

Моделирование ватт-амперных и спектральных характеристик полупроводниковых лазеров на основе InGaAlAs/InP

А.В.Иванов, В.Д.Курносков, К.В.Курносков, В.И.Романцевич, Ю.А.Рябоштан, Р.В.Чернов

Проведено моделирование ватт-амперных и спектральных характеристик полупроводниковых лазеров с использованием моделей с обращением и без обращения масс для излучательных переходов с выполнением и без выполнения правила отбора по волновому вектору. Наилучшее совпадение теории и эксперимента получено в случае модели без обращения масс с излучательными переходами без выполнения правила отбора. Обсуждаются полученные результаты.

Ключевые слова: полупроводниковые лазеры, модель с обращением и без обращения масс, излучательные переходы с выполнением и без выполнения правила отбора.

1. Введение

Выращивание многослойных квантоворазмерных гетероструктур и изготовление из них полупроводниковых квантоворазмерных лазеров (КРЛ) – сложный и дорогостоящий процесс. Поэтому выбор модели, которая правильно бы описывала ватт-амперные и спектральные характеристики КРЛ, является важной и актуальной задачей. В настоящее время моделированию характеристик КРЛ посвящено большое число работ, однако все они сводятся, в основном, к расчету коэффициента усиления, хотя разработчиков приборов интересуют прежде всего мощностные и спектральные характеристики КРЛ.

Данная работа посвящена моделированию этих характеристик КРЛ. Для рассмотрения выбраны две модели: с обращением и без обращения масс. В свою очередь, в каждой из этих моделей рассматриваются излучательные переходы, происходящие с выполнением и без выполнения правила отбора по волновому вектору.

Будем считать, что квантоворазмерные слои выращиваются в плоскости $\{100\}$. Тогда в модели с обращением масс рассматриваются продольные (вдоль направления роста) компоненты масс тяжелых и легких дырок, обозначаемые как m_{vh} и m_{vl} , и поперечные компоненты (в плоскости квантовой ямы), обозначаемые как m_{vht} и m_{vlt} . При этом тяжелые дырки имеют меньшую массу, чем легкие. Этот феномен известен как обращение масс [1].

Продольные компоненты масс m_{vh} и m_{vl} используются при расчетах уровней размерного квантования в ямах, а поперечные компоненты m_{vht} и m_{vlt} (они определяют плотность состояний) – при расчете коэффициента усиления и плотности носителей в ямах.

В модели без обращения масс при расчете уровней размерного квантования, коэффициента усиления и плот-

ности носителей в ямах используются компоненты масс, совпадающие с продольными компонентами масс тяжелых и легких дырок m_{vh} и m_{vl} .

Ранее при расчетах использовалась модель без обращения масс, в последнее же время наибольшее распространение получила модель с обращением масс. С помощью модели с обращением масс проведены расчеты КРЛ, например в работах [2–4], а модель без обращения масс использовалась в [5–7]. Процессы излучательной рекомбинации с выполнением и без выполнения правила отбора подробно рассмотрены в работах [8, 9].

В настоящей работе исходными данными для расчета мощностных и спектральных характеристик КРЛ являлись величины x и y , определяющие составы слоев $In_{1-x-y}Ga_yAl_xAs$ активных областей (квантовых ям), барьерных и волноведущих слоев. По заданным технологическим значениям x и y для квантоворазмерных ям и барьерных слоев, а также по их геометрическим размерам рассчитывались ширины запрещенных зон и уровни размерного квантования. При этом расчет уровней размерного квантования в ямах проводился с учетом изменения ширины запрещенной зоны вследствие её заполнения свободными носителями.

В настоящей статье не рассматривались изменения длины волны излучения за счет нагрева носителей, который приводит к увеличению длины волны и переключению мод излучения при увеличении тока накачки. Расчет характеристик с учетом нагрева носителей весьма трудоемок, однако, как показано в работе [10], этот учет не изменяет ватт-амперные характеристики, а длина волны излучения на пороге генерации совпадает с длиной волны излучения, рассчитанной без учета нагрева носителей.

2. Параметры исследуемых гетероструктур и характеристики лазеров на их основе

Для расчета характеристик КРЛ использовались слои $In_{1-x-y}Ga_yAl_xAs$ с $x_a = 0.11$ и $y_a = 0.37$ для активной области и $x_b = 0.31$ и $y_b = 0.17$ для барьерных и волноведущих слоев. Были выращены четыре квантовые ямы

А.В.Иванов, В.Д.Курносков, К.В.Курносков, В.И.Романцевич, Ю.А.Рябоштан, Р.В.Чернов. ФГУП «НИИ "Полюс" им. М.Ф.Стельмаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3; e-mail: dilas@mail.magelan.ru, webeks@mail.ru, juri@siplus.ru

Поступила в редакцию 28 марта 2006 г., после доработки – 24 мая 2006 г.

толщиной 60 Å каждая, между которыми располагались три барьерных слоя толщиной по 130 Å. Справа и слева от крайних ям находились волноведущие слои толщиной 0.08 мкм каждый. Активные области, барьерные и волноведущие слои были нелегированными. Энергия разрыва зоны проводимости ΔE_c выбиралась равной $0.72\Delta E_g$, где ΔE_g – разность ширин запрещенных зон активной области и волноведущих слоёв [11].

Из данной гетероструктуры были изготовлены лазерные диоды мезаполосковой конструкции с шириной полоски 2 мкм. Для исследования выбирались лазеры с длинами резонатора 200 и 400 мкм. На грани резонатора наносились отражающие и просветляющие покрытия с коэффициентами отражения 80 % и 15 % соответственно. Измерение мощностных характеристик излучения осуществлялось с грани резонатора с 15 %-ным покрытием. Расчетный коэффициент оптического ограничения для активной области $\Gamma_a = N_{qw}\Gamma_{aqw} = 0.0366$, где $N_{qw} = 4$ – число квантовых ям, Γ_{aqw} – коэффициент оптического ограничения для одной квантовой ямы. Коэффициент оптического ограничения волноведущих слоев Γ_b был равен 0.286.

Продольные и поперечные массы тяжелых и легких дырок рассчитывались с использованием параметров Латтинжера – Кона γ_1 и γ_2 [1]. Время внутризонной релаксации носителей τ_{in} выбиралось равным 0.4×10^{-13} с.

Спектральные характеристики полупроводниковых лазеров сильно зависят от мощности излучения, отраженного обратно в лазер. Чтобы избежать этого, при проведении измерений на входе оптического анализатора спектра устанавливался оптический изолятор с подавлением отраженного назад сигнала ~ 60 дБ. Для измерения использовалось одномодовое волокно, выходной торец которого, обращенный к лазеру, перетягивался за счёт оплавления в конус с микролинзой на конце диаметром ~ 2 мкм. На другой конец волокна устанавливался разъем типа FC/APC. Для дополнительного уменьшения мощности отраженного назад сигнала одномодовое волокно с микролинзой устанавливалось от резонатора лазера на таком расстоянии, чтобы при мощности лазера 5 мВт мощность в волокне составляла ~ 0.1 мВт. Такой мощности было достаточно для регистрации сигнала на оптическом анализаторе спектра.

На рис.1 представлены экспериментально полученные ватт-амперные характеристики и зависимости длины волны генерации, соответствующей максимуму огибающей спектра, от тока накачки лазера в импульсном и

непрерывном режимах. Длительность импульсов была выбрана равной 50 нс, частота следования составляла 300 кГц. Необходимо отметить, что, несмотря на принятые меры по устранению оптической обратной связи, при непрерывной токовой накачке в диапазоне токов 23–30 мА для КРЛ с длиной резонатора $L = 400$ мкм наблюдался нестабильный режим генерации, связанный с самопроизвольным переключением излучения с моды на моду. При импульсной накачке тот же КРЛ имел стабильный спектр генерации. У КРЛ с $L = 200$ мкм импульсный ток накачки был меньше непрерывного тока, тогда как у лазера с длиной резонатора 400 мкм они практически совпадали. Различие в токах отразилось и на спектральных характеристиках, представленных на рис.1,б. Длина волны излучения в импульсном режиме для КРЛ с $L = 200$ мкм меньше, чем в непрерывном.

Для измерения импульсной оптической мощности применялись быстродействующий стробоскопический осциллограф и фотодиод с полосой, превышающей 10 ГГц. Разделительные емкости в схеме не использовались, поэтому калибровка фотодиода осуществлялась подачей на лазер постоянного тока накачки, соответствующего мощности излучения 5 мВт. Отклонение луча осциллографа при подаче постоянного тока накачки сравнивалось с амплитудой оптического импульса при подаче импульсного тока накачки.

3. Расчетные соотношения

В модели с обращением масс, как было указано выше, при расчёте уровней размерного квантования использовались продольные компоненты масс тяжелых и легких дырок

$$m_{vh} = \frac{m_0}{\gamma_1 - 2\gamma_2}, \quad m_{vl} = \frac{m_0}{\gamma_1 + 2\gamma_2}. \quad (1)$$

Расчёт плотности состояний в квантовых ямах осуществлялся с помощью поперечных компонент масс тяжелых и легких дырок

$$m_{vht} = \frac{m_0}{\gamma_1 + \gamma_2}, \quad m_{vlt} = \frac{m_0}{\gamma_1 - \gamma_2}. \quad (2)$$

Параметры Латтинжера – Кона γ_1 и γ_2 рассчитывались по интерполяционным формулам [11]

$$\begin{aligned} \gamma_1(\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_y\text{Al}_x\text{As}) &= \gamma_1(\text{InAs})(1-x-y) \\ &+ \gamma_1(\text{GaAs})y + \gamma_1(\text{AlAs})x, \end{aligned} \quad (3)$$

где величины γ_1 для InAs, GaAs, AlAs брались из табл.1 работы [11]. Аналогично рассчитывалась величина γ_2 .

Эффективная масса электронов рассчитывалась по формуле, аналогичной (3); при этом отклонение от рассчитанной по формуле [12] величины

$$m_c = 0.0427 + 0.0683x \quad (4)$$

составило не более 10 %.

В модели излучательных переходов с выполнением правила отбора по волновому вектору коэффициенты усиления и скорости спонтанных переходов определяются выражениями [13, 14]

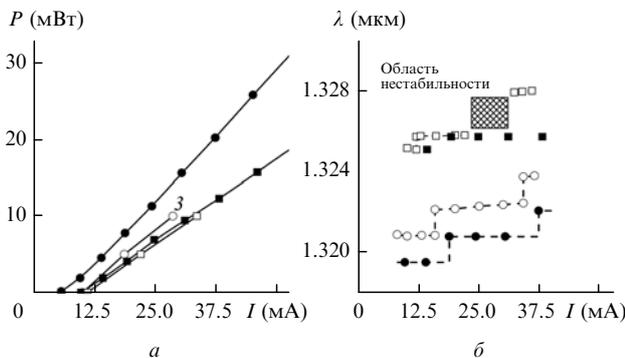


Рис.1. Экспериментально полученные ватт-амперные характеристики (а) и зависимости длины волны излучения (б) для лазеров в импульсном (длина резонатора $L = 200$ (●) и 400 мкм (■)) и непрерывном ($L = 200$ (○) и 400 мкм (□)) режимах.

$$g(h\nu) = \sum_{n,i} \int \frac{A_{cv}}{\pi \hbar^2 v_{gr} \rho L_a} \times m_{ri} [f_c(\mathcal{E}_{cni}) - f_v(\mathcal{E}_{vni})] L(h\nu, E_{cv}) dE_{cv}, \quad (5)$$

$$r_{cp}(h\nu) = \sum_{n,i} \int \frac{A_{cv}}{\pi \hbar^2 L_a} \times m_{ri} f_c(\mathcal{E}_{cni}) [1 - f_v(\mathcal{E}_{vni})] L(h\nu, E_{cv}) dE_{cv}, \quad (6)$$

где

$$\mathcal{E}_{cni} = E_{c0} + \frac{m_{ri}}{m_c} (E_{cv} - E_g) + \frac{m_{ri}}{m_{vit}} E_{cn} - \frac{m_{ri}}{m_c} E_{vin};$$

$$\mathcal{E}_{vni} = E_{v0} + \frac{m_{ri}}{m_{vit}} (E_{cv} - E_g) + \frac{m_{ri}}{m_{vit}} E_{cn} - \frac{m_{ri}}{m_c} E_{vin}; \quad (7)$$

$h\nu$ – энергия фотона; A – коэффициент Эйнштейна; ρ – плотность мод электромагнитного поля в кристалле; L_a – толщина активной области; m_c – эффективная масса электрона; m_{vit} – поперечные составляющие эффективных масс легких и тяжелых дырок; $m_{ri} = m_c m_{vit} / (m_c + m_{vit})$ – приведенная масса с учетом соответствующих дырок; v_{gr} – групповая скорость света; $f_c(\mathcal{E}_{cni})$ и $f_v(\mathcal{E}_{vni})$ – функции Ферми–Дирака (индекс $i = h, l$ относится к тяжелым и легким дыркам, n – номер подзоны). Нижний предел интегрирования в (5), (6) берется равным $h\nu_{ni} = E_{ga} + E_{cn} + E_{vin}$ и соответствует энергии начальных переходов для подзон с номером n . Здесь $E_{ga} = E_{ca} - E_{va}$, где E_{ca} , E_{va} – дно зоны проводимости и потолок валентной зоны в активной области; E_{cn} – основные состояния электронных подзон; E_{vin} – основные состояния дырочных подзон, которые определяются продольными компонентами эффективных масс дырок m_{vit} . Верхний предел интегрирования ограничивается высотой потенциальных барьеров в квантовой яме.

Уширение контура линии излучения описывается функцией Лоренца

$$L(h\nu - E_{cv}) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_{cv}}{(h\nu - E_{cv})^2 + \Gamma_{cv}^2}, \quad (8)$$

где $\Gamma_{cv} = \hbar/\tau_{in}$; τ_{in} – время внутризонной релаксации носителей; $2\Gamma_{cv}$ имеет смысл ширины линии излучения.

Усредненный квадрат матричного элемента зонных переходов, входящий в A_{cv} , определяется как

$$|M|^2 = \alpha_{ni} |M_{cv}|^2,$$

где

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

Величина энергии спин-орбитального расщепления Δ находится по формуле, аналогичной (3). Коэффициент α_{ni} , характеризующий «поляризационную» дисперсию для ТЕ-моды и для переходов на уровни тяжелых и легких дырок, определяется выражением [4, 13]

$$\alpha_{nh} = \frac{3}{4} [1 + \cos^2 \theta], \quad \alpha_{nl} = \frac{1}{4} [5 - 3 \cos^2 \theta], \quad (9)$$

где $\cos^2 \theta = E_{cn} + E_{vin} / (E_{cv} - E_g)$; θ – угол между осью размерного квантования $\langle 100 \rangle$ и волновым вектором дырок.

Суммарная скорость спонтанной рекомбинации

$$R_{sp} = \int r_{sp}(h\nu) dh\nu, \quad (10)$$

где $r_{sp}(h\nu)$ находится из формулы (6), нижний предел интегрирования в (10) берется равным $E_{ga} + E_{cl} + E_{vlh}$, а верхний предел интегрирования ограничивается высотой потенциальных барьеров в квантовой яме.

Квазиуровни Ферми в зоне проводимости F_c и в валентной зоне F_v связаны между собой уравнением электронейтральности [15]

$$N_{qw} L_a (n_a - p_a) + L_b (n_b - p_b) = 0, \quad (11)$$

где $n_a(F_c)$ и $p_a(F_v)$ – концентрации электронов и дырок в активной области толщиной L_a ; $n_b(F_c)$ и $p_b(F_v)$ – концентрации носителей в волноведущем слое; L_b – толщина волноведущего слоя.

Плотности электронов и дырок в активной области лазера выражались как

$$n_a = \rho_c kT \sum_n \ln \left\{ \frac{1 + \exp[(F_c - E_{ca} - E_{cn})/kT]}{1 + \exp[(F_c - E_{cb})/kT]} \right\},$$

$$p_a = kT \sum_{n,i} \rho_{vit} \ln \left\{ \frac{1 + \exp[(F_{va} - E_{vin} - E_v)/kT]}{1 + \exp[(F_{vb} - E_v)/kT]} \right\}, \quad (12)$$

где $\rho_c = m_c / (\pi \hbar^2 L_a)$ и $\rho_{vit} = m_{vit} / (\pi \hbar^2 L_a)$ – эффективные плотности состояний ($i = h, l$); E_{cb} , E_{vb} – дно зоны проводимости и потолок валентной зоны в волноведущей области соответственно. Концентрации носителей в волноведущем слое имели следующий вид:

$$n_b(F_c) = \int_{E_{cb}}^{E_{cem}} \rho_{bc}(E) f_c(E) dE,$$

$$p_b(F_v) = \sum_i \int_{E_{vem}}^{E_{vb}} \rho_{bvi}(E) [1 - f_v(E)] dE, \quad (13)$$

где ρ_{bc} и ρ_{bvi} – эффективные плотности состояний в волноведущем слое [9]; E_{cem} , E_{vem} – энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны в эмиттерном слое.

При расчётах учитывалось сужение ширины запрещенной зоны $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_y\text{Al}_x\text{As}$ в активной области E_{ga} и в волноведущих слоях E_{gb} при накачке током лазерной структуры ($i = a, b$):

$$E_{gi} = E_g(x_i, y_i) - k_g (n_i^{1/3} + p_i^{1/3}). \quad (14)$$

Ширина запрещенной зоны $E_g(x, y)$ в ненапряженных слоях $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_y\text{Al}_x\text{As}$ в отсутствие токовой накачки рассчитывалась по формуле [11]

$$E_g(x, y) = 0.36 + 2.093x + 0.629y + 0.577x^2 + 0.436y^2 + 1.013xy - 2xy(1 - x - y). \quad (15)$$

Для стационарного случая объемные плотности фотонов S_m в m -й моде с энергией E_m выражаются как [16, 17]

$$v_{gr}(G_m - \alpha)S_m + \beta R_{sp} = 0, \quad (16)$$

где $G_m = \Gamma_a g(E_m) - \varepsilon_m S_m - \sum_{q \neq m} D_q S_q$; γ_a – коэффициент оптического ограничения в активной области; β – коэффициент, учитывающий вклад спонтанного излучения в генерирующую моду.

Коэффициенты ε_m и D_q имеют следующий вид [17]:

$$\varepsilon_m = \frac{9}{4} \frac{E_m \Gamma_a \alpha}{\varepsilon^{(0)} n_{gr}^2} \left(\frac{\tau_{in}}{\hbar} \right)^2 \langle R_{cv}^2 \rangle, \quad (17)$$

$$D_q = \frac{4}{3} \frac{\varepsilon_m}{1 + (\tau_{in} 2\pi v_q / \lambda_q)^2 (\lambda_m - \lambda_q)^2},$$

где $\langle R_{cv}^2 \rangle$ – дипольный момент; n_{gr} – групповой показатель преломления; $\varepsilon^{(0)}$ – диэлектрическая проницаемость; λ_m и λ_q – длины волн мод с номерами m и q соответственно. Потери в лазере [9]

$$\alpha = \alpha_0 + L^{-1} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} + \Gamma_a \alpha_a + \Gamma_b \alpha_b + (1 - \Gamma_a - \Gamma_b) \alpha_{em}, \quad (18)$$

где α_0 – нерезонансные потери; L – длина резонатора лазера; R_1, R_2 – коэффициенты отражения зеркал. Потери на свободных носителях в активной области, волноведущих и эмиттерных слоях соответственно равны

$$\alpha_i = \sigma_e n_i + \sigma_h p_i, \quad (19)$$

где $i = a, b, em$; n_a и p_a – плотности носителей в активной области, n_b и p_b – в волноведущих слоях, n_{em} и p_{em} – в эмиттерных слоях (n_{em} и p_{em} – определяются уровнем легирования N - и P -эмиттеров); σ_e и σ_h – сечения поглощения для электрона и дырки соответственно.

Оптическая мощность с одной грани резонатора определяется выражением

$$P = \sum_m P_m = \frac{1}{2} h\nu \frac{V_a}{L} v_{gr} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \times \frac{1 - R_1}{1 - R_1 + \sqrt{R_1/R_2}(1 - R_2)} \sum_m S_m, \quad (20)$$

где P_m – оптическая мощность излучения m -й моды; V_a – объем активной области.

Ток накачки лазера определяется по формуле

$$I = qV_a \left(R_a + v_{gr} \sum_m G_m S_m \right) + qV_b R_b, \quad (21)$$

где V_b – объем волноведущих слоев. Суммарная скорость излучательной и безызлучательной рекомбинации в активной области R_a и в волноведущих слоях R_b ($i = a, b$) есть

$$R_i = A n_i + R_{spi} + C_n n_i^2 p_i + C_p n_i p_i^2, \quad (22)$$

где A, C_n, C_p – постоянные величины. Скорость спонтанной рекомбинации носителей в волноведущих слоях R_{spb} определяется формулой (10), в которой скорость спонтанных переходов в волноведущей области $r_{spb}(h\nu)$ берется для объемного полупроводника [9], интегрирование ведется от энергии ширины запрещенной зоны волно-

ведущего слоя E_{gb} до ширины запрещенной зоны эмиттерного слоя E_{gem} .

В модели переходов без выполнения правила отбора по волновому вектору коэффициент усиления определяется как [18, 19]

$$g(h\nu) = \frac{A_i}{v_{gr} \phi(h\nu) (\pi \hbar^2 L_a)^2} \sum_{n,i} \int_{E_{cn}}^{E_{vni} + h\nu} m_c m_{vi} [f_c(E) - f_v(E - h\nu)] dE = G_0 \sum_i \sum_{n,k} \left\{ m_{hi} \ln \left[\frac{1 + \exp[(F_c - h\nu - E_{vm})/kT]}{1 + \exp[(F_c - E_{cni})/kT]} \right] \times \frac{1 + \exp[(F_v + h\nu - E_{cki})/kT]}{1 + \exp[(F_v - E_{vki})/kT]} \right\}, \quad (23)$$

где

$$G_0 = - \frac{\pi e^2 \hbar}{m_0^2 \varepsilon_0 n_a c h v} \frac{m_c k T}{(\pi \hbar^2 L_a)^2} 4\pi a_0^2 L_a |M|^2;$$

$A_i = 4\pi a_0^2 L_a A_{cv}$; $E_{cni} = E_{c0} + E_{cn}$, $E_{vni} = E_{v0} - E_{vn}$; $i = h, l$; индексы в суммировании n, k – номера подзон в квантовой яме; a_0 – эффективный борковский радиус примеси; n_a – показатель преломления. Коэффициенты α_{ni} , характеризующие «поляризационную» дисперсию для ТЕ-моды и для переходов на уровни тяжелых и легких дырок, выбирались постоянными: $\alpha_{nh} = 1.296$ и $\alpha_{nl} = 0.524$. Эти величины рассчитаны по формулам (9) для энергии, соответствующей порогу генерации КРЛ.

Скорость спонтанных переходов можно выразить через коэффициент усиления с помощью выражения

$$r_{sp}(h\nu) = \frac{8\pi(n_a h\nu)^2}{h^3 c^2 \{ \exp\{[h\nu - (F_c - F_v)]/kT\} - 1 \}} [-g(h\nu)]. \quad (24)$$

4. Сравнение результатов расчета и эксперимента

Проведем сравнение результатов расчета и эксперимента. Так как нам неизвестна зависимость ширины запрещенной зоны от температуры для активной области КРЛ в системе InGaAlAs/InP, то сравним результаты расчёта с экспериментальными результатами, полученными для импульсного режима накачки КРЛ. При этом будем считать, что температура активной области лазера совпадает с температурой окружающей среды. При проведении расчётов примем, что $\tau_{in} = 4 \times 10^{-14}$ с, $C_n = C_p = 5 \times 10^{-29}$ см⁶·с⁻¹, $\alpha_0 = 25$ см⁻¹.

На рис.2 представлены результаты расчета характеристик КРЛ в модели с обращением масс. Слева даны результаты расчета по модели с выполнением правила отбора по волновому вектору, справа – по модели без выполнения правила отбора.

Значения коэффициентов C_n и C_p (22), определяющих токи оже-рекомбинации в лазере, и коэффициента k_g в формуле (14) выбирались из условия совпадения расчетных и экспериментальных ватт-амперных характеристик и зависимости длины волны излучения от тока накачки КРЛ, т. е. служили подгоночными параметрами. Поэтому для сравнения теории и эксперимента необходимо использовать лазеры с различными длинами резонаторов.

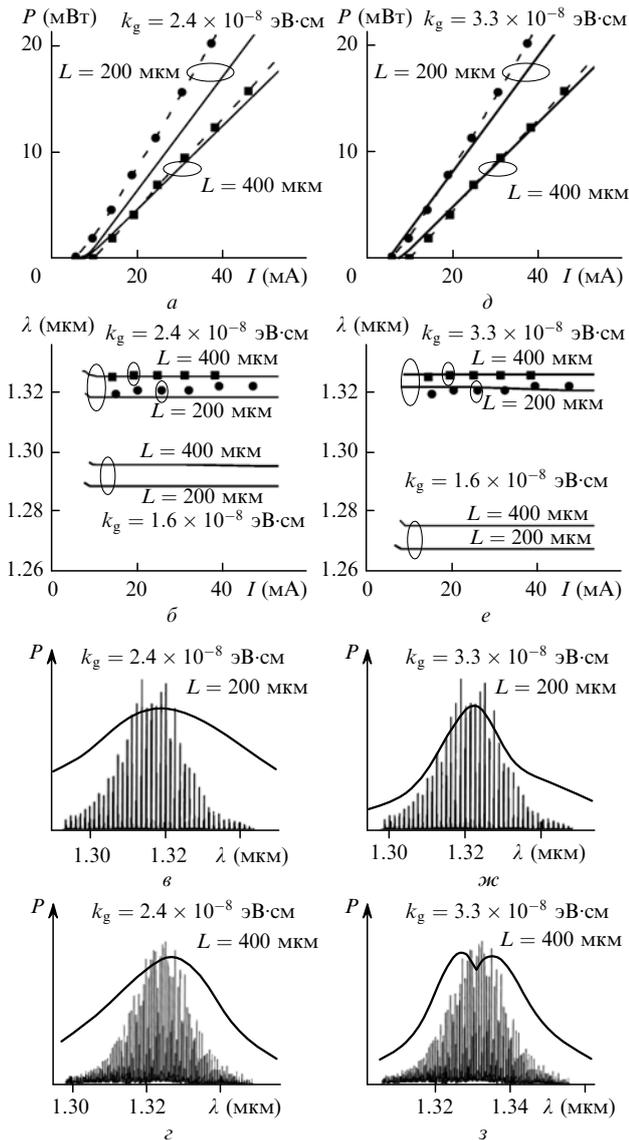


Рис.2. Ватт-амперные (а, д) и спектральные (б, е) характеристики, а также спектры излучения ниже порога генерации (в, ж), рассчитанные с использованием модели с обращением масс с выполнением (а–в) и без выполнения (д–з) правила отбора по волновому вектору для лазерных диодов с $L = 200$ и 400 мкм при различных значениях k_g . Точки – эксперимент, сплошные линии – расчёт (а, б, д, е).

Это обусловлено тем, что для одной выбранной длины резонатора можно добиться совпадения расчетного значения порогового тока (спектра) с экспериментальными данными, однако для другой длины резонатора эти расчётные значения для выбранных ранее коэффициентов C_n , C_p и k_g с экспериментальными данными не совпадают.

Из рис.2,а видно, что рассчитанные ватт-амперные характеристики отличаются от экспериментально полученных, при этом значения пороговых токов для КРЛ с длинами резонаторов 200 и 400 мкм практически совпадают друг с другом, что не соответствует эксперименту.

Зависимости длины волны излучения, соответствующей максимуму огибающей спектра, от тока накачки выше порога генерации, представленные на рис.2,б, совпадут с экспериментальными, если положить $k_g = 2.4 \times 10^{-8}$ эВ/см. На рис.2,б эти зависимости показаны также для $k_g = 1.6 \times 10^{-8}$ эВ/см. Сравнивая расчетные линии из-

лучения КРЛ с $L = 200$ и 400 мкм ниже порога генерации (сплошные кривые) видим, что они уширены и не совпадают с экспериментальными характеристиками (рис.2,в, з).

Таким образом, можно считать, что при условии выполнения правила отбора по волновому вектору модель с обращением масс неудовлетворительно описывает результаты эксперимента.

Рассмотрим теперь результаты расчета в модели с обращением масс при условии, что не выполняются правила отбора по волновому вектору. Анализируя результаты, представленные на рис.2,д–з, можно считать удовлетворительным совпадение теории и эксперимента для ватт-амперных характеристик и зависимости длины волны излучения от тока накачки выше порога генерации, если принять $k_g = 3.3 \times 10^{-8}$ эВ/см. Однако расчётные спектральные характеристики ниже порога генерации (рис.2,ж,з) плохо описывают экспериментальные характеристики при этом значении k_g .

На рис.3 представлены результаты моделирования характеристик КРЛ в модели без обращения масс. Аналогично рис.2 слева даны результаты расчета по модели с выполнением правила отбора, справа – без их выполнения. Из сравнения экспериментальных и теоретических ватт-амперных характеристик КРЛ, представленных на рис.3,а, следует, что, как и в случае рис.2,а, имеет место неудовлетворительное совпадение результатов расчёта и эксперимента. Аналогичный вывод можно сделать и для спектральных характеристик ниже порога генерации, представленных на рис.3,в и г.

Таким образом, можно считать, что при условии выполнения правила отбора по волновому вектору модель без обращения масс также неудовлетворительно описывает результаты теории и эксперимента.

И наконец, рассмотрим результаты расчета характеристик КРЛ в модели без обращения масс при условии, что правила отбора по волновому вектору не выполняются.

Анализ результатов, представленных на рис.3,д–з, показывает, что данная модель даёт наилучшее совпадение теории и эксперимента по сравнению с результатами предыдущих расчетов, представленными на рис.2 и 3.

5. Обсуждение полученных результатов

Вясним причину, по которой модель без обращения масс с излучательными переходами без выполнения правила отбора даёт наилучшее совпадение теории и эксперимента. Для этого необходимо проанализировать форму коэффициента усиления в модели с обращением масс при различных временах внутризонной релаксации носителей τ_{in} .

На рис.4 представлены результаты расчёта коэффициента усиления КРЛ с $L = 200$ мкм при $\tau_{in} = 1 \times 10^{-13}$ и 0.4×10^{-13} с для модели с обращением масс и с излучательными переходами с выполнением правила отбора соответственно; мощность излучения $P = 10$ мВт. В этой модели возможны только переходы электронов, которые находятся на уровнях, расположенных в первой подзоне в зоне проводимости, определяемой первым квантовым уровнем в яме, на уровне энергии первой подзоны тяжелых (кривые 1) и первой подзоны легких (кривые 2) дырок. Также возможны переходы электронов из второй подзоны в зоне проводимости на вторую подзону тяжелых дырок (эти переходы лежат за пределами рис.4). Для кванто-

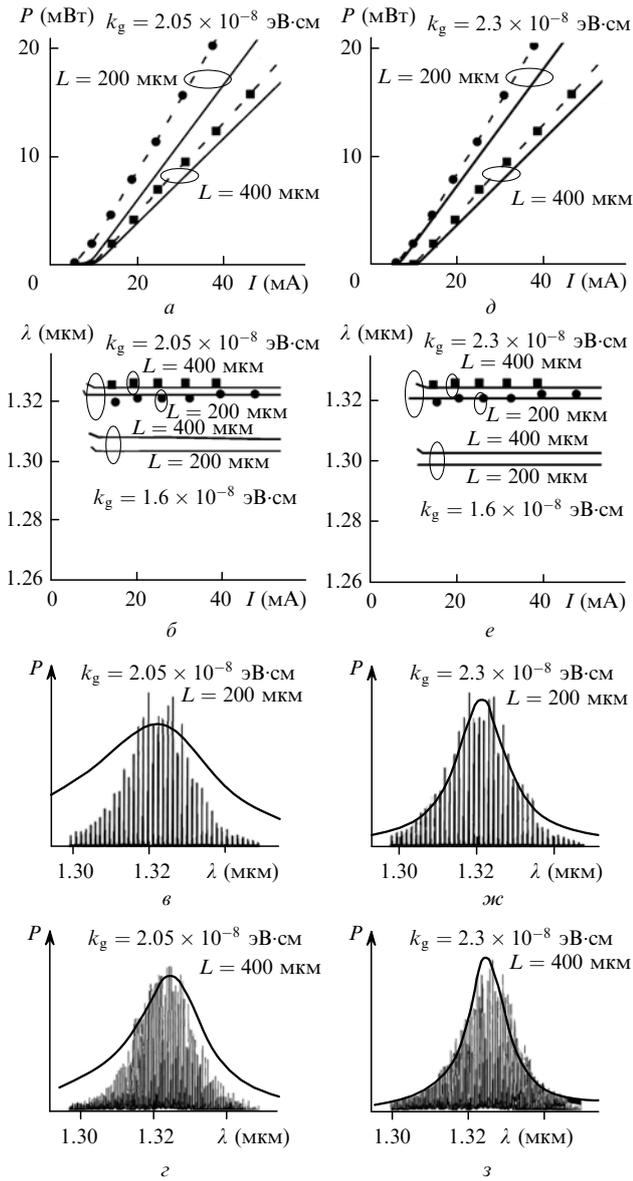


Рис.3. Ватт-амперные (а, д) и спектральные (б, е) характеристики, а также спектры излучения ниже порога генерации (в, ж), рассчитанные с использованием модели без обращением масс с выполнением (а-в) и без выполнения (д-ж) правила отбора по волновому вектору для лазерных диодов с $L = 200$ и 400 мкм при различных значениях k_g . Точки – эксперимент, сплошные линии – расчёт (а, б, д, е).

вой ямы с $\Delta E_c/\Delta E_g = 0.72$ в зоне проводимости имеются два квантовых уровня, которые определяют две подзоны для электронов, а в валентной зоне – два уровня для тяжелых дырок и один уровень для легких дырок. Второй уровень для легких дырок лежит за пределами квантовой ямы валентной зоны. Кривая 3 на рис.4 определяется суммой переходов, представленных кривыми 1 и 2.

Из рис.4,а видно, что коэффициент усиления при $L = 200$ мкм имеет два горба, которые наблюдаются и в расчетном спектре излучения ниже порога генерации, что не соответствует эксперименту. Уменьшение времени внутрizonной релаксации τ_{in} до 0.4×10^{-13} с приводит к уширению коэффициента усиления и к отсутствию горбов, однако и в этом случае расчетные и экспериментальные спектральные характеристики совпадают неудовлетворительно (рис.2,в,з).

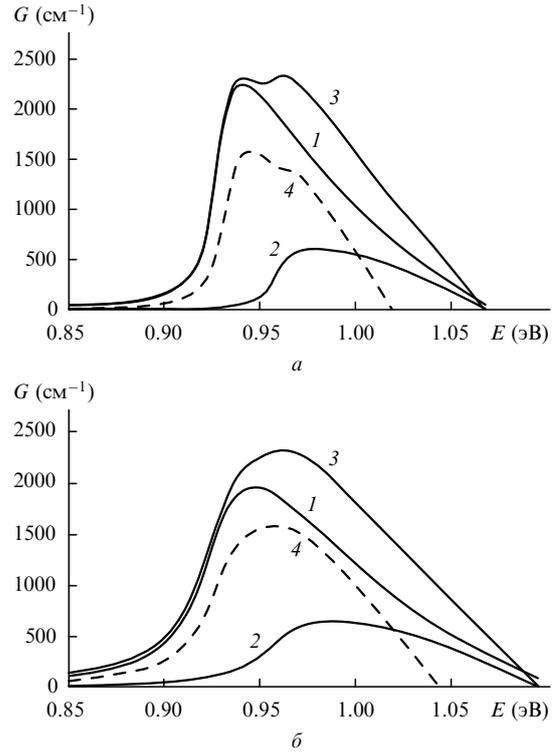


Рис.4. Зависимости коэффициента усиления от энергии перехода при $\tau_{in} = 1 \times 10^{-13}$ (а) и 0.4×10^{-13} с (б). Для лазера с $L = 200$ мкм показаны зависимости коэффициентов усиления, соответствующих переходам зона проводимости – тяжелые дырки (1) и зона проводимости – легкие дырки (2), а также суммарный коэффициент усиления (3). Для лазера с $L = 400$ мкм показан суммарный коэффициент усиления (4).

На рис.4,а штриховой кривой представлен коэффициент усиления КРЛ с длиной резонатора $L = 400$ мкм. Расчёт показывает, что для КРЛ с $L = 200$ мкм генерация происходит на длине волны, соответствующей правому горбу на кривой 3 рис.4,а. Это приводит к большой разности длин волн генерации КРЛ для $L = 200$ и 400 мкм, что не соответствует экспериментальным результатам. Если генерация происходит на левом горбу кривой 3 (рис.4,а), то длина волны КРЛ с $L = 200$ мкм становится больше длины волны излучения КРЛ с $L = 400$ мкм, что также не соответствует эксперименту.

Расхождение теории и эксперимента объясняется преобладающей ролью, которую начинают играть переходы носителей из зоны проводимости на уровни легких дырок, поскольку масса легких дырок больше массы тяжелых дырок. Это и приводит к появлению двугорбого коэффициента усиления для $L = 200$ мкм, что не соответствует экспериментально наблюдаемым спектрам излучения.

Величина $\tau_{in} = 0.4 \times 10^{-13}$ с выбрана нами не из-за отсутствия горбов на кривой усиления для КРЛ с $L = 200$ мкм (рис. 4,б), а по другим соображениям. Это связано с тем, что при $\tau_{in} = 1 \times 10^{-13}$ с в модели спектрального выгорания носителей (см. формулы (16), (17)) наблюдается очень существенное различие расчетных и экспериментальных спектральных характеристик выше порога генерации. Если в эксперименте отношение амплитуд генерирующей и близлежащей мод не превышает 1 : 10, то расчетное отношение составляет более 1 : 500. Это обусловлено тем, что модель спектрального выгорания носителей, разработанная в [16, 17] и дающая удовлетвори-

тельное совпадение с экспериментом для GaAlAs/GaAs-системы [20, 21], не может быть использована для данных экспериментальных гетероструктур в системе InGaAlAs/InP при времени $\tau_{in} = 1 \times 10^{-13}$ с.

Таким образом, лучшее совпадение теории и эксперимента дает модель без обращения масс при условии отсутствия выполнения правила отбора по волновому вектору. Доказательство справедливости такой модели для лазерных диодов дано в [22], а для суперлюминесцентных диодов – в [23].

В настоящей работе совпадение экспериментальных и расчетных зависимостей длины волны излучения, соответствующей максимуму огибающей спектра, от тока накачки (рис.2,б,е и рис.3,б,е), обеспечивалось за счёт выбора определенного значения коэффициента k_g в формуле (14). На рисунках даны зависимости длины волны излучения от тока накачки для $k_g = 1.6 \times 10^{-8}$ эВ·см и других значений k_g , при которых теоретически рассчитанные характеристики наилучшим образом совпадают с экспериментальными. Налицо большой разброс значений k_g . В настоящий момент в литературе используются различные значения k_g , поскольку единое мнение о величине этого коэффициента отсутствует.

В формуле (14) расчет сужения запрещенной зоны проводился с учетом электронов и дырок, поэтому если учитывать только один вид носителей, то необходимо коэффициент k_g увеличивать в два раза. В работе [7] было взято $k_g = 3.2 \times 10^{-8}$ эВ·см. В [24] использовалась формула $\Delta E_g = 1.8 \times 10^{-8}(n^{1/2} + p^{1/2})$ (где n и p измеряются в см⁻²), в [25] – формула $\Delta E_g = 2.2 \times 10^{-6}(L_z n)^{0.34}$ (т. е. введена зависимость от ширины квантовой ямы L_z), в [26] – формула $\Delta E_g = 1 \times 10^{-8} n^{0.34}$. В [27] рассматривалась зависимость $\Delta E_g = (k/\epsilon_s)(1 - n/n_{st})^{1/3}$, где $n_{st} = 1.6 \times 10^{24} \times (m_c/1.4\epsilon_s)^3$; ϵ_s – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника; $k = 0.11$ для p-GaAs, 0.125 для n-GaAs и 0.14 для электронно-дырочной плазмы в GaAs. Результаты работы [28] существенно не отличаются от ранее полученных.

Проведенные расчёты показали, что изменение коэффициента k_g приводит к сдвигу длины волны генерации КРЛ (см. рис.2, 3) и практически не сказывается на поведении ватт-амперных характеристик.

Следует отметить, что значения x_a и y_a определяются технологами с погрешностью ± 0.01 , поэтому если взять $x_a = 0.099$ и $y_a = 0.381$ (вместо $x_a = 0.11$ и $y_a = 0.37$), то расчетные спектры на рис.3,е – з совпадут с экспериментальными при $k_g = 1.6 \times 10^{-8}$ эВ·см.

Таким образом, мы полагаем, что для моделирования мощностных и спектральных характеристик лазеров

необходимо выбирать модель без обращения масс с излучательными переходами без выполнения правила отбора по волновому вектору, т. к. эта модель дает наилучшее совпадение теории и эксперимента.

1. Питер Ю, Кардона М. *Основы физики полупроводников* (М.: Физматлит, 2002, с.560).
2. Батрак Д.В., Богатова С.А. и др. *Квантовая электроника*, **35**, 316 (2005).
3. Курносов В.Д., Курносов К.В., Чернов Р.В. *Квантовая электроника*, **32**, 303 (2002).
4. Кононенко В.К., Манак И.С., Фурунжиев Э.Р. *ЖПС*, **64**, 797 (1997).
5. Yamada M., Ogita S., Yamagishi M., Tabata K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **21**, 640 (1985).
6. Zielinski E., Schweizer H., Hausser S., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**, 969 (1987).
7. Chinn S.R., Zory P.S., Reisinger A.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 2191 (1988).
8. Lasher G., Stern F. *Phys. Rev.*, **133**, A553 (1964).
9. Кейси Х., Паниш М. *Лазеры на гетероструктурах* (М.: Мир, 1981, т. 1 с. 132).
10. Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В., Чернов Р.В. *ЖПС*, **72**, 479 (2005).
11. Minch J., Park S.H., Keating T., Chuang S.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 771 (1999).
12. Olego D., Chang T.Y., Silberg E., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 476 (1982).
13. Кононенко В.К., Манак И.С., Наливко С.В. и др. *ЖПС*, **64**, 221 (1997).
14. Dutta N.K. *J. Appl. Phys.*, **53**, 7211 (1982).
15. Wilcox J.Z., Ou S., Yang J.J., Jansen M., Peterson G.L. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 825 (1989).
16. Suemitsu Y., Adams A.R. *Handbook of Semiconductor Lasers and Photonic Integrated Circuits* (London: Chapman and Hall, 1994).
17. Yamada M. *J. Appl. Phys.*, **66**, 81 (1989).
18. Кононенко В.К., Манак И.С., Шевцов В.А. *ФТП*, **31**, 1087 (1997).
19. Saint-Cricq B., Lores-Dupuy F., Vassilieff G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **22**, 625 (1986).
20. Курносов В.Д., Курносов К.В. *ЖПС*, **67**, 536 (2000).
21. Журавлева О.В., Киселева Н.Н., Курносов В.Д. и др. *Квантовая электроника*, **21**, 205 (1994).
22. Landsberg P.T., Abrahams M.S., Osinski M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **21**, 24 (1985).
23. Журавлева О.В., Курносов В.Д., Курносов К.В. и др. *Квантовая электроника*, **34**, 15 (2004).
24. Tomita A., Suzuki A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**, 1155 (1987).
25. Klinman D.A., Miller R.C. *Phys. Rev. B*, **32**, 2266 (1985).
26. Blood P., Colak S., Kucharska A.I. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 1593 (1988).
27. Bennett B.R., Soref R.A., Del Alamo J.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 113 (1990).
28. Hsu C-F, Zory P.S., Wu C-H., Emanuel M.A. *IEEE J. Selected Topic Quantum Electron.*, **3**, 158 (1997).