

Исследование аномально больших уровней шумов полупроводникового лазера с волоконной брэгговской решеткой

В.Д.Курносков, К.В.Курносков

Учет нелинейности коэффициента усиления позволяет получить аномально большие уровни шумов лазерного диода с волоконной брэгговской решеткой. Обсуждаются вопросы влияния на шумовые характеристики нелинейности коэффициента усиления, обусловленной спектральным выгоранием носителей.

Ключевые слова: аномально большой уровень шумов, нелинейность коэффициента усиления, спектральное выгорание носителей.

1. Введение

Проведенные в работе [1] экспериментальные исследования низкочастотных амплитудных шумов лазерного диода (ЛД) с волоконной брэгговской решеткой (ВБР) показали, что аномально большой уровень шумов наблюдается в области переключения излучения по модам ЛД, когда режим генерации перестает быть одночастотным. Теоретическое исследование низкочастотных шумов ЛД с ВБР [2] показало, что системы скоростных уравнений в случае как одномодового, так и двухмодового режима неудовлетворительно описывают эксперимент. Расчеты не выявили увеличения шумов, имеющих место в эксперименте при переключении излучения с одной моды ЛД на другую, что объяснялось невозможностью получить одновременную генерацию двух мод с приблизительно равными амплитудами.

В настоящей работе показано, что аномальный уровень шумов устанавливается, если в расчетах учесть нелинейное взаимодействие оптических полей (спектральное выгорание носителей).

Нелинейному взаимодействию оптических полей и автостабилизации одночастотного режима генерации ЛД посвящено большое число работ [3–13]. Впервые аномальное взаимодействие спектральных мод в ЛД рассмотрено в работе [3], где показано, что его можно объяснить, если учесть, что при биении двух мод происходит модуляция плотности носителей (формируется дифракционная решетка), на которой происходит рассеяние мощной моды излучения. Модуляция электронной плотности приводит к модуляции диэлектрической проницаемости, что в свою очередь приводит к появлению дополнительного (наведенного) коэффициента усиления. Рассмотрение вопросов автостабилизации одночастотной генерации проведено в работах [4–5], четырехволновое смещение рассмотрено в [6].

В.Д.Курносков, К.В.Курносков. ОАО «НИИ “Полус” им. М.Ф.Стельмаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, д. 3, корп. 1; e-mail: mail@dilas.ru, webeks@mail.ru

Поступила в редакцию 21 апреля 2014 г., после доработки – 30 мая 2014 г.

Необходимо отметить целый ряд работ М. Yamada с соавторами, посвященный исследованию нелинейности коэффициента усиления при спектральном выгорании носителей [7–13], результаты которых мы будем использовать в своих расчетах.

2. Расчетные соотношения

Аналогично [2] сначала рассмотрим систему скоростных уравнений для плотностей фотонов S_i в i -й моде и носителей n_a в активной области:

$$\frac{dS_i}{dt} = \left(F_i G_i - \frac{1}{\tau_i} \right) S_i + \beta F_i R_{sp} + F_i(t), \quad (1)$$

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{I}{eV_a} - A_n n_a - R_{sp} - \sum_i G_i S_i + F_c(t), \quad (2)$$

где F_i – относительная доля плотности фотонов в активной области; I – ток накачки; β – коэффициент, учитывающий вклад спонтанного излучения в генерирующую моду; $F_i(t)$ и $F_c(t)$ – ланжевеновские шумовые операторы; $A_n n_a$ – скорость безызлучательной рекомбинации носителей; V_a – объем активной области лазера; τ_i – время жизни фотона в i -й моде; R_{sp} – скорость спонтанной рекомбинации носителей.

Коэффициент усиления запишем в виде (см. [2])

$$G_i = \bar{G}_i(T, \bar{n}_a) = Q_i \{ \bar{n}_a [D_{i0}(T_0, \bar{n}_a) + A_{Tqi} P] - \bar{n}_{a0} \} - \delta g_i, \quad (3)$$

где $Q_i = (c_0 \Gamma_a / n_{i1}) (dg/dn_a)$; Γ_a – коэффициент оптического ограничения; dg/dn_a – дифференциальный коэффициент усиления; δg_i – дополнительный коэффициент усиления с учетом спектрального выгорания носителей; n_{i1} – показатель преломления активной области на частоте i -й моды.

Рассмотрим взаимодействие двух мод ($i = p, q$), причем будем считать, что плотность фотонов в моде p много больше плотности фотонов в моде q , т.е. $S_p \gg S_q$. Согласно [7–13] дополнительный коэффициент усиления для моды q пропорционален плотности фотонов в моде p и наоборот. Поэтому будем рассматривать дополнительный коэффициент усиления только для моды q , $\delta g_p = 0$

(остальными нелинейностями коэффициента усиления для мод p и q из работ [7–13] пренебрегаем).

Дополнительный коэффициент усиления для моды q запишем в виде

$$\delta g_q = A_q \bar{S}_p, \quad (4)$$

где

$$A_q = D_{qp} + H_{qp}; \quad (5)$$

$$D_{qp} = \frac{4}{3} \frac{B}{(2\pi c \tau_{in})^2 (\lambda_p - \lambda_q)^2 / \lambda_q^2 + 1}; \quad (6)$$

$$B = \frac{9}{2} \frac{\pi c \Gamma_a G_q \tau_{in}^2}{\varepsilon_0 n_1^2 \hbar \lambda_q} |R_{cv}|^2; \quad (7)$$

$$H_{qp} = \frac{3\lambda_q^2 Q_q G_q}{8\pi c} \frac{\alpha_H}{\lambda_p - \lambda_q}; \quad (8)$$

\bar{S}_p – стационарное значение плотности фотонов в моде p ; τ_{in} – время внутризонной релаксации носителей; ε_0 – электрическая постоянная; R_{cv}^2 – дипольный момент; α_H – фактор Генри [14]. Для системы GaAs/AlGaAs примем $R_{cv}^2 = 2.8 \times 10^{-57} \text{ К}^2 \text{ м}^2$ [7].

В формулах (4)–(8) по сравнению с выражениями (6)–(10) работы [7] величина $\xi a(N - N_g)$ заменена на коэффициент усиления G_q . Считается, что фактор Генри для системы GaAs/AlGaAs находится в пределах $0 \leq \alpha_H \leq 3.5$ [7]. Для расчетов выберем $\alpha_H = 3$ и $\tau_{in} = 0.1 \times 10^{-13} \text{ с}$.

При проведении расчетов аналогично [2] для заданного тока накачки определялся набор мод, которые могут распространяться в системе ЛД с ВБР. На первом шаге расчетов дополнительный коэффициент усиления полагался равным нулю и определялись плотности фотонов в модах p и q . На втором шаге расчетов с учетом дополнительного коэффициента усиления для моды q повторно рассчитывались плотности фотонов в модах p и q . Если в результате расчета плотность фотонов в моде q превышала плотность фотонов в моде p , то моде q присваивался индекс p . С учетом полученного максимального значения плотности фотонов в моде p проводился очередной этап расчетов дополнительного коэффициента усиления для моды q и расчет плотности фотонов в модах p и q . Расчет продолжался до тех пор, пока разность плотностей фотонов в модах на предыдущем и последующем шаге по отношению к абсолютной величине не стала превышать 10^{-3} .

Относительная интенсивность шума (RIN) в единичной полосе частот [2]

$$\text{RIN} = 10 \lg \frac{\langle \Delta S_{1p}(\omega) \Delta S_{1p}^*(\omega) \rangle}{\bar{S}_{1p}^2} = 10 \lg \left[\frac{F_p^2 |T_p|^2 + F_c^2 |T_c|^2 + 2F_p F_c \text{Re}(T_p T_c^*)}{\bar{S}_{1p}^2} \right], \quad (9)$$

где * – знак комплексного сопряжения.

Среднее квадратическое значение мощности шума в единичной полосе частот определим как

$$P_{\text{noise}} = \sqrt{\langle \Delta P_1^2 \rangle} = A_{\text{power}} \sqrt{\langle \Delta S_{1p}(\omega) \Delta S_{1p}^*(\omega) \rangle}. \quad (10)$$

Входящие в состав формул (9) и (10) коэффициенты определяются выражениями (27)–(29) работы [2].

На рис.1 представлены результаты расчетов характеристик ЛД с ВБР, выполненных с учетом дополнительного коэффициента усиления, определяемого формулой (4), для $\alpha_H = 3$, теплового сопротивления ЛД $R_T = 38 \text{ К/Вт}$ и частоты $f = 60 \text{ кГц}$. Расчет проводился с учетом формулы (8) работы [2] для системы скоростных уравнений (1), (2).

Сравнивая рис.1, в, г настоящей работы и рис.2, д, е работы [2], видим, что характер кривых резко изменился. При токах накачки 35 мА (точка А) и 87 мА (точка С) возникли большие по амплитуде скачки RIN (рис.1, в) и P_{noise} (рис.1, г). На рис.1, д представлена зависимость длины

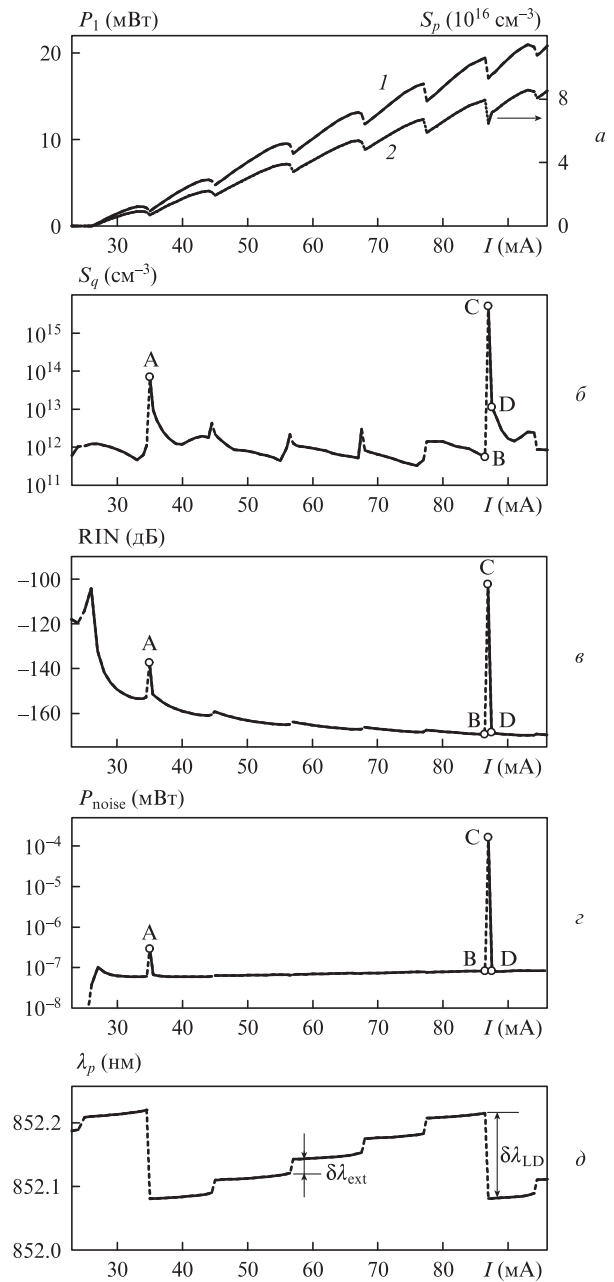


Рис.1. Рассчитанные с учетом формулы (8) работы [2] для двух мод системы уравнений (1), (2) зависимости мощности излучения P_1 (1) и плотности фотонов в моде p S_p (2) (а), плотности фотонов в моде q S_q (б), относительной интенсивности шума RIN (в), P_{noise} (г), длины волны генерации для моды p (д) от тока накачки для $\alpha_H = 3$; RIN и P_{noise} даны в единичной полосе частот, $\delta\lambda_{\text{ext}}$ и $\delta\lambda_{\text{LD}}$ – межмодовые расстояния.

волны излучения моды p от тока накачки. Видно, что anomalное увеличение шумов на рис.1, β, γ связано с переключением излучения по модам ЛД (рис.1, δ) и резким увеличением плотности фотонов в моде q (рис.1, δ). Необходимо отметить, что при переключении излучения по модам внешнего резонатора на величину $\delta\lambda_{\text{ext}}$ (рис.1, δ) увеличения уровня шумов по сравнению с шумами рис.2, δ, e работы [2] не наблюдается.

Таким образом, anomalный уровень шумов при токах накачки 35 и 87 мА совпадает с режимом неодночастотной генерации ЛД с ВБР.

Исследование влияния α_H на спектральные характеристики одночастотных квантоворазмерных гетеролазеров проведено в работе [15], где показано, что в лазерах с $\alpha_H \leq 2.5$ одночастотное генерирование устанавливается на пороге. При возрастании тока инжекции отчетливо наблюдается автостабилизация доминирующей продольной моды, её интенсивность линейно растёт, в то время как интенсивность соседних мод падает. В лазерах со средним α_H ($2.5 \leq \alpha_H \leq 3$) при небольших превышениях порога одночастотный режим неустойчив. С ростом тока инжекции он устанавливается, однако автостабилизация выражена слабо или отсутствует. В лазерах с $\alpha_H \geq 3$, как правило, наблюдается только многомодовое генерирование.

Проанализируем влияние α_H на шумовые характеристики ЛД с ВБР в диапазоне $0 \leq \alpha_H \leq 5$. Для случая $\alpha_H = 3$ anomalная величина шума наблюдается при токе накачки 87 мА (рис.1, точка С). Выберем для анализа на рис.1 три точки. Точка В соответствует току накачки 86.5 мА, точка С – 87 мА, точка D – 87.5 мА (находится справа от точки anomalных шумов). На рис.2 представлены зависимости выходной мощности излучения P_1 , плотностей фотонов в модах p и q , относительной интенсивности RIN, мощности шума P_{noise} и длины волны излучения от α_H . Из рис.2 видим, что для тока 86.5 мА (точка В) отсутствует зависимость этих характеристик от величины α_H . Для тока 87 мА относительная интенсивность шума слабо изменяется в диапазоне $0 \leq \alpha_H \leq 2.5$. Anomalные шумы возникают при $2.5 \leq \alpha_H \leq 5$. Плотность фотонов в моде q (рис.2, \mathcal{J}, κ) нелинейно увеличивается с ростом α_H в диапазоне $0 \leq \alpha_H \leq 5$, что приводит к нелинейному росту RIN и P_{noise} (рис.2, u, κ). Анализ шумов, представленных на рис.2 для тока 87 мА, показывает, что шумы связаны с нестабильностью длины волны генерации, переключением генерации с одной моды на другую (рис.2, l). Это шумы переключения мод [16].

При токе накачки 87.5 мА anomalные шумы находятся в диапазоне $3.5 \leq \alpha_H \leq 5$. Это другой характер шу-

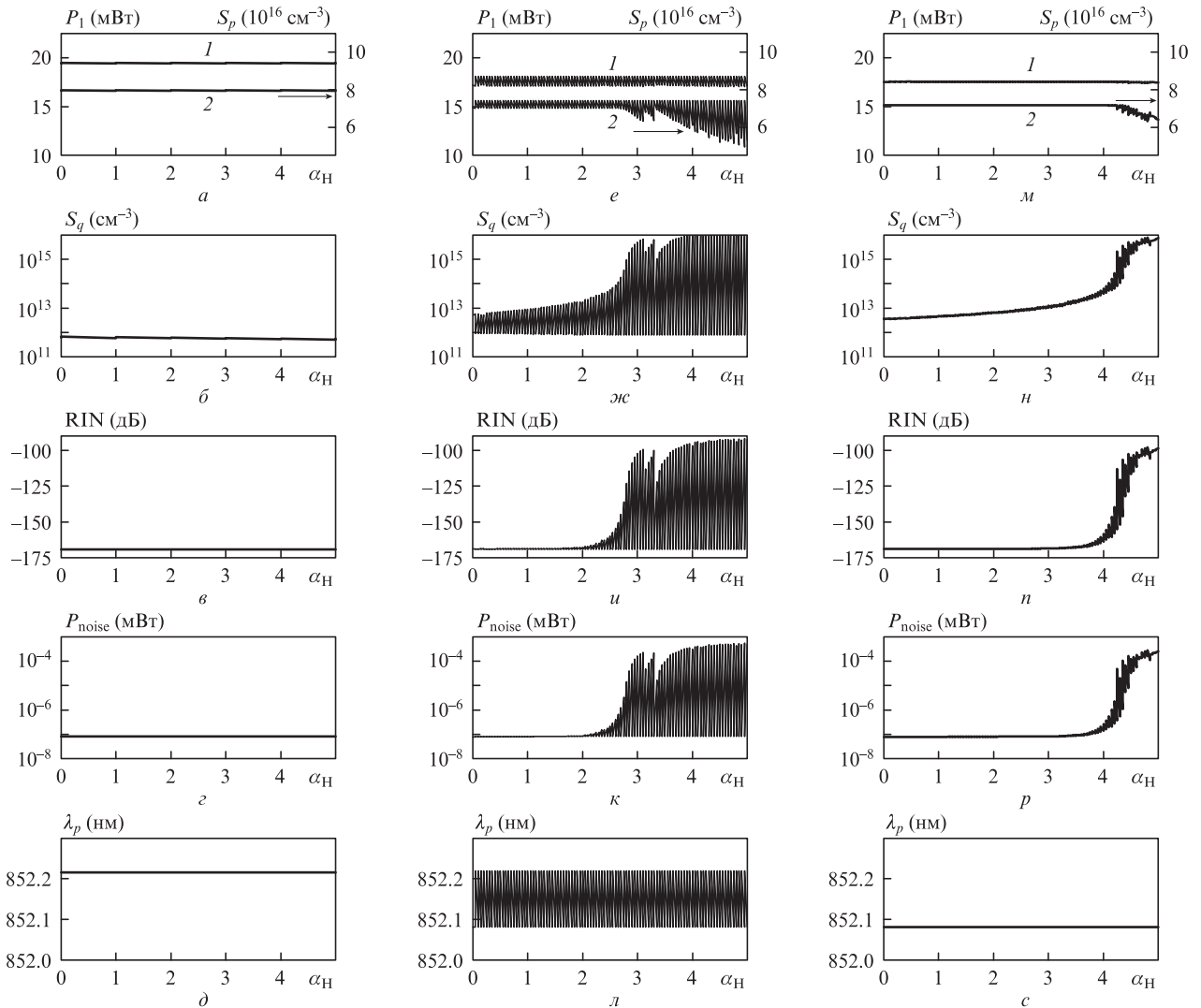


Рис.2. Рассчитанные для двух мод системы уравнений (1), (2) зависимости мощности излучения P_1 (J) и плотности фотонов в моде p S_p (2) (a, e, m), плотности фотонов в моде q S_q (b, \mathcal{J}, n), относительной интенсивности шума RIN (v, u, n), P_{noise} (z, κ, p), длины волны генерации λ_p (δ, l, c) от фактора Генри α_H для токов накачки 86.5 мА ($a-d$), 87 мА ($e-l$) и 87.5 мА ($m-c$); RIN и P_{noise} даны в единичной полосе частот.

мов. Видно, что в этом диапазоне RIN и P_{noise} (рис.2, n, p) нелинейно увеличиваются, при этом длина волны не зависит от α_H (рис.2, c). Плотность фотонов в моде q нелинейно нарастает (рис.2, n), а в моде p нелинейно уменьшается (рис.2, m , кривая 2). При этом мощность излучения ЛД с ВБР остается практически неизменной (рис.2, m , кривая 1). Эти шумы связаны с перераспределением плотности фотонов между модами q и p [16], т.е. аномально большие шумы могут иметь место при постоянном уровне выходной мощности излучения.

Необходимо отметить, что при токе 86.5 мА генерируется стабильная длина волны, равная 852.22 нм (рис.2, d). При токе накачки 87 мА она нестабильна (рис.2, l), а при токе 87.5 мА имеем стабильную генерацию (несмотря на аномальные шумы в диапазоне $3.5 \leq \alpha_H \leq 5$) на длине волны 852.08 нм (рис.2, c).

Представляет интерес проанализировать аналогичные характеристики для системы скоростных уравнений (1) и (2б) работы [2]. Для этой системы характерно отсутствие коэффициента оптического ограничения в скоростном уравнении для плотности носителей:

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{I}{eV_a} - A_n n_a - R_{sp} - \frac{1}{\Gamma_a} \sum G_i S_{li} + F_c(t). \quad (11)$$

Расчеты для системы (1), (11) показали, что они практически совпадают с характеристиками рис 2, $a-g$ работы [2]. Связано это с тем, что плотность фотонов в моде p для системы (1), (11) почти на два порядка ниже плотности фотонов в моде p для системы (1), (2). Это приводит к уменьшению на два порядка вклада дополнительного коэффициента усиления для моды q , поэтому изменения характеристик несущественны.

3. Обсуждение полученных результатов

Таким образом, система уравнений (1), (2) лучше описывает экспериментальные зависимости шумов, представленные в работе [1], чем система уравнений (1), (11).

В системе ЛД с ВБР могут наблюдаться аномально большие уровни шумов, связанные как с нестабильностью режима генерации мод, так и с перераспределением излучения между модами (при постоянном уровне выходной мощности излучения).

На рис.3 представлены величины A_q , рассчитанные по формуле (5) для $\alpha_H = 3$ и 5, в зависимости от λ_q . Вертикальная прямая соответствует $\lambda_p = 852.08$ нм. При определении набора мод, которые могут распространяться в системе ЛД с ВБР, шаг мод определяется межмодовым расстоянием внешнего резонатора, равным 0.018 нм (для ЛД 0.14 нм) [17]. Расчет проводился по 18 модам слева и справа от брэгговской частоты волоконной решетки (суммарно 36 мод). Изменение модуля $|\lambda_q - \lambda_p|$ в широком диапазоне α_H характеризуется большим изменением добавочного коэффициента усиления, что делает сложными расчеты для случая $\alpha_H \geq 5$. В работах [7–13] величина $|\lambda_q - \lambda_p|$ была выбрана

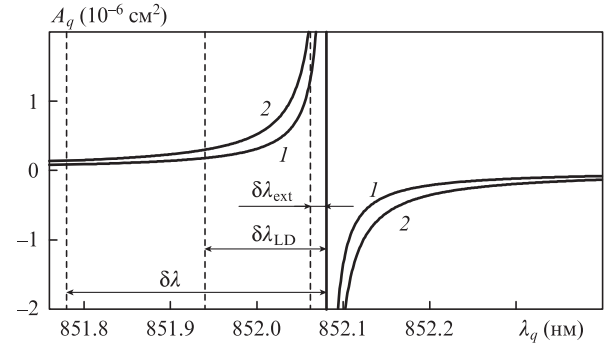


Рис.3. Зависимости A_q от длины волны излучения λ_q для $\alpha_H = 3$ (1) и 5 (2); $\delta\lambda$ – межмодовый интервал, используемый в расчетах работ [7–13].

на равной 0.3 нм (см. рис.3), что значительно больше межмодового расстояния внешнего резонатора, используемого для расчетов в настоящей работе.

4. Выводы

1. С учетом нелинейности коэффициента усиления возможно получение аномально больших уровней шума в системе ЛД с ВБР.

2. Аномально высокий уровень шумов достигается только в системе скоростных уравнений (1), (2), а не в системе (1), (11).

3. При изготовлении ЛД с ВБР для уменьшения уровня шума необходимо выбирать гетероструктуры с минимальным значением фактора Генри α_H .

1. Жолнеров В.С., Иванов А.В., Курносов В.Д. и др. *Квантовая электроника*, **43** (9), 824 (2013).
2. Курносов В.Д., Курносов К.В. *Квантовая электроника*, **43** (9), 828 (2013).
3. Bogatov A.P., Eliseev P.G., Sverdlov B.N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **11**, 510 (1975).
4. Богатов А.П., Елисеев П.Г. и др. *Квантовая электроника*, **10** (9), 1851 (1983).
5. Kazarinov R.F., Henry C.H., Logan R.A. *J. Appl. Phys.*, **53**, 4631 (1982).
6. Agrawal G. *Opt. Lett.*, **12**, 260 (1987).
7. Ahmed M., Yamada M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **38**, 682 (2002).
8. Yamada M., Suematsu Y. *J. Appl. Phys.*, **52**, 2653 (1981).
9. Yamada M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **19**, 1365 (1983).
10. Yamada M. *J. Appl. Phys.*, **66**, 81 (1989).
11. Yamada M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **22**, 1052 (1986).
12. Ahmed M., Yamada M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 1600 (2001).
13. Yamada M., Ishimori W., Sakaguchi H., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39**, 1548 (2003).
14. Henry C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **18**, 259 (1982).
15. Коняев В.П., Курносов В.Д., Лукьянов В.Н. и др. *Квантовая электроника*, **21** (12), 1137 (1994).
16. Petermann K. *Laser diode modulation and noise* (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1988).
17. Журавлева О.В., Иванов А.В., Курносов В.Д. и др. *Квантовая электроника*, **38** (4), 319 (2008).