{\tau \rightarrow 0} \int_{-\tau}^{\tau} \left(1 - \frac{|u|}{\tau}\right) \langle \kappa_i \kappa_{ju} \rangle du; \quad i, j = 1, 2, 3.$$

Усреднение по множеству реализаций обозначено угловыми скобками, $\kappa_{ju} = \kappa_j(T + u)$.

Для исследования динамического поведения лазера достаточно, не решая непосредственно это уравнение, а лишь выполнив определенные преобразования в (3), получить систему обыкновенных дифференциальных уравнений для моментов случайных величин ν , S_0 и S_1 . Действительно, умножение (3) последовательно на ν , S_0 и S_1 , а также парные комбинации этих величин и интегрирование в бесконечных пределах по всем координатам приводят к следующей системе:

$$\begin{aligned} \dot{y}_1 &= C(T) - y_1 - y_2 - y_3, \\ \dot{y}_2 &= \eta(y_1 y_2 + \beta N_{th} + y_7), \\ \dot{y}_3 &= \eta[(y_1 - \Delta)y_3 + \beta N_{th} + y_8], \\ \dot{y}_4 &= D_{11} - 2(y_4 + y_7 + y_8), \\ \dot{y}_5 &= D_{22} + 2\eta(y_1 y_5 + y_2 y_7), \\ \dot{y}_6 &= D_{33} + 2\eta[(y_1 - \Delta)y_6 + y_3 y_8], \\ \dot{y}_7 &= D_{12} - (y_5 + y_7 + y_9) + \eta(y_1 y_7 + y_2 y_4), \\ \dot{y}_8 &= D_{13} - (y_6 + y_8 + y_9) + \eta[(y_1 - \Delta)y_8 + y_3 y_4], \\ \dot{y}_9 &= D_{23} + \eta[y_2 y_8 + y_3 y_7 + y_9(2y_1 - \Delta)]. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $y_1 = \langle \nu \rangle$, $y_2 = \langle S_0 \rangle$, $y_3 = \langle S_1 \rangle$ — средние значения (первые моменты) концентрации носителей и плотности фотонов в основной и побочной модах соответственно; $y_4 = \langle \nu^2 \rangle - \langle \nu \rangle^2 = \sigma_\nu^2$, $y_5 = \sigma_{s_0}^2$, $y_6 = \sigma_{s_1}^2$ — дисперсии соответствующих величин; $y_7 = \langle \nu S_0 \rangle - \langle \nu \rangle \langle S_0 \rangle$, $y_8 = \langle \nu S_1 \rangle - \langle \nu \rangle \langle S_1 \rangle$, $y_9 = \langle S_0 S_1 \rangle - \langle S_0 \rangle \langle S_1 \rangle$ — ковариации плотности носителей и фотонов в модах. Коэффициенты диффузии D_{ij} в системе (4) определяются, следуя, например, [4],

$$\begin{aligned} D_{11} &= \gamma \left[2N_{th} + C(T) \right] + 2\beta \left[(y_2 + y_3)N_{th} + y_7 + y_8 \right] / \eta, \\ D_{22} &= 2\beta \eta (y_2 N_{th} + y_7), \\ D_{33} &= 2\beta \eta (y_3 N_{th} + y_8), \\ D_{12} &= -2\beta (y_2 N_{th} + y_7), \\ D_{13} &= -2\beta (y_3 N_{th} + y_8), \quad D_{23} = 0, \end{aligned}$$

где $\gamma = g\tau_{p0}/V \ll 1$; V — объем активной области ИЛ.

Система уравнений (4) является основной для описания динамики ИЛ с учетом влияния случайных флуктуаций плотности фотонов и носителей. Очевидно, что при $\kappa_i \equiv 0$, т.е. в предположении, что эти флуктуации отсутствуют, система (4) сводится к хорошо известной системе скоростных уравнений (1) без случайных источников. При этом все моменты второго порядка в системе (4) тождественно равны нулю.

Спектр интенсивности излучения двухмодового ИЛ в режиме формирования периодической импульсной последовательности

При сильной модуляции тока накачки в соответствии с (2) оптическое излучение представляет собой периодическую последовательность коротких импульсов [6,9]. Спектр интенсивности этого излучения может быть представлен в виде суммы непрерывной $F^n(\Omega)$ и дискретной $F^d(\Omega)$ частей

$$F(\Omega) = F^n(\Omega) + F^d(\Omega). \quad (5)$$

Непрерывная составляющая спектра обусловлена спонтанными флуктуациями плотности фотонов в модах, а дискретная — импульсным периодическим характером излучения. Для нестационарного импульсного процесса существует взаимосвязь между непрерывной составляющей $F^n(\Omega)$ и корреляционной функцией $Z(T, \tau)$ плотности фотонов в моменты времени, отличающиеся на τ [8],

$$F^n(\Omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{4}{T} \int_0^T dU \int_0^{T-U} Z(U, \tau) \cos \Omega \tau d\tau, \quad (6)$$

Мы будем рассматривать спектры интенсивности на основной и побочной модах по отдельности, а также спектр суммарной интенсивности. Соответственно подлежат определению следующие корреляционные функции: $Z_{00}(T, \tau) = \langle S_0(T)S_0(T + \tau) \rangle - y_2(T)y_2(T + \tau) = \langle S_0S_{0\tau} \rangle - y_2y_{2\tau}$, $Z_{11}(T, \tau) = \langle S_1S_{1\tau} \rangle - y_3y_{3\tau}$ и $Z_{ss}(T, \tau) = \langle (S_0 + S_1)(S_{0\tau} + S_{1\tau}) \rangle - (y_2 + y_3)(y_{2\tau} + y_{3\tau})$. Для этого необходимо располагать функцией совместного распределения (плотностью вероятности) носителей и фотонов в модах в моменты времени со сдвигом на τ , т.е. $W_6(\eta, S_0, S_1, \nu_\tau, S_{0\tau}, S_{1\tau})$. Известно, что для марковских процессов справедливо следующее соотношение:

$$W_6(\nu, S_0, S_1, \nu_\tau, S_{0\tau}, S_{1\tau}) = W_3(\nu, S_0, S_1) P(\nu_\tau, S_{0\tau}, S_{1\tau} | \nu, S_0, S_1), \quad (7)$$

причем вероятность $P(\nu_\tau, S_{0\tau}, S_{1\tau} | \nu, S_0, S_1)$ перехода из состояния (ν, S_0, S_1) в состояние $(\nu_\tau, S_{0\tau}, S_{1\tau})$ удовлетворяет уравнению ЭФП, аналогичному (3), со следующим начальным условием:

$$P(\nu_\tau, S_{0\tau}, S_{1\tau} | \nu, S_0, S_1) = \delta(\nu_\tau - \nu) \delta(S_{0\tau} - S_0) \delta(S_{1\tau} - S_1). \quad (8)$$

Здесь δ — дельта-функция Дирака. Умножая уравнение ЭФП для P на $W_3(\nu, S_0, S_1)$ и поочередно на $S_0S_{0\tau}$, $S_0\nu_\tau$ и $S_0S_{1\tau}$, а затем интегрируя

по координатам в бесконечных пределах, получим замкнутую систему обыкновенных дифференциальных уравнений для определения корреляционной функции Z_{00}

$$\begin{aligned}\dot{Z}_{00}(T, \tau) &= \eta \left[y_{1\tau} Z_{00}(T, \tau) + y_{2\tau} Z_{02}(T, \tau) \right], \\ \dot{Z}_{01}(T, \tau) &= \eta \left[(y_{1\tau} - \Delta) Z_{01}(T, \tau) + y_{3\tau} Z_{02}(T, \tau) \right], \\ \dot{Z}_{02}(T, \tau) &= - \left[Z_{00}(T, \tau) + Z_{01}(T, \tau) + Z_{02}(T, \tau) \right],\end{aligned}\quad (9)$$

Здесь $Z_{01} = \langle S_0 S_{1\tau} \rangle - y_2 y_{3\tau}$, $Z_{02} = \langle S_0 \nu_\tau \rangle - y_2 y_{1\tau}$ — взаимные корреляционные функции. Дифференцирование проводится по переменной τ . Для определения начальных условий предварительно решается система уравнений (4)

$$\begin{aligned}Z_{00}(T, 0) &= y_5(T), \\ Z_{01}(T, 0) &= y_9(T), \\ Z_{02}(T, 0) &= y_7(T).\end{aligned}$$

Аналогично может быть получена система уравнений для определения корреляционной функции интенсивности в побочной моде $Z_{11}(T, \tau)$

$$\begin{aligned}\dot{Z}_{10}(T, \tau) &= \eta \left[y_{1\tau} Z_{10}(T, \tau) + y_{2\tau} Z_{12}(T, \tau) \right], \\ \dot{Z}_{11}(T, \tau) &= \eta \left[(y_{1\tau} - \Delta) Z_{11}(T, \tau) + y_{3\tau} Z_{12}(T, \tau) \right], \\ \dot{Z}_{12}(T, \tau) &= - \left[Z_{10}(T, \tau) + Z_{11}(T, \tau) + Z_{12}(T, \tau) \right].\end{aligned}\quad (10)$$

Соответствующие начальные условия имеют вид

$$\begin{aligned}Z_{10}(T, 0) &= y_9(T), \\ Z_{11}(T, 0) &= y_6(T), \\ Z_{12}(T, 0) &= y_8(T).\end{aligned}$$

В уравнениях системы (10) $Z_{10} = \langle S_1 S_{0\tau} \rangle - y_3 y_{2\tau}$, $Z_{12} = \langle S_1 \nu_\tau \rangle - y_3 y_{1\tau}$. Корреляционная функция суммарной интенсивности Z_{ss} выражается через известные величины

$$Z_{ss} = Z_{00} + Z_{01} + Z_{10} + Z_{11}.\quad (11)$$

Дискретные составляющие в спектре интенсивности расположены на частотах, кратных частоте модуляции F_m , и полностью определяются в результате решения системы (4). Например, дискретная часть

спектра для основной моды может быть охарактеризована следующим образом:

$$F_0^d(\Omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{8\pi}{T^2} \delta\left(\Omega - \frac{2\pi r}{T_m}\right) \int_0^T dU \int_0^{T-U} y_2(U) y_2(U + \tau) \cos \Omega \tau d\tau. \quad (12)$$

В этом выражении r (целое число, включая нуль) — номер спектральной компоненты в дискретном спектре.

Интенсивность шумовых флуктуаций $N_{0,1,s}(\Omega)$ и дискретных составляющих $M_{0,1,s}(r)$ удобно характеризовать в виде отношений

$$N_{0,1,s}(\Omega) = 10 \log \frac{i_{0,1,s}^n(\Omega)}{i_s^d(0)}, \quad (13)$$

$$M_{0,1,s}(r) = 10 \log \frac{i_{0,1,s}^d(r)}{i_s^d(0)}, \quad (14)$$

где $i_{0,1,s}^n(\Omega)$ — интенсивность флуктуаций в полосе 1 Гц в окрестности частоты Ω для мод с номерами 0.1 или в суммарном сигнале; $i_{0,1,s}^d(r)$ — интенсивность дискретной составляющей с номером r ; нижний индекс, как обычно, указывает номер моды; соответственно величина $i_s^d(0)$ означает интенсивность нулевой (основной) спектральной составляющей для суммарного излучения.

Результаты расчетов

Результаты расчетов динамического поведения квазиодномодового ИЛ при сильной СВЧ модуляции тока инжекции, полученные в результате численного решения системы (4), достаточно подробно отражены в [10]. Анализ распределения шумов интенсивности в модах ИЛ вблизи частоты $\Omega = 0$ изложен в работе [11].

В настоящей работе на рис. 1,2 представлены графики частотной зависимости непрерывных и дискретных составляющих в модах ИЛ при изменении параметров лазера и внешнего воздействия. Основные результаты анализа графиков сводятся к следующему. При малых значениях параметра $\Delta = 5 \cdot 10^{-3}$, что соответствует разности потерь оптического излучения в резонаторе на побочной и основной модах порядка $0.7 - 1 \text{ см}^{-1}$, уровни шумов интенсивности в основной N_0 и побочной N_1 модах на низких частотах, т.е. при $f \ll f_r \approx 2$ ГГц, приблизительно одинаковы и имеют величину ~ -95 дБ/Гц (f_r — частота релаксационных колебаний). В том же частотном интервале шум суммарной интенсивности имеет значительно более низкое значение $\sim -(120-125)$ дБ/Гц (рис. 1,в, т.е. имеет место компенсация шумов отдельных мод при формировании полного оптического излучения — явление, хорошо известное для лазеров в непрерывном режиме генерации [6]). При увеличении параметра Δ наблюдается снижение уровня флуктуаций интенсивности отдельных мод в рассматриваемой области

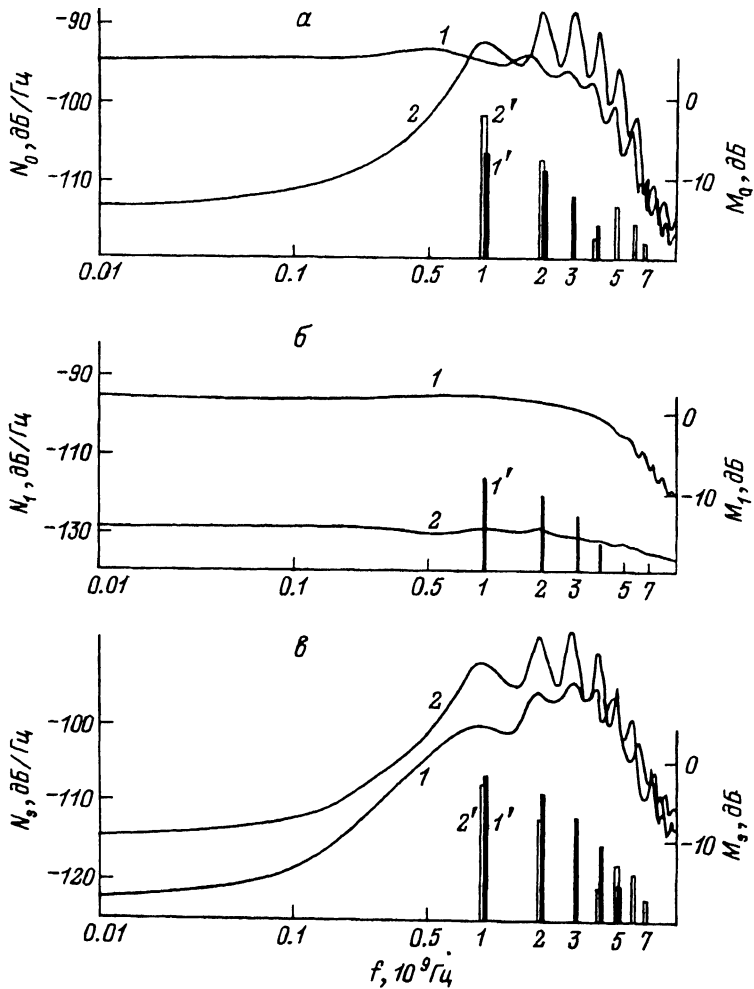


Рис. 1. Влияние параметра Δ на частотную зависимость флуктуаций интенсивности $N_{0,1,s}$ и дискретных спектральных составляющих $M_{0,1,s}$ в основной (а), побочной (б) и в результирующем сигнале (в) для $\beta = 10^{-4}$ и $f_m = 10^9$ Гц. 1, 1' — $\Delta = 5 \cdot 10^{-3}$; 2, 2' — $5 \cdot 10^{-2}$.

частот, причем для побочной моды более значительное, чем для основной: для $\Delta = 5 \cdot 10^{-2}$ $N_0 \approx -113$ дБ/Гц (рис. 1,а), а $N_1 \approx -130$ дБ/Гц (рис. 1,б). Вследствие существенно различного уровня шума в модах эффект компенсации флуктуаций в суммарном излучении в данном случае не проявляется, поэтому $N_s \approx N_0$.

Важной особенностью рис. 1,2 является изрезанный характер частотной зависимости спектральной плотности шума, причем интервал между соседними максимумами (или минимумами) равен частоте модуляции тока. Перепад между амплитудами ближайших максимумов и минимумов определяется в основном степенью коррелированности плотности фотонов в соседних импульсах излучения, т.е. скоростью спадения корреляционных функций Z_{00} , Z_{11} , Z_{ss} при увеличении τ .

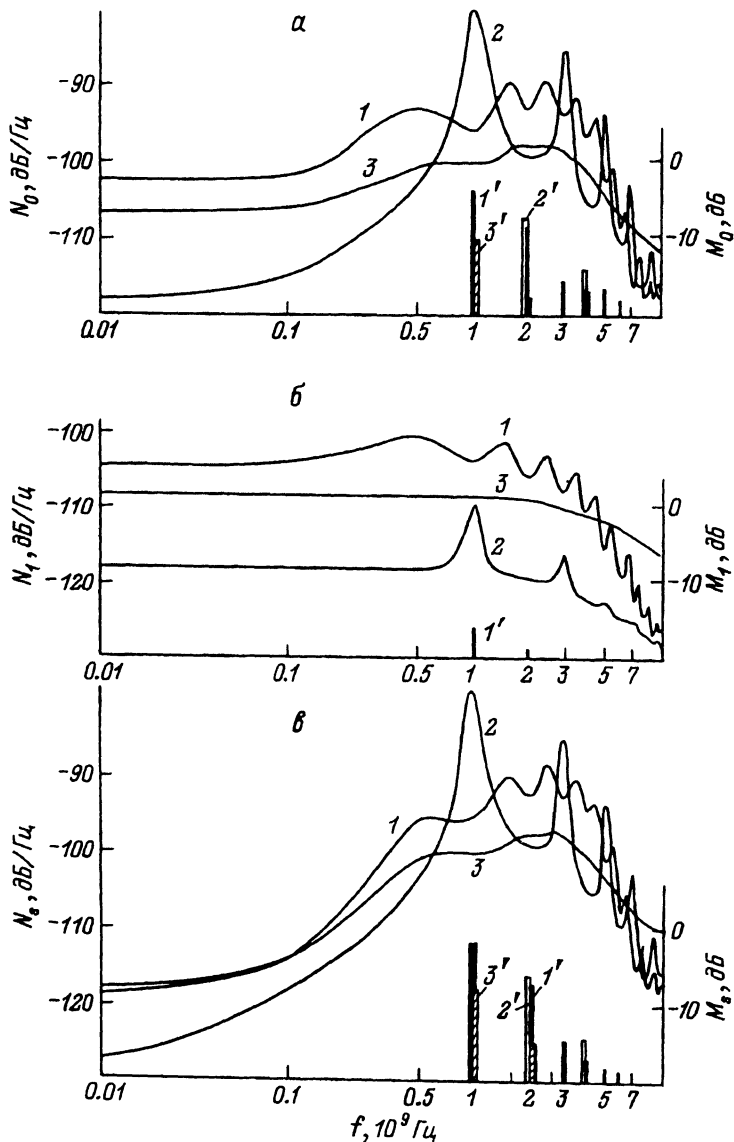


Рис. 2. Влияние частоты модуляции f_m и параметра β на частотную зависимость относительной интенсивности шума $N_{0,1,s}$ и дискретных спектральных составляющих $M_{0,1,s}$ в основной (а), побочной (б) и для полного излучения (в) при $\Delta = 2 \cdot 10^{-2}$.

f_m , Гц: 1, 1', 3, 3' — $1 \cdot 10^9$; 2, 2' — $2 \cdot 10^9$; β : 1, 1', 2, 2' — 10^{-4} , 3, 3' — 10^{-3} .

Так, для лазера с высоким значением коэффициента $\beta = 10^{-3}$ уровни интенсивности излучения в моменты времени, относящиеся к соседним импульсам генерации, как для отдельных мод, так и для суммарного сигнала по существу статистически не взаимосвязаны, т.е. $Z_{00} \approx Z_{11} \approx Z_{ss} \approx 0$ для $\tau > T_m$. Со спектральной точки зрения это выражается в практически полном отсутствии изрезанности на графиках

частотной зависимости уровня флуктуаций (кривые 3 на рис. 2). Физически такое поведение графиков объясняется проявлением известного демпфирующего эффекта спонтанного излучения [6].

Влияние увеличения частоты модуляции f_m иллюстрирует рис. 2. Здесь перепады интенсивности флуктуаций максимумов относительно ближайших минимумов для основной моды и полного излучения достигают 20 дБ. Объясняется это тем, что при заданных параметрах лазера и внешнего воздействия интенсивность излучения в паузах между импульсами тока не падает до нуля. Вследствие этого, как показывают расчеты, амплитуды корреляционных функций убывают весьма медленно при возрастании τ , т.е. значения плотности фотонов в различных импульсах излучения оказываются статистически взаимосвязанными.

При дальнейшем увеличении частоты f_m модуляция оптического излучения становится все более слабой и в пределе при $f_m \rightarrow \infty$ режим генерации практически не отличается от непрерывного.

Для сравнения на тех же рис. 1, 2 представлены графики относительных значений тех дискретных составляющих $M_{0,1,s}(\tau)$, чей уровень составляет не менее -20 дБ от интенсивности полного излучения на основной частоте в дискретном спектре, т.е. при $\tau = 0$. Из особенностей графиков отметим следующие. При увеличении параметра β полоса частот дискретного спектра, измеренная по уровню -20 дБ, сокращается: лишь три спектральные составляющие (включая $\tau = 0$, которая на рисунке не показана) попадают в эту полосу, тогда как для $\beta = 10^{-4}$ таких составляющих семь. Качественно то же самое происходит при модуляции ИЛ на более высоких частотах (рис. 2). Прикладное значение этого вывода состоит в возможности оптимизировать величину полосы пропускания линий волоконно-оптической связи, использующих ИЛ.

Заключение

Впервые методом численного моделирования исследована частотная зависимость спектральной плотности флуктуаций интенсивности излучения ИЛ при сильной модуляции тока накачки на сверхвысоких частотах. В расчетах использовалась модель квазиодномодового (двухмодового) лазера, позволяющая адекватно характеризовать основные особенности его поведения.

В результате анализа установлено, что для лазеров с различными значениями параметра Δ уровень флуктуаций интенсивности основной моды генерации значительно отличается лишь в области малых частот (т.е. при $f \ll f_r$): увеличение Δ приводит к значительному снижению N_0 в этой области частот. При этом уменьшение уровня шумов в побочной моде является еще более резким и охватывает весь диапазон рассматриваемых частот (0–10 ГГц). Изменение уровня флуктуаций полной интенсивности при изменении Δ практически не существенно (порядка 5 дБ). Это связано с компенсацией шумов отдельных мод на малых частотах при формировании полного оптического излучения.

Уровень флуктуаций интенсивности в модах и в полном излучении испытывает резкие колебания, частотный интервал между максимумами (или минимумами) которых равен частоте модуляции тока. Перепад между соседними максимумами и минимумами определяется степе-

нью коррелированности плотности фотонов в моменты времени, относящиеся к различным периодам импульсной последовательности. Так, при значении параметра $\beta = 10^{-3}$ плотность фотонов в соседних импульсах излучения практически не взаимосвязана и графики уровня интенсивности шума в модах и в полном излучении имеют сглаженный характер. Увеличение частоты модуляции приводит, напротив, к более резкой изрезанности непрерывных составляющих шума.

Уровень дискретных составляющих на частотах, кратных частоте модуляции f_m , зависит от параметров лазера и внешнего воздействия. Показано, что при увеличении коэффициента β (или частоты модуляции тока f_m) полоса частот спектра, измеренная по определенному уровню, сужается, что может иметь важное прикладное значение при использовании ИЛ в системах волоконно-оптической связи.

Список литературы

- [1] *Sasaki S., Choy M., Cheung N.* // Electron Lett. 1988. Vol. 24. N 1. P. 26–27.
- [2] *Shikada M., Fujita S., Henmi N.* et al. // IEEE J. 1987. Vol. LT-5. N 10. P. 1488–1497.
- [3] *Choy M., Liu P.* // Appl. Phys. Letts. 1988. Vol. 52. N 21. P. 1762–1764.
- [4] *Cartledge J.* // IEEE J. 1990. Vol. QE-26. N 12. P. 2046–2051.
- [5] *Miller S.* // IEEE J. 1989. Vol. QE-25. N 8. P. 1771–1781.
- [6] *Полупроводниковые инжекционные лазеры. Динамика, модуляция, спектры /* Под. ред. У.Тсанга. М.: Радио и связь, 1990.
- [7] *Морозов Ю.А., Красовский А.В.* // Квантовая электрон. 1994. Т. 21. № 8. С. 748–752.
- [8] *Морозов Ю.А., Красовский А.В.* // Квантовая электрон. 1994. В печати.
- [9] *Paulus P., Langenhorst R., Jager D.* // IEEE J. 1988. Vol. QE-24. N 8. P. 1519–1523.
- [10] *Морозов Ю.А.* // РиЭ. 1994. В печати.
- [11] *Морозов Ю.А.* // Квантовая электрон. 1994. В печати.