

Упрощенная модель для расчета мощностных и спектральных характеристик лазерного диода с волоконной брэгговской решеткой

© В.Д. Курносов, К.В. Курносов

Научно-исследовательский институт „Полюс“ им. М.Ф. Стельмаха,
117342 Москва, Россия
e-mail: webeks@mail.ru

(Поступило в Редакцию 9 июля 20015 г. В окончательной редакции 23 мая 2016 г.)

По упрощенной модели, которая включает в себя лазерный диод, воздушный зазор и световод, проведены расчеты мощностных и спектральных характеристик, а также ширины линии генерации лазера с волоконной брэгговской решеткой. Показано, что упрощенная модель лазера дает удовлетворительное совпадение теории и эксперимента для мощностных и спектральных характеристик. Показано, что величина ширины линии генерации для лазерного диода с волоконной брэгговской решеткой может быть уменьшена на четыре порядка по сравнению с шириной линии генерации для одиночного лазерного диода.

DOI: 10.21883/JTF.2017.03.44251.1506

Введение

В настоящее время исследованию моделей лазерного диода (ЛД) с внешним резонатором, включая резонаторы с волоконной брэгговской решеткой (ВБР), посвящено большое число работ, начиная с модели, представленной в работе [1], и заканчивая рядом работ, направленных на улучшение этой модели [2–4].

Недостатком всех моделей, рассмотренных в работах [1–4], является то, что не учитывается распределение оптических полей внутри такой сложной системы, которой является лазерный диод с брэгговской решеткой в волокне. Поэтому в работе [5] за основу была взята модель, рассмотренная в работе [6]. Показано, что в данной модели можно получить режим одночастотной генерации. В работе [7] с учетом давления, возникающего после напайки брэгговской решетки на термоохлаждитель, дисперсии, а также температуры окружающей среды, определены области изменения тока, при которых возможна настройка лазера на D_2 -линию цезия. Однако в этой работе не учитывался нагрев ЛД за счет протекающего тока накачки.

В работе [8] проведены расчеты пороговых, мощностных и спектральных характеристик ЛД с ВБР. Исследовано влияние на эти характеристики нагрева активной области лазерного диода, его теплового сопротивления и величины мощности излучения, выводимой из резонатора излучателя. Показано, что удовлетворительное совпадение теории и эксперимента наблюдается в случае учета нагрева активной области лазерного диода протекающим через него током накачки и мощности излучения, выводимой из резонатора излучателя.

В работе [9] исследуются мощностные и спектральные характеристики ЛД с ВБР с различной длиной световода. Получено упрощенное выражение для коэффициента усиления лазерного диода.

Основной интерес разработчиков систем состоит в том, что спектр излучения ЛД с селективным внешним

резонатором становится одночастотным и уменьшается ширина линии генерации (ШЛГ) ЛД. В работе [10] получено выражение (25), позволяющее провести расчет ШЛГ с учетом внешней пассивной области. Для этого в настоящей работе проведено упрощение модели ЛД с ВБР, рассмотренной в работе [5], чтобы иметь трех-, а не четырехкомпонентную систему. Показано удовлетворительное совпадение с экспериментом спектральных и ватт-амперных характеристик (ВТАХ). Проведен расчет ШЛГ и показано, что величина ширины линии генерации для ЛД с ВБР может быть уменьшена на четыре порядка по сравнению с шириной линии генерации одиночного ЛД.

1. Модель

На рис. 1 представлен упрощенный по сравнению с моделью, рассмотренной в работе [5], вариант лазера, который включает в себя ЛД, воздушный зазор и световод. ВБР моделируется коэффициентом отражения, зависящим от длины волны излучения. Из рассмотрения исключена зависимость длины резонатора лазера от температуры, и использовано упрощенное выражение для коэффициента усиления лазерного диода.

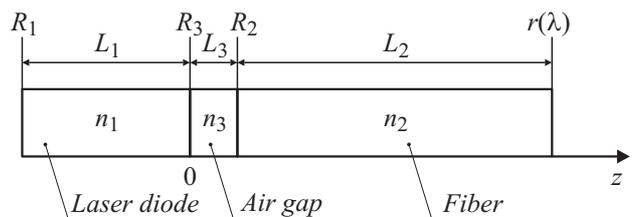


Рис. 1. Схема упрощенной модели полупроводникового лазера: L_1 , n_1 , L_2 , n_2 , L_3 , n_3 — длины и показатели преломления полупроводникового лазера, волоконного световода и воздушного зазора, R_1 , R_2 , R_3 — коэффициенты отражения, $r(\lambda)$ — коэффициент отражения брэгговской решетки.

Поле внутри резонатора представим следующим образом [6]:

$$U_i = \begin{cases} A_i \sin[\beta_{1i}(z + L_1)] & -L_1 \leq z \leq 0, \\ B_i \sin(\beta_{3i}z) + C_i \cos(\beta_{3i}z) & 0 \leq z \leq L_3, \\ D_i \sin[\beta_{2i}(z - (L_2 + L_3))] & L_3 \leq z \leq L_2 + L_3, \end{cases} \quad (1)$$

где индекс i обозначает моду резонатора с длиной волны λ_i , $\beta_{1i} = 2\pi n_1/\lambda_i$, $\beta_{2i} = 2\pi n_2/\lambda_i$, $\beta_{3i} = 2\pi n_3/\lambda_i$ — постоянные распространения в соответствующих областях. В (1) автоматически выполняются граничные условия $U_i(-L_1) = U_i(L_2 + L_3) = 0$.

Сшивая решения для поля $U_i(z)$ и производной $dU_i(z)/dz$ в точках $z = 0, L_3$, получаем характеристическое уравнение, определяющее длины волн излучения, которое может распространяться в системе, показанной на рис. 1:

$$a_{11i}d_{11i} - a_{12i}d_{12i} = 0, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} a_{11i} &= \beta_{3i} \sin(\beta_{3i}L_3) \sin(\beta_{2i}L_2) - \beta_{2i} \cos(\beta_{3i}L_3) \cos(\beta_{2i}L_2), \\ a_{12i} &= \beta_{2i} \sin(\beta_{3i}L_3) \cos(\beta_{2i}L_2) + \beta_{3i} \cos(\beta_{3i}L_3) \sin(\beta_{2i}L_2), \\ d_{12i} &= \beta_{1i} \cos(\beta_{1i}L_1), \quad d_{11i} = \beta_{3i} \sin(\beta_{1i}L_1). \end{aligned} \quad (3)$$

Коэффициент отражения, расположенный на правой стороне световода (рис. 1, $z = L_2 + L_3$), рассчитывается по формуле

$$r = \frac{\gamma_{1i} \cosh(\gamma_i - L_B) - \chi_i \sinh(\gamma_i L_B)}{\gamma_{1i} \cosh(\gamma_i L_B) + \theta_i \sinh[\gamma_i L_B]}. \quad (4)$$

Коэффициенты, входящие в (4), определяются следующим образом: $\gamma_i^2 = (\alpha_B/2 + j\delta_i)^2 + K_0^2$, $\delta_i = \beta_i - \beta_0 = 2\pi n_B(\lambda_i^{-1} - \lambda_B^{-1})$, $\gamma_{1i} = \xi\gamma_i$, $\xi = r_0 \exp(-j2\beta_0 L_B)$, $r_0 = \sqrt{R_B}$, $\theta_i = (\alpha_B/2 + j\delta_i) + jK_0\xi$, $\chi_i = (\alpha_B/2 + j\delta_i)\xi + jK_0$, где γ_i — дисперсионное соотношение, α_B — потери в брэгговской решетке, K_0 — коэффициент связи между встречными волнами. Коэффициент отражения по мощности равен $R = |r|^2$.

Плотность фотонов в i -ой моде резонатора ЛД равна

$$S_{1i} = \frac{\beta F_{1i} R_{sp}}{\tau_i^{-1} - F_{1i} G_i}, \quad (5)$$

где β — коэффициент, учитывающий вклад спонтанного излучения в генерирующую моду, остальные обозначения даны ниже.

Время жизни фотона в резонаторе равно

$$\tau_i = \left[c_0 \left(\frac{F_{1i}}{n_{1i}} \alpha_{1\Sigma} + \frac{F_{2i}}{n_2} \alpha_{2\Sigma} + \frac{F_{3i}}{n_3} \alpha_{3\Sigma} \right) \right]^{-1}. \quad (6)$$

Коэффициенты F_i , входящие в (5) и (6), определяются как

$$F_{1i} = \left[1 + \left(\frac{n_2}{n_{1i}} \right)^2 \frac{V_2}{V_1} d_{13i}^2 \right]^{-1},$$

$$F_{2i} = \left[1 + \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \frac{V_1}{V_2} d_{13i}^{-2} \right]^{-1},$$

$$F_{3i} = \frac{d_{11i}^2 + d_{12i}^2}{\beta_{3i}} \left[\left(\frac{n_1}{n_3} \right)^2 \frac{V_1}{V_3} + \left(\frac{n_2}{n_3} \right)^2 \frac{V_2}{V_3} d_{13i}^2 \right]^{-1}, \quad (7)$$

где $d_{13i} = -[d_{11i} \cos(\beta_{3i}L_3) + d_{12} \sin(\beta_{3i}L_3)]/[\beta_{3i} \sin(\beta_{2i}L_2)]$, а d_{11i} и d_{12i} определяются формулами (3), V_1, V_2, V_3 — объемы соответствующих областей (см. рис. 1).

Оптические потери α_i равны

$$\alpha_{1\Sigma} = \alpha_{10} + \frac{1}{2L_1} \ln \frac{1}{R_i},$$

$$\alpha_{2\Sigma} = \alpha_{20} + \frac{1}{2L_2} \ln \frac{1}{(1 - R_2)^2} + \frac{1}{2L_2} \ln \frac{1}{|r(\lambda)|^2},$$

$$\alpha_{3\Sigma} = \alpha_{30} + \frac{1}{2L_3} \ln \frac{1}{(1 - R_3)^2},$$

$$\alpha_{30} = \frac{1}{L_3} \ln \frac{1}{k_{in}}, \quad (8)$$

где k_{in} — эффективность ввода излучения из лазера в волоконный световод.

Необходимо отметить, что потери в ВБР включены в состав потерь в световоде в виде распределенных потерь $(2L_2)^{-1} \ln(|r(\lambda)|^{-2})$.

Коэффициент усиления зависит от плотности носителей в активной области лазера

$$G_i = Q_i(n_a D_i - n_{a0}), \quad (9)$$

где $Q_i = (c_0 \Gamma_a / n_{1i})(dg/dn_a)$, $D_i = 1 - [2(E_i - E_g)/\Delta E_g]^2$, $E_i = 1.24/\lambda_i$, λ_i — длина волны излучения i -й моды в микрометрах, dg/dn_a — дифференциальный коэффициент усиления, $\Delta E_g = 0.18$ eV — ширина спектра коэффициента усиления, $n_{a0} = 1.75 \cdot 10^{18}$ см⁻³ — плотность носителей, при которой коэффициент усиления равен нулю.

Для величины E_g получено следующее выражение:

$$E_g = E_0 - 5.4 \cdot 10^{-4} \frac{T^2}{204 + T} - 2k_g n_a^{1/3}, \quad (10)$$

где $E_0 = 1.63$ eV.

Температуру активной области ЛД запишем в виде

$$T = T_0 + \delta T. \quad (11)$$

Нагрев активной области за счет протекающего через ЛД тока накачки I и плотности фотонов, выводимых из резонатора ЛД, представим в виде [8]

$$\delta T = R_T(U_{pn}I + I^2 R_g - 2P_1), \quad (12)$$

где R_T — тепловое сопротивление ЛД, U_{pn} — напряжение на p - n -переходе, R_g — динамическое сопротивление ЛД.

Скорость спонтанной рекомбинации носителей равна

$$R_{sp} = Bn_a^2, \quad (13)$$

где B — коэффициент, который считается постоянной величиной.

Оптическая мощность на выходе резонатора ЛД с коэффициентом отражения R_1 равна

$$P_1 = hv \frac{c_0}{n_{1gr}} A_c (1 - R_1) \sum_i S_{1i}, \quad (14)$$

где A_c — площадь поперечного сечения излучающей области лазера. Оптическая мощность на выходе объектива излучателя принимается равной $P = 0.8P_1$.

Ток накачки излучателя

$$I = I_{th} + qV_a \frac{c_0}{n_{1gr}} \sum_i \Gamma_a g_i S_{1i}, \quad (15)$$

где V_a — объем активной области ЛД. Величина порогового тока I_{th} включает в себя излучательную и безызлучательную скорости рекомбинации носителей:

$$I_{th} = qV_a (R_{sp} + An_a), \quad (16)$$

где A — коэффициент безызлучательной рекомбинации, n_a — плотность носителей в активной области ЛД.

Показатель преломления ЛД может быть представлен как

$$n_1(\lambda, T_{LD}) = n_{10} \left\{ 1 + \frac{1}{n_{10}} \frac{\partial n_1}{\partial \lambda} (\lambda - \lambda_B) + \frac{1}{n_{10}} \left(\frac{\partial n_1}{\partial T_{LD}} \right) (T_{LD} - T_0) \right\}, \quad (17)$$

где n_{10} — показатель преломления ЛД при $T_{LD} = T_0$ и $\lambda = \lambda_B$, λ_B — длина волны Брэгга, T_{LD} — температура активной области ЛД, T_0 — температура окружающей среды, $\partial n_1 / \partial T_{LD}$ — изменение показателя преломления с изменением температуры активной области ЛД.

В работе [10] показано, что ШЛГ ЛД с ВБР может быть получена умножением ШЛГ одиночного ЛД Δf_{LD} на величину F_1^2

$$\Delta f_{LD+FBG} = \Delta f_{LD} F_1^2. \quad (18)$$

Ширина линии генерации одиночного ЛД получена из формулы (26) работы [11] заменой величины P_0 на $P_0 = \hbar\omega\alpha(I - I_{th}) / [q(\alpha_{end} + \alpha_{10})]$:

$$\Delta f_{LD} = \frac{qn_{sp}(1 + \alpha_H^2)(\alpha_{01} + \alpha_{end})^2 v_{gr}^2}{8\pi(I - I_{th})}, \quad (19)$$

где v_{gr} — групповая скорость света. Величина F_1 для i -й моды резонатора определяется формулой (7) настоящей работы.

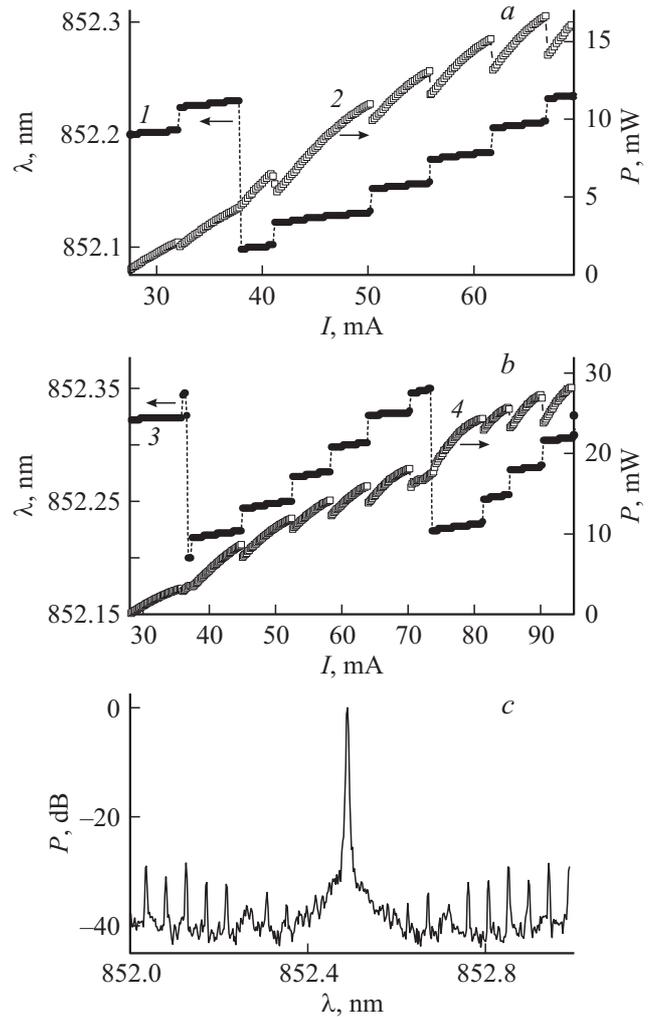


Рис. 2. Экспериментальные зависимости длины волны ($I, 3$), мощности ($2, 4$) и спектра излучения от величины тока накачки, заимствованные из работ: a — [8], b — [12], c — [13].

2. Обсуждение полученных результатов

Проведем сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей спектра и мощности излучения. На рис. 2 представлены экспериментальные спектральные и мощностные характеристики, заимствованные из работ [8,12,13]. Основной особенностью характеристик является наличие разрывов на спектральных и мощностных зависимостях, которые коррелируют друг с другом, при этом величина разрыва на ВтАХ возрастает с увеличением тока накачки ЛД.

Для расчетов принимались следующие значения величин: $\Gamma_a = 9.6 \cdot 10^{-3}$, $L_1 = 0.06$ см, $L_3 = 30 \mu\text{m}$, $n_{10} = 3.3$, $n_{20} = 1.452$, $n_3 = 1$, $R_1 = 0.3$, $R_2 = 0.04$, $R_3 = 0.005$, $\alpha_{01} = 15 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_2 = 0$, $\partial n_1 / \partial \lambda = -7 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$, $R_g = 5 \Omega$, $(\partial n_1 / \partial T) / n_{10} = 0.77 \cdot 10^{-4}$, $A = 2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$.

Длина волны генерации ЛД с ВБР зависит от конкретного экспериментального образца решетки, длины

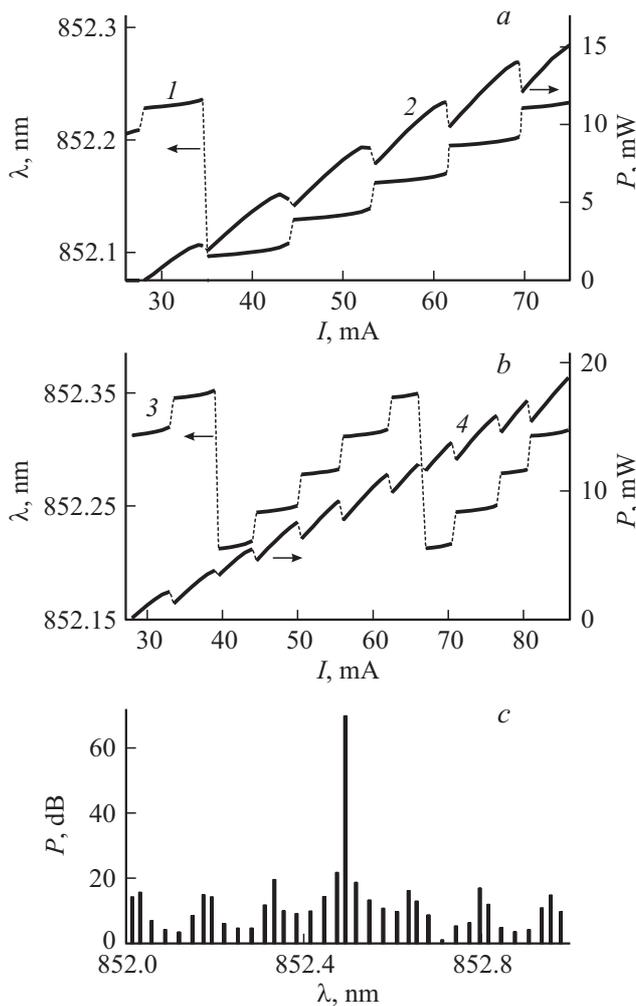


Рис. 3. Расчетные зависимости длины волны (1,3) и мощности (2,4) для: *a* — $R_T = 55$ К/Вт, $\lambda_B = 852.16$ нм, $L_2 = 0.76$ см, *b* — $R_T = 82$ К/Вт, $\lambda_B = 852.28$ нм, $L_2 = 0.74$ см и *c* — рассчитанный спектр излучения для величины тока накачки $I = 50$ мА, $\lambda_B = 852.5$ нм, $L_2 = 0.76$ см.

световода, теплового сопротивления ЛД, показателя преломления ЛД и т.д., поэтому трудно получить полное совпадение теоретических и экспериментальных зависимостей. Будем считать, что теоретические и экспериментальные зависимости удовлетворительно совпадают друг с другом, если при увеличении тока накачки длина волны увеличивается при переключении генерации по модам внешнего резонатора и разрывы на спектральной характеристике коррелируют с разрывами на ВТАХ, а величина разрыва на ВТАХ возрастает с увеличением тока накачки.

На рис. 3, *a* представлены расчетные зависимости длины волны и мощности излучения от тока накачки ЛД для $R_T = 55$ К/Вт, $\lambda_B = 852.16$ нм, $L_2 = 0.76$ см. На рис. 3, *b* представлены расчетные зависимости от тока накачки ЛД для $R_T = 82$ К/Вт, $\lambda_B = 852.28$ нм, $L_2 = 0.74$ см. На рис. 3, *c* представлен спектр излучения для тока

накачки $I = 50$ мА и $R_T = 55$ К/Вт, $\lambda_B = 852.5$ нм, $L_2 = 0.76$ см.

Сравнивая теоретические и экспериментальные зависимости, видим, что они удовлетворительно совпадают друг с другом.

Расчеты показывают, что основное влияние на характер поведения спектральных и мощностных характеристик оказывает учет нагрева активной области ЛД по формуле (12). Если положить величину теплового сопротивления равной нулю, то длина волны излучения не будет зависеть от тока накачки, а мощность излучения будет линейно возрастать с увеличением тока накачки. Аналогичное поведение системы будет, если пренебречь зависимостью показателя преломления активной области ЛД (17) от температуры. Если в формуле (12) исключить зависимость температуры активной области ЛД от мощности излучения, выводимой из резонатора ЛД, то будут отсутствовать разрывы на ВТАХ.

На рис. 4, *a* представлены расчетные зависимости длины волны и мощности излучения от тока накачки для $R_T = 40$ К/Вт, $\lambda_B = 852.16$ нм, $L_2 = 0.76$ см.

На рис. 4, *b* представлены зависимость ширины линии генерации одиночного ЛД, рассчитанная по (19), и зависимость ШЛГ ЛД с ВБР, рассчитанная по (18). Для расчетов выбирались следующие величины: $n_{sp} = 2.6$, $\alpha_H = 5$, $\alpha_{end} = L_1^{-1} \ln(R_1^{-1})$, $\alpha_{10} = 15$ см⁻¹, $R_T = 40$ К/Вт. При этом в диапазоне токов накачки 50–80 мА ШЛГ для ЛД с ВБР слабо зависит от тока накачки.

Расчеты показывают, что ШЛГ может быть уменьшена на четыре порядка.

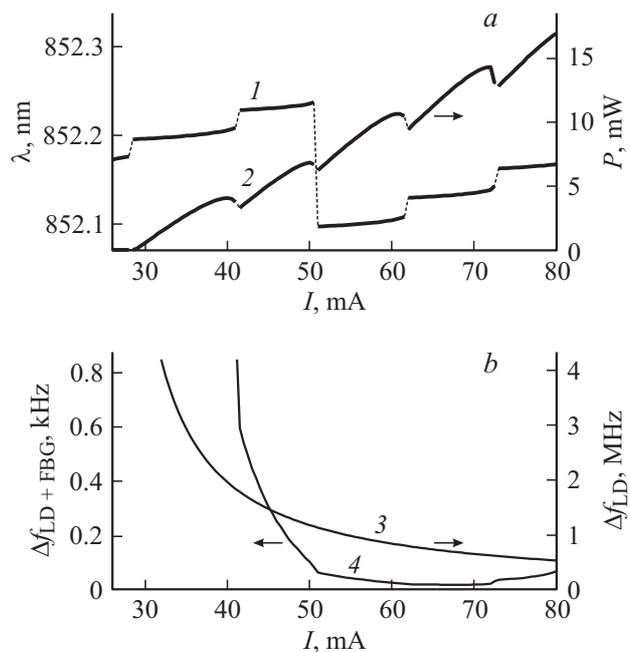


Рис. 4. Расчетные зависимости: *a* — длины волны (1) и мощности (2) для $R_T = 40$ К/Вт, $\lambda_B = 852.16$ нм, $L_2 = 0.76$ см, *b* — ширины линии генерации одиночного ЛД (3) и ЛД с ВБР (4).

В работе [14] указывается, что по результатам теоретических и экспериментальных исследований для величины $\Delta f_{LD}/\Delta F$ получены значения в диапазоне от 10^3 до $4 \cdot 10^4$, где ΔF — ШЛГ для ЛД с внешней оптической обратной связью. То есть ШЛГ для ЛД с внешней оптической обратной связью может быть уменьшена более чем на четыре порядка, что коррелирует с результатами, полученными в настоящей работе.

По сообщению авторов работы [15] для ЛД длиной $400 \mu\text{m}$ и расстоянию до решетки 12 cm измеренная ШЛГ составляла величину от 8 до 48 kHz (для длины волны излучения 780 nm).

Для ЛД с объемной решеткой внутренняя величина ШЛГ составляет 3.6 kHz при мощности излучения 62 mW [16] и 300 Hz при мощности излучения 35 mW сообщена авторами работы [17].

Заключение

1. Расчет спектральных и мощностных характеристик по упрощенной модели позволяет получить удовлетворительное совпадение теории и эксперимента.

2. Величина ШЛГ для ЛД в ВБР может быть уменьшена на четыре порядка по сравнению с ШЛГ одиночного ЛД.

Список литературы

- [1] Lang R., Kobayashi K. // IEEE J. Quant. Electron. 1980. Vol. 16. N 3. P. 347–355.
- [2] Hui R.-Q., Tao S.-P. // IEEE J. Quant. Electron. 1989. Vol. 25. N 6. P. 1580–1584.
- [3] Park J.-D., Seo D.S., McInerney J.G. // IEEE J. Quant. Electron. 1990. Vol. 26. N 8. P. 1353–1362.
- [4] Abdulrhmann S.G., Ahmed M., Okamoto T., Ishimori W., Yamada M. // IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. 2003. Vol. 9. N 5. P. 1265–1274.
- [5] Журавлева О.В., Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В., Мустафин И.Р., Симаков В.А., Чернов Р.В., Плешанов С.А. // Квант. электрон. 2008. Т. 38. № 4. С. 319–324.
- [6] Marcuse D., Lee T.-P. // IEEE J. Quant. Electron. 1984. Vol. 20. N 2. P. 166–176.
- [7] Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В., Романцевич В.И., Чернов Р.В., Мармалюк А.А., Волков Н.А., Жолнеров В.С. // Квант. электрон. 2011. Т. 41. № 8. С. 692–696.
- [8] Жолнеров В.С., Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В., Лобинцов А.В., Романцевич В.И., Чернов Р.В. // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 6. С. 63–68.
- [9] Жолнеров В.С., Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В., Романцевич В.И., Чернов Р.В. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 3. С. 108–112.
- [10] Li L. // IEEE J. Quant. Electron. 1990. Vol. 26. N 1. P. 3–5.
- [11] Henry C. // IEEE J. Quant. Electron. 1982. Vol. 18. N 2. P. 259–264.
- [12] Жолнеров В.С., Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В., Романцевич В.И., Чернов Р.В. // Квант. электрон. 2013. Т. 43. № 9. С. 824–827.
- [13] Журавлева О.В., Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В., Леонович А.И., Чернов Р.В., Шишков В.В., Плешанов С.А. // Квант. электрон. 2006. Т. 36. № 8. С. 741–744.
- [14] Petermann K. Laser diode modulation and noise. Kluwer Academic. 1988. P. 267.
- [15] Genty G., Grohn A. et al. IEEE J. Quant. Electron. 2000. Vol. 36. N 10. P. 1193–1198.
- [16] Luvsandamdin E., Mura G. et al. // Proc. Intern. Conf. of Space Optical System and Application. Santa Monica, CA, 2011.
- [17] Bawamia A., Schimangk M. et al. // Proc. Intern. Conf. of space Optical System and Application. France, 2012.