

Исследование спектральных и мощностных характеристик суперлюминесцентных диодов

О.В.Журавлева, В.Д.Курносков, К.В.Курносков, А.В.Лобинцов,
В.И.Романцевич, В.А.Симаков, Р.В.Чернов

С помощью модели излучательных переходов с выполнением и без выполнения правила отбора по волновому вектору проведено исследование спектральных и мощностных характеристик суперлюминесцентных диодов. Показано, что наилучшее совпадение теоретических и экспериментальных характеристик приборов наблюдается в модели без выполнения правила отбора по волновому вектору.

Ключевые слова: суперлюминесцентный диод, модель с выполнением и без выполнения правила отбора по волновому вектору.

1. Введение

Впервые суперлюминесцентные диоды (СЛД) были предложены и исследованы в работе [1]. В настоящее время они находят широкое применение в гироскопах, различных датчиках физических величин, в низкокогерентных системах (таких как оптическая томография), в волоконно-оптических линиях передачи и обработки информации. В отличие от полупроводниковых лазеров СЛД имеют однопроходное усиление, поскольку коэффициент обратной связи в них уменьшен до $\sim 10^{-6}$, чтобы избежать появления мод оптического резонатора Фабри–Перо.

В зависимости от конструкции накачиваемой током полосковой активной области СЛД можно разделить на два типа: диоды с полосковой областью, перпендикулярной сколотым граням кристалла, и диоды, у которых полосковый контакт наклонен под определенным углом к сколотым граням кристалла. В СЛД первого типа обычно накачивается часть полосковой области, а ненакачиваемая часть служит для устранения обратной связи за счет поглощения в ней излучения. В СЛД второго типа накачивается вся область (или часть ее, как в первом случае), а угол наклона выбирается таким, чтобы отраженная от границы кристалл–воздух мощность излучения не попадала обратно в полосковую область.

Для увеличения выходной мощности излучения и для дополнительного уменьшения обратной связи на одну или обе грани кристалла обычно наносят просветляющие покрытия.

СЛД первого типа подробно исследованы в работах [2–5], теоретическая модель для расчета характеристик таких приборов дана в [6]. СЛД второго типа подробно рассмотрены в работах [7–9].

Исследования показали, что в СЛД первого типа

получение коэффициента отражения менее 10^{-4} вызывает большие технологические трудности, тогда как в СЛД второго типа можно получить коэффициенты отражения менее 10^{-6} [7]. В связи с этим СЛД второго типа получают, по-видимому, наибольшее распространение.

В настоящей работе проведено исследование СЛД в системе InGaAsP/InP с длиной волны излучения 1.3 мкм и углом наклона полоскового контакта $\sim 7^\circ$. В отличие от работ [7, 8], в которых коэффициент усиления зависел только от плотности носителей, мы использовали зависимость коэффициента усиления от частоты излучаемых фотонов, при этом рассматривались две модели излучательных переходов: с выполнением и без выполнения правила отбора по волновому вектору. Этот подход позволил провести расчет спектральных и мощностных характеристик СЛД и показать, что наилучшие результаты при сравнении теории и эксперимента достигаются в модели без выполнения правила отбора по волновому вектору.

2. Основные соотношения

Для описания спектров СЛД используются скоростные уравнения для спектральной плотности фотонов, распространяющихся в положительном (N_Σ^+) и отрицательном (N_Σ^-) направлениях оси z , которые в стационарном режиме могут быть записаны по аналогии с работами [7, 8] в виде

$$\frac{\partial N_\Sigma^+}{\partial z} = [\Gamma g(E) - \alpha_0] N_\Sigma^+ + \frac{\Gamma}{2v_{gr}} r_{sp}(E), \quad (1)$$

$$-\frac{\partial N_\Sigma^-}{\partial z} = [\Gamma g(E) - \alpha_0] N_\Sigma^- + \frac{\Gamma}{2v_{gr}} r_{sp}(E), \quad (2)$$

где g – коэффициент усиления; α_0 – нерезонансные потери; $v_{gr} = c/n_{gr}$ – групповая скорость света; n_{gr} – групповой показатель преломления; c – скорость света; $r_{sp}(E)$ – скорость спонтанного испускания фотонов [10]; Γ – коэффициент оптического ограничения.

Уравнения (1), (2) могут быть проинтегрированы по z , что в стационарном случае позволяет получить следующие зависимости:

О.В.Журавлева, В.Д.Курносков, К.В.Курносков, А.В.Лобинцов, В.И.Романцевич, В.А.Симаков, Р.В.Чернов. ФГУП «НИИ "Полус"» им. М.Ф.Стеглямаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3; e-mail: webeks@mail.ru
Поступила в редакцию 17 февраля 2003 г., после доработки – 7 апреля 2003 г.

$$N_{\Sigma}^{+}(z, E) = \frac{\Gamma r_{sp}(E) \exp\{[\Gamma g(E) - \alpha_0]z\} - 1}{2v_{gr} \Gamma g(E) - \alpha_0}, \quad (3)$$

$$N_{\Sigma}^{-}(z, E) = \frac{\Gamma r_{sp}(E) \exp\{[\Gamma g(E) - \alpha_0](L - z)\} - 1}{2v_{gr} \Gamma g(E) - \alpha_0}, \quad (4)$$

где L – длина накачиваемой током полосковой области СЛД. Выражения (3), (4) получены при нулевых граничных условиях: $N_{\Sigma}^{+}(0, E) = N_{\Sigma}^{-}(L, E) = 0$.

Мощность излучения на одной из граней СЛД

$$P = (1 - R)v_{gr}S_a \int_{E_g + E_{c1} + E_{v1}}^{\infty} EN_{\Sigma}^{+}(L, E)dE, \quad (5)$$

где $E = \hbar\omega$; R – коэффициент отражения на границе кристалл–воздух; $S_a = \omega L_a$ – поперечное сечение активной области СЛД, ω и L_a – ее ширина и толщина; E_{c1} , E_{v1} – первые энергетические квантовые уровни в яме в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно; E_g – ширина запрещенной зоны.

Если принять, что $dP = P_s d\lambda$, то спектральную мощность излучения P_s в зависимости от $\lambda = hc/E$ можно представить как

$$P_s(\lambda) = (1 - R)v_{gr}S_a \frac{(hc)^2}{\lambda^3} N_{\Sigma}^{+}(L, \lambda), \quad (6)$$

где h – постоянная Планка. Формула (6) определяет спектр излучения на выходе СЛД.

Уравнение для плотности носителей в активной области СЛД может быть записано в виде

$$\frac{I_a(z)}{eV_a} = R_a(z) + v_{gr} \int_{E_g + E_{c1} + E_{v1}}^{\infty} \Gamma g(E) \times [N_{\Sigma}^{+}(z, E) + N_{\Sigma}^{-}(z, E)]dE, \quad (7)$$

где I_a – ток накачки, проходящий через активную область; e – заряд электрона; R_a – скорость излучательной и безызлучательной рекомбинации в активной области; $V_a = S_a L$ – объем активной области.

С учетом того, что I_a и R_a не зависят от z , уравнение (7) может быть проинтегрировано от нуля до L . В этом случае

$$\frac{I_a}{eV_a} = R_a + v_{gr} \Gamma \int_{E_g + E_{c1} + E_{v1}}^{\infty} g(E) 2N^{+}(L, E)dE, \quad (8)$$

где

$$N^{+}(L, E) = \frac{1}{L} \int_0^L N_{\Sigma}^{+}(z, E) dz = \frac{\Gamma r_{sp}(E)}{2v_{gr}} \times \frac{1}{\Gamma g(E) - \alpha_0} \left\{ \frac{\exp\{[\Gamma g(E) - \alpha_0]L\} - 1}{[\Gamma g(E) - \alpha_0]L} - 1 \right\} \quad (9)$$

представляет собой среднее значение спектральной плотности фотонов в накачиваемой области СЛД. Выражение, аналогичное (9), получается и для $N^{-}(L, E)$, поэтому в (8) стоит множитель 2.

Суммарная скорость излучательной и безызлучательной рекомбинации

$$R_a = An_a + R_{sp a} + C_n n_a^2 p_a + C_p n_a p_a^2. \quad (10)$$

При учете рекомбинации носителей в волноведущем слое общий ток может быть записан в виде

$$I = I_a + eV_w (An_w + R_{sp w} + C_n n_w^2 p_w + C_p n_w p_w^2). \quad (11)$$

В (10), (11) n_a , p_a , n_w , p_w – плотности электронов и дырок в активной области и волноведущих слоях СЛД соответственно. Члены An_a , An_w учитывают скорость безызлучательной рекомбинации на границе гетеропереходов, члены $R_{sp a}$ и $R_{sp w}$ – скорости излучательной спонтанной рекомбинации, причем $R_{sp a} = \int r_{sp}(E)dE$, $R_{sp w} = \int r_{sp w}(E)dE$. Для модели без выполнения правил отбора $R_{sp a} = Bn_a p_a$, $R_{sp w} = Bn_w p_w$, где B не зависит от плотности носителей в активной области и волноведущих слоях. Последние два члена в (10), (11) учитывают скорости оже-рекомбинации соответственно в активной области и волноведущих слоях СЛД; C_n и C_p – коэффициенты оже-рекомбинации для электронов и дырок.

Плотности носителей рассчитывались из уравнения электроннойтральности [11]:

$$(n_a - p_a)L_a + (n_w - p_w)L_w = 0, \quad (12)$$

где L_w – толщина волноведущего слоя; $L_a = N_{qw}L_{qw}$; N_{qw} – число квантовых ям в активной области; L_{qw} – ширина ямы.

3. Модель переходов с выполнением правила отбора

В настоящее время при расчете параметров лазеров наибольшее распространение получила модель излучательных переходов с выполнением правил отбора по волновому вектору. Для этой модели коэффициент усиления и скорость спонтанной рекомбинации имеют следующий вид [12, 13]:

$$g(\hbar\omega) = \frac{A_{cv}}{\pi v_{gr} \phi(\hbar\omega) \hbar^2 L_{qw}} \times \sum_n \sum_i m_{ri} \int [f_c(\mathcal{E}_{cni}) - f_v(\mathcal{E}_{vni})] L(\hbar\omega - E) dE, \quad (13)$$

$$r_{sp}(\hbar\omega) = \frac{A_{cv}}{\pi \hbar^2 L_{qw}} \times \sum_n \sum_i m_{ri} \int f_c(\mathcal{E}_{cni}) [1 - f_v(\mathcal{E}_{vni})] L(\hbar\omega - E) dE, \quad (14)$$

где

$$A_{cv} = \frac{e^2 \hbar \omega n}{\pi \epsilon_0 m_0^2 \hbar^2 c^3} |M_{cv}|^2$$

– коэффициент Эйнштейна;

$$|M_{cv}|^2 = \frac{m_0^2 E_g (E_g + \Delta)}{6m_c (E_g + 2\Delta/3)}$$

– усредненный квадрат матричного элемента зона-зонных переходов; Δ – энергия спин-орбитального расщепления;

$$\phi(\hbar\omega) = \frac{(\hbar\omega)^2}{\pi^2 \hbar^3 v_{ph}^2 v_{gr}}$$

– плотность мод электромагнитного поля в кристалле; $v_{ph} = c/n$ – фазовая скорость света; n – показатель преломления;

$$L(\hbar\omega - E) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_{cv}}{(\hbar\omega - E)^2 + \Gamma_{cv}^2}$$

– функция Лоренца; $\Gamma_{cv} = \hbar/\tau_{in}$, $\tau_{in}^{-1} = 1/2(\tau_c^{-1} + \tau_v^{-1})$; τ_c , τ_v – времена внутрizonной релаксации электронов и дырок; $m_{ri}^{-1} = m_e^{-1} + m_{hi}^{-1}$ – приведенная эффективная масса; m_e и m_{hi} – эффективные массы электронов и дырок (индекс $i = h, l$ относится к тяжелым и легким дыркам); индекс суммирования n – номер подзоны.

Нижний предел интегрирования в (13), (14) берется равным $\hbar\omega_{ni} = E_g + E_{cn} + E_{vin}$ и соответствует энергии начальных переходов для подзон с номером n . Здесь $E_g = E_{c0} - E_{v0}$; E_{c0} и E_{vin} – энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны соответственно; E_{cn} и E_{vin} – начальные уровни подзон в зоне проводимости и валентной зоне с квантовым числом $n = 1, 2, 3, \dots$. Верхний предел интегрирования ограничивается высотой потенциальных барьеров.

Функции распределения Ферми–Дирака имеют следующий вид:

$$f_c(\mathcal{E}_{cni}) = \left[1 + \exp\left(\frac{\mathcal{E}_{cni} - F_c}{kT}\right) \right]^{-1},$$

$$f_v(\mathcal{E}_{vni}) = \left[1 + \exp\left(\frac{\mathcal{E}_{vni} - F_v}{kT}\right) \right]^{-1},$$

где

$$\mathcal{E}_{cni} = E_{c0} + \frac{m_{ri}}{m_e}(\hbar\omega - E_g) + \frac{m_{ri}}{m_{hi}} E_{cn} - \frac{m_{ri}}{m_e} E_{vin};$$

$$\mathcal{E}_{vni} = E_{v0} - \frac{m_{ri}}{m_{hi}}(\hbar\omega - E_g) + \frac{m_{ri}}{m_{hi}} E_{cn} - \frac{m_{ri}}{m_e} E_{vin}.$$

Квазиуровни Ферми F_c и F_v находятся из условия удовлетворения плотностей носителей в активной области и волноведущем слое уравнению электронейтральности (12).

Мощность излучения на выходе СЛД рассчитывалась по формуле (5), спектральная мощность излучения – по формуле (6), а ток накачки – по формулам (8), (10), (11). Геометрические параметры гетероструктуры были следующими: $L_{qw} = 55 \text{ \AA}$, $N_{qw} = 4$, $L_w = 0.27 \text{ мкм}$, активная область и волноведущие слои были нелегированными, расчетный коэффициент оптического ограничения для активной области $\Gamma = 0.028$, угол наклона полосковой области составлял 7° , $w = 4 \text{ мкм}$, $L = 800 \text{ мкм}$, $\alpha_0 = 15 \text{ см}^{-1}$, $A = 10^8 \text{ с}^{-1}$, $R = 0$ (на обе грани кристалла наносилось просветляющие покрытия), $m_e = 0.055m_0$, $m_{hh} = 0.464m_0$, $m_{hl} = 0.073m_0$, $\tau_{in} = 10^{-13} \text{ с}$, $T = 293 \text{ К}$. Коэффициенты оже-рекомбинации для электронов и дырок выбирались равными: $C_n = C_p$. Заметим, что коэффициент оже-рекомбинации обычно составляет $(1 - 9) \times 10^{-29} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ для лазеров и $(3 - 8) \times 10^{-29} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ – для светодиодов (см, напр., табл.3.3 из работы [14]).

На рис.1,*a* представлены экспериментальная и расчетные ватт-амперные характеристики. Видно, что при $C_n = C_p = 5.2 \times 10^{-29} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ наблюдается хорошее со-

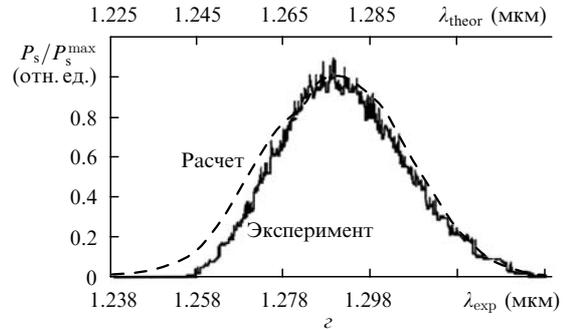
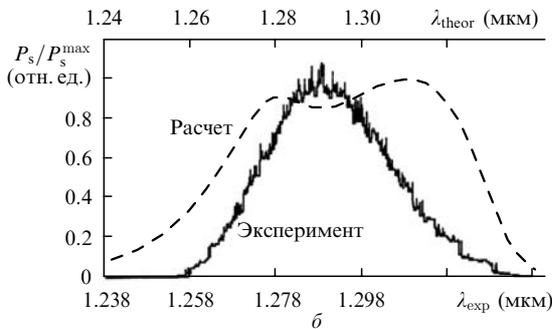
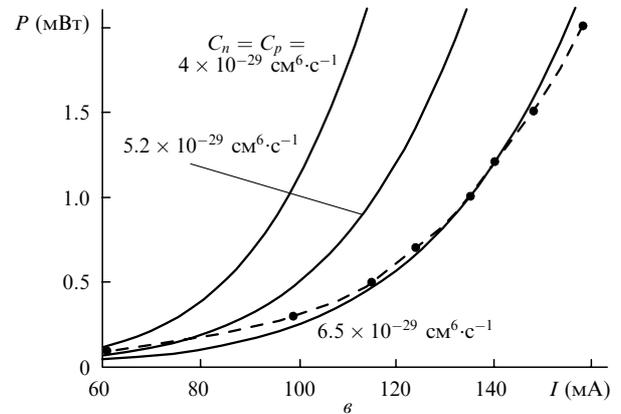
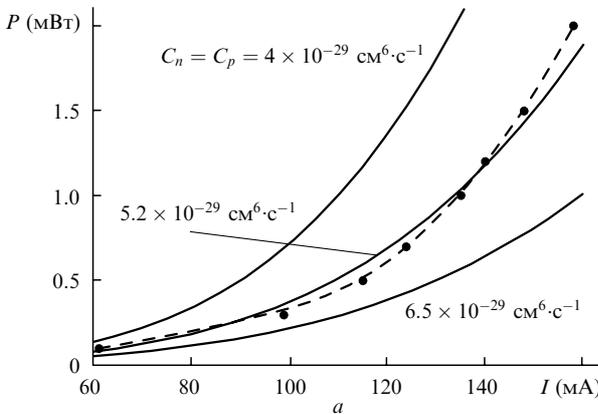


Рис.1. Ватт-амперные (*a, б*) и спектральные (*в, г*) характеристики для модели переходов с выполнением (*a, б*) и без выполнения (*в, г*) правила отбора. Ватт-амперные характеристики рассчитаны для различных коэффициентов оже-рекомбинации C_n и C_p . Здесь же приведена экспериментальная ватт-амперная характеристика (штриховая кривая с точками). Экспериментально полученному спектру излучения $P_s(\lambda_{exp})$ соответствует мощность $P = 2 \text{ мВт}$, расчетные спектры излучения $P_s(\lambda_{theor})$ получены при $P = 2 \text{ мВт}$, $\alpha_0 = 15 \text{ см}^{-1}$, $C_n = C_p = 5.2 \times 10^{-29}$ (*б*) и $6.5 \times 10^{-29} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ (*г*).

гласие теории и эксперимента. Однако расчетный спектр излучения СЛД (рис.1,б) плохо совпадает с экспериментом. Наличие «седла» на рис.1,б объясняется переходами электронов на подуровни тяжелых и легких дырок и их суммарным вкладом в спектр излучения СЛД. «Седло» отсутствует, если в формулах (13), (14) учитывается «поляризационная» дисперсия [12]. Для ТЕ-поляризации матричный элемент больше для переходов электронов на подуровень тяжелых дырок, чем на подуровень легких. Однако и в этом случае не удалось получить удовлетворительного совпадения расчетных и экспериментальных крыльев спектров излучения. Необходимо отметить, что также не удалось получить удовлетворительного согласия спектров излучения СЛД при использовании в формулах (13), (14) функции Гаусса вместо функции Лоренца [12]: $L(\hbar\omega - E) = (\sqrt{\pi}\sigma)^{-1} \exp[-(\hbar\omega - E)^2\sigma^{-2}]$.

Таким образом, в модели с выполнением правила отбора по волновому вектору хорошее соответствие между теорией и экспериментом не достигнуто.

4. Модель переходов без выполнения правила отбора

Рассмотрим модель переходов без выполнения правила отбора по волновому вектору. Согласно работам [15, 16] необходимо различать два случая: $L_{qw} \gg a_0$ и $L_{qw} < 10a_0$ (a_0 – эффективный борковский радиус примеси). В первом случае вероятность оптического перехода $A_0 = 32\pi a_0^3 A_{cv}(1 + \pi^2 a_0^2 / L_{qw}^2)^{-4}$ и плотность состояний ρ_v считается равной обычной объемной плотности. Во втором случае вероятность перехода $A_1 = 4\pi a_0^2 L_{qw} A_{cv}$.

Для того чтобы определить, какому случаю соответствуют исследуемые СЛД, необходимо найти величину a_0 ; ее можно оценить [13] как

$$a_0 = 5 \times 10^{-9} \frac{\varepsilon m_0}{\varepsilon_0 m_h}, \quad (17)$$

где a_0 измеряется в сантиметрах; m_h – эффективная масса дырки. Для системы InGaAsP/InP $a_0 \approx 13 \text{ \AA}$, следовательно, наши СЛД соответствуют второму случаю, т. к. $L_{qw} = 55 \text{ \AA}$. При этом коэффициент усиления [15–17]

$$g(\hbar\omega) = \frac{A_1}{v_{gr} \phi(\hbar\omega) (\pi \hbar^2 L_{qw})^2} \times \sum_{n,i} \int_{E_{cn}}^{E_{vni} + \hbar\omega} m_c m_{hi} [f_c(E) - f_v(E - \hbar\omega)] dE = G_0 \sum_i \sum_{n,k} \left\{ m_{hi} \ln \left[\frac{1 + \exp[(F_c - \hbar\omega - E_{vni})/(kT)]}{1 + \exp[(F_c - E_{cni})/(kT)]} \right] \times \frac{1 + \exp[(F_v + \hbar\omega - E_{cki})/(kT)]}{1 + \exp[(F_v - E_{vki})/(kT)]} \right\}, \quad (18)$$

где

$$G_0 = - \frac{\pi e^2 \hbar}{m_0^2 \varepsilon_0 n c \hbar \omega} \frac{m_c k T}{(\pi \hbar^2 L_{qw})^2} 4\pi a_0^2 L_{qw} |M_{cv}|^2;$$

$E_{cni} = E_{c0} + E_{cn}$; $E_{vni} = E_{v0} - E_{vni}$; индексы суммирования n, k – номера подзон в квантовой яме. Скорость спонтанных переходов можно выразить через коэффициент усиления с помощью выражения

$$r_{sp}(\hbar\omega) = \frac{8\pi(n\hbar\omega)^2}{h^3 c^2 \{ \exp\{[\hbar\omega - (F_c - F_v)]/(kT)\} - 1 \}} [-g(\hbar\omega)]. \quad (19)$$

На рис.1,б,г представлены экспериментальные и расчетные ватт-амперные и спектральные характеристики СЛД. Видно, что при $C_n = C_p = 6.5 \times 10^{-29} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ наблюдается хорошее совпадение теории и эксперимента. В модели переходов без выполнения правила отбора по волновому вектору также учитываются переходы электронов на уровни как тяжелых, так и легких дырок, однако, как показывают расчеты, вклад последних в результирующий спектр излучения существенно меньше, чем в случае модели переходов с выполнением правила отбора.

Из сравнения рис.1,б и г следует, что расчеты по модели без выполнения правила отбора по волновому вектору лучше совпадают с экспериментом, поэтому все дальнейшие характеристики СЛД приведены для этой модели.

На рис.2 представлены расчетная и экспериментальная зависимости длины волны излучения, а также зависимость полуширины спектра излучения СЛД от тока накачки. Наблюдается удовлетворительное согласие теории и эксперимента. Увеличение полуширины спектра излучения для токов накачки, превышающих 110 мА, связано с переходами электронов на подуровень легких дырок (рис.2,б и 3,б).

На рис.3,а представлены расчетные ватт-амперные характеристики для различных значений α_0 . Видно, что ток накачки для одной и той же мощности излучения падает с уменьшением α_0 , т. е. с улучшением качества гетероструктуры. При этом с изменением α_0 полуширина спектра излучения практически не меняется (рис.3,б). За-

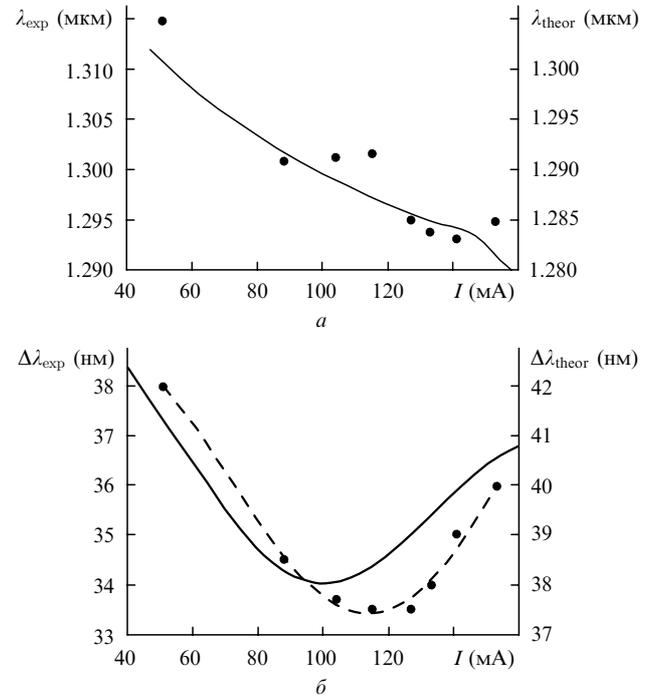


Рис.2. Теоретические зависимости длины волны λ_{theor} (а) и полуширины спектра излучения $\Delta\lambda_{\text{theor}}$ (б) от тока накачки СЛД при $C_n = C_p = 6.5 \times 10^{-29} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$, $\alpha_0 = 15 \text{ см}^{-1}$ (сплошные кривые), а также экспериментальные зависимости λ_{exp} и $\Delta\lambda_{\text{exp}}$ (штриховые кривые и точки).

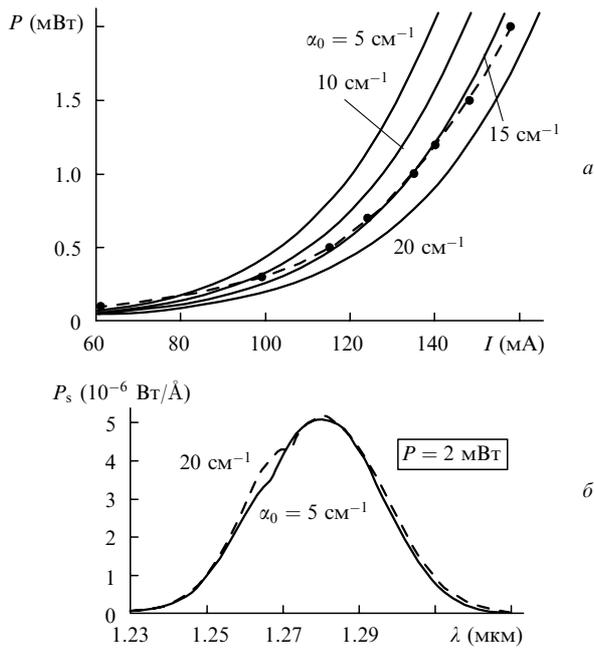


Рис.3. Ватт-амперные (а) и спектральные (б) характеристики СЛД при разных α_0 и $C_n = C_p = 6.5 \times 10^{-29} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$; экспериментальная зависимость показана штриховой кривой с точками.

метим, что значение $\alpha_0 = 15 \text{ см}^{-1}$, использованное в расчетах, было получено из наклона ватт-амперной характеристики лазера, изготовленного из той же структуры, что и СЛД.

5. Заключение

Хорошее совпадение теоретических и экспериментальных спектральных характеристик СЛД в модели без выполнения правила отбора по волновому вектору для нелегированных активной области и волноведущего слоя наводит на мысль, что нарушение правила отбора по волновому вектору связано с большой концентрацией носителей в квантовой яме, а не с уровнем ее легирования. Модель, разработанная в [15, 16], применима тогда, когда концентрация дырок несущественно превышает концентрацию примесей, что для данного случая не выполняется. Как было указано выше, в наших расчетах

активная область и волноведущие слои брались нелегированными, уровень примесного фона не превышал 10^{16} см^{-3} , а концентрация носителей в квантовой яме достигала 10^{19} см^{-3} .

Нельзя сделать однозначного вывода о применимости для полупроводниковых лазеров модели без выполнения правила отбора по волновому вектору, т. к. после начала генерации в лазере происходит насыщение плотности носителей на уровне $(1 - 3) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Это значение практически не меняется при увеличении тока накачки лазера, в то время как для СЛД плотность носителей растет с увеличением тока накачки и может до 5 раз превышать плотность носителей в лазере для одной и той же мощности излучения.

Авторы выражают благодарность А.П.Богатову и А.Е.Дракину за предоставленную программу расчета коэффициента оптического ограничения в многослойных структурах.

1. Курбатов Л.Н., Шахиджанов С.С., Быстрова Л.В. и др. *ФТП*, **4**, 2025 (1970).
2. Lee T.P., Burrus C.A., Miller B.I. *IEEE J. Quantum Electron.*, **9**, 820 (1973).
3. Voeck J., Amann M.C. *Frequenz*, **33**, 278 (1979).
4. Joindot I.M., Boisrobert C.Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 1659 (1989).
5. Лау К., Ярив А. В кн. *Полупроводниковые инжекционные лазеры. Динамика, модуляция, спектры* (М.: Радио и связь, 1990, с. 73).
6. Marcuse D., Kaminov I.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17**, 1234 (1981).
7. Alphonse G.A., Gilbert D.B., Harvey M.G., Ettenberg M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 2454 (1988).
8. Takayama T., Imafuji O., Kouchi Y., et. al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**, 1981 (1996).
9. Батоврин В.К., Гармаш И.А., Геликонов В.М. и др. *Квантовая электроника*, **23**, 113 (1996).
10. Lasher G., Stern F. *Phys. Rev.*, **133**, A553 (1964).
11. Wilcox J.S., Ou S., Yang J.J., et. al. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 825 (1989).
12. Кононенко В.К., Манак И.С., Наливко С.В. и др. *ЖПС*, **64**, 221 (1997).
13. Кейси Х., Паниш М. *Лазеры на гетероструктурах* (М.: Мир, 1981, с. 132).
14. Agrawal G.P., Dutta N.K. *Long-wavelength semiconductor lasers* (New York: Van Nostrand, 1986).
15. Кононенко В.К., Манак И.С., Шевцов В.А. *ФТП*, **31**, 1087 (1997).
16. Afonenko A.A., Manak I.S., Shevtsov V.A., Kononenko V.K. *Semiconductors*, **31**, 929 (1997).
17. Saint-Cricq B., Lores-Dupuy F., Vassiliev G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **22**, 625 (1986).