

УДК 621.315.592

Теория пороговых характеристик полупроводниковых лазеров на квантовых точках

Обзор

© Л.В. Асрян^{*†}, Р.А. Сурис^{*††}

* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

† Department of Electrical and Computer Engineering, State University of New York, Stony Brook, NY 11794-2350, USA

(Получен 6 марта 2003 г. Принят к печати 30 апреля 2003 г.)

Дан обзор последовательной теории пороговых характеристик инжекционных лазеров на квантовых точках, составляющей основу для оптимизации их конструкций. Детально рассмотрены зависимости коэффициента усиления, тока прозрачности, порогового тока, характеристической температуры и порога многомодовой генерации от параметров ансамбля квантовых точек (поверхностной концентрации и дисперсии размеров квантовых точек), резонатора (длины полоска и толщины волноводной области), гетероконтактов (разрывов краев зон) и температуры. Подробно обсуждены предельные характеристики лазера (оптимальные параметры структуры, минимальная плотность порогового тока и характеристическая температура для оптимизированной структуры). Результаты представленного анализа являются непосредственными рекомендациями для практической реализации лазеров на квантовых точках, существенно превосходящих по своим рабочим параметрам используемые в настоящее время полупроводниковые лазеры.

1. Введение

Гетероструктуры и приборы на их основе представляют собой одни из важнейших объектов современной физики полупроводников и полупроводниковой электроники [1,2]. Прогресс в области микро- и оптоэлектроники в настоящее время в значительной степени обусловлен использованием низкоразмерных гетероструктур. В квантовых точках (КТ, QDs — quantum dots) — гетероструктурах с пространственным ограничением носителей заряда в трех измерениях — реализуется предельный случай размерного квантования и энергетический спектр дискретен. Чрезвычайно большой интерес к КТ как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения обусловлен прежде всего драматическим отличием спектра носителей в них от спектра в гетероструктурах на основе объемного кристалла, в квантовых ямах (КЯ, QWs — quantum wells)¹ и квантовых проволоках (QWRs — quantum wires)², в которых спектр непрерывен в пределах зон или подзон разрешенных состояний.

Переходы между уровнями в КТ, состоящей из нескольких тысяч или десятков тысяч атомов, будучи аналогичными переходам между строго дискретными уровнями отдельного атома, представляются идеальными для генерации лазерного излучения.

С понижением размерности активной области инжекционного лазера сужаются спектры плотности состояний и коэффициента усиления (рис. 1), что приводит к уменьшению числа состояний, которые необходимо заполнить для достижения прозрачности активной области (нулевой инверсии заселенности и нулевого усиления) и для достижения лазерной генерации (усиления, равного потерям). Как следствие этого уменьшаются ток прозрачности (или ток инверсии — ток инжекции, при котором достигается нулевая инверсия заселенности) и пороговый ток (ток инжекции, при котором усиление равно потерям и начинается лазерная генерация), а также ослабляются их температурные зависимости. Понижение порогового тока и повышение его температурной стабильности отражают одно из основных направлений разработок и совершенствования инжекционных лазеров (см., например, [3–8] для эволюции значений плотностей пороговых токов лазеров на КЯ). Ввиду непрерывного характера спектра носителей в пределах разрешенных подзон использование КЯ [9–12] или квантовых проволок [12] в качестве активной среды для оптических переходов может лишь количественно улучшить характеристики приборов на их основе по сравнению с приборами на основе объемной активной области [9,13]. Из рис. 1 видно, что радикальное, качественное изменение характера плотности состояний и спектра коэффициента усиления достигается только в нульмерной активной области. Соответственно кардинальное понижение порогового тока и ослабление его температурной зависимости могут быть достигнуты только с применением КТ. Использование КТ в качестве активной среды в инжекционных лазерах является актуальнейшим приложением нанотехнологии к разработке приборов, представляющих чрезвычайно большой коммерческий

† E-mail: asryan@theory.ioffe.rssi.ru

†† E-mail: suris@theory.ioffe.rssi.ru

¹ КЯ — сверхтонкий слой, в котором носители пространственно ограничены в одном (поперечном) направлении, а в двух других направлениях (в плоскости ямы) движутся свободно.² В квантовых проволоках (нитях) носители пространственно ограничены в двух (поперечных) направлениях, а в третьем направлении (вдоль длины проволоки) движутся свободно.

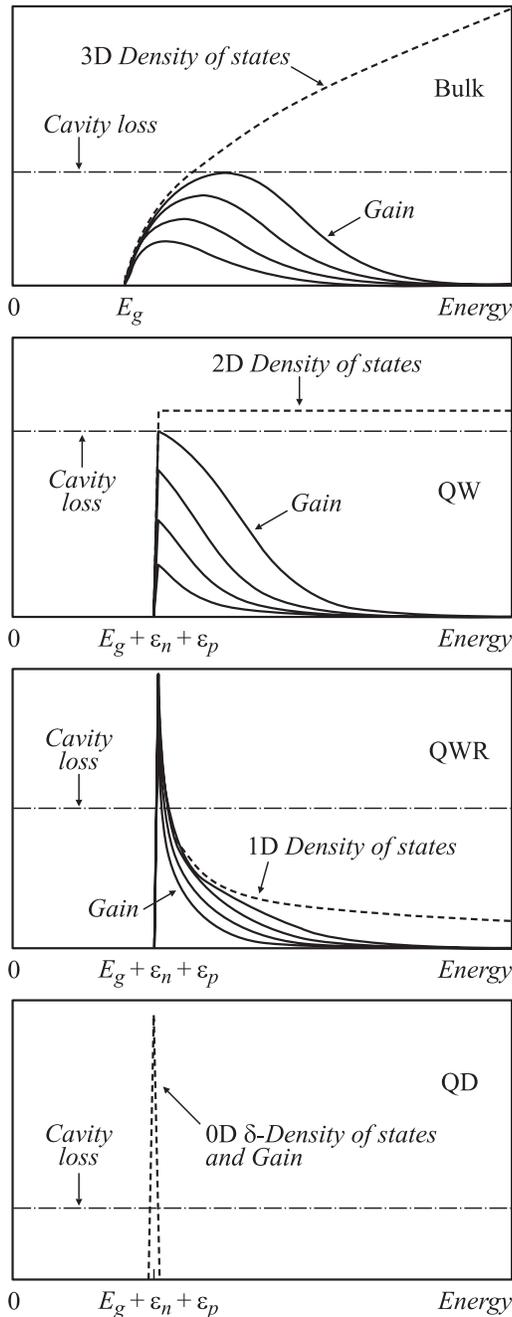


Рис. 1. Трансформация плотности состояний и качественного вида спектра коэффициента усиления с понижением размерности активной области.

интерес. Таким образом, полупроводниковые (диодные) лазеры на КТ (quantum dot lasers) являются наиболее перспективным поколением инжекционных лазеров с принципиально улучшенными рабочими характеристиками [14,15]. К преимуществам лазеров на КТ перед используемыми в настоящее время лазерами на КЯ относятся: более узкий спектр коэффициента усиления, существенно меньшие пороговые токи и их сверхвысокая температурная стабильность, большие возможности управления длиной волны излучения.

Достижение каждого из вышеуказанных преимуществ изначально являлось целью исследований в области полупроводниковых лазеров. Так, например, излучение в различных диапазонах спектра в непрерывном режиме при высоких температурах было одной из мотиваций идеи использования лазеров на гетероструктурах вместо гомопереходных лазеров [16]. Низкие же пороговые токи лазеров на гетероструктурах по сравнению с гомопереходными лазерами при комнатной температуре были продемонстрированы уже на раннем этапе [17,18].

Генерация лазерного излучения из КТ (сначала оптической накачкой [19], а далее и токовой инжекцией [20]) стала возможной благодаря реализации массивов точек, удовлетворяющих весьма жестким требованиям однородности по размерам и форме. Коммерческие перспективы лазеров на КТ стимулируют исследования в этой области. В настоящее время имеется существенный прогресс в создании лазеров на КТ [21]. Ряд исследовательских групп сообщили об успешной их реализации [19–43]. Достигнуто рекордно низкое для инжекционных лазеров всех видов значение плотности порогового тока $j_{th} = 19 \text{ A/cm}^2$ при комнатной температуре в режиме непрерывной генерации [28].

Экспериментальный прогресс в создании лазеров на КТ сделал актуальным разработку последовательной теории их рабочих характеристик, дающей практические рекомендации для реализации их потенциальных преимуществ по сравнению с используемыми в настоящее время лазерами. Такая теория должна включать анализ основных процессов в лазерах (генерационных и рекомбинационных, захвата в КТ и термических выбросов из них, диффузии в волноводной области), учитывать неоднородное уширение линии излучения, позволять определить предельные параметры лазеров и оптимизировать конструкцию приборов. Здесь приводится обзор детальной теории пороговых характеристик межзонных (биполярных) полупроводниковых лазеров на КТ, построенной в оригинальных работах [44–57] авторов данной статьи. Разработка такой теории предполагала решение следующих основных задач, которыми и определяется структура статьи.

— Установить влияние неоднородного уширения линии излучения, вызванного дисперсией параметров КТ, на пороговые характеристики (разд. 2–6).

— Установить влияние паразитной рекомбинации (рекомбинации вне КТ) на пороговые характеристики (разд. 2–6).

— Определить влияние нарушения электронейтральности в КТ на пороговые характеристики (разд. 3 и 4).

— Изучить температурную зависимость порогового тока j_{th} и рассчитать характеристическую температуру лазера T_0 (разд. 4).

— Определить влияние оптических переходов с возбужденных состояний в квантовых точках на пороговые характеристики (разд. 5).

— Изучить эффект выжигания пространственных провалов (дыр) и явление многомодовой генерации (разд. 6).

— Определить пути оптимизации лазерной структуры с целью минимизации j_{th} , повышения T_0 и повышения порога многомодовой генерации. Рассчитать предельные характеристики лазера (разд. 2–4, 6).

2. Неоднородное уширение линии излучения и плотность порогового тока

Преимущества лазеров на КТ по сравнению с используемыми в настоящее время лазерами на КЯ обусловлены характером плотности состояний в КТ в виде δ -функции. В идеальном случае одинаковых КТ спектр коэффициента усиления также представлял бы собой δ -функцию. В реальных структурах имеет место неоднородное уширение линии излучения, вызванное неизбежным разбросом параметров (в первую очередь размеров) КТ.³ В структурах, где КТ получают методами электронно-лучевой литографии [29], этот разброс обусловлен „шумом“ процесса литографии. Флуктуации размеров присущи и ансамблям КТ, получаемым за счет эффекта самоорганизации (self-assembling) при использовании методов молекулярно-лучевой эпитаксии [58] и химического осаждения из металлорганической газовой фазы. Неоднородное уширение линии является ключевым фактором, лимитирующим характеристики лазера на КТ. Дисперсия параметров КТ и отклонение спектра коэффициента усиления от идеального негативным образом сказываются на характеристиках лазера: понижают максимальное значение коэффициента усиления, повышают пороговый ток и усиливают его температурную зависимость.⁴ Преимущества структур с КТ могут быть реализованы лишь в случае достаточной однородности КТ по размерам и форме. Ранее были опубликованы работы, посвященные теоретическому рассмотрению лазеров на КТ [59–61],⁵ однако вопрос о зависимости пороговых характеристик лазера от флуктуаций размеров КТ, т.е. от степени совершенства структуры, оставался открытым. Данный раздел посвящен влиянию неоднородного уширения на коэффициент усиления и плотность порогового тока j_{th} . Влиянию неоднородного уширения на температурную зависимость j_{th} (т.е. на характеристическую температуру лазера T_0) и на порог многомодовой генерации, в числе других задач, посвящены разд. 4 и 6 соответственно.

³ В этом смысле лазеры на КТ отличаются от твердотельных лазеров, где уширение линии обусловлено неоднородностями матрицы, в которую помещены излучающие атомы, а не флуктуациями спектров этих атомов.

⁴ Однородное уширение, присутствующее в лазерах на КТ в той же степени, как и во всех других полупроводниковых лазерах, не рассматривается в данной работе.

⁵ В [59] рассмотрены коэффициент усиления и пороговый ток лазера на КТ без учета флуктуаций их размеров. В [60] для гауссового распределения размеров сферических КТ изучался вопрос о коэффициенте усиления вне связи с вопросом о пороговом токе. В [61] для одного значения ширины линии приводились результаты расчета порогового тока.

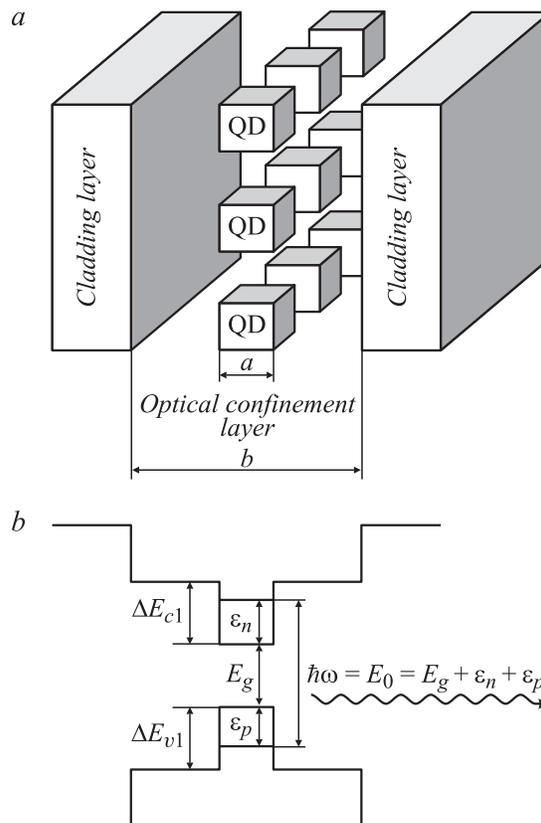


Рис. 2. Схематическое изображение (а) и зонная энергетическая диаграмма (б) лазера на КТ.

2.1. Описание структуры и основные процессы. Условие порога генерации

Рассматривается лазерная структура с раздельным ограничением на основе двойного гетероперехода (рис. 2). Слой оптического ограничения (СОО) (optical confinement layer — OCL) создается в области поля p – n -перехода. Активная область, представляющая собой один или несколько слоев с КТ, создается в центральной части СОО вдоль продольного (направление распространения волны) и латерального направлений в плоском резонаторе. Инжекция носителей происходит из широкозонных областей (обкладок), представляющих собой p - и n -области структуры, в поперечном направлении (направлении, перпендикулярном слою с КТ).

Вместе с основным процессом межзонной излучательной рекомбинации электронов и дырок в КТ рассматриваются процессы рекомбинации в СОО, захвата носителей в КТ и тепловых выбросов из КТ.⁶ При изучении эффекта выжигания пространственных провалов (разд. 6) рассматривается также диффузия свободных носителей в СОО.

⁶ В [46,53] изучается также фотовозбуждение носителей с уровней в КТ в состоянии континуума в процессе лазерной генерации, являющееся аналогом поглощения света на свободных носителях в объемном материале; показывается, что учет поглощения света в процессе фотовозбуждения необходим только при очень низких потерях ($\beta < 1 \text{ см}^{-1}$) — например, в случае длинных резонаторов.

Ниже порога генерации (включая сам порог) ток инжекции уходит на процессы спонтанной рекомбинации в КТ и СОО. Условие порога генерации есть

$$g^m = \beta, \quad (1)$$

где g^m — амплитуда спектра модового коэффициента усиления $g(E)$, представляющего собой эффективный коэффициент усиления активного слоя с КТ, β — полные потери в системе. Минимальный ток инжекции, при котором удовлетворяется условие генерации, является, по определению, пороговым током лазера (threshold current).

2.2. Коэффициент усиления и ток спонтанной излучательной рекомбинации

Общие выражения для $g(E)$ и плотности тока спонтанной рекомбинации j приведены в [46].

В зависимости от температуры и энергий локализации носителей могут реализоваться два принципиально различных режима заполнения КТ носителями — неравновесный и равновесный.

2.2.1. Равновесное заполнение квантовых точек (относительно высокие температуры или(и) неглубокие потенциальные ямы). Если характерные времена термических выбросов носителей из КТ меньше времени излучательной рекомбинации в КТ, $\tau_{n,p}^{\text{esc}} \ll \tau_{\text{QD}}$, то произойдет перераспределение носителей между КТ и установится единое для всех КТ квазиравновесное распределение. Степени (вероятности) заполнения уровней в КТ будут задаваться функцией распределения Ферми–Дирака с соответствующими данному току инжекции квазиуровнями Ферми для электронов и дырок. По аналогии с центрами захвата носителей Са–Нойса–Шокли–Рида [62,63]

$$\tau_n^{\text{esc}} = \frac{1}{\sigma_n v_n n_1}, \quad \tau_p^{\text{esc}} = \frac{1}{\sigma_p v_p p_1}, \quad (2)$$

где $\sigma_{n,p}$ — сечения захвата электрона и дырки на уровни в КТ, $v_{n,p}$ — тепловые скорости электронов и дырок, величины n_1 и p_1 даются в виде

$$n_1 = N_c \exp\left(-\frac{\Delta E_{c1} - \varepsilon_n}{T}\right),$$

$$p_1 = N_v \exp\left(-\frac{\Delta E_{v1} - \varepsilon_p}{T}\right), \quad (3)$$

$N_{c,v}$ — эффективные плотности состояний в зонах проводимости и валентной соответственно, $\Delta E_{c1,v1}$ — разрывы краев зон на гетерогранице КТ–СОО, $\varepsilon_{n,p}$ — энергии уровней размерного квантования электрона и дырки в КТ среднего размера, T — измеряемая в энергетических единицах температура.

Условие равновесного заполнения КТ имеет вид $T > T_g$, где

$$T_g = \max\left[\frac{\Delta E_{c1} - \varepsilon_n}{\ln(\sigma_n v_n N_c \tau_{\text{QD}})}, \frac{\Delta E_{v1} - \varepsilon_p}{\ln(\sigma_p v_p N_v \tau_{\text{QD}})}\right] \quad (4)$$

— температурная граница между равновесным и неравновесным режимами заполнения КТ. Температура T_g увеличивается при увеличении энергий локализации носителей в КТ, $\Delta E_{c1,v1} - \varepsilon_{n,p}$, т.е. при использовании в качестве СОО более широкозонного материала.

Температура T_g зависит от размеров КТ. Эта зависимость в первую очередь связана с таковыми зависимостями энергий уровней электрона и дырки, $\varepsilon_{n,p}$. Процессы захвата (выброса) носителей (и соответствующие сечения захвата $\sigma_{n,p}$) и эффекты релаксации носителей также зависят от размеров в низкоразмерных системах.⁷ Поскольку, однако, $\sigma_{n,p}$ входят в выражение (4) для T_g в качестве аргумента логарифмической функции, их зависимости от размера КТ влияют на T_g в меньшей степени, чем зависимости $\varepsilon_{n,p}$.

Концентрации свободных электронов и дырок в СОО выражаются через степени заполнения $f_{n,p}$ электронного и дырочного уровней в КТ среднего размера следующим образом:

$$n = n_1 \frac{f_n}{1 - f_n}, \quad p = p_1 \frac{f_p}{1 - f_p}. \quad (5)$$

В случае узкой линии распределения КТ по размерам ($(\Delta\varepsilon)_{\text{inhom}} < T$, где $(\Delta\varepsilon)_{\text{inhom}}$ — неоднородное уширение линии) плотность тока и коэффициент усиления суть

$$j = Z_L \frac{eN_S}{\tau_{\text{QD}}} f_n f_p + ebBn_1 p_1 \frac{f_n f_p}{(1 - f_n)(1 - f_p)}, \quad (6)$$

$$g(E) = g^{\max}(f_n + f_p - 1) \times \frac{w[(E_0 - E)/(q_n \varepsilon_n + q_p \varepsilon_p)]}{w(0)}, \quad (7)$$

где Z_L — число слоев с КТ, N_S — поверхностная концентрация КТ в одном слое, b — толщина СОО, B — коэффициент спонтанной рекомбинации в СОО (см. выражение (10) в [46]), E — энергия фотона, функция w — плотность вероятности распределения относительных флуктуаций размеров КТ, $E_0 = E_g + \varepsilon_n + \varepsilon_p$ — энергия перехода в КТ среднего размера a (рис. 2), E_g — ширина запрещенной зоны материала КТ, $q_{n,p} = -\partial \ln \varepsilon_{n,p} / \partial \ln a$ — числовые константы.

⁷ Так, релаксация электронов, обусловленная взаимодействием с продольными акустическими фононами, (LA-phonon mediated relaxation) может стать неэффективной с уменьшением размеров КТ [64,65]. В то же время оже-релаксация (релаксация, обусловленная взаимодействием носителей друг с другом) может быть весьма эффективной и стать основным механизмом в КТ малых размеров [66]. Как было впервые показано в [67], эффективно релаксационные процессы в КТ осуществляются весьма быстро и так называемая проблема „бутылочного горла“ в КТ, упомянутая в [64], не играет значительной роли.

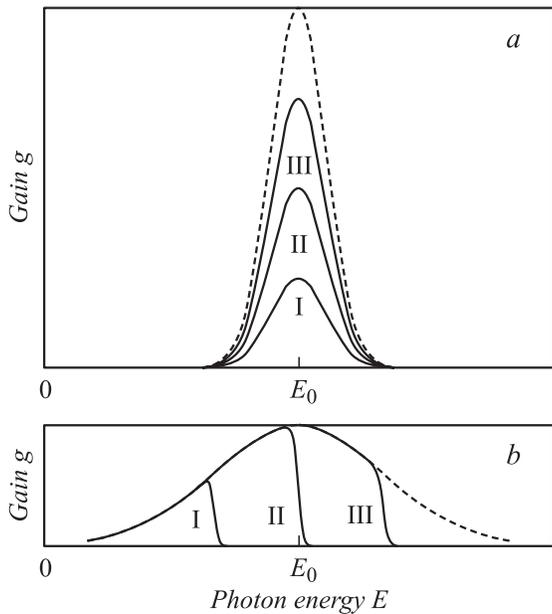


Рис. 3. Спектры коэффициента усиления: *a* — равновесный режим (случай малых дисперсий размеров КТ) и неравновесный режим; *b* — равновесный режим (случай больших дисперсий размеров КТ). Кривые пронумерованы в порядке возрастания инверсии заселенности в КТ. Штриховые кривые соответствуют инверсии, равной единице. $E_0 = E_g + \varepsilon_n + \varepsilon_p$.

Спектр коэффициента усиления повторяет кривую для $w[(E_0 - E)/(q_n \varepsilon_n + q_p \varepsilon_p)]$ (рис. 3), масштабированную вдоль вертикальной оси с помощью множителя $(f_n + f_p - 1)$, представляющую собой инверсию заселенности в КТ среднего размера.

Для обратного времени спонтанной излучательной рекомбинации при переходах с уровня размерного квантования электрона на уровень размерного квантования дырки в КТ получено следующее выражение:

$$\frac{1}{\tau_{\text{QD}}} = \frac{8}{3} \alpha \sqrt{\varepsilon} \frac{E_0}{\hbar} \left(\frac{P}{\hbar c} \right)^2 I, \quad (8)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры, ε — диэлектрическая проницаемость материала СОО, P — параметр Кейна [68],⁸ I — интеграл перекрытия электронной и дырочной волновых функций. В рассматриваемой в разделе 2.3.2.3 структуре $\tau_{\text{QD}} = 0.71$ нс.

Амплитуда спектра коэффициента усиления, входящая в условие генерации, достигается при $E = E_0$ и равна

$$g^m = g^{\text{max}}(f_n + f_p - 1). \quad (9)$$

Величина g^{max} представляет собой максимально возможное („насыщенное“) значение амплитуды спектра $g(E)$. Оно достигается, когда $f_{n,p}$ одновременно достигают

своего максимума, т. е. единицы. Уравнение для g^{max} есть

$$g^{\text{max}} = \frac{\xi}{4} \left(\frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon}} \right)^2 \frac{1}{\tau_{\text{QD}}} \frac{\hbar}{(\Delta\varepsilon)_{\text{inhom}}} \frac{\Gamma}{a} Z_L N_S, \quad (10)$$

где ξ — числовая константа (равная $1/\pi$ и $1/\sqrt{2\pi}$ для лоренцевой и гауссовой функций распределения КТ по размерам соответственно), $\lambda_0 = 2\pi\hbar c/E_0$ — длина волны генерации, Γ — коэффициент оптического ограничения излучения в поперечном направлении, приходящийся на один слой с КТ (см. далее уравнение (22) для Γ).

Неоднородное уширение линии, входящее в (10), есть

$$(\Delta\varepsilon)_{\text{inhom}} = (q_n \varepsilon_n + q_p \varepsilon_p) \delta, \quad (11)$$

где δ — среднее квадратичное значение (root mean square — RMS) относительных флуктуаций размеров КТ.

Конечным значением g^{max} обусловлен эффект насыщения усиления в лазере на КТ, наблюдаемый экспериментально. Поскольку $g^{\text{max}} \propto 1/(\Delta\varepsilon)_{\text{inhom}}$, принципиально важным для повышения коэффициента усиления является контроль однородности КТ.

В случае широкой линии распределения КТ по размерам ($(\Delta\varepsilon)_{\text{inhom}} > T$) с увеличением накачки спектр $g(E)$ постепенно „заполняет“ кривую $w[(E_0 - E)/(q_n \varepsilon_n + q_p \varepsilon_p)]$ (рис. 3).

Максимальное значение сечения индуцированного излучения в квантовой точке, усредненного по ширине линии, есть

$$\sigma_{\text{QD}}^{\text{max}} = \frac{\xi}{4} \frac{\hbar}{(\Delta\varepsilon)_{\text{inhom}}} \frac{1}{\tau_{\text{QD}}} \left(\frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon}} \right)^2. \quad (12)$$

Это выражение в точности переходит в выражение для сечения индуцированного излучения атома в случае газового лазера (см., например, [70]), если под $(\Delta\varepsilon)_{\text{inhom}}$ и τ_{QD} понимать соответственно доплеровское уширение линии и естественное излучательное время жизни для перехода в атоме.

Использование электронных и дырочных степеней заполнения, усредненных по ансамблю КТ, подразумевает, что анализ проводится в рамках приближения среднего поля (mean-field approximation). Для случая раздельного захвата электронов и дырок в КТ со многими уровнями (но при условии равного числа электронных и дырочных уровней) подход, рассматривающий захват и рекомбинацию носителей как случайные процессы [71], приводит к небольшому увеличению (в 5/4 раз) тока рекомбинации в КТ j_{QD} , даваемого первым слагаемым в (6). Для случая одновременного захвата электронов и дырок (т. е. электронно-дырочных пар), когда КТ считаются нейтральными, j_{QD} возрастает в 2 раза [71]. Такие модификации j_{QD} могут быть легко учтены включением вышеуказанных факторов в уравнение (8) для времени спонтанной рекомбинации в КТ. При этом уравнение для j_{QD} останется неизменным.

⁸ Использование этого параметра удобно ввиду слабой его зависимости от конкретного вида материала (см., например, [69]).

2.2.2. Неравновесное заполнение квантовых точек (относительно низкие температуры или(и) глубокие потенциальные ямы). При $T < T_g$, когда $\tau_{n,p}^{\text{esc}} \gg \tau_{\text{QD}}$, носители рекомбинируют в тех КТ, в которые были инжектированы (не успевая перебрасываться в другие КТ). Реализуется неравновесный режим заполнения КТ. Поскольку изначально в каждую из КТ инжектируется одинаковое число носителей, степени заполнения уровней во всех КТ будут одинаковыми.⁹ Как и в случае равновесного заполнения и узкой линии, спектр $g(E)$ в точности повторяет форму этой линии (рис. 3), а его амплитуда пропорциональна инверсии заселенности $(f_n + f_p - 1)$. Вклад каждой из КТ в лазерное излучение одинаков; $g(E)$ и g^m по-прежнему даются выражениями (7) и (9), но отличие состоит в том, что в равновесном случае в выражения входят степени заполнения уровней в КТ среднего размера, а в неравновесном — степени заполнения, одинаковые для всех КТ.

Концентрации свободных носителей в СОО суть

$$n = \frac{1}{\sigma_n v_n \tau_{\text{QD}}} \frac{f_n f_p}{1 - f_n}, \quad p = \frac{1}{\sigma_p v_p \tau_{\text{QD}}} \frac{f_n f_p}{1 - f_p}. \quad (13)$$

Плотность тока спонтанной излучательной рекомбинации есть

$$j = Z_L \frac{e N_S}{\tau_{\text{QD}}} f_n f_p + \frac{ebB}{\sigma_n \sigma_p v_n v_p \tau_{\text{QD}}} \frac{f_n^2 f_p^2}{(1 - f_n)(1 - f_p)}. \quad (14)$$

В равновесном режиме n и p контролируются тепловыми выбросами из КТ и экспоненциально зависят от T (см. (5) и (3)). В неравновесном режиме n и p контролируются процессами захвата в КТ; температурные зависимости n и p в этом случае определяются температурными зависимостями сечений захвата $\sigma_{n,p}$ и тепловых скоростей $v_{n,p}$ и являются слабыми по сравнению с экспоненциальной зависимостью в равновесном случае.

Ситуация с ансамблем КТ, имеющих разброс по размерам и, следовательно, по энергиям, напоминает ситуацию в сильно легированных или аморфных полупроводниках. Возможность отсутствия квазиравновесия в пространственном распределении носителей в таких полупроводниках обсуждалась в [72,73]. В [74,75] были сформулированы критерии квазиравновесного и неравновесного распределения носителей в полупроводниках с крупномасштабным потенциальным рельефом неоднородностей (в зависимости от характерных амплитуды и периода потенциала, дрейфовой длины в характерном поле неоднородностей и температуры). В частности, были сформулированы условия однородного (сильно неравновесного) распределения носителей по образцу,

⁹ Зависимость $\sigma_{n,p}$ от размеров точек приведет к таковой зависимости $f_{n,p}$ и в неравновесном режиме. Однако эта зависимость существенно слабей, чем в равновесном режиме; в последнем случае размер КТ входит в экспоненты фермиевских факторов заполнения (через зависимость $\epsilon_{n,p}(a)$).

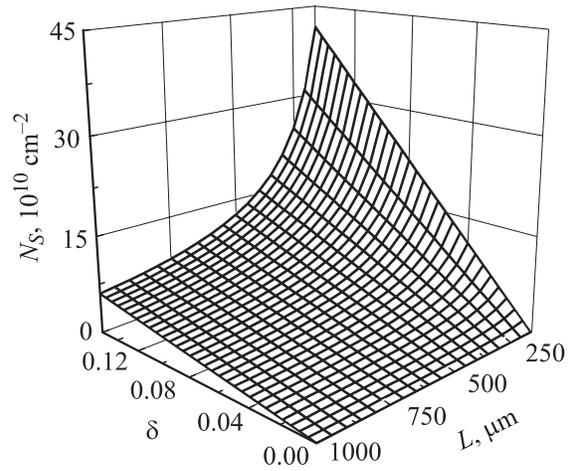


Рис. 4. Область допустимых значений поверхностной концентрации КТ N_S , среднеквадратичного значения относительных флуктуаций размеров КТ δ и длины резонатора L (область над поверхностью).

являющегося аналогом рассматриваемого в этом разделе однородного (сильно неравновесного) распределения носителей по КТ.

2.3. Плотность порогового тока и оптимизация лазера

Из зависимости амплитуды спектра коэффициента усиления g^m от степеней заполнения уровней в КТ определяются значения $f_{n,p}$, удовлетворяющие условию генерации (1). Подстановка этих $f_{n,p}$ в выражение для j дает j_{th} .

2.3.1. Критические допустимые параметры. Генерация лазерного излучения в структурах с КТ возможна только в определенной области допустимых параметров. Эта область дается неравенством $g^{\text{max}} \geq \beta$ (рис. 4). Граница этой области (поверхность $g^{\text{max}} = \beta$ на рис. 4) определяет критические допустимые параметры структуры — минимальную поверхностную концентрацию КТ N_S^{min} , максимальное среднеквадратичное значение относительных флуктуаций размеров КТ δ^{max} и минимальную длину резонатора L^{min} (существуют также минимальная и максимальная толщины СОО — см. разд. 2.3.2.2). Выражения для N_S^{min} , δ^{max} и L^{min} суть¹⁰

$$N_S^{\text{min}} = \frac{4}{\xi} \left(\frac{\sqrt{\epsilon}}{\lambda_0} \right)^2 \tau_{\text{QD}} \frac{(\Delta\epsilon)_{\text{inhom}}}{\hbar} \beta \frac{a}{\Gamma} \frac{1}{Z_L}, \quad (15)$$

$$\delta^{\text{max}} = \frac{\xi}{4} \left(\frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon}} \right)^2 \frac{1}{\tau_{\text{QD}}} \frac{\Gamma}{a} \times \frac{\hbar}{(q_n \epsilon_n + q_p \epsilon_p)} \left(\ln \frac{1}{R} \right)^{-1} L Z_L N_S, \quad (16)$$

¹⁰ Далее пренебрегается внутренними потерями по сравнению с потерями на вывод излучения (потери на зеркалах) и соответственно полагается, что $\beta = (1/L) \ln(1/R)$.

$$L^{\min} = \frac{4}{\xi} \left(\frac{\sqrt{\epsilon}}{\lambda_0} \right)^2 \tau_{\text{QD}} \frac{a}{\Gamma} \frac{(\Delta\epsilon)_{\text{inhom}}}{\hbar} \frac{1}{Z_L} \frac{1}{N_S} \ln \frac{1}{R}, \quad (17)$$

где L — длина резонатора, R — коэффициент отражения зеркал по мощности (роль зеркал в обычной, полосковой, геометрии полупроводниковых лазеров (edge-emitting lasers) играют сколы кристалла на торцах). Чем совершенней структура (т.е. чем

меньше $(\Delta\epsilon)_{\text{inhom}}$) или меньше потери, тем меньше N_S^{\min} . Чем плотнее ансамбль КТ (т.е. чем больше N_S) или длинней резонатор, тем больше δ^{\max} . Чем совершенней структура или плотнее ансамбль КТ, тем меньше L^{\min} . Для рассматриваемой в разд. 2.3.2.3 структуры, где $N_S = 6.1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $\delta = 0.025$ (флуктуации 5%), $L = 500 \text{ мкм}$ и $R \approx 0.33$ (так называемые as-cleaved facets), значения критических параметров суть $N_S^{\min} = 2.1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $\delta^{\max} = 0.074$ (максимально допустимые флуктуации 14.8%) и $L^{\min} = 170 \text{ мкм}$.

С помощью критических параметров условие порога генерации можно представить в виде

$$f_n + f_p - 1 = \frac{\delta}{\delta^{\max}}. \quad (18)$$

Уравнение (18) определяет инверсию заселенности в КТ среднего размера, требуемую для генерации при заданном значении δ .

Из (18) видно, что по мере приближения параметра к своему критическому значению f_n и f_p одновременно стремятся к единице, т.е. электронный и дырочный уровни становятся полностью заполненными. Для обеспечения такого заполнения КТ требуются бесконечно большие концентрации свободных носителей в СОО (см. (5) и (13)), а следовательно, бесконечно большой ток накачки (пороговый ток) j_{th} (см. (6) и (14) и рис. 5). Как показано в разд. 6.3, при этом относительный порог многомодовой генерации устремляется к нулю (см. вставки на рис. 5), что означает неограниченный рост числа одновременно генерируемых мод резонатора.

Для определения степеней заполнения уровней в КТ и порогового тока помимо (18) требуется еще одно уравнение. В разделах 2.3.2 и 2.3.3 рассматривается случай симметричной структуры, когда это уравнение представляет собой условие нейтральности в КТ: $f_n = f_p$. Вместе с уравнением (18) это дает

$$f_{n,p} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\delta}{\delta^{\max}} \right). \quad (19)$$

В уравнениях (18) и (19) можно эквивалентным образом заменить δ/δ^{\max} на N_S^{\min}/N_S или на L^{\min}/L .

Возможность генерации при конечном уровне порогового возбуждения (порогового тока в случае инжекционных лазеров) только в ограниченной области параметров структуры является общим свойством всех типов лазеров. Особая актуальность этого вопроса для лазеров на КТ обусловлена сильной чувствительностью их характеристик к параметрам структуры и необходимостью тщательного контроля этих параметров.

2.3.2. Равновесное заполнение квантовых точек и узкая линия распределения

2.3.2.1. Зависимости плотности порогового тока от поверхностной концентрации и дисперсии размеров квантовых точек и длины резонатора. Плотность

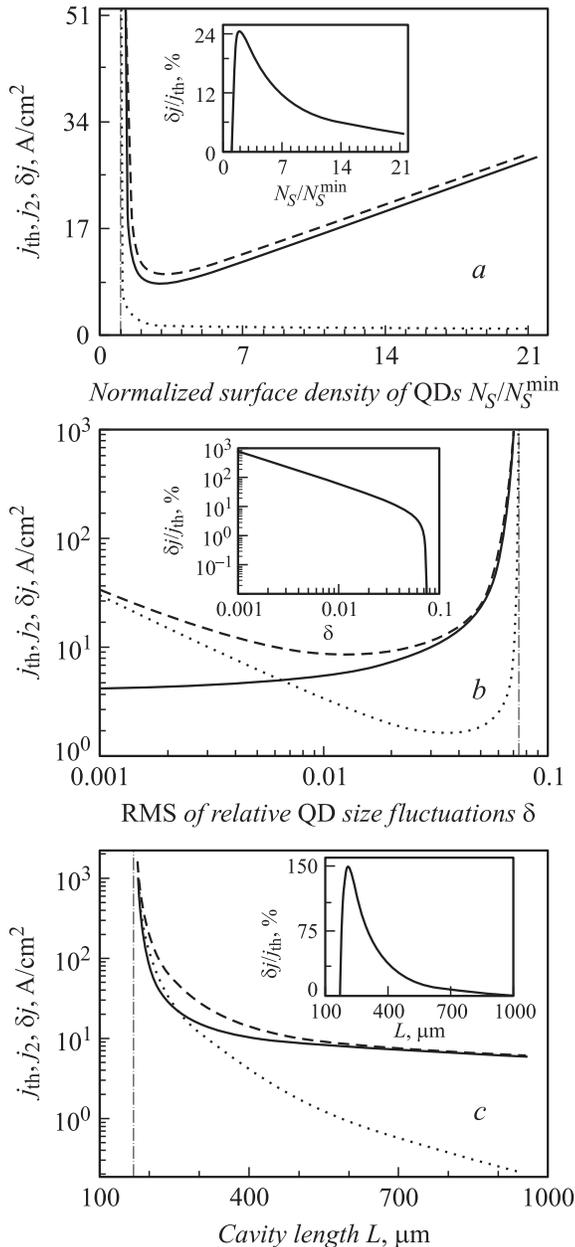


Рис. 5. Плотности порогового тока основной моды j_{th} (сплошная кривая), следующей моды j_2 (штриховая кривая) и порог многомодовой генерации δj (пунктирная кривая) в виде функций поверхностной концентрации КТ (а), среднеквадратичного значения относительных флуктуаций размеров КТ (б) и длины резонатора (с). На вставках — аналогичные зависимости относительного порога многомодовой генерации $\delta j/j_{\text{th}}$.

порогового тока в виде функции от δ есть¹¹

$$j_{\text{th}}(\delta) = \frac{1}{4} \frac{eN_S}{\tau_{\text{QD}}} (1 + \delta/\delta^{\text{max}})^2 + ebN_1 p_1 \frac{(1 + \delta/\delta^{\text{max}})^2}{(1 - \delta/\delta^{\text{max}})^2}. \quad (20)$$

Уравнение (20) будет определять j_{th} в виде функции от N_S (или L), если заменить $\delta/\delta^{\text{max}}$ на N_S^{min}/N_S (или на L^{min}/L).

Зависимость j_{th} от N_S немонотонна (рис. 5, *a*). Когда $N_S \rightarrow N_S^{\text{min}}$, ток рекомбинации в СОО $j_{\text{OCL}} \rightarrow \infty$ (второе слагаемое в (6) и (20)). Если же $N_S \rightarrow \infty$, то бесконечно возрастает ток рекомбинации в КТ j_{QD} (первое слагаемое в (6) и (20)). Это объясняется тем, что $f_{n,p}$ стремится не к нулевому, а к конечному значению, равному 1/2, при $N_S \rightarrow \infty$ (см. (19)); таким образом, в каждой КТ должно быть в среднем по одному электрону и по одной дырке для обеспечения генерации, для чего требуется бесконечно большая накачка.

По мере того как $\delta \rightarrow 0$ или $L \rightarrow \infty$ (рис. 5, *b, c*), j_{th} уменьшается и стремится к плотности тока прозрачности (тока инверсии, т. е. тока при $f_n + f_p - 1 = 0$)

$$j_{\text{tr}} = \frac{1}{4} \frac{eN_S}{\tau_{\text{QD}}} + ebN_1 p_1. \quad (21)$$

По мере того как $\delta \rightarrow \delta^{\text{max}}$ или $L \rightarrow L^{\text{min}}$, $j_{\text{th}} \rightarrow \infty$ (рис. 5, *b, c*). Неограниченный рост j_{th} при увеличении дисперсии размеров КТ и достижении определенного значения (рис. 5, *b*) наблюдался экспериментально [25].

2.3.2.2. Коэффициент оптического ограничения и зависимости плотности порогового тока от толщины слоя оптического ограничения. Коэффициент оптического ограничения излучения в активном слое толщиной a (в слое с КТ) есть [46]

$$\Gamma = \frac{a}{b/2 + 1/\gamma}, \quad (22)$$

где $\gamma = \sqrt{K^2 - \epsilon' E_0^2/\hbar^2 c^2}$, ϵ' — диэлектрическая проницаемость материала обкладок, K — постоянная распространения, определяемая из дисперсионного уравнения $\text{tg}(\chi b/2) = \gamma/\chi$, в котором $\chi = \sqrt{\epsilon E_0^2/\hbar^2 c^2 - K^2}$. Величины K , χ и γ зависят от b .

На рис. 6, *a* представлена в универсальном виде зависимость приведенного коэффициента оптического ограничения $\Gamma/(a/b_0)$ от приведенной толщины СОО b/b_0 . Характерная толщина b_0 , по отношению к которой нормируется толщина СОО, есть

$$b_0 = \frac{\lambda_0}{2\pi\sqrt{\epsilon - \epsilon'}}. \quad (23)$$

Зависимость Γ от b имеет максимум: $\Gamma/(a/b_0) \approx 0.406$ при $b/b_0 \approx 1.739$ (см. подробнее [46]).

¹¹ Всюду далее рассматривается структура с одним слоем КТ ($Z_L = 1$).

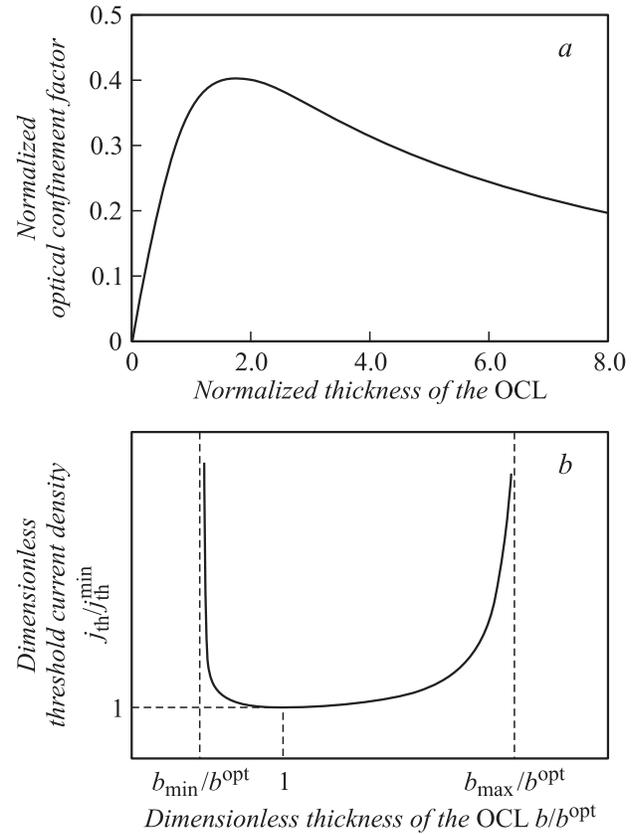


Рис. 6. Универсальная зависимость приведенного коэффициента оптического ограничения от приведенной толщины СОО (*a*) и зависимость безразмерной плотности порогового тока от безразмерной толщины СОО (*b*).

Помимо явной зависимости от b в выражении (20), зависимость j_{th} от b определяется зависимостью $\Gamma(b)$, входящей в это выражение через уравнение (16) для δ^{max} . Ввиду немонотонной зависимости Γ от b зависимость j_{th} от b , так же как от N_S , немонотонна (рис. 6, *b*). Величины b_{min} и b_{max} представляют собой минимальную и максимальную допустимые толщины СОО; они определяют границы интервала значений b , в пределах которого возможна генерация.

В общем случае, когда $f_n \neq f_p$ (разд. 3 и 4), характер зависимости j_{th} от параметров структуры схож с таковым для симметричной структуры.

2.3.2.3. Оптимизация лазера. Из рис. 5, *a* и 6, *b* видно, что существуют оптимальные значения N_S и b , при которых плотность порогового тока j_{th} минимальна. В [46,47] показано, что при любой конструкции прибора, т. е. при произвольном соотношении между f_n и f_p , минимальная плотность порогового тока $j_{\text{th}}^{\text{min}} = j_{\text{th}}(N_S^{\text{opt}}, b^{\text{opt}})$ дается в универсальном виде уравнением

$$j_{\text{th}}^{\text{min}} = eb^{\text{opt}} N_1 p_1 \left[1 + \sqrt{\frac{a}{b^{\text{opt}} \Gamma(b^{\text{opt}})}} s \right]^2, \quad (24)$$

где безразмерный параметр s определяется отношением темпа стимулированных переходов в КТ на пороге ла-

зерной генерации к темпу спонтанных переходов в СОО на пороге прозрачности:

$$s = \frac{(4/\xi)(\sqrt{\epsilon}/\lambda_0)^2 [(\Delta\epsilon)_{\text{inhom}}/\hbar]\beta}{Bn_1p_1}. \quad (25)$$

Оптимальная толщина СОО b^{opt} , входящая в (24), также является универсальной функцией от s и определяется из уравнения

$$\left(\frac{\gamma^{\text{opt}}b^{\text{opt}}}{1 + \gamma^{\text{opt}}b^{\text{opt}}/2} \right)^{1/2} \left[\frac{(\chi^{\text{opt}}/\gamma^{\text{opt}})^2}{1 + \gamma^{\text{opt}}b^{\text{opt}}/2} - 1 \right] = \frac{2}{\sqrt{s}}, \quad (26)$$

где $\gamma^{\text{opt}} = \gamma(b^{\text{opt}})$, $\chi^{\text{opt}} = \chi(b^{\text{opt}})$.

В отличие от $j_{\text{th}}^{\text{min}}$ и b^{opt} оптимальная поверхностная концентрация КТ зависит от конструкции прибора. В случае симметричной структуры (см. (19)) N_S^{opt} также является функцией от s :

$$N_S^{\text{opt}} = N_S^{\text{min}}(b^{\text{opt}}) \left\{ 1 + 2\sqrt{\frac{b^{\text{opt}}\Gamma(b^{\text{opt}})}{a} \frac{1}{s}} + \sqrt{\left[1 + 2\sqrt{\frac{b^{\text{opt}}\Gamma(b^{\text{opt}})}{a} \frac{1}{s}} \right]^2 - 1} \right\}. \quad (27)$$

На рис. 7 изображены универсальные зависимости безразмерных приведенных величин от параметра s : оптимальной толщины СОО b^{opt}/b_0 , коэффициента оптического ограничения $\Gamma(b^{\text{opt}})/(a/b_0)$, оптимальной поверхностной концентрации КТ $(N_S^{\text{opt}}/\tau_{\text{QD}})/(b_0Bn_1p_1)$ и минимальной плотности порогового тока $(j_{\text{th}}^{\text{min}}/e)/(b_0Bn_1p_1)$ (характерная толщина b_0 дается уравнением (23)).

При относительно больших флуктуациях размеров КТ или(и) больших потерях ($s \gg 1$) $j_{\text{th}}^{\text{min}}$ определяется темпом стимулированных переходов в КТ на пороге генерации:

$$j_{\text{th}}^{\text{min}} \approx 1.569 \frac{1}{\xi} e \frac{\epsilon}{\sqrt{\epsilon - \epsilon'}} \frac{\beta}{\lambda_0} \frac{(\Delta\epsilon)_{\text{inhom}}}{\hbar}. \quad (28)$$

При относительно малых разбросах размеров КТ или(и) малых потерях ($s \ll 1$) $j_{\text{th}}^{\text{min}}$ определяется средним геометрическим от темпов стимулированных переходов в КТ на пороге генерации и спонтанных переходов в СОО на пороге прозрачности:

$$j_{\text{th}}^{\text{min}} = 4\sqrt{2} \frac{1}{\pi} e \left[\frac{1}{\xi} \frac{\epsilon}{\epsilon - \epsilon'} Bn_1p_1\beta \frac{(\Delta\epsilon)_{\text{inhom}}}{\hbar} \right]^{1/2}. \quad (29)$$

Из (28) и (29) видно, что с уменьшением $(\Delta\epsilon)_{\text{inhom}}$ или β характер зависимости $j_{\text{th}}^{\text{min}}$ от этих величин меняется от линейного к корневому (рис. 7 и 8).

Пользуясь универсальными зависимостями безразмерных приведенных величин от параметра s (рис. 7), можно перейти к зависимостям соответствующих размерных величин от каждого из факторов, определяющих этот параметр. Для иллюстрации результатов анализа и сравнения с коммерческими лазерами на КЯ используется структура на основе гетероперехода $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$, излучающая вблизи одной из актуальнейших для телекоммуникации длин

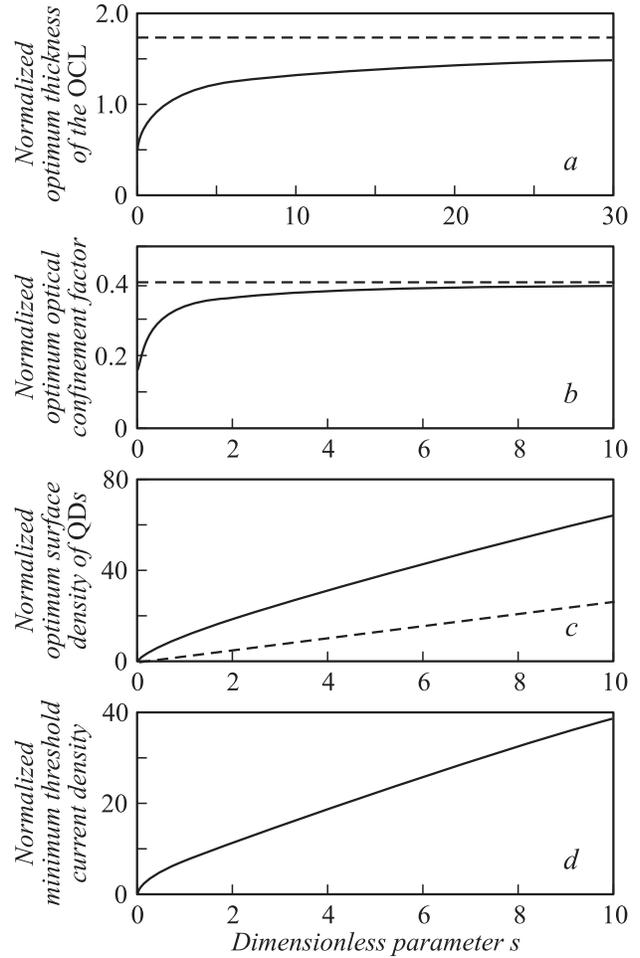


Рис. 7. Безразмерные приведенные величины как универсальные функции безразмерного параметра s . a — оптимальная толщина СОО; штриховая горизонтальная прямая изображает асимптоту при $s \rightarrow \infty$. b — коэффициент оптического ограничения (при $b = b^{\text{opt}}$); штриховая горизонтальная прямая — асимптота при $s \rightarrow \infty$. c — оптимальная поверхностная концентрация КТ; штриховая кривая — минимальная поверхностная концентрация КТ (при $b = b^{\text{opt}}$). d — минимальная плотность порогового тока.

волн 1.55 мкм. Материалом обкладок является InP, СОО — $\text{Ga}_{0.21}\text{In}_{0.79}\text{As}_{0.46}\text{P}_{0.54}$, КТ — $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$. Соответствующие зависимости изображены на рис. 8. При комнатной температуре, потерях в резонаторе $\beta = 10 \text{ см}^{-1}$ и флуктуациях размеров КТ 10% ($\delta = 0.05$) (такой разброс размеров является типичным — см., например, [58,76,77])

$$N_S^{\text{opt}} \approx 6.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}, \quad j_{\text{th}}^{\text{min}} \approx 8.3 \text{ А/см}^2. \quad (30)$$

Это значение $j_{\text{th}}^{\text{min}}$ более чем на порядок меньше по сравнению с $j_{\text{th}}^{\text{min}}$ в лазерах на КЯ при тех же потерях.

Учет безызлучательных процессов в СОО приведет к некоторому увеличению j_{th} . Очевидно, что при малых значениях j_{th} поправки, обусловленные оже-процессами, должны быть малы. Использование описанного в [61] метода оценки зависимости времени жизни носителей

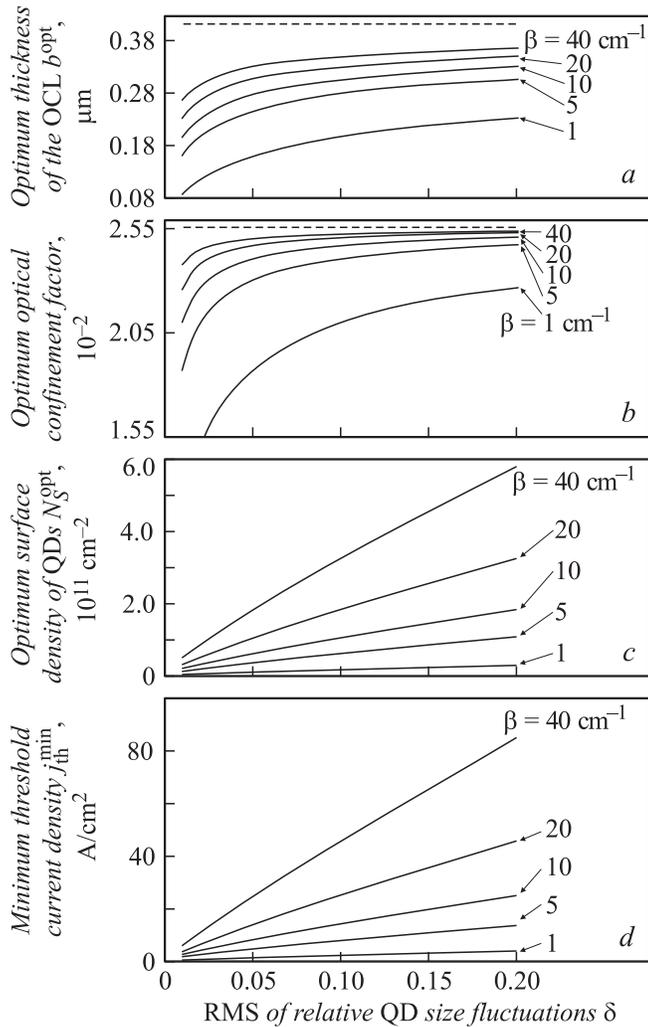


Рис. 8. Зависимости оптимальной толщины СОО (а), коэффициента оптического ограничения при $b = b^{\text{opt}}$ (б), оптимальной поверхностной концентрации КТ (с) и минимальной плотности порогового тока (д) от среднеквадратичного значения относительных флуктуаций размеров КТ при различных потерях β для гетероструктуры $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$, излучающей вблизи 1.55 мкм. Штриховые прямые (а, б) — асимптоты b^{opt} и $\Gamma(b^{\text{opt}})$ при $\beta \rightarrow \infty$.

в СОО от их концентрации (включающего все возможные безызлучательные рекомбинационные процессы) приведет к небольшому увеличению j_{th} (от 8.3 до 9.5 А/см² в рассматриваемой структуре).

2.3.3. Неравновесное заполнение квантовых точек.

В этом случае $f_{n,p}$, требуемые для лазерной генерации, по-прежнему определяются выражением (19). Подставив последнее в (14), получим для j_{th} в виде функции от δ

$$j_{\text{th}}(\delta) = \frac{1}{4} \frac{eN_S}{\tau_{\text{QD}}} \left(1 + \frac{\delta}{\delta_{\text{max}}}\right)^2 + \frac{1}{4} \frac{ebB}{\sigma_n \sigma_p v_n v_p \tau_{\text{QD}}^2} \frac{(1 + \delta/\delta_{\text{max}})^4}{(1 - \delta/\delta_{\text{max}})^2}. \quad (31)$$

Все сказанное выше относительно характера зависимости j_{th} от N_S , δ , L и b (рис. 5 и 6) остается в силе и в рассматриваемом случае. В предельном случае больших δ или(и) β $j_{\text{th}}^{\text{min}}$ по-прежнему дается уравнением (28).

В случае малых δ или(и) β минимальная плотность порогового тока есть

$$j_{\text{th}}^{\text{min}} \approx 6.505 \frac{1}{2\pi} \frac{e}{\tau_{\text{QD}}} \left[\frac{1}{\xi} \frac{\epsilon}{\epsilon - \epsilon'} \frac{B}{\sigma_n \sigma_p v_n v_p} \beta \frac{(\Delta\epsilon)_{\text{inhom}}}{\hbar} \right]^{1/2} \quad (32)$$

и зависит от температуры слабо (через зависимости $\sigma_{n,p}$ и $v_{n,p}$ от T). Таким образом, при переходе от равновесного заполнения КТ к неравновесному с уменьшением температуры $j_{\text{th}}^{\text{min}}$ падает медленнее, чем это следует из (29), и выходит на насыщение. Истинное значение $j_{\text{th}}^{\text{min}}$ при низкой T (уравнение (32)) много больше, чем значение, даваемое уравнением (29) при той же температуре (последнее, как это видно из (29) и выражений (3) для n_1 и p_1 , экспоненциально мало при низкой T).

3. Нарушение зарядовой нейтральности в квантовых точках

В КЯ лазерных структур на их основе имеет место локальная зарядовая нейтральность [78,79]. Структуры с КТ радикально отличаются в этом смысле от структур с КЯ. Различие обусловлено малой эффективной емкостью слоя с КТ по сравнению с КЯ. Нарушение нейтральности в КЯ подавляется большой емкостью ямы. Емкость слоя с КТ, будучи ограниченной поверхностной концентрацией точек, типичные значения которой на 1.5–2 порядка меньше двумерной концентрации носителей в КЯ, существенно меньше емкости КЯ. Ввиду этого электрическое поле, возникающее при нарушении нейтральности в КТ, будет небольшим. В [47] показано, что степени заполнения электронного и дырочного уровней в КТ различны, т.е. КТ действительно заряжены. Нарушение нейтральности существенным образом сказывается на величине и температурной зависимости j_{th} .

Второе (в дополнение к (18)) уравнение, связывающее f_n и f_p и требующееся для расчета плотности тока рекомбинации, записывается в виде

$$f_p - f_n = \Delta. \quad (33)$$

Конкретный вид функции Δ зависит от конструкции структуры, т.е. от пространственного распределения донорных и акцепторных примесей, разрывов краев зоны проводимости и валентной зоны, а также расположения слоя с КТ в СОО. С помощью (18) и (33) степени

заполнения записываются в виде

$$f_n = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{N_S^{\min}}{N_S} \operatorname{sgn}(g^m) - \frac{1}{2} \Delta,$$

$$f_p = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{N_S^{\min}}{N_S} \operatorname{sgn}(g^m) + \frac{1}{2} \Delta, \quad (34)$$

где N_S^{\min} определяется уравнением (15), в котором β заменена на $|g^m|$. Имея в виду изучение зависимости коэффициента усиления от тока инжекции (разд. 3.4), мы рассматриваем здесь как положительные (режим выше порога прозрачности), так и отрицательные (режим ниже порога прозрачности) значения g^m .

В общем случае $\Delta = 0$ как при $N_S = N_S^{\min}$, так и при $N_S \rightarrow \infty$. Первое условие очевидно из следующих соображений: при $N_S = N_S^{\min}$, $f_n = f_p = 1$, если $g^m > 0$, и $f_n = f_p = 0$, если $g^m < 0$. Второе условие соответствует переходу слоя с КТ в КЯ, в которой имеет место локальная нейтральность.

3.1. Слой с квантовыми точками в $p-i-n$ -гетеропереходе

Решается самосогласованная задача о распределении электростатического потенциала. СОО представляет собой i -область структуры. Скачок поля у слоя с КТ контролируется его поверхностным зарядом. Для Δ получено [47]

$$\Delta = \frac{v + \aleph_{as}}{\alpha}, \quad (35)$$

где v — корень уравнения

$$-v - \aleph_{as} = \alpha \frac{\sinh v}{\cosh[(V - E_0)/2T] + \cosh v}. \quad (36)$$

Безразмерные параметр асимметрии \aleph_{as} и параметр α , контролирующие $\Delta = f_p - f_n$, т.е. заряд КТ, суть

$$\aleph_{as} = \frac{(\Delta E_v - \epsilon_p + F_p) - (\Delta E_c - \epsilon_n + F_n)}{2T},$$

$$\alpha = \frac{e^2 N_S / 4T}{\epsilon_s / 4\pi b}, \quad (37)$$

где V — приложенное к структуре напряжение (в единицах энергии), $\Delta E_{c,v} = \Delta E_{c,v,1} + \Delta E_{c,v,2}$, $\Delta E_{c,v,1}$ и $\Delta E_{c,v,2}$ — разрывы краев зон на гетерограницах КТ–СОО и СОО–обкладка соответственно, $F_{n,p}$ — квазиуровни Ферми в n - и p -обкладках соответственно вдали от гетерограниц с СОО (отсчитываемые от краев зон в обкладках), ϵ_s — статическая диэлектрическая проницаемость.

Параметр \aleph_{as} определяется различием (асимметрией) между электронными и дырочными параметрами структуры. Чем больше \aleph_{as} , тем больше Δ (рис. 9).

Существует некоторое значение N_S , обеспечивающее максимум Δ (рис. 9). Из рисунка видно, насколько сильно проявляется нарушение нейтральности: разность $\Delta = f_p - f_n$ сопоставима с самими f_n и f_p .

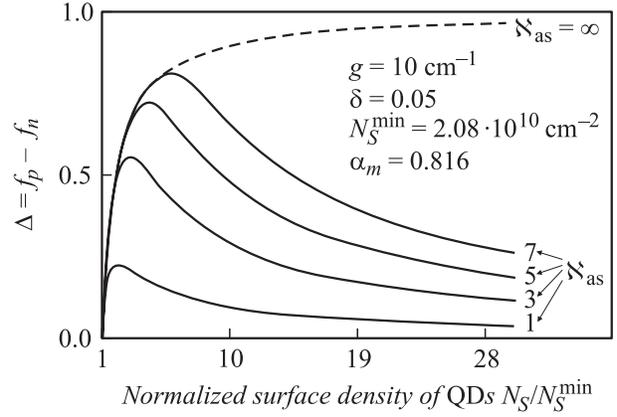


Рис. 9. Разность между степенями заполнения дырочного и электронного уровней в КТ в зависимости от нормированной поверхностной концентрации КТ при различных значениях параметра асимметрии \aleph_{as} .

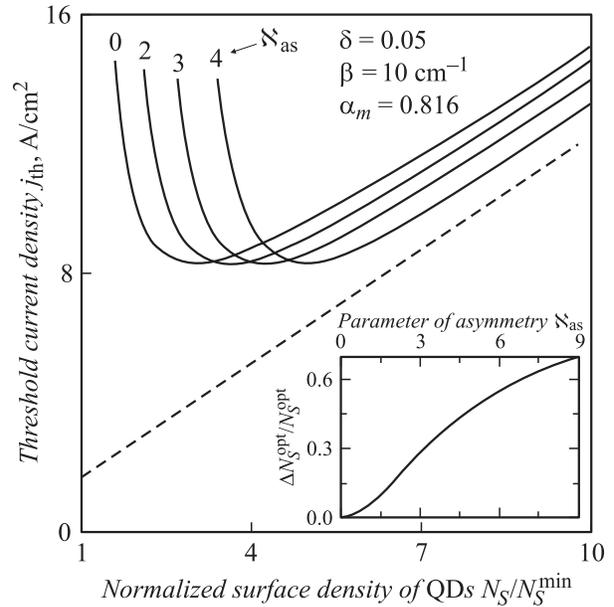


Рис. 10. Плотность порогового тока в зависимости от нормированной поверхностной концентрации КТ. Наклонная штриховая прямая изображает плотность тока прозрачности при $N_S \rightarrow \infty$. На вставке — относительная разность N_S^{opt} , истинной и рассчитанной в предположении о зарядовой нейтральности (см. (27)), в зависимости от \aleph_{as} .

Критерий нейтральности в КТ есть $\aleph_{as} = 0$. Ввиду температурной зависимости $F_{n,p}$ критерий нейтральности зависит от T . Это означает, что (при заданных параметрах) КТ могут быть нейтральными только при одном значении температуры.

Параметр α_m (значение α при $N_S = N_S^{\min}$) определяет отношение дифференциальной емкости слоя с КТ к емкости СОО [47]. Чем меньше α_m , тем больше Δ , т.е. Δ растет с уменьшением емкости слоя с КТ. Именно величиной емкости определяется существенное различие слоя с КТ и КЯ в вопросе о зарядовой нейтральности.

В то время как минимальная плотность порогового тока дается универсальным уравнением (24) и не зависит от заряда КТ, нарушение нейтральности существенным образом сказывается на оптимальной поверхностной концентрации КТ, минимизирующей j_{th} : N_S^{opt} растет с усилением нарушения нейтральности (рис. 10).

3.2. Плотность тока прозрачности

Ток инжекции, при котором достигается нулевая инверсия заселенности в активной области ($f_n + f_p - 1 = 0$) и соответственно нулевой коэффициент усиления ($g^m = 0$), является по определению током инверсии, или током прозрачности лазера (transparency current).

Из (34) для степеней заполнения уровней на пороге прозрачности имеем

$$f_n = \frac{1}{2} - \frac{\Delta}{2}, \quad f_p = \frac{1}{2} + \frac{\Delta}{2}, \quad (38)$$

где Δ определяется из уравнений (35) и (36) при напряжении $V = E_0 = E_g + \varepsilon_n + \varepsilon_p$, соответствующем порогу прозрачности. Подстановка (38) в (6) дает для плотности тока прозрачности

$$j_{tr} = \frac{1}{4} \frac{eN_S}{\tau_{QD}} [1 - \Delta^2(N_S)] + ebN_1 p_1. \quad (39)$$

Сравнение (39) с выражением (21) для нейтральных КТ ($\Delta = 0$) показывает, что нарушение нейтральности приводит к уменьшению j_{tr} .

3.3. Вольт-амперная характеристика

Зависимости $f_{n,p}$ и Δ от приложенного напряжения V приведены на рис. 11. На пороге прозрачности ($V = E_0$) Δ достигает максимального значения; это имеет место потому, что дифференциальная емкость слоя с КТ минимальна на пороге прозрачности [47]. С помощью зависимостей $f_{n,p}$ от V рассчитывается вольт-амперная

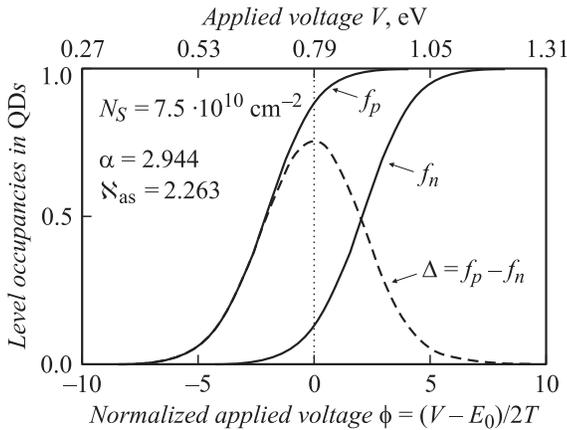


Рис. 11. Степени заполнения электронного и дырочного уровней в КТ (сплошные кривые) и разность между ними (штриховая кривая) в зависимости от приложенного напряжения. Вертикальная пунктирная прямая показывает порог прозрачности.

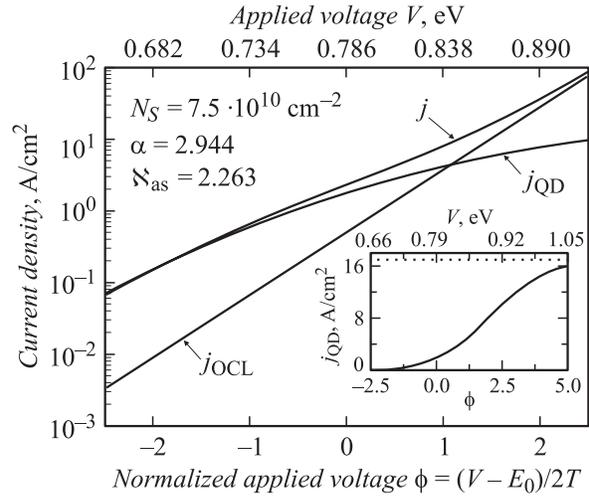


Рис. 12. Вольт-амперная характеристика. На вставке — плотность тока, связанного с рекомбинацией–генерацией в КТ.

характеристика лазера (рис. 12):

$$j = \frac{eN_S}{\tau_{QD}} (f_n f_p - f_n f_p|_{V=0}) + ebN_i^2 \left[\exp\left(\frac{V}{T}\right) - 1 \right], \quad (40)$$

где n_i — собственная концентрация свободных носителей в СОО. Характер зависимости от V второго слагаемого в (40), представляющего собой плотность тока рекомбинации–генерации в СОО, типичен для бимолекулярной рекомбинации (квадратичной по концентрации носителей).

3.4. Зависимости степеней заполнения уровней в квантовой точке и коэффициента усиления от плотности тока инжекции

На рис. 13 изображены зависимости $f_{n,p}$ от плотности тока инжекции. Эти кривые для лазеров на КТ являются аналогом кривых для зависимости концентрации носителей в активной области от плотности тока в случаях лазеров на КЯ или объемных лазеров (carrier density–current density dependence).

Важной характеристикой полупроводникового лазера также является зависимость амплитуды спектра коэффициента усиления g^m от плотности тока инжекции j (gain–current density dependence). Для лазера на КТ эта зависимость (рис. 14) определяется из уравнения

$$j(g^m) = \frac{1}{4} \frac{eN_S}{\tau_{QD}} \left[\left(1 + \frac{g^m}{g^{\max}}\right)^2 - \Delta^2 \left(\frac{g^m}{g^{\max}}\right) \right] + ebN_1 p_1 \frac{(1 + g^m/g^{\max})^2 - \Delta^2 (g^m/g^{\max})}{(1 - g^m/g^{\max})^2 - \Delta^2 (g^m/g^{\max})}, \quad (41)$$

где g^{\max} дается уравнением (10). При $g^m = \beta$ уравнение (41) дает j_{th} в виде функции от потерь. Как

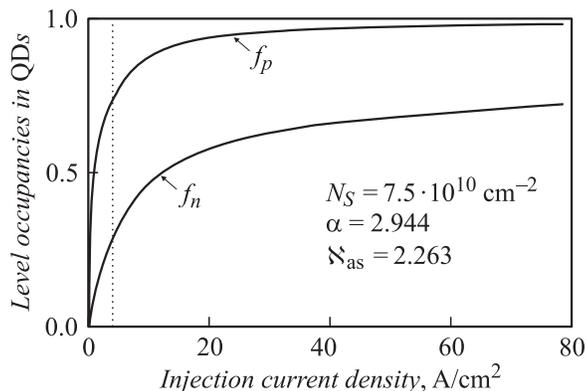


Рис. 13. Степени заполнения электронного и дырочного уровней в КТ в зависимости от плотности тока инжекции. Вертикальная пунктирная прямая показывает порог прозрачности, когда разность $f_p - f_n$ максимальна.

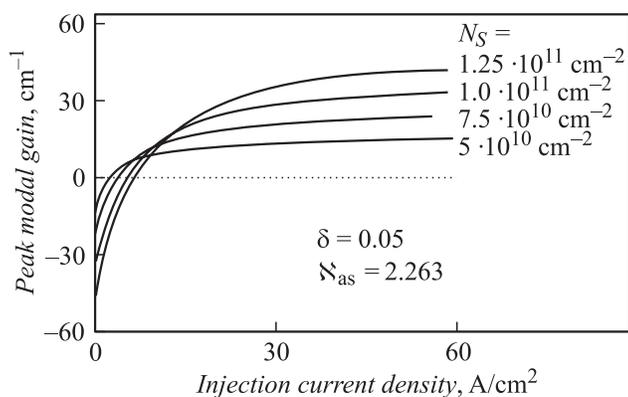


Рис. 14. Зависимость коэффициента усиления от плотности тока инжекции при различных значениях N_S .

отмечалось в разд. 3.3, функция $\Delta(g^m/g^{\max})$ максимальна на пороге прозрачности $g^m = 0$. С ростом j происходит насыщение g^m . Тем не менее токи инжекции, требуемые для достижения значений g^m , равных типичным потерям β (вплоть до нескольких десятков см^{-1}), намного меньше таковых для лазеров на одной или нескольких КЯ.

4. Температурная зависимость порогового тока

Используемые в настоящее время в телекоммуникации коммерческие лазеры на КЯ на основе гетеросистемы InGaAsP/InP характеризуются невысокой температурной стабильностью пороговых токов [79–81] (характеристическая температура T_0 таких лазеров не превышает 90 К). Важнейшим преимуществом, которое может быть достигнуто в лазерах на КТ, является чрезвычайно слабая температурная зависимость порогового тока. В идеальном случае величина j_{th} лазера на КТ должна оставаться неизменной с изменением T , и,

следовательно, T_0 должна быть бесконечно высокой [15]. Это имело бы место, если бы весь ток инжекции уходил на рекомбинацию в КТ и соблюдалась нейтральность в КТ. В действительности во всех конструкциях диодных лазеров квантовые точки окружены проводящим материалом (слоем оптического ограничения — барьерными областями), в который инжектируются носители из контактных областей и из которого далее попадают в КТ.¹² Рекомбинация носителей в СОО приводит к дополнительной компоненте j_{th} . Эта компонента (j_{OCL}), связанная с термическими выбросами носителей из КТ, экспоненциально зависит от T . Именно ею обусловлена температурная зависимость j_{th} лазера на КТ при относительно высоких T . Это было подтверждено уже в первой реализации инжекционного лазера на КТ [20]. С достижением уровня технологии, позволяющего выращивать структуры с совершенными ансамблями КТ и тем самым контролировать в значительной степени неоднородное уширение линии, именно термические выбросы носителей из КТ могут стать основной проблемой в работе лазера.

Из условия (18) видно, что на пороге генерации инверсия заселенности не зависит от T . Предполагая нейтральность в КТ ($f_n = f_p$) мы сразу получили бы температурно независимые $f_{n,p}$ (см. (19)). В этом случае компонента плотности порогового тока, связанная с рекомбинацией в КТ, j_{QD} , была бы температурно независима. Одним из существенных проявлений нарушения нейтральности являются температурная зависимость степеней заполнения электронного и дырочного уровней в КТ, а следовательно, температурная зависимость j_{QD} . Таким образом, даже при полном подавлении рекомбинации вне КТ существует температурная зависимость j_{th} , обусловленная эффектом нарушения нейтральности в КТ. Именно с этим эффектом связано конечное значение T_0 , наблюдаемое при сравнительно низких T [20], когда практически полностью подавлены тепловые выбросы носителей из КТ и рекомбинация вне КТ.

Таким образом, вследствие температурной зависимости компонент, связанных с рекомбинацией в СОО и в КТ, пороговый ток в реальном лазере на КТ температурно зависим, особенно при высоких T . Следовательно, характеристическая температура T_0 конечна. Впервые это экспериментально наблюдалось в [20].

Как обсуждалось выше (разд. 2), в зависимости от температуры и энергий локализации носителей могут реализоваться равновесный или неравновесный режимы заполнения КТ носителями. При $T < T_g$ (неравновесное заполнение), где T_g дается уравнением (4), отсутствует температурная зависимость концентраций свободных носителей в СОО¹³ и, следовательно, отсутствует тем-

¹² Использование КТ в изолирующих (например, стеклянных) матрицах представляется перспективным только с точки зрения создания приборов с оптической накачкой ввиду принципиальной невозможности токовой инжекции в них.

¹³ Точнее говоря, имеется слабая температурная зависимость n и p , обусловленная температурными зависимостями сечений захвата носителей в КТ, $\sigma_{n,p}$, и тепловых скоростей, $v_{n,p}$ (см. (13)).

пературная зависимость j_{th} . При $T > T_g$ (равновесное заполнение) j_{th} зависит от T . Таким образом, температурная зависимость порогового тока лазеров на КТ принципиально отличается от таковой для лазеров с объемной активной областью и лазеров на КЯ. Такой характер температурной зависимости j_{th} наблюдался экспериментально уже в первом инжекционном лазере на КТ [20]: j_{th} практически не изменялась с повышением температуры до 180 К, сохраняя свое значение 80 А/см²; характеристическая температура для указанного диапазона температур была очень высокой ($T_0 = 380$ К). При увеличении T выше 180 К высота j_{th} активационно росла; энергия активации хорошо согласовывалась с оцененными энергиями локализации носителей в КТ, подтверждая тем самым, что рост порогового тока действительно связан с тепловыми выбросами носителей из КТ.

В этом разделе приводится детальный количественный анализ температурной зависимости j_{th} и рассчитывается характеристическая температура T_0 в равновесном режиме.

4.1. Компоненты порогового тока

Компоненты плотности порогового тока суть

$$j_{QD} = \frac{eN_S}{\tau_{QD}} f_n f_p, \quad (42)$$

$$j_{OCL} = ebVnp = ebVn_1 p_1 \frac{f_n f_p}{(1-f_n)(1-f_p)}. \quad (43)$$

Предполагая нейтральность в КТ, можно представить температурную зависимость j_{OCL} в виде

$$j_{OCL}(T) \equiv j_{OCL,neutral}(T) \propto Bn_1 p_1 \propto T^{3/2} \exp\left(-\frac{\Delta E_{g1} - \varepsilon_n - \varepsilon_p}{T}\right), \quad (44)$$

где $\Delta E_{g1} = \Delta E_{c1} + \Delta E_{v1}$ — разность между ширинами запрещенных зон материалов СОО и КТ.

С увеличением $\Delta E_{g1} - \varepsilon_n - \varepsilon_p = (\Delta E_{c1} - \varepsilon_n) + (\Delta E_{v1} - \varepsilon_p)$ концентрации свободных носителей в СОО и, следовательно, паразитный ток рекомбинации уменьшаются, что приводит к уменьшению j_{th} и ослаблению ее температурной зависимости. В [76] с целью увеличения высоты барьеров для носителей в КТ и тем самым подавления тепловых выбросов в качестве материала СОО вместо GaAs использовался более широкозонный материал AlGaAs. В результате было достигнуто существенное снижение j_{th} .

Из (35)–(37) видно, что Δ (т.е. заряд КТ) и, следовательно, $f_{n,p}$ (см. (34)) зависят от T . Таким образом, нарушение нейтральности в КТ приводит к температурной зависимости собственно плотности тока рекомбинации в КТ j_{QD} . С ростом T нарушение нейтральности подавляется: Δ медленно падает, f_n и f_p стремятся друг к другу (рис. 15).

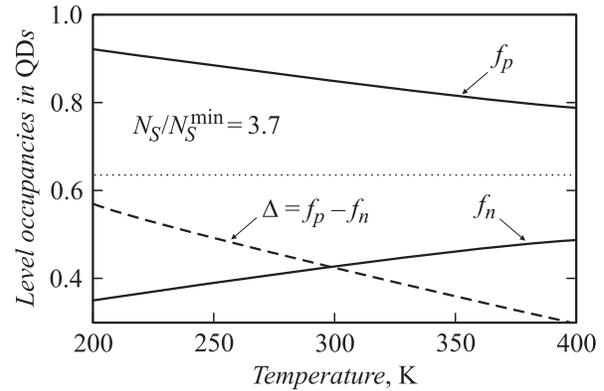


Рис. 15. Степени заполнения электронного и дырочного уровней в КТ и их разность в зависимости от температуры. Горизонтальная пунктирная прямая — $f_{n,p}$, рассчитанные в предположении о нейтральности в КТ. $\beta = 10$ см⁻¹, $\delta = 0.05$; $N_S^{min} = 2.1 \cdot 10^{10}$ см⁻². Взяты оптимальные значения N_S и b при $T = 300$ К: $N_S = 3.7N_S^{min} = 7.7 \cdot 10^{10}$ см⁻², $b = 0.28$ мкм.

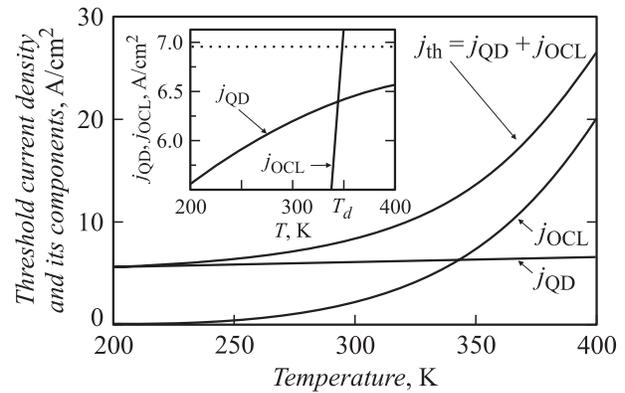


Рис. 16. Плотность порогового тока и ее компоненты в зависимости от температуры. На вставке — j_{QD} и j_{OCL} в увеличенном (вдоль вертикальной оси) масштабе; при $T = T_d = 344$ К $j_{OCL} = j_{QD}$; пунктирная прямая изображает плотность тока j_{QD} , рассчитанную в предположении о нейтральности в КТ.

Температурная зависимость j_{QD} намного слабее, чем таковая для j_{OCL} (рис. 16). Тем не менее вывод о том, что j_{QD} зависит от T , чрезвычайно важен. Дело в том, что в должным образом оптимизированных структурах рекомбинационные каналы в СОО (т.е. токи утечки) должны быть подавлены. Однако даже в этом случае пороговый ток, определяемый исключительно рекомбинацией в КТ, будет зависеть от T .

Плотность тока рекомбинации в СОО, j_{OCL} , экспоненциально возрастает с T , характеризуясь энергией активации $\Delta E_{g1} - \varepsilon_n - \varepsilon_p$ (см. (44) и рис. 16). По этой причине для описания температурной зависимости $j_{th} = j_{QD} + j_{OCL}$ удобно ввести температуру T_d , при которой j_{OCL} достигает j_{QD} . При T , существенно меньших T_d , $j_{OCL} \ll j_{QD}$ и имеется только очень слабая зависимость j_{th} от T . Напротив, при T , достаточно больших T_d , $j_{OCL} \gg j_{QD}$ и j_{th} сильно зависит от T .

(рис. 16). Имеется аналогия между таким образом определенной T_d и температурой опустошения (ионизации) примесных центров. Уравнение для T_d приведено в [49]; T_d возрастает с ростом ΔE_{g1} и N_S и с уменьшением δ и β [49]. С помощью T_d отношение j_{OCL} к j_{QD} можно представить в виде

$$\frac{j_{OCL}(T)}{j_{QD}(T)} = \frac{j_{QD}(T_d) - eN_S^{\min}/\tau_{QD}}{j_{QD}(T) - eN_S^{\min}/\tau_{QD}} \left(\frac{T}{T_d}\right)^{3/2} \times \exp\left(\frac{\Delta E_{g1} - \varepsilon_n - \varepsilon_p}{T_d} - \frac{\Delta E_{g1} - \varepsilon_n - \varepsilon_p}{T}\right). \quad (45)$$

4.2. Характеристическая температура T_0

Характеристическая температура является чрезвычайно важным параметром, эмпирическим образом описывающим температурную зависимость j_{th} полупроводникового лазера [82]:

$$T_0 = \left(\frac{\partial \ln j_{th}}{\partial T}\right)^{-1}. \quad (46)$$

Несмотря на то что зависимость j_{th} от T никогда не является экспонентой вида $\exp(T/T_0)$ (как это может показаться из (46)), параметр T_0 адекватным образом характеризует температурную зависимость j_{th} при условии, что он сам является функцией температуры: $T_0 = T_0(T)$.

Характеристическая температура лазера на КТ может быть представлена в виде

$$\frac{1}{T_0} = \frac{j_{QD}}{j_{QD} + j_{OCL}} \frac{1}{T_0^{QD}} + \frac{j_{OCL}}{j_{QD} + j_{OCL}} \frac{1}{T_0^{OCL}}, \quad (47)$$

где T_0^{QD} и T_0^{OCL} определяются так же, как и T_0 , но для функций $j_{QD}(T)$ и $j_{OCL}(T)$ соответственно.

Уравнения для T_0^{QD} и T_0^{OCL} суть

$$\frac{1}{T_0^{QD}} = -\frac{1}{4} \frac{1}{f_n f_p} \frac{\partial \Delta^2}{\partial T}, \quad (48)$$

$$\frac{1}{T_0^{OCL}} = \frac{3}{2} \frac{1}{T} + \frac{\Delta E_{g1} - \varepsilon_n - \varepsilon_p}{T^2} - \frac{eN_S^{\min}/\tau_{QD}}{j_{QD} - eN_S^{\min}/\tau_{QD}} \frac{1}{T_0^{QD}}. \quad (49)$$

Поскольку абсолютная величина Δ убывает с ростом T (рис. 15), T_0^{QD} является положительной величиной.

В предположении нейтральности в КТ (т.е. $\Delta = 0$, $f_{n,p} = (1 + N_S^{\min}/N_S)/2$ и, следовательно, $T_0^{QD} = \infty$) для характеристической температуры получено

$$T_{0,neutral} = \left[1 + \frac{1}{4} \frac{N_S}{\tau_{QD}} \left(1 - \frac{N_S^{\min}}{N_S}\right)^2 / bBn_1p_1\right] \times \left(\frac{3}{2} \frac{1}{T} + \frac{\Delta E_{g1} - \varepsilon_n - \varepsilon_p}{T^2}\right)^{-1}. \quad (50)$$

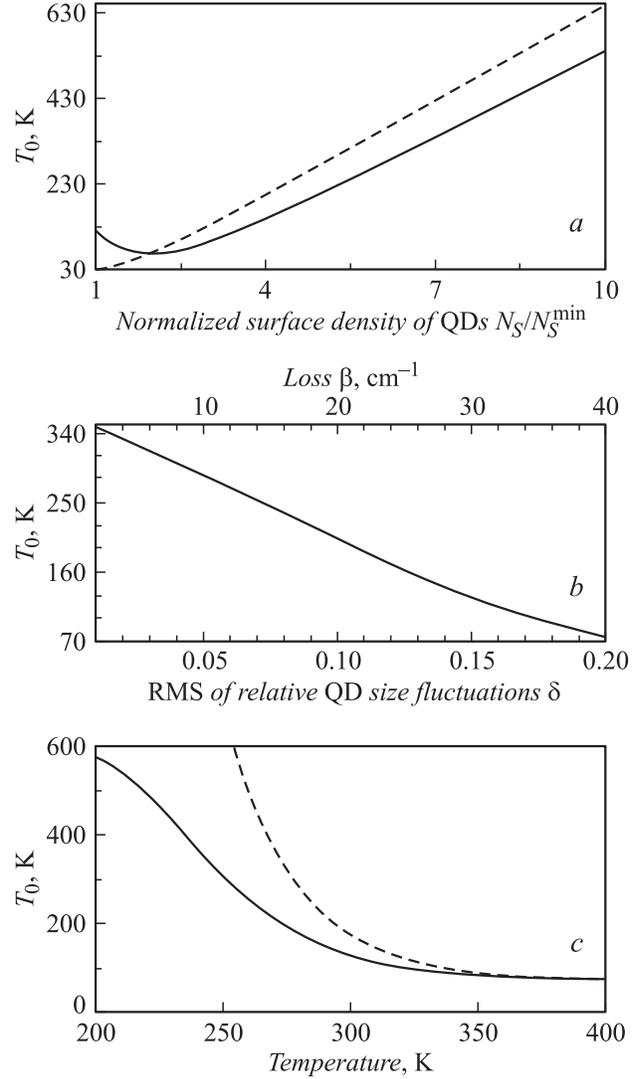


Рис. 17. Характеристическая температура в зависимости от поверхностной концентрации КТ (а), от среднеквадратичного значения относительных флуктуаций размеров КТ (при $\beta = 10 \text{ см}^{-1}$, нижняя ось) и потерь (при $\delta = 0.05$, верхняя ось) при $N_S = 1.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (b) и от температуры при $N_S = 7.7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (c). Штриховые кривые — $T_{0,neutral}$ (см. (50)).

4.2.1. Зависимость T_0 от температуры. Характеристическая температура быстро падает с ростом T (рис. 17, c). Резкое (в несколько раз) падение T_0 имеет место при переходе от температур, при которых j_{th} контролируется рекомбинацией в КТ, к температурам, при которых j_{th} контролируется рекомбинацией в СОО. Такой характер зависимости T_0 от T находится в согласии с экспериментом (см., например, [20]).

Следует отметить, что $T_0^{QD} \gg T_0^{OCL}$. Тем не менее, как это видно из (47), $1/T_0$ определяется не только величинами $1/T_0^{QD}$ и $1/T_0^{OCL}$, но также и относительными вкладами компонент плотности порогового тока, $j_{QD}/(j_{QD} + j_{OCL})$ и $j_{OCL}/(j_{QD} + j_{OCL})$. По этой при-

чине при относительно низких температурах ($T < T_d$), когда j_{th} контролируется компонентой j_{QD} , важен учет первого слагаемого в правой части (47). При таких T уравнение (50) дает значения $T_{0,neutral}$ (рис. 17, *с*, штриховая кривая), намного превышающие истинные T_0 , даваемые уравнением (47), учитывающим нарушение нейтральности в КТ (рис. 17, *с*, сплошная кривая). Таким образом, при низких T именно нарушение нейтральности является основной причиной температурной зависимости j_{th} , и учет этого эффекта необходим для правильного расчета T_0 , согласующегося с экспериментом.

4.2.2. Зависимость T_0 от параметров структуры. В достаточном удалении от N_S^{min} T_0 растет с увеличением N_S (рис. 17, *а*). Причина состоит в том, что с увеличением N_S растет компонента j_{th} , менее зависящая от T , а именно j_{QD} , в то время как более чувствительная к температуре компонента, т.е. j_{OCL} , убывает.

Чем более совершенна структура (т.е. чем меньше δ) или чем меньше β , тем выше T_0 (рис. 17, *б*). При комнатной температуре, $N_S = 1.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, потерях в резонаторе $\beta = 10 \text{ см}^{-1}$ и флуктуациях размеров КТ 10% ($\delta = 0.05$)

$$T_0 \approx 286 \text{ К.} \quad (51)$$

Это значение T_0 существенно (в несколько раз) выше, чем в лазерах на КЯ при тех же потерях (в последних T_0 не превышает 90 К).

4.3. Температурные зависимости для оптимизированной структуры

Оптимальные параметры лазера, обеспечивающие минимум j_{th} , температурно зависимы [49]. Таким образом, структура, оптимизированная при данной T , не является оптимизированной при любой другой температуре. Оптимальная толщина СОО уменьшается, а оптимальная поверхностная концентрация КТ увеличивается с ростом T (рис. 18).

Температурные зависимости j_{th}^{min} и T_0^{opt} для оптимизированной структуры подробно анализируются в [46,49].

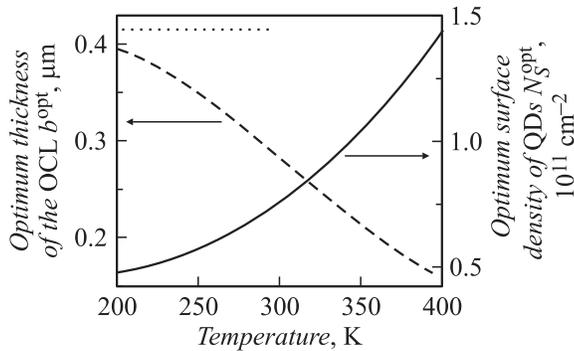


Рис. 18. Оптимальные поверхностная концентрация КТ и толщина СОО в зависимости от температуры. Горизонтальная пунктирная прямая — толщина СОО, максимизирующая коэффициент оптического ограничения.

При высоких T ($s \ll 1$ — см. (29)), когда существенна рекомбинация в СОО, температурная зависимость j_{th}^{min} определяется температурной зависимостью корня квадратного от темпа спонтанных переходов в СОО Bn_1p_1 , т.е. оказывается существенно слабее, чем для неоптимизированной структуры (для которой она определяется температурной зависимостью самого темпа Bn_1p_1 — см. (44)):

$$j_{th}^{min} \propto \sqrt{Bn_1p_1} \propto T^{3/4} \exp\left(-\frac{\Delta E_{g1} - \varepsilon_n - \varepsilon_p}{2T}\right). \quad (52)$$

При низких T ($s \gg 1$), когда рекомбинация в СОО незначительна, зависимость j_{th}^{min} от T и ΔE_{g1} исчезает (см. (28)).

Характеристическая температура для функции $j_{th}^{min}(T)$ есть

$$T_0^{opt} = \left\{ \frac{1}{1 + \left\{ [a/b^{opt}\Gamma(b^{opt})]_s \right\}^{1/2}} \left(1 - \frac{d \ln b^{opt}}{d \ln s} \right) + \frac{\left\{ [a/b^{opt}\Gamma(b^{opt})]_s \right\}^{1/2}}{1 + \left\{ [a/b^{opt}\Gamma(b^{opt})]_s \right\}^{1/2}} \frac{d \ln \Gamma(b^{opt})}{d \ln s} \right\}^{-1} \times \left(\frac{3}{2} \frac{1}{T} + \frac{\Delta E_{g1} - \varepsilon_n - \varepsilon_p}{T^2} \right)^{-1}. \quad (53)$$

Выражение в больших фигурных скобках есть универсальная функция безразмерного параметра s (см. (25) для определения s) и может быть получено из зависимостей b^{opt} и $\Gamma(b^{opt})$ от s (рис. 7).

При T , превышающей температуру, при которой оптимизирована структура, T_0 не может превышать T_0^{opt} , даваемую уравнением (53).

5. Оптические переходы с возбужденных состояний в квантовых точках

В идеальном случае для наиболее сильного проявления преимуществ лазеров на КТ необходимо, чтобы в КТ были только один электронный и один дырочный уровни. В КТ высокосимметричной (например, кубической) формы достаточным является требование единственного (основного) уровня только для электронов. Излучательные переходы с основного электронного на возбужденные дырочные уровни в таких КТ частично или полностью запрещены правилами отбора (по крайней мере в 1-м порядке). В реальных лазерных структурах, содержащих КТ невысокосимметричной (например, пирамидальной) формы, такие переходы не запрещены. Кроме того, могут присутствовать возбужденные электронные уровни [83]. Переходы с возбужденных состояний влияют на пороговые характеристики лазера [54,55].

Общие выражения для спектра модового коэффициента усиления $g(E)$ и спектральной плотности потока спонтанной рекомбинации в КТ $r_{sp}(E)$ для произвольного числа излучательных переходов в точках приведены в [54]. Описаны различные возможные ситуации для трансформации этих спектров при изменении тока инжекции.

5.1. Универсальное соотношение между спектрами коэффициента усиления и спонтанной эмиссии

В случае квазиравновесного заполнения КТ как электронами, так и дырками для произвольного числа переходов в точках и произвольного распределения точек по размерам отношение $r_{sp}(E)$ к $g(E)$ дается универсальной функцией [54]

$$\frac{r_{sp}(E)}{g(E)} = \frac{a}{\Gamma(E)} \frac{\epsilon(E)E^2}{\pi^2 \hbar^3 c^2} \times \left\{ 1 - \exp \left[\frac{E - (E_g^{OD} + \mu_n + \mu_p)}{T} \right] \right\}^{-1}, \quad (54)$$

где $\epsilon(E)$ и $\Gamma(E)$ — зависящие от энергии фотона оптическая диэлектрическая проницаемость и коэффициент оптического ограничения, $\mu_{n,p}$ — квазиуровни Ферми для электронов и дырок, отсчитываемые от краев зон в КТ. Поскольку $\Gamma \propto a$ (см. (22)), то в (54) нет зависимости от размера КТ; a/Γ представляет собой характерную длину локализации фотона в поперечном направлении в волноводе.

Уравнение (54) является обобщением хорошо известного соотношения между $r_{sp}(E)$ и $g(E)$ в полупроводниках [84]. Оно чрезвычайно важно для анализа характеристик лазера на КТ. Именно спектр фото- или электролюминесценции (т.е. $r_{sp}(E)$) обычно измеряется в эксперименте. С помощью (54) и при условии, что имеет место равновесное заполнение КТ, нетрудно получить спектр $g(E)$ из измеренного спектра $r_{sp}(E)$.

5.2. Микроскопические параметры, контролирующие максимальный коэффициент усиления для отдельного перехода

В [54] показано, что в зависимости от удаленности энергий переходов друг от друга, значений неоднородного уширения и максимального коэффициента усиления для переходов может иметь место плавное либо скачкообразное изменение длины волны генерации с потерями.

Ключевую роль в определении длины волны излучения, т.е. положения пика спектра коэффициента усиления, играет соотношение между максимальными (насыщенными) значениями коэффициента усиления для переходов. Максимальный коэффициент усиления и время спонтанной рекомбинации для перехода с электронного уровня, характеризуемого набором квантовых чисел i , на

дырочный уровень, характеризуемый набором чисел j , даются выражениями (10) и (8), в которые вместо параметров для основного перехода входят соответствующие величины для перехода $i \rightarrow j$. В выражение для g_{ij}^{\max} дополнительно вводится степень вырождения для перехода ($g_{ij}^{\max} \propto d_{ij}$). Таким образом, g_{ij}^{\max} контролируется следующими микроскопическими параметрами: неоднородным уширением, степенью вырождения и интегралом перекрытия. Интеграл перекрытия управляет временем спонтанной рекомбинации ($1/\tau_{ij}^{OD} \propto I_{ij}$).

Параметры перехода по-разному влияют на g_{ij}^{\max} . Так, неоднородное уширение всегда больше для перехода с высшим индексом. Интеграл перекрытия обычно меньше для перехода с высшим индексом [83]; таким образом, τ_{ij}^{OD} также всегда больше для перехода с высшим индексом. Степень вырождения основного перехода всегда равна единице (двухкратное спиновое вырождение для каждого из переходов учтено в (8)). Чем выше индекс перехода, тем больше степень вырождения [32,36]. Для пирамидальных (с квадратным основанием) или кубических КТ, при условии отсутствия пьезоэлектрических эффектов, степень вырождения перехода с первого возбужденного электронного состояния на такое же дырочное равна 2 или 3 соответственно. Таким образом, единственной физической причиной, по которой g_{ij}^{\max} может быть выше для перехода с высшим индексом, является большее значение степени вырождения для возбужденного перехода. В действительности, однако, КТ не имеют регулярную форму. Более того, даже если бы они были регулярной формы, пьезоэлектрические эффекты снимают вырождение возбужденных состояний (см. [83] для пирамидальных КТ). Итак, в актуальных КТ g_{ij}^{\max} для отдельного возбужденного перехода не может быть выше, чем для основного. Тем не менее в лазерных структурах с такими КТ может иметь место скачкообразное изменение (переключение) длины волны излучения (см. разд. 5.3).

5.3. Пороговые характеристики лазера на самоорганизованных пирамидальных квантовых точках InAs в GaAs-матрице

Вследствие пьезоэффекта [83] вырождение возбужденных состояний полностью снято в таких КТ. Рассчитанные в [54,55] спектр насыщенного коэффициента усиления (при токе инжекции $j = \infty$), длина волны излучения и j_{th} в зависимости от β показаны на рис. 19 и 20. Как видно из рис. 19, все четыре перехода с возбужденных состояний лежат в пределах энергетического интервала T и, следовательно, эффективно „работают“ как один переход. Максимальный коэффициент усиления для этого комбинированного возбужденного перехода слегка превышает g_1^{\max} (рис. 19), что делает возможным скачкообразное переключение генерации с основного состояния. Переключение положения пика спектра $g(E)$ имеет место при приближении β к g_1^{\max} , при $\beta > g_1^{\max}$ генерация имеет место через комбиниро-

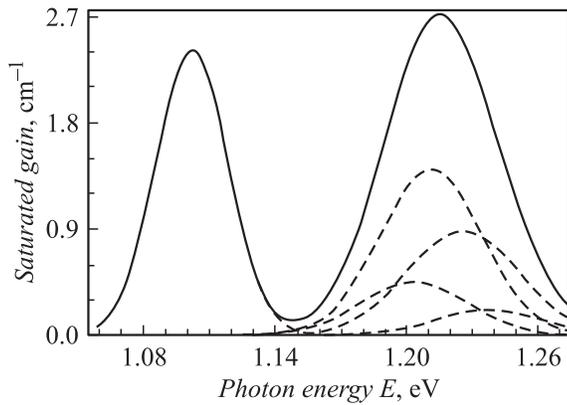


Рис. 19. Спектр коэффициента усиления лазера на одном слое самоорганизованных пирамидальных КТ InAs в GaAs. Штриховые кривые — спектры для каждого из переходов. $\delta = 0.05$.

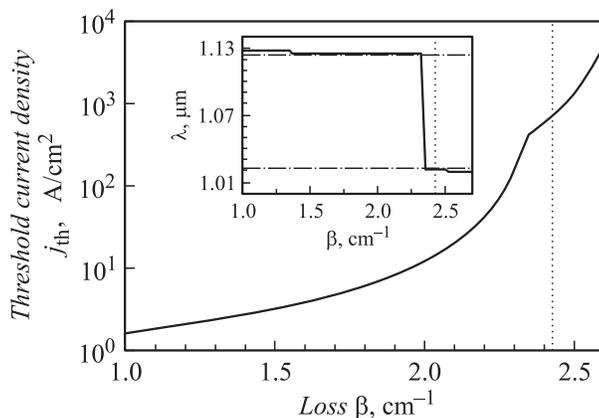


Рис. 20. Плотность порогового тока и длина волны излучения λ (вставка) в зависимости от потерь. Вертикальная пунктирная прямая — g_1^{\max} .

ванный возбужденный переход. Разрыв $\partial j_{\text{th}}/\partial \beta$ вблизи $\beta = g_1^{\max}$ (рис. 20) отражает скачок длины волны излучения (см. [36] и [85] относительно экспериментальной реализации этого в лазерах на КТ и КЯ соответственно). Интегралы перекрытия для четвертого и пятого переходов, а следовательно, и g_1^{\max} для них, намного меньше соответствующих величин для первых трех переходов. Тем не менее замечательно, что учет четвертого и пятого переходов (так называемых „запрещенных“ переходов — переходов с $i \neq j$) необходим для объяснения переключения длины волны излучения. Дело в том, что максимальный коэффициент усиления для комбинированного перехода, составленного только из второго и третьего переходов, был бы ниже g_1^{\max} .

Таким образом, скачкообразное изменение длины волны генерации с изменением потерь в рассматриваемых лазерах обусловлено переключением от основного перехода к эффективному возбужденному, представляющему собой суперпозицию нескольких близко расположенных

переходов через возбужденные состояния. Переходы с возбужденных состояний в таких структурах делают возможным лазерную генерацию при потерях, превышающих максимальный коэффициент усиления для основного перехода.

Возможность электрически контролируемого переключения длины волны излучения делает лазеры на КТ привлекательными для операций „запись“ и „считывание“, в также для умножения—деления длины волны [32].

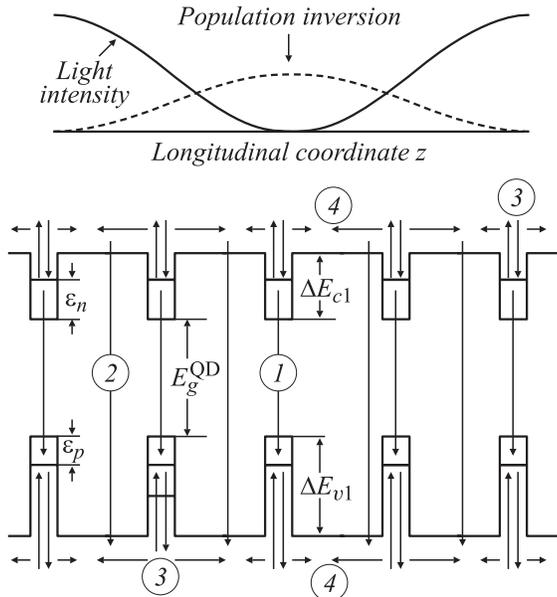
6. Выжигание пространственных провалов и порог многомодовой генерации

Выжигание пространственных провалов (дыр) в полупроводниковых [86,87] (так же как и в твердотельных [88]) лазерах обусловлено неоднородностью стимулированной рекомбинации носителей и приводит к генерации высших мод резонатора наряду с основной. Вопрос о многомодовой генерации является актуальным как с фундаментальной, так и прикладной точек зрения [9]. Изучение физических процессов, контролирующих порог многомодовой генерации, необходимо для определения путей подавления дополнительных мод и создания одномодовых лазеров.

Стимулированное излучение в резонаторе представляет собой стоячую волну (при этом вдоль длины резонатора уместается несколько тысяч длин полуволн).¹⁴ В лазере на КТ в пределах длины полуволны в среде уместается несколько КТ. Таким образом, стимулированная рекомбинация происходит наиболее (наименее) интенсивно в КТ, расположенных вблизи пучностей (узлов) интенсивности испускаемого излучения. В результате имеет место выжигание пространственных дыр в инверсии заселенности: КТ, расположенные вблизи пучностей, опустошены, а КТ вблизи узлов переполнены.

В лазерах с объемной активной областью и лазерах на КЯ процесс диффузии сглаживает неоднородные распределения носителей, подавляя полностью или частично эффект выжигания дыр [86]. Принципиально иная ситуация имеет место в лазерах на КТ. Поскольку вклад в стимулированное излучение дают только носители, локализованные в КТ, то сглаживание неоднородной инверсии требует термических выбросов носителей из переполненных КТ, диффузии в СОО до опустошенных КТ и захвата в последние (рис. 21). Таким образом, изолированность КТ друг от друга и отсутствие непосредственного обмена носителями между ними могут затруднить сглаживание неоднородной инверсии и привести к сильному выжиганию пространственных провалов.

¹⁴ Строго говоря, имеются также компоненты бегущей волны в резонаторе и в общем случае требуется их должный учет (особенно вблизи зеркал). Однако, как показано в [9,89], пренебрежение этими компонентами не вносит существенной поправки при достаточно больших коэффициентах отражения зеркал.



- 1: radiative recombination in QDs
 2: radiative recombination in the OCL
 3: capture into QDs and thermal escape from QDs
 4: diffusion along the longitudinal direction

Рис. 21. Схема лазера на КТ в продольном направлении и основные процессы.

На пороге генерации и чуть выше его излучается только основная (ближайшая к максимуму спектра $g(E)$) мода. Вследствие эффекта выжигания дыр усредненная вдоль продольного направления инверсия заселенности в КТ возрастает по сравнению со своим пороговым значением, что может привести к выполнению условия генерации для высших продольных мод резонатора. Поскольку основной задачей является определение путей подавления дополнительных мод, подробно анализируется условие генерации следующей, т.е. ближайшей к основной, моды,¹⁵ и, соответственно, рассматриваются плотности токов инжекции, которые выше плотности порогового тока основной моды j_{th} и не выше плотности порогового тока следующей моды j_2 . Порог многомодовой генерации δj определяется как превышение плотности тока инжекции над плотностью порогового тока основной моды, необходимое для лазерной генерации следующей моды резонатора:

$$\delta j = j_2 - j_{th}. \quad (55)$$

Анализ проводится на основе стационарных уравнений баланса для носителей, локализованных в КТ, свободных носителей и фотонов [50–52]. Показывается, что отношение потока термических выбросов дырок к диффузионному потоку дырок намного меньше единицы, т.е. именно термические выбросы носителей из КТ, а

¹⁵ Если спектр коэффициента усиления симметричен относительно своего максимума, то следующими могут быть две моды, расположенные симметрично относительно основной.

не диффузия в СОО, являются медленным процессом, контролирующим сглаживание пространственно неоднородной инверсии заселенности.¹⁶ С учетом этого общее выражение для δj упрощается, и оно анализируется для случаев высоких и низких температур.

6.1. Относительно высокие температуры

Для T , при которых ниже порога (и на пороге) генерации реализуется равновесное заполнение КТ (т.е. $\tau_{QD} \gg \tau_{n,p}^{esc}$; для рассмотренной структуры $\tau_{QD} = 0.71$ нс и при комнатной температуре $\tau_n^{esc} = 7$ пс, $\tau_p^{esc} = 60$ пс), показано, что δj контролируется конечными значениями времен $\tau_{n,p}^{esc}$:

$$\delta j = \left[\hbar \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} \frac{\pi}{L} / (\Delta\epsilon)_{in\text{hom}} \right]^2 (f_n + f_p - 1) \times \frac{eN_S}{\tau_n^{esc}(1 - f_n) + \tau_p^{esc}(1 - f_p)}. \quad (56)$$

Аналогичная ситуация имеет место для лазерных переходов зона–примесный центр [91,92].

Из (2) и (56) видно, что δj растет с увеличением $\sigma_{n,p}$. Естественно, чем больше $\sigma_{n,p}$, тем быстрее процессы захвата и термических выбросов и слабее выражен эффект выжигания дыр.

6.2. Относительно низкие температуры

Для T , при которых ниже порога (и на пороге) генерации реализуется неравновесное заполнение КТ (т.е. $\tau_{QD} \ll \tau_{n,p}^{esc}$), показано, что δj контролируется временем спонтанной рекомбинации в КТ τ_{QD} :

$$\delta j = \left[\hbar \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} \frac{\pi}{L} / (\Delta\epsilon)_{in\text{hom}} \right]^2 (f_n + f_p - 1) \times \frac{f_n + f_p - f_n f_p}{2 - f_n - f_p} \frac{eN_S}{\tau_{QD}}. \quad (57)$$

Дело в том, что δj управляется наиболее быстрым процессом ухода носителей из КТ. При высоких T это есть процесс термических выбросов из КТ и соответственно времена $\tau_{n,p}^{esc}$ входят в (56). При низких T более быстрым процессом является уход носителей из КТ через спонтанную рекомбинацию и соответственно время τ_{QD} входит в (57).

6.3. Зависимости порога многомодовой генерации от параметров структуры

Рассматривается режим относительно высоких температур.

По мере того, как один из параметров структуры приближается к своему критическому значению

¹⁶ Поскольку для коэффициентов диффузии электронов D_n и дырок D_p выполняется соотношение $D_n \gg D_p$, диффузия электронов в СОО не может являться лимитирующим фактором; для GaInAsP $D_n = 40$ см²/с и $D_p = 1.6$ см²/с [90].

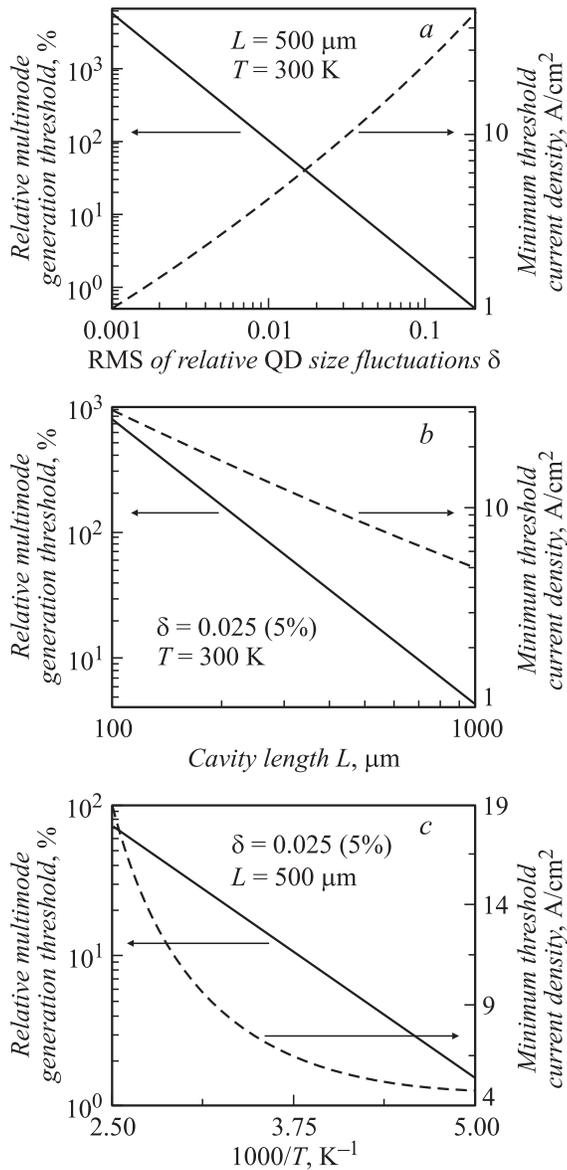


Рис. 22. Относительный порог многомодовой генерации $\delta j/j_{\text{th}}$ (сплошная кривая) и минимальная плотность порогового тока основной моды (штриховая кривая) в виде функций от среднеквадратичного значения относительных флуктуаций размеров КТ (a), длины резонатора (b) и температуры (c). (a–c): каждая точка на кривых соответствует конкретной структуре, оптимизированной при данном значении δ , L и T соответственно.

($N_S \rightarrow N_S^{\text{min}}$, или $\delta \rightarrow \delta^{\text{max}}$, или $L \rightarrow L^{\text{min}}$), плотности порогового тока основной и следующей мод, а также порог многомодовой генерации бесконечно возрастают (см. (56) и рис. 5). При этом относительный порог многомодовой генерации $\delta j/j_{\text{th}}$ устремляется к нулю (вставки на рис. 5), что означает неограниченный рост числа генерируемых продольных мод резонатора. Для реализации преимуществ лазеров на КТ параметры структуры должны быть достаточно далекими от критических значений.

При $\delta \rightarrow 0$ величины δj , $\delta j/j_{\text{th}}$ и, следовательно, j_2 неограниченно возрастают как δ^{-1} (рис. 5, b).

При $L \rightarrow \infty$ величины δj и $\delta j/j_{\text{th}}$ убывают как L^{-3} (рис. 5, c); j_2 убывает и стремится к j_{th} , и обе эти величины стремятся к плотности тока прозрачности (рис. 5, c).

Из рис. 5, a видно, что существует некоторое значение N_S , обеспечивающее максимум $\delta j/j_{\text{th}}$. Поскольку $\delta j/j_{\text{th}} \rightarrow 0$ как при $L \rightarrow L^{\text{min}}$, так и при $L \rightarrow \infty$, существует также значение L , при котором величина $\delta j/j_{\text{th}}$ максимальна (рис. 5, c). Такой характер зависимости $\delta j/j_{\text{th}}$ от N_S и L позволяет оптимизировать структуру также с целью максимизации $\delta j/j_{\text{th}}$.

Для структур, оптимизированных с целью минимизации плотности порогового тока основной моды, на рис. 22 изображены относительный порог многомодовой генерации и минимальная плотность порогового тока основной моды в виде функций от среднеквадратичного значения относительных флуктуаций размеров КТ, длины резонатора и температуры. Для структур, оптимизированных при $\delta = 0.025$ (разброс 5%) и 0.1 (разброс 20%), $\delta j/j_{\text{th}} \approx 21$ и 2% соответственно, $j_{\text{th}}^{\text{min}} \approx 8$ и 25 A/cm^2 соответственно.

6.4. Температурная зависимость порога многомодовой генерации

В (56) и (57) входят значения $f_{n,p}$ на пороге генерации основной моды. При условии нейтральности в КТ δj практически не зависела бы от температуры при низких T . Нарушение нейтральности (раздел 3) обуславливает слабую температурную зависимость f_n и f_p (разд. 4) и, следовательно, δj при таких температурах.

Для рассматриваемой в качестве примера структуры (см. разд. 2.3.2.3) при переходе от низких температур к комнатной δj возрастает примерно в 24 раза.

Температурная зависимость δj при высоких T обусловлена температурными зависимостями времен $\tau_{n,p}^{\text{esc}}$

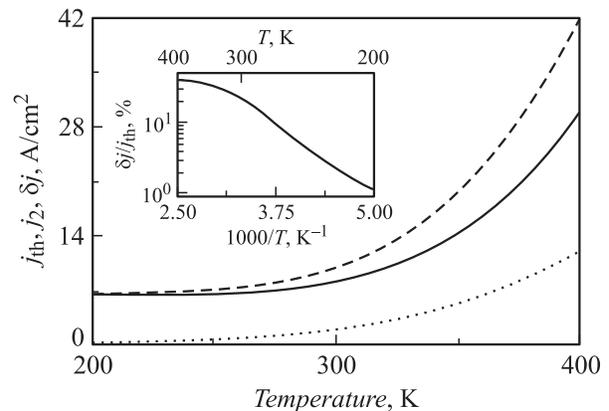


Рис. 23. Плотности порогового тока основной моды (сплошная кривая), следующей моды (штриховая кривая) и порог многомодовой генерации (пунктирная кривая) в виде функций от температуры. На вставке изображен относительный порог многомодовой генерации.

(см. (2) и (3)). Одновременно с нежелательным увеличением j_{th} с повышением T растут j_2 , δj и $\delta j/j_{th}$ (рис. 23). Это происходит потому, что термические выбросы носителей из КТ и, следовательно, выравнивание пространственно неоднородной инверсии заселенности становятся более эффективными при высоких T .¹⁷ При условии, что выжигание пространственных дыр является единственной (или главной) причиной многомодовой генерации в лазере на КТ, с ростом T число излучаемых мод должно убывать, а следовательно, зависимость выходной мощности от тока инжекции должна приближаться к линейной. Именно это может являться одной из причин увеличения дифференциальной квантовой эффективности лазера на КТ с ростом T , наблюдаемого экспериментально в работе [37].

7. Заключение

Изложена последовательная теория пороговых характеристик инжекционных лазеров на КТ, в которой показано следующее.

1) Существуют критические допустимые параметры структуры с КТ — границы области параметров, в которой возможно лазерное излучение. При приближении параметра к критическому значению пороговый ток неограниченно возрастает.

2) В зависимости от температуры и энергий локализации носителей возможны два принципиально различных режима заполнения КТ носителями — неравновесный и равновесный. Температура, определяющая границу между этими режимами, растет с увеличением энергий локализации.

3) Температурная зависимость порогового тока лазеров на КТ принципиально отличается от таковой для лазеров с объемной активной областью и лазеров на КЯ: при низких температурах (неравновесное заполнение КТ) пороговый ток почти не зависит от температуры, а при высоких (равновесное заполнение), будучи контролируемым термическими выбросами из точек, пороговый ток растет экспоненциально. Это объясняет наблюдаемое при высоких температурах быстрое падение характеристической температуры T_0 .

4) В отличие от лазеров с объемной активной областью и лазеров на КЯ, имеет место нарушение локальной зарядовой нейтральности в квантовых точках лазерных структур на их основе, существенным образом сказывающееся на величине порогового тока и его температурной зависимости (характеристической температуре T_0). Нарушение нейтральности обуславливает температурную зависимость компоненты порогового тока, связанной с рекомбинацией в КТ, и является основной причиной температурной зависимости порогового тока при низких температурах.

¹⁷ В полупроводниковых лазерах с объемной активной областью порог многомодовой генерации также возрастает с повышением T , что обусловлено увеличением коэффициента диффузии с ростом T [86].

5) При равновесном заполнении КТ имеет место универсальное соотношение между спектрами коэффициента усиления и спонтанной рекомбинации, выполняющееся для произвольного числа излучательных переходов в КТ и произвольной функции распределения КТ по размерам.

6) Вследствие пространственной локализации носителей, дающих вклад в стимулированное излучение, в лазерах на КТ может сильно проявляться эффект выжигания пространственных провалов, приводящий к многомодовой генерации.

7) Существуют оптимальные параметры структуры, минимизирующие плотность порогового тока. Предельные характеристики лазера (оптимальные параметры, минимальная плотность порогового тока и характеристическая температура для оптимизированной структуры) зависят от дисперсии размеров КТ, длины резонатора, разрывов краев зон на гетерогранице с КТ и температуры. Уменьшение дисперсии размеров КТ приводит к уменьшению порогового тока, повышению характеристической температуры T_0 и увеличению порога многомодовой генерации.

8) При разбросе размеров КТ 10% и потерях 10 см^{-1} могут быть достигнуты плотности пороговых токов менее 10 А/см^2 при комнатной температуре в режиме непрерывной генерации, что более чем на порядок меньше по сравнению с лазерами на КЯ при тех же потерях. Соответствующие значения характеристической температуры могут быть выше 280 К, что существенно (в несколько раз) выше, чем в лазерах на КЯ.

Оригинальные работы авторов, упомянутые в данном обзоре, были поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований и программой „Физика твердотельных наноструктур“ Министерства науки и технической политики Российской Федерации.

Список литературы

- [1] Zh.I. Alferov. Rev. Mod. Phys., **73** (3), 767 (2001).
- [2] H. Kroemer. Rev. Mod. Phys., **73** (3), 783 (2001).
- [3] J.P. van der Ziel, R. Dingle, R.C. Miller, W. Wiegmann, W.A. Nordland. Appl. Phys. Lett., **26** (8), 463 (1975).
- [4] R.D. Dupuis, P.D. Dapkus, N. Holonyak, E.A. Rezek, R. Chin. Appl. Phys. Lett., **32** (5), 295 (1978).
- [5] W.T. Tsang. Appl. Phys. Lett., **40** (3), 217 (1982).
- [6] Ж.И. Алфёров, А.И. Васильев, С.В. Иванов, П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов, М.Е. Луценко, Б.Я. Мельцер, В.М. Устинов. Письма ЖТФ, **14** (19), 1803 (1988) [Zh.I. Alferov, A.I. Vasil'ev, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, N.N. Ledentsov, M.E. Lutsenko, B.Y. Mel'tser, V.M. Ustinov. Sov. Tech. Phys. Lett., **14**, 782 (1988)].
- [7] N. Chand, E.E. Becker, J.P. van der Ziel, S.N.G. Chu, N.K. Dutta. Appl. Phys. Lett., **58** (16), 1704 (1991).
- [8] G.W. Turner, H.K. Choi, M.J. Manfra. Appl. Phys. Lett., **72** (8), 876 (1998).
- [9] G.P. Agrawal, N.K. Dutta. *Long-wavelength semiconductor lasers* (N.Y., Van Nostrand Reinhold Company, 1986).

- [10] *Quantum Well Lasers*, ed. by P.S. Zory, Jr. (Boston, Academic Press Inc., 1993).
- [11] L.A. Coldren, S.W. Corzine. *Diode lasers and photonic integrated circuits* (N.Y., John Wiley & Sons, 1995).
- [12] *Semiconductor Lasers*, ed. by E. Kapon (San Diego, Academic Press, 1999).
- [13] П.Г. Елисеев. *Введение в физику инжекционных лазеров* (М., Наука, 1983).
- [14] R. Dingle, C.H. Henry. U.S. Patent 3982207 (Sept. 21, 1976).
- [15] Y. Arakawa, H. Sakaki. Appl. Phys. Lett., **40** (11), 939 (1982).
- [16] Zh.I. Alferov, R.F. Kazarinov. *Inventor's Certificate* 181737 [in Russian], Applic. 950840, prior. March 30, 1963.
- [17] Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, Е.И. Портной, М.К. Трукан. ФТП, **3**, 1328 (1969) [Zh.I. Alferov, V.M. Andreev, E.L. Portnoy, M.K. Trukan. Sov. Phys. Semicond., **3** (9), 1107 (1970)].
- [18] I. Hayashi, M.B. Panish, P.W. Foy, S. Sumski. Appl. Phys. Lett., **17** (3), 109 (1970).
- [19] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, М.В. Максимов, И.Г. Табатадзе, П.С. Копьев. ФТП, **28** (8), 1483 (1994) [N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, M.V. Maksimov, I.G. Tabatadze, P.S. Kop'ev. Semicond., **28** (8), 832 (1994)].
- [20] N. Kirstädter, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, S.S. Ruvimov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, U. Richter, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich. Electron. Lett., **30** (17), 1416 (1994).
- [21] D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov. *Quantum Dot Heterostructures* (Chichester, John Wiley & Sons, 1999).
- [22] N.N. Ledentsov, M. Grundmann, F. Heinrichsdorff, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, M.V. Maximov, Zh.I. Alferov, J.A. Lott. IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., **6** (3), 439 (2000).
- [23] M.V. Maximov, Yu.M. Shernyakov, A.F. Tsatsul'nikov, A.V. Lunev, A.V. Sakharov, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, P.S. Kop'ev, L.V. Asryan, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, A.O. Kosogov, P. Werner. J. Appl. Phys., **83** (10), 5561 (1998).
- [24] M.V. Maximov, L.V. Asryan, Yu.M. Shernyakov, A.F. Tsatsul'nikov, I.N. Kaiander, V.V. Nikolaev, A.R. Kovsh, S.S. Mikhlin, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. IEEE J. Quant. Electron., **37** (5), 676 (2001).
- [25] В.П. Евтихийев, И.В. Кудряшов, Е.Ю. Котельников, В.Е. Токранов, А.Н. Титков, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **32** (12), 1482 (1998) [V.P. Evtikhiev, I.V. Kudryashov, E.Yu. Kotel'nikov, V.E. Tokranov, A.N. Titkov, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov. Semicond., **32** (12), 1323 (1998)].
- [26] V.P. Evtikhiev, V.E. Tokranov, A.K. Kryganovskii, A.M. Boiko, R.A. Suris, A.N. Titkov. J. Cryst. Growth, **202**, 1154 (1999).
- [27] G. Park, O.B. Shchekin, S. Csutak, D.L. Huffaker, D.G. Deppe. Appl. Phys. Lett., **75** (21), 3267 (1999).
- [28] G. Park, O.B. Shchekin, D.L. Huffaker, D.G. Deppe. IEEE Phot. Technol. Lett., **13** (3), 230 (2000).
- [29] H. Hirayama, K. Matsunaga, M. Asada, Y. Suematsu. Electron. Lett., **30** (2), 142 (1994).
- [30] J. Temmyo, E. Kuramochi, M. Sugo, T. Nishiya, R. Nötzel, T. Tamamura. Electron. Lett., **31** (3), 209 (1995).
- [31] R. Mirin, A. Gossard, J. Bowers. Electron. Lett., **32** (18), 1732 (1996).
- [32] W. Zhou, O. Qasaimch, J. Phillips, S. Krishna, P. Bhattacharya. Appl. Phys. Lett., **74** (6), 783 (1999).
- [33] L. Harris, D.J. Mowbray, M.S. Skolnick, M. Hopkinson, G. Hill. Appl. Phys. Lett., **73** (7), 969 (1998).
- [34] E. O'Reilly, A. Onishchenko, E. Avrutin, D. Bhattacharya, J.H. Marsh. Electron. Lett., **34** (21), 2035 (1998).
- [35] P.M. Smowton, E.J. Johnston, S.V. Dewar, P.J. Hulyer, H.D. Summers, A. Patane, A. Polimeni, M. Henini. Appl. Phys. Lett., **75** (15), 2169 (1999).
- [36] H. Shoji, Y. Nakata, K. Mukai, Y. Sugiyama, M. Sugawara, N. Yokoyama, H. Ishikawa. IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., **3** (2), 188 (1997).
- [37] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata. Appl. Phys. Lett., **74** (11), 1561 (1999).
- [38] T.C. Newell, D.J. Bossert, A. Stintz, B. Fuchs, K.J. Malloy, L.F. Lester. IEEE Phot. Technol. Lett., **11** (12), 1527 (1999).
- [39] P.G. Eliseev, H. Li, G.T. Liu, A. Stintz, T.C. Newell, L.F. Lester, K.J. Malloy. IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., **7** (2), 135 (2001).
- [40] F. Klopff, R. Krebs, J.P. Reithmaier, A. Forchel. IEEE Phot. Technol. Lett., **13** (8), 764 (2001).
- [41] M. Arzberger, G. Böhm, M.C. Amann, G. Abstreiter. Phys. St. Sol. (b), **224** (3), 827 (2001).
- [42] N.-T. Yeh, J.-M. Lee, T.-E. Nee, J.-I. Chyi. IEEE Phot. Technol. Lett., **12** (9), 1123 (2000).
- [43] J.K. Kim, R.L. Naone, L.A. Coldren. IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., **6** (3), 504 (2000).
- [44] L.V. Asryan, R.A. Suris. *Proc. Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“* (St. Petersburg, Russia, 1994) p. 181.
- [45] R.A. Suris, L.V. Asryan. *Proc. SPIE's Int. Symp. Photonics West* (San Jose, CA, USA, 1995) v. 2399, p. 433.
- [46] L.V. Asryan, R.A. Suris. Semicond. Sci. Technol., **11** (4), 554 (1996).
- [47] L.V. Asryan, R.A. Suris. IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., **3** (2), 148 (1997).
- [48] L.V. Asryan, R.A. Suris. Electron. Lett., **33** (22), 1871 (1997).
- [49] L.V. Asryan, R.A. Suris. IEEE J. Quant. Electron., **34** (5), 841 (1998).
- [50] L.V. Asryan, R.A. Suris. Appl. Phys. Lett., **74** (9), 1215 (1999).
- [51] Л.В. Асрян, Р.А. Сурис. ФТП, **33** (9), 1076 (1999) [L.V. Asryan, R.A. Suris. Semicond., **33** (9), 981 (1999)].
- [52] L.V. Asryan, R.A. Suris. IEEE J. Quant. Electron., **36** (10), 1151 (2000).
- [53] Л.В. Асрян, Р.А. Сурис. ФТП, **35** (3), 357 (2001) [L.V. Asryan, R.A. Suris. Semicond., **35** (3), 343 (2001)].
- [54] L.V. Asryan, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, O. Stier, R.A. Suris, D. Bimberg. IEEE J. Quant. Electron., **37** (3), 418 (2001).
- [55] L.V. Asryan, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, O. Stier, R.A. Suris, D. Bimberg. J. Appl. Phys., **90** (3), 1666 (2001).
- [56] L.V. Asryan, R.A. Suris. Int. J. High Speed Electron. Syst., **12** (1), 111 (2002).
- [57] L.V. Asryan, R.A. Suris. In: *Selected Topics in Electronics and Systems*, v. 25: *Quantum Dots*, ed. by E. Borovitskaya, M.S. Shur (Singapore, World Scientific, 2002) ch. 5.
- [58] D. Leonard, S. Fafard, K. Pond, Y.H. Zhang, J.L. Merz, P.M. Petroff. J. Vac. Sci. Technol. B, **12** (4), 2516 (1994).
- [59] M. Asada, Y. Miyamoto, Y. Suematsu. IEEE J. Quant. Electron., **22** (9), 1915 (1986).
- [60] K.J. Vahala. IEEE J. Quant. Electron., **24** (3), 523 (1988).
- [61] Y. Miyamoto, Y. Miyake, M. Asada, Y. Suematsu. IEEE J. Quant. Electron., **25** (9), 2001 (1989).

- [62] C.T. Sah, R.N. Noyce, W. Shockley. *Proc. IRE*, **45** (9), 1228 (1957).
- [63] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices* (N.Y., Wiley, 1981).
- [64] H. Benisty, C.M. Sotomayor-Torres, C. Weisbuch. *Phys. Rev. B*, **44** (19), 10945 (1991).
- [65] U. Bockelmann, G. Bastard. *Phys. Rev. B*, **42** (14), 8947 (1990).
- [66] U. Bockelmann, T. Egeler. *Phys. Rev. B*, **46** (23), 15 574 (1992).
- [67] N.N. Ledentsov, M. Grundmann, N. Kirstädter, J. Christen, R. Heitz, J. Böhrer, F. Heinrichsdorf, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, G. Gösele, J. Heydenreich, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Proc. 22nd Int. Conf. Phys. Semicond.* (Vancouver, Canada, 1994), ed. by D.J. Lockwood (World Scientific, Singapore) v. 3, p. 1855.
- [68] E.O. Kane. *J. Phys. Chem. Sol.*, **1** (4), 249 (1957).
- [69] E.H. Perea, E.E. Mendez, C.G. Fonstad. *Appl. Phys. Lett.*, **36**, 978 (1980).
- [70] A. Maitland, M.H. Dunn. *Laser Physics* (Amsterdam, North Holland, 1969).
- [71] M. Grundmann, D. Bimberg. *Phys. Rev. B*, **55** (15), 9740 (1997).
- [72] А.П. Леванюк, В.В. Осипов. *ФТП*, **7** (6), 1058 (1973).
- [73] В.В. Осипов, Т.И. Соболева, М.Г. Фойгель. *ЖЭТФ*, **75** (9), 1044 (1978).
- [74] Л.В. Асрян, С.Г. Петросян, А.Я. Шик. *Письма ЖЭТФ*, **45** (4), 187 (1987) [L.V. Asryan, S.G. Petrosyan, A.Ya. Shik. *JETP Lett.*, **45** (4), 232 (1987)].
- [75] Л.В. Асрян, С.Г. Петросян, А.Я. Шик. *ФТП*, **21** (10), 1765 (1987) [L.V. Asryan, S.G. Petrosyan, A.Ya. Shik. *Sov. Phys. Semicond.*, **21** (10), 1070 (1987)].
- [76] N.N. Ledentsov, V.A. Shchukin, M. Grundmann, N. Kirstädter, J. Böhrer, O. Schmidt, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Y. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, S.V. Zaitsev, N.Y. Gordeev, Zh.I. Alferov, A.I. Borovkov, A.O. Kosogov, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich. *Phys. Rev. B*, **54** (12), 8743 (1996).
- [77] M. Sopanen, M. Taskinen, H. Lipsanen, J. Ahopelto. *Proc. 23rd Int. Conf. Phys. Semicond.* (Berlin, Germany, 1996) v. 2, p. 1409.
- [78] E.S.-M. Tsui, P. Blood, A.I. Kucharska. *Semicond. Sci. Technol.*, **5** (4), 333 (1990).
- [79] L.V. Asryan, N.A. Gun'ko, A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya, R.A. Suris. P.-K. Lau, T. Makino. *Semicond. Sci. Technol.*, **15** (12), 1131 (2000).
- [80] D.A. Ackerman, G.E. Shtengel, M.S. Hybertsen, P.A. Morton, R.F. Kazarinov, T. Tanbun-Ek, R.A. Logan. *IEEE J. Select. Top. Quant. Electron.*, **1** (2), 250 (1995).
- [81] S. Seki, H. Oohashi, H. Sugiura, T. Hirono, K. Yokoyama. *IEEE J. Quant. Electron.*, **32** (8), 1478 (1996).
- [82] J.I. Pankove. *IEEE J. Quant. Electron.*, **4** (4), 119 (1968).
- [83] O. Stier, M. Grundmann, D. Bimberg. *Phys. Rev. B*, **59** (8), 5688 (1999).
- [84] C.H. Henry, R.A. Logan, F.R. Merritt. *J. Appl. Phys.*, **51** (6), 3042 (1980).
- [85] J.J. Coleman, K.J. Beernink. *J. Appl. Phys.*, **75** (4), 1879 (1994).
- [86] H. Statz, C.L. Tang, J.M. Lavine. *J. Appl. Phys.*, **35** (9), 2581 (1964).
- [87] M.A. Alam. *IEEE J. Quant. Electron.*, **33** (6), 1018 (1997).
- [88] C.L. Tang, H. Statz, G. deMars. *J. Appl. Phys.*, **34** (8), 2289 (1963).
- [89] K.Y. Lau, A. Yariv. In: *Semiconductors and Semimetals*, v. 22, pt. B, ed. by W.T. Tsang (N.Y., Academic Press, 1985) ch. 2.
- [90] H. Hirayama, J. Yoshida, Y. Miyake, M. Asada. *IEEE J. Quant. Electron.*, **30** (1), 54 (1994).
- [91] Р.А. Сурис, С.В. Штофич. *ФТП*, **16** (7), 1327 (1982) [R.A. Suris, S.V. Shtofich. *Sov. Phys. Semicond.*, **16** (7), 851 (1982)].
- [92] Р.А. Сурис, С.В. Штофич. *ФТП*, **17** (7), 1353 (1983) [R.A. Suris, S.V. Shtofich. *Sov. Phys. Semicond.*, **17** (7), 859 (1983)].

Редактор Л.В. Шаронова

Theory of threshold characteristics of semiconductor quantum dot lasers

L.V. Asryan*⁺, R.A. Suris*

* Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

+ Department of Electrical and Computer Engineering,
State University of New York,
Stony Brook, NY 11794-2350, USA

Abstract Review of a comprehensive theory of threshold characteristics of injection quantum dot (QD) lasers is presented that provides the basis for their design optimization. The dependences of the gain, transparency current, threshold current, characteristic temperature, and multimode generation threshold on the QD ensemble parameters (surface density and size-dispersion of QDs), cavity (stripe length and thickness of the waveguide region), heterocontacts (band offsets), and on the temperature are considered in detail. The limiting characteristics of the laser (optimum parameters of the structure, minimum threshold current density, and characteristic temperature for the optimized structure) are thoroughly discussed. The results of an analysis presented offer direct recommendations for the practical realization of QD lasers outperforming significantly semiconductor lasers used at present.