

ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ РАБОТЫ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ

В последнее время проявляется заметный интерес к квантоворазмерным лазерам с вертикальным резонатором как к источникам излучения для оптических систем передачи, обработки, записи и считывания информации. Использование микрорезонатора вертикальной конструкции позволяет изготовить на одной пластине большое число лазерных решеток с поверхностным излучением, которые обладают достаточно высокой однородностью и легко сопрягаются с различными оптическими элементами.

Важной проблемой для поверхностно-излучающих лазеров с вертикальным резонатором остается нагрев, который приводит к ограничению выходной мощности в непрерывном режиме и вариациям других важных эксплуатационных характеристик. При внедрении квантоворазмерных лазеров в различные области техники появилась необходимость в создании достаточно простых физических моделей, адекватно описывающих работу лазера в различных тепловых режимах и позволяющих оптимизировать его характеристики.

Разработано множество тепловых моделей инжекционных лазеров, но при этом наиболее перспективным для практического использования квантоворазмерным структурам уделяется недостаточное внимание. Как правило, модели, описанные в литературе, являются "моделями черного ящика", в которых нагрев определяется как функция разности мощности накачки и мощности излучения. Такой подход не позволяет получить полной картины распределения температуры в лазерной структуре.

Одной из основных задач на сегодняшний день является минимизация негативных эффектов, связанных с нагревом лазерного кристалла и зеркал резонатора, при подаче тока накачки. Для эффективного решения данной проблемы необходимо установить закономерности и механизмы процессов нагрева в квантоворазмерных структурах и их влияние на пороговые и мощностные характеристики. Поэтому не вызывает сомнений важность построения физической и математической моделей лазерного диода, максимально точно описывающих тепловое поведение прибора, для получения реальной картины распределения температуры в лазерной структуре.

1. Тепловые модели инжекционных лазеров

Учет особенностей лазерной структуры при разработке тепловой модели. Существует множество различных типов лазерных структур: полосковые [1-3], цилиндрически-симметричные [4], лазеры с одиночной [5] и множественными [6-9] квантовыми ямами, лазерные линейки и т. д. Каждая из них имеет свою специфику работы, поэтому при построении тепловой модели необходимо учитывать особенности их разогрева.

Так, для лазеров с широким контактом нет необходимости учитывать неоднородность накачки, так как она пренебрежимо мала, поэтому можно считать, что распространение тепла в такой структуре происходит только в направлении, перпендикулярном плоскости контакта.

В структурах с полосковыми и кольцевыми контактами нужно учитывать неравномерность накачки, а следовательно, и неравномерность распределения источников джоулева тепла по лазерному диоду.

Для лазеров, в которых активная область с торцов окружена блокирующей структурой, необходимо принимать во внимание наличие градиентов коэффициента теплопроводности и удельного сопротивления на границе активного и блокирующего слоев [10] и в связи с этим учитывать особенности распространения тепла в направлении, перпендикулярном этой границе.

Для квантоворазмерных лазеров задача усложняется из-за наличия сверхтонких слоев в гетероструктуре, вследствие чего необходимо учитывать новые эффекты, которые в обычных инжекционных лазерах не наблюдаются. При использовании классической теории для моделирования квантоворазмерных структур необходимо четко определять условия, в рамках которых такой подход справедлив.

Для того чтобы модель соответствовала экспериментальным данным, необходимо записать уравнение теплопроводности и граничные условия, адекватные поставленной задаче. Решение стационарного уравнения теплопроводности позволяет найти пороговые характеристики лазера, нестационарное уравнение описывает динамику его нагрева в процессе работы [11].

Нелинейное уравнение теплопроводности имеет вид

$$\nabla \{ \kappa [r, z, T(r, z, t)] \nabla T(r, z, t) \} - c [r, z, T(r, z, t)] \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t} = -g(r, z, t), \quad (1)$$

где r, z - координаты; t - время; $T(r, z, t)$ - температура; $g(r, z, t)$ -

плотность мощности источников тепла; $c[r, z, T(r, z, t)]$ - теплоемкость; $\kappa[r, z, T(r, z, t)]$ - теплопроводность. В стационарном уравнении явная зависимость от времени отсутствует, т. е.

$$\frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t} = 0 \quad (2)$$

и, исключив ее в уравнении (1), его можно представить формулой

$$\nabla \{ \kappa[r, z, T(r, z)] \nabla T(r, z) \} = -g(r, z). \quad (3)$$

Обычно используют три типа граничных условий, описывающих практически важные ситуации [12]:

а) изотермические (соответствуют теплоотводу с бесконечной теплопроводностью)

$$T|_{\partial\Omega} = T_0, \quad (4)$$

где T_0 - температура на границе "подложка - воздух";

б) адиабатические (нулевая теплопроводность теплоотвода):

$$\frac{\partial T}{\partial n} |_{\partial\Omega} = 0; \quad (5)$$

в) изменяющиеся (поток тепла через границу пропорционален разности между температурой на границе поверхности лазерного диода и температурой окружающей среды):

$$-\kappa \frac{\partial T}{\partial n} |_{\partial\Omega} = \alpha(T - T_0), \quad (6)$$

где α - коэффициент теплообмена полупроводникового лазерного кристалла с окружающей средой.

При решении уравнений (1), (3) необходимо также учитывать зависимость коэффициента теплопроводности $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ от температуры T и концентрации алюминия x :

$$\kappa(x, T) = \kappa(x, 300) \left(\frac{300}{T} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

где температура T измеряется в градусах Кельвина, а выражение для теплопроводности при комнатной температуре имеет вид

$$\kappa(x, 300) = \frac{\kappa_0}{(1 + 12.7x - 13.22x^2)}, \quad (8)$$

где $\kappa_0 = 0.44$ Вт/см К.

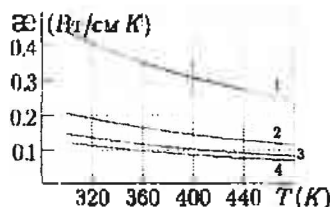


Рис. 1. Зависимость коэффициента теплопроводности $Al_xGa_{1-x}As$ от температуры при доле Al в соединении $x = 0$ (1), 0.1 (2), 0.2 (3), 0.3 (4)

Одной из основных проблем является приведение уравнения теплопроводности к линейному виду. Чаще всего для этой цели используют интегральное преобразование Кирхгофа [4,13,14], исключаящее явную зависимость коэффициента теплопроводности от температуры:

$$\theta(r, z) = T_{ref} + \frac{1}{\alpha(T_{ref})} \int_{T_{ref}}^{T(r, z)} \alpha[T(r, z)] dT, \quad (9)$$

где T_{ref} – текущая температура, определяемая температурой окружающей среды и суммарным повышением температуры в слоях; $\theta(r, z)$ – эквивалентная температура.

При подстановке в данную формулу выражения для коэффициента теплопроводности (8) получается следующее соотношение между реальной и эквивалентной температурами:

$$\theta(r, z) = T_{ref} + T_{ref}^{5/4} \int_{T_{ref}}^{T(r, z)} T(r, z)^{-5/4} dT. \quad (10)$$

Замена $T(r, z)$ на $\theta(r, z)$ приводит уравнение (2) к виду

$$\frac{\partial^2 \theta(r, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta(r, z)}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta(r, z)}{\partial z^2} = - \frac{g(r, z)}{\alpha(T_{ref})}. \quad (11)$$

Реальный температурный профиль можно найти из выражения (10):

$$T(r, z) = T_{ref} \left[\frac{4T_{ref}}{5T_{ref} - \theta(r, z)} \right]^{4/3}. \quad (12)$$

Использование вертикального резонатора позволяет изготавливать линейки и решетки квантоворазмерных лазеров, содержащие несколько тысяч элементов. Распределение температуры в такой структуре можно описать уравнением теплопроводности

$$c(x)\rho(x)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\kappa(x)\frac{\partial T}{\partial x} \right] + P(x, t) \quad (13)$$

с граничными условиями

$$\begin{cases} \left[\alpha_1(t)\frac{\partial T}{\partial x} + \beta_1(t)T - \gamma_1(t) \right] \Big|_0 = 0, \\ \left[\alpha_2(t)\frac{\partial T}{\partial x} + \beta_2(t)T - \gamma_2(t) \right] \Big|_L = 0, \end{cases} \quad (14)$$

где $c(x)$ – теплоемкость; $\rho(x)$ – плотность; $\kappa(x)$ – теплопроводность среды; $P(x, t)$ – плотность источников тепла; α , β , γ – зависящие от времени коэффициенты, определяемые условиями теплообмена.

В [15] получена зависимость перегрева элементов решетки, вызванного перекрестным тепловым взаимодействием, от величины периода решетки. Показано, что перекрестное взаимодействие имеет место даже при сравнительно малых токах накачки. Определены условия оптимизации конфигурации решетки, обеспечивающие минимизацию тепловых эффектов.

Одномерная нестационарная модель двойной гетероструктуры (ДГС) с раздельным ограничением (РО) электронов и фотонов на основе GaAs/AlGaAs (рис. 2), приведенная в [16], не учитывает неоднородности накачки в плоскости p - n -перехода, но тем не менее позволяет с достаточной точностью рассчитать распределение температуры в лазерной линейке и на теплоотводе.

Распределение температуры в многоэлементной структуре определяется системой уравнений

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = a_i \frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} + f_i, \quad (15)$$

где $a_i = \kappa_i/c_i\rho_i$, $f_i = P_i/c_i\rho_i$, $i = 1 \dots n$ с граничными условиями

$$\begin{cases} \kappa_1 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} + \beta_1(T \Big|_{x=0} - \Theta_1) = g_1, \\ \kappa_n \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=L} + \beta_2(T \Big|_{x=L} - \Theta_2) = g_2 \end{cases} \quad (16)$$

и условиями сопряжения

$$\begin{cases} T_1(x, t) \Big|_{x=x_i-0} = T_{i+1}(x, t) \Big|_{x=x_i+0}, \\ \kappa_i \frac{\partial T_i(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=x_i-0} = \kappa_{i+1} \frac{\partial T_{i+1}(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=x_i+0}, \end{cases} \quad (17)$$

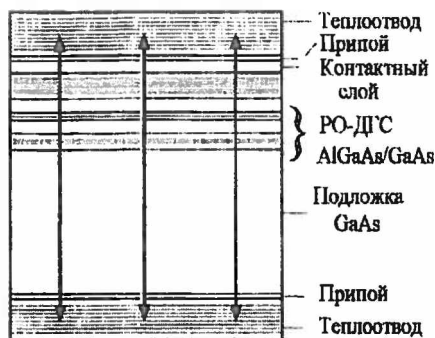


Рис. 2. Схема РО-ДГС с двусторонним теплоотводом. Стрелками показаны потоки тепла от активной области к теплоотводам

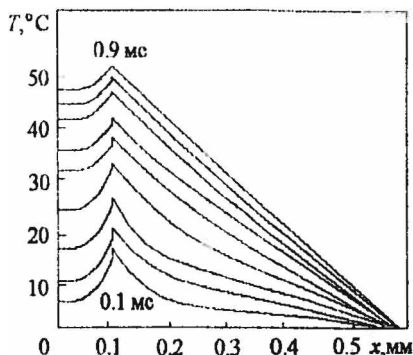


Рис. 3. Распределение температуры в гетероструктуре и теплоотводе из BeO толщиной 0.4 мм при отсутствии теплообмена на границе "подложка - воздух". Шаг по времени равен 0.1 мс, тепловая нагрузка 120 Вт/см

где $i = 1 \dots n$, Θ_1 и Θ_2 - температуры на границах "подложка - теплоотвод" и "контактный слой - теплоотвод" соответственно; β_1 и β_2 - коэффициенты, зависящие от свойств соприкасающихся сред и качества их теплового контакта; g_1 и g_2 - плотности мощности источников тепла на границах структуры; x_i - координата раздела i -го и $(i + 1)$ -го элементов лазерной линейки.

В результате численного решения системы уравнений (15) получена зависимость распределения температуры в лазерной структуре от длительности импульса накачки (рис. 3).

Одной из важных проблем является ухудшение рабочих характеристик поверхностно-излучающего лазера в процессе эксплуатации, связанное с деградацией кристалла и зеркал резонатора вследствие нагрева [13,17,18]. Для лазеров, работающих в непрерывном режиме, характерны следующие деградационные процессы:

1) разрастание очагов ускоренной деградации около исходных дефектов кристалла (рост темных линий), часто ускоряемых термическими напряжениями между слоем и подложкой;

2) разрушение зеркальных граней вследствие химического или фотохимического воздействия окружающей среды на поверхность кристалла; при этом поверхностные повреждения могут дать начало объемным очагам деградации;

3) ухудшение теплоотвода от лазерной структуры вследствие де-

градации теплового контакта при использовании легкоплавкого индиевого припоя (рост теплового сопротивления ведет к росту тепловой перегрузки и ускорению деградационных процессов);

4) увеличение безызлучательного канала рекомбинации вследствие миграции дефектов, возрастающее с увеличением температуры.

В связи с важностью затронутой проблемы разработаны модели, описывающие процесс деградации, причины и механизмы ее возникновения. В [17] методом рамановской микросондовой спектроскопии исследована динамика разогрева лазерных граней при катастрофической деградации. Установлено, что процесс разогрева состоит из двух этапов: начальное линейное возрастание температуры, сопровождаемое плавным уменьшением мощности генерации, за которым следует быстрый нелинейный разогрев, приводящий к катастрофической деградации. Наблюдается взаимосвязь между изменением температуры граней и плотностью тока накачки. Критическая температура, соответствующая началу этапа нелинейного возрастания температуры, определяется сужением ширины запрещенной зоны активной области.

В [13] рассматривается тепловая модель катастрофической деградации зеркала поверхностно-излучающего лазера с вертикальным резонатором, основными причинами которой является наличие большого числа дефектов в области, близкой к зеркалу, и возрастание их плотности во время работы лазера (движение дефектов, загрязнение ионами металлов, образование оксидных пленок на поверхности зеркала, диффузия As и Ga из активной области). Методом функций Грина получена аналитическая зависимость роста температуры зеркала от коэффициентов поглощения и теплопроводности материала для лазерной структуры, изображенной на рис. 4. Показано, что процесс роста температуры после достижения ею некоторого критического значения носит лавинный характер, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами [17]. Получена временная картина распределения температуры в лазерном диоде в зависимости от величины тока накачки (см. рис. 5). Теоретически установлен характер зависимости между допустимой длительностью импульса накачки и его мощностью в безопасных относительно катастрофической деградации пределах.

Нагрев лазерного диода порождает задачу отвода тепла от лазерного кристалла с целью обеспечения нормального режима работы прибора. Одним из способов отбора тепла от лазерного кристалла является использование холодильников, действие которых основано на термоэлектрическом эффекте Пельтье. Изменяя величину тока холодильника,

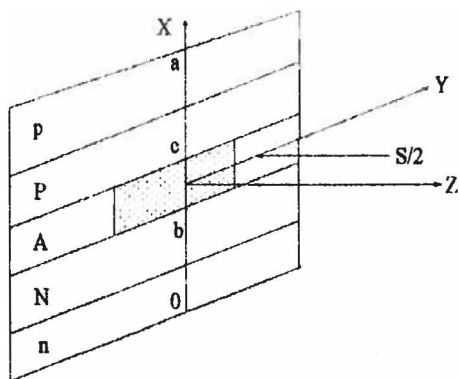


Рис. 4. Система координат, используемая при расчетах температурных профилей катастрофической деградации полупроводникового лазера. А - GaAs активная область; P - пассивный $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ограничивающий слой p-типа; N - пассивный $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ограничивающий слой n-типа; n - подложка n-GaAs; a - толщина активного слоя $d_A = c - b$; S - ширина лазерного диода

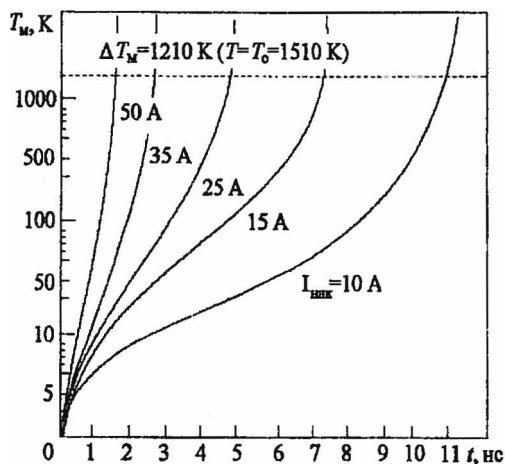


Рис. 5. Распределение температуры во времени в зависимости от величины тока накачки при фиксированных параметрах лазера: толщина лазерного диода $S = 8$ мкм; длина резонатора $L = 400$ мкм; толщина активного слоя $d_A = 0.2$ мкм. Температура плавления $T_c = T_A + \Delta T_M$, где $T_A = 300$ К - температура окружающей среды

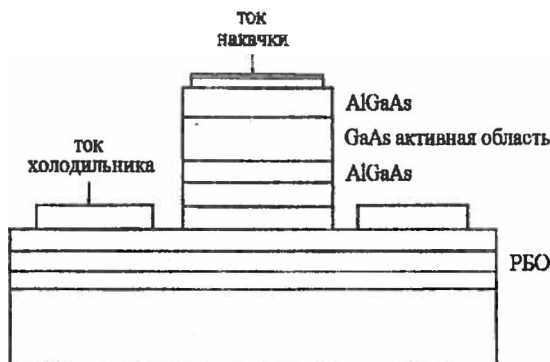


Рис. 6. Схема монолитно интегрированной с элементом Пельтье термоэлектрически управляемой лазерной структуры

можно легко управлять температурой активной области лазера и, следовательно, длиной волны излучения. В [19] описывается монолитная интеграция термоэлектрического холодильника с лазером (рис. 6).

Теплота W , выделяемая на подложке, определяется зависимостью:

$$W = \Pi I_c - 0.5 \Delta \lambda^2 \rho_b - \Delta \lambda^2 \rho_c, \quad (18)$$

где ρ_b — удельное сопротивление лазерного кристалла; ρ_c — удельное сопротивление контактов; Π — коэффициент Пельтье; $\Delta \lambda_c$ — смещение длины волны в спектре излучения, связанное с изменением температуры лазерного кристалла и величиной тока холодильника.

Коэффициент Пельтье существенно уменьшается с ростом концентрации примесей в лазерном кристалле. Зависимость коэффициента Пельтье от уровня примеси для n -GaAs выражается как

$$\Pi = \frac{kT}{q} \left[\ln \left(\frac{N_c}{N} + 2 \right) \right], \quad (19)$$

$$N_c = 2 \left\{ \frac{2\pi m_c kT}{h^2} \right\}^{\frac{3}{2}}, \quad (20)$$

где N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; m_c — эффективная масса носителей заряда; h — постоянная Планка; q — заряд электрона; N — концентрация носителей.

В ходе эксперимента выяснено, что при одинаковом токе накачки температура лазерного кристалла, монолитно интегрированного с хо-

лодильником Пельтье, при токе холодильника 100 мА на 7.5 °С ниже, чем температура аналогичного прибора, работающего без использования дополнительных охлаждающих элементов.

Влияние температуры на основные характеристики инжекционных лазеров. Температура активной области оказывает влияние на такие характеристики полупроводниковых лазеров, как пороговый ток, квантовая эффективность и длина волны излучения. Температурная зависимость порога генерации исследовалась теоретически и экспериментально в работах [7,20-25].

Рост величины порогового тока с температурой можно объяснить следующими факторами [20]:

- 1) частичным снятием вырождения при заданном токе накачки вследствие расширения спектра усиления;
- 2) увеличением нерезонансных потерь и скорости безызлучательной рекомбинации;
- 3) увеличением утечек инжектируемых носителей из активной области через гетеробарьеры;
- 4) ростом скорости Оже-рекомбинации в активной области;
- 5) ослаблением оптического ограничения;
- 6) увеличением скорости рекомбинации, стимулированной люминесценцией.

Вид аппроксимационной зависимости порогового тока от температуры зависит от структуры лазерного диода. Так для гомолазеров часто используют степенные приближения (например, для диффузионных лазеров на основе GaAs в интервале температур 100...300 К $I_{th} \sim T^3$). Для ДГС-лазеров зависимость плотности порогового тока от температуры аппроксимируют экспоненциальной функцией

$$J_{th}(T) = I_{th}(0) \cdot \exp\left(\frac{T}{\Theta}\right), \quad (21)$$

где Θ – температурная константа.

При высокой температуре пороговая плотность тока может расти быстрее, чем экспонента, что обусловлено быстрым ростом скорости безызлучательной рекомбинации в интервале температур 258...303 К и Оже-рекомбинации при температуре больше 303 К.

В [21] проанализирована зависимость порогового тока от температуры для полоскового AlGaAs/GaAs лазера с электронными сверхрешеточными барьерами (ЭСБ) (рис. 7).

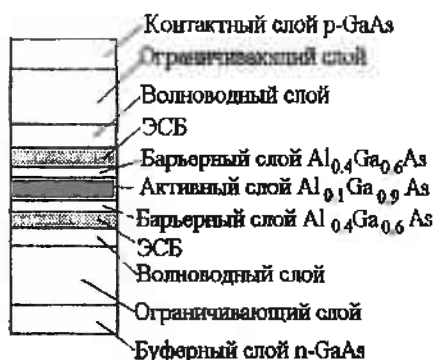


Рис. 7. Схема AlGaAs/GaAs-гетероструктуры с электронными сверхрешеточными барьерами (ЭСБ)

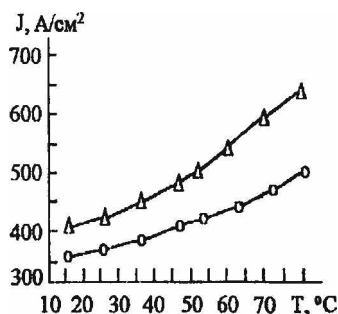


Рис. 8. Температурные зависимости плотности порогового тока полоскового лазера обычной геометрии (Δ) и лазера с ЭСБ (\circ)

Температурная зависимость плотности порогового тока для лазеров с ЭСБ и без них показана на рис. 8. Плотность порогового тока лазера с ЭСБ при температуре 289 К составляет 0.36 кА/см^2 , в то время как для обычного лазера она равна 0.42 кА/см^2 . Определена также температурная константа Θ в различных температурных диапазонах. Так, в температурном интервале до 323 К для лазера с ЭСБ Θ равна 220 К, а для лазера без ЭСБ – 160 К. При температуре 348 К для этих лазеров Θ равняется 180 и 140 К соответственно. В интервале температур до 308 К лазеры с ЭСБ имеют Θ до 260 К.

Необходимо также рассмотреть зависимость порогового тока от концентрации носителей, которая, в свою очередь, зависит от температуры. В [22] приводится зависимость плотности порогового тока от концентрации носителей для квантоворазмерной лазерной структуры

$$J_{th} = A(T)n + B(T)n^2 + C(T)n^3, \quad (22)$$

где $A(T)$ – коэффициент безызлучательной рекомбинации; $B(T)$ – коэффициент бимолекулярной рекомбинации; $C(T)$ – коэффициент Оже-рекомбинации; n – пороговая плотность носителей.

В [7] при определении пороговой плотности тока учитываются четыре фактора: спонтанное излучение внутри квантовой ямы J_{sp} , спонтанное излучение на барьерах J_{barr} , Оже-рекомбинация в гетероструктуре J_{Aug} и утечка носителей из гетероструктуры J_{leak} (рис. 9):

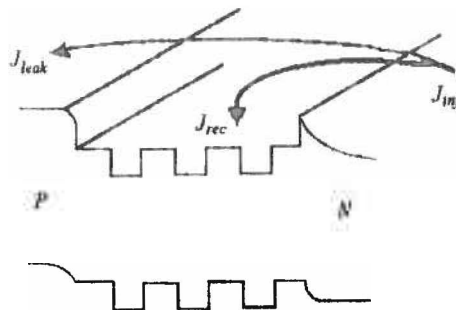


Рис. 9 Распределение плотности тока инжекции J_{inj} в гетероструктуре

$$J_{th} = \frac{J_{leak} + J_{sp} + J_{Aug} + J_{barr}}{\eta_{inj}}, \quad (23)$$

где η_{inj} - эффективность инжекции;

$$J_{leak} = J_0 \exp \left\{ -\frac{E_{gB}(T) - \Delta E_{fcv}(n, T)}{kT} \right\}. \quad (24)$$

Формула (24) определяет ток утечки как функцию ширины запрещенной зоны $E_{gB}(T)$, разности квазиуровней Ферми ΔE_{fcv} и температуры.

$$J_{Aug} = [C_{n0} \exp(A_n T + B_n T^2) + C_{p0} \exp(A_p T + B_p T^2)] \left(\frac{n}{n_0} \right)^3, \quad (25)$$

$$J_{sp} = A(T) \left[\left| \left(1 + B(T) \right) \frac{n}{n_0} \right|^{1/2} - 1 \right]^2, \quad (26)$$

$$J_{barr} = 0.0979 (n/n_0)^3, \quad (27)$$

где C_{n0} , C_{p0} , A_n , B_n , A_p , B_p , $A(T)$, $B(T)$ - коэффициенты аппроксимации (см. табл. 1).

Расчеты показали, что спонтанное излучение в барьерных слоях при высоте барьеров больше kT пренебрежимо мало по сравнению с остальными составляющими и, следовательно, при вычислениях им можно пренебречь. Ток утечки зависит от пороговой плотности носителей; он незначителен при комнатной температуре, но экспоненциально возрастает при ее увеличении. Это играет важную роль в уменьшении выходной мощности лазера, так как вследствие утечки носителей из гетероструктуры меньшая доля тока накачки преобразуется в излучаемую энергию и эффективность инжекции уменьшается.

Таблица 1

Коэффициенты, необходимые для расчета порогового тока

Коэффициент	Величина
Коэффициенты Оже-рекомбинации:	
• рекомбинационные	
C_{OH}	$2.51 \cdot 10^{-3} \text{ A/cm}^2$
C_{PO}	$12.5 \cdot 10^{-3} \text{ A/cm}^2$
• температурные	
A_n	$8.71 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$
A_p	$1.05 \cdot 10^{-2} \text{ K}^{-1}$
B_n	$-3.66 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-2}$
B_p	$-7.74 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-2}$
Коэффициенты аппроксимации спонтанной рекомбинации:	
$A(T)$	$68.5 - 0.27T + 0.00081T^2$
$B(T)$	$6.11 - 0.022T + 0.000022T^2$

С ростом температуры увеличивается пороговая плотность носителей и Оже-рекомбинация начинает играть существенную роль. В [6,22,23] рассматривается влияние нагрева на ее скорость путем исследования зависимости коэффициента Оже-рекомбинации от температуры:

$$C(T) = C_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right), \quad (28)$$

где T – температура лазерного кристалла; C_0 – коэффициент аппроксимации; E_a – энергия активации Оже-процессов, которая составляет ~ 70 мэВ для прямых процессов и $\sim 20 - 30$ мэВ для менее зависящих от температуры процессов с участием фононов [23].

На рис. 10 приведены результаты численного расчета для сравнительного анализа доли каждого из механизмов потерь в величине порогового тока.

При разработке тепловой модели квантоворазмерных приборов необходимо учитывать неоднородность распределения тока инжекции по лазерной структуре. Распределение тока в лазере определяется структурой активной области, параметрами лазерного кристалла и режимом работы [24]. Для упрощения вычислений в [25] предлагается следующая аппроксимация распределения плотности тока накачки в лазере

$$J(r) = \begin{cases} J_0 \exp\left(\frac{r-r_2}{r_1}\right), & r \leq r_S, \\ J_0 \exp\left(-\frac{r-r_1}{r_2}\right), & r_S \leq r, \end{cases} \quad (29)$$

где r_S – радиус лазерной структуры; r_1 и r_2 – параметры, характеризующие область однородной накачки в активном слое и внешнюю гра-

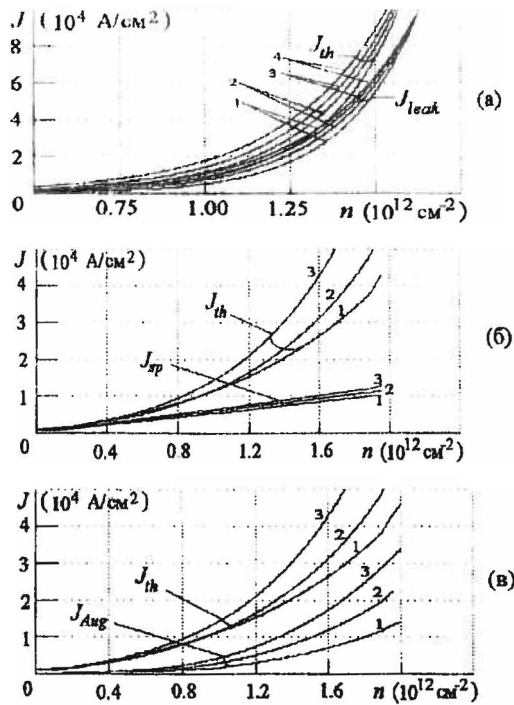


Рис. 10. Зависимости пороговой плотности тока J_{th} , плотностей тока утечки J_{leak} (а), спонтанной рекомбинации J_{sp} (б) и Оже-рекомбинации J_{Aug} (в) от величины концентрации носителей при различных температурах 1 - 300 К; 2 - 400 К; 3 - 500 К; 4 - 600 К

ниту распространения тока накачки в гетероструктуре, определяемые особенностями лазерного диода. Тогда радиальное распределение тока можно описать зависимостью

$$I_p = \left(\frac{1}{\pi r_s^2} \int_0^r 2\pi J(r) dr \right) \exp\left(\frac{r-r_s}{r_1}\right). \quad (30)$$

На величину порогового тока в квантоворазмерных лазерах достаточно сильное влияние оказывает структура активной области. В [26] рассматривается зависимость величины пороговой плотности тока от числа квантовых ям

$$J_{th} = N_w \frac{J_0}{q} \exp\left(\frac{\alpha_i + \alpha_m}{N_w \Gamma G_0}\right), \quad (31)$$

где α_i - коэффициент внутренних потерь; α_m - коэффициент потерь через грани резонатора; Γ - фактор оптического ограничения; N_w -

число квантовых ям в активной области; G_0 и J_0 - параметры, обусловленные структурой активной области и определяемые из экспериментальных данных. Оптимизируя структуру активной области, можно достигнуть пороговых токов 140 - 160 мА.

Одним из наиболее важных параметров прибора является тепловое сопротивление лазерного кристалла R_{TH} , которое определяется как отношение среднего увеличения температуры активной области к полной рассеянной тепловой мощности

$$R_{TH} = \frac{\Delta T}{Q_T} \quad (32)$$

Увеличение температуры ΔT в зависимости от величины теплового сопротивления выражается формулой [27]:

$$\Delta T = \frac{R_{TH} I_p E_g}{q}, \quad (33)$$

где I_p - ток инжекции. С другой стороны, ΔT можно определить как функцию порогового тока

$$\Delta T = \Theta \frac{I_{th}}{I_0}, \quad (34)$$

где Θ - характеристическая температура; I_0 - параметр, определяемый особенностями гетероструктуры. Приравнивая правые части (33) и (34), выражение для R_{TH} можно записать в виде

$$R_{TH} = \Theta \frac{q I_{th}}{E_g I_0 I_p}. \quad (35)$$

Формула (35) хорошо описывает тепловое сопротивление лазерных диодов с активной областью диаметром менее 15 мкм. Несмотря на то, что небольшие размеры кристалла обуславливают низкий пороговый ток, тепловое сопротивление таких лазерных структур довольно велико: для диода диаметром 10 мкм оно составляет $1.1^\circ\text{C}/\text{мВт}$.

В [28] проведен численный анализ зависимости теплового сопротивления от параметров лазера для структуры с гребенчатым волноводом, результаты которого показаны на рис. 11.

Тепловое сопротивление может меняться в зависимости от величины тока накачки. Это особенно существенно для лазеров с небольшими размерами активной области. В ходе эксперимента выяснено, что лазеры меньших размеров обладают большим тепловым сопротивлением. Но ток накачки, необходимый для обеспечения пороговой плотности

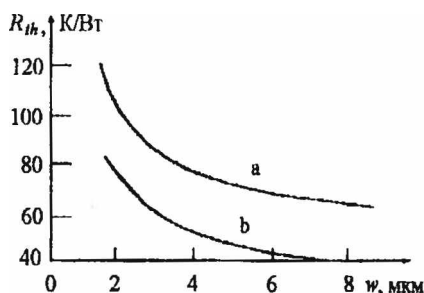


Рис. 11 Зависимость теплового сопротивления лазерного диода от ширины гребня w для SnPbP (а), In (б) подложки толщиной $d = 10$ мкм

посетителей, пропорционален площади активной области, поэтому лазеры с меньшим диаметром активной области характеризуются лучшими температурными свойствами.

При известной величине порогового тока можно вычислить мощность излучения

$$P_{out} = \frac{h\nu}{q} \eta_{inj} \eta_{opt} (I_p - I_{th}(T)), \quad (36)$$

где ν – частота излучения лазера; η_{opt} – функция выхода, определяемая, как доля излученных фотонов, вышедших за пределы резонатора; η_{inj} – эффективность инжекции, а также внешнюю дифференциальную квантовую эффективность

$$\eta_{ext}(I) = \frac{q}{h\nu} \cdot \frac{dP_{out}}{dI} = \eta_{inj} \eta_{opt} \left\{ 1 - \frac{dI_{th}}{dI} \right\} = \eta_i \eta_{opt}, \quad (37)$$

где

$$\eta_i = \eta_{inj} \left(1 - \frac{dI_{th}}{dI} \right). \quad (38)$$

Тогда изменение порогового тока в поверхностно-излучающем лазере можно представить в виде

$$\frac{dI_{th}}{dI} = \frac{\partial I_{th}}{\partial T} \frac{dT}{dI} + \frac{\partial I_{th}}{\partial I}, \quad (39)$$

где первое слагаемое обусловлено сдвигом в спектре усиления, связанным с джоулевым нагревом, а второе – с эффектом выгорания пространственных провалов и является существенным в основном для однододовых лазеров.

Зная мощность накачки P_{IV} и мощность излучения P_{hw} , можно определить среднее увеличение температуры диода [29]

$$\Delta T = \left(\frac{P_{IV} - P_{hw}}{4r_A \pi} \right), \quad (40)$$

где r_A – радиус активной области лазера.

С ростом температуры увеличивается пороговая плотность носителей. При достаточно сильном нагреве начинают играть заметную роль утечка носителей из гетероструктуры и Оже-рекомбинация, результатом чего является резкое увеличение порогового тока и уменьшение выходной мощности.

2. Анализ теплового режима работы микролазеров с вертикальным резонатором

Параметры лазерной структуры. Исследуемая модель представляет собой поверхностно-излучающий квантоворазмерный лазер с вертикальным резонатором, изображенный на рис. 12. Активная область, состоящая из 10 GaAs квантовых ям толщиной 10 нм с $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ барьерами толщиной 10 нм, расположена между $N-AlGaAs$ и $P-AlGaAs$ эмиттерами и окружена блокирующей $p-p$ структурой. Выход излучения происходит через воронку, вытравленную в $n-GaAs$ подложке. Верхний AuGe контакт имеет форму кольца с внутренним диаметром, равным диаметру верхнего зеркала. Лазерная структура укреплена на массивном Si теплоотводе. Параметры лазерной структуры приведены в табл. 2.

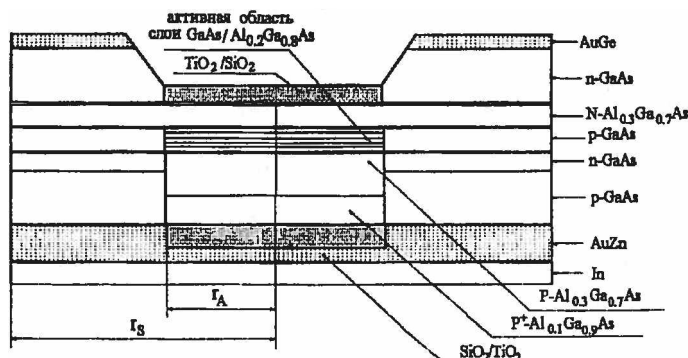


Рис. 12. Схема квантоворазмерного $AlGaAs/GaAs$ поверхностно-излучающего лазера с вертикальным резонатором

Таблица 2

Параметры GaAl_{0.3}AlGaAs поверхностно-излучающего лазера

Параметр	Обозначение	Величина
Внутренняя квантовая эффективность		
• Лазерное излучение	η_i	0.9
• Спонтанное излучение	η_{sp}	0.5
Толщина слоя:		
• суммарная толщина активного слоя	d_A	0.21 мкм
• N-Al _{0.3} Ga _{0.7} As	d_N	2.0 мкм
• P-Al _{0.3} Ga _{0.7} As	d_P	0.9 мкм
• P ⁺ -Al _{0.1} Ga _{0.9} As	d_{P^+}	0.1 мкм
• n-GaAs блокирующий	d_{nB}	0.7 мкм
• p-GaAs наружный	d_{pC}	0.3 мкм
• SiO ₂ /TiO ₂ зеркало	d_{Ox}	0.388 мкм
• AuZn контакт	d_C	0.6 мкм
• In подложка	d_S	2.0 мкм
Коэффициенты теплопроводности:		
• SiO ₂	α_{Ox1}	$1.38 \cdot 10^{-2}$ Вт/смК
• TiO ₂	α_{Ox2}	$8.48 \cdot 10^{-2}$ Вт/смК
• AuZn	α_C	0.67 Вт/смК
• In	α_S	0.87 Вт/смК
• Si теплоотвод	α_{Si}	4.01 Вт/смК
• BeO теплоотвод	α_{BeO}	2.3 Вт/смК
Диаметр структуры	D_S	50 мкм
Внутренний диаметр верхнего контакта	D_{Cl}	$D_A/2$
Внешний диаметр верхнего контакта	D_{Co}	40 мкм
Удельное сопротивление контактов	ρ_C	$1 \cdot 10^{-5}$ Ом·см

Зависимость порогового тока от температуры. Пороговая плотность тока J_{th} определяется формулой

$$J_{th} = R_{sp} q d, \quad (41)$$

где q – заряд электрона; d – толщина активного слоя; R_{sp} – скорость спонтанной рекомбинации, которая равна

$$R_{sp} = \frac{A_{cv} k T}{\pi \hbar^2 d} \sum_n \sum_i m_{ni} \exp \frac{F_i - F_n - \hbar \omega_{ni}}{k T} \quad (42)$$

Здесь суммирование производится по подзонам, возникающим в квантовых ямах, индекс $i=h, l$ относится к тяжелым и легким дыркам соот-

ветственно;

$$m_{ri} = \frac{m_c m_{vi}}{m_c + m_{vi}} \quad (43)$$

- приведенная эффективная масса; m_c - эффективная масса электрона; m_{vi} - эффективная масса тяжелых и легких дырок;

$$\hbar\omega_{ni} = E_g + \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2d^2} \left(\frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_{vi}} \right) \quad (44)$$

- частоты генерации в квантоворазмерном гетеролазере [30];

$$A_{ei} = \frac{4n_0 q^2 \hbar\omega}{m_c^2 \hbar^2 c^3} |\bar{M}_{cv}|^2 \quad (45)$$

- коэффициент Эйнштейна; $|\bar{M}_{cv}|^2$ - квадрат матричного элемента дипольного межзонного перехода; n_0 - показатель преломления; $\hbar\omega \approx E_g$.

В (42) неизвестными являются квазиуровни Ферми для электронов F_e и дырок F_h , которые можно найти, решив систему уравнений

$$\begin{cases} p = n + N \\ K_y(\omega) = K, \end{cases} \quad (46)$$

где первое уравнение является условием электронейтральности и связывает между собой концентрации дырок p и электронов n , а второе определяет коэффициент усиления $K_y(\omega)$, равный коэффициенту поглощения K с обратным знаком. Здесь

$$n = N_{cl} \sum_n \ln \left(1 + \exp \frac{F_e - E_{c0} - E_{cn}}{kT} \right), \quad (47)$$

$$p = \sum_i N_{vi} \sum_n \ln \left(1 + \exp \frac{E_{v0} - E_{vin} - F_h}{kT} \right), \quad (48)$$

$$\begin{aligned} K_y(\omega) &= \frac{A_m}{\pi \hbar^2 \rho v d} \left(1 - \exp \frac{\hbar\omega - \Delta F}{kT} \right) \times \\ &\times \sum_n \sum_i f_e(E_{cni}) f_h(E_{vni}) m_{ri} H_{ni} \alpha_{ni}, \end{aligned} \quad (49)$$

где $N_{cl} = m_c kT / \pi \hbar^2 d$ и $N_{vi} = m_{vi} kT / \pi \hbar^2 d$ - эффективные плотности состояний электронов и дырок; E_{c0} - дно зоны проводимости; E_{v0} - потолок валентной зоны; E_{cn} и E_{vn} - начальные уровни подзон в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно. $f_e(E_{cni})$ и $f_h(E_{vni})$ - функции распределения, имеющие вид

$$f_e(E_{cni}) = \left(1 + \exp \frac{E_{cni} - F_e}{kT} \right)^{-1}, \quad (50)$$

$$f_h(E_{vni}) = \left(1 + \exp \frac{E_{vni} - E_{cni}}{kT} \right)^{-1}; \quad (51)$$

E_{cni} и E_{vni} - уровни энергии, между которыми происходят прямые переходы на частоте $\hbar\omega$.

$$E_{cni} = E_{c0} + (m_{ri}/m_c)(\hbar\omega - E_g) + (m_{ri}/m_{vi})E_{cn} - (m_{ri}/m_c)E_{vin}, \quad (52)$$

$$E_{vni} = E_{v0} - (m_{ri}/m_{vi})(\hbar\omega - E_g) + (m_{ri}/m_{vi})E_{cn} - (m_{ri}/m_c)E_{vin}; \quad (53)$$

ρ - плотность мод электромагнитного поля в кристалле; v - скорость света; H_{ni} - ступенчатая функция Хевисайда со значениями $H_{ni} = 1$ при $\hbar\omega \geq \hbar\omega_{ni}$ и $H_{ni} = 0$ при $\hbar\omega < \hbar\omega_{ni}$, α_{ni} - параметр, учитывающий поляризационную зависимость вероятности оптических переходов.

Численно решая систему уравнений (46) относительно F_e и F_h , находим значение скорости спонтанной рекомбинации, а следовательно, и плотность порогового тока J_{th} . График зависимости пороговой плотности тока от температуры показан на рис. 13.

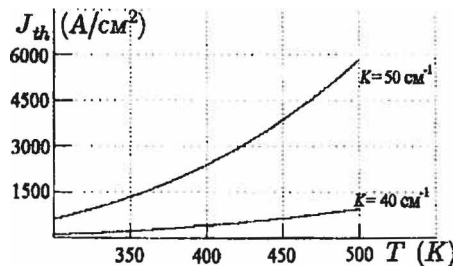


Рис. 13. Зависимость пороговой плотности тока от температуры для прибора с радиусом активной области $r_A = 10$ мкм при различных значениях коэффициента потерь K

Источники тепла. Плотности мощностей, генерируемые в активной области, запишутся следующими выражениями: для джоулевого нагрева

$$g_{дж} = J^2 \rho, \quad (54)$$

вследствие безызлучательной рекомбинации

$$g_b = (1 - \eta_k) J^2 \rho, \quad (55)$$

в результате поглощения спонтанного излучения

$$g_{погл} = (1 - \eta_{opt}) \eta_i J^2 \rho, \quad (56)$$

где ρ – удельное сопротивление; η_i – внутренняя квантовая эффективность; η_{opt} – функция выхода.

В ограничивающих слоях лазерной структуры нагрев обусловлен законом Джоуля – Ленца и поглощением спонтанного излучения.

Для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ изменение акустических характеристик незначительно, так как фононные моды составляют малую часть от общего числа фононов в области квантовых ям. Предполагается, что средняя длина волны фонона много больше размеров барьерных слоев, поэтому квантоворазмерные слои взаимодействуют с фононной модой как единая структура, вследствие чего можно усреднить такие характеристики, как удельное сопротивление, коэффициент теплопроводности и подвижность носителей.

В рамках данного предположения удельное сопротивление определяется формулой

$$\rho = [q\mu(N_{dop}, T)n_{fc}]^{-1}, \quad (57)$$

где N_{dop} – концентрация легирующей примеси; q – заряд электрона; μ – подвижность носителей заряда; n_{fc} – концентрация свободных носителей, определяемая выражением

$$n_{fc} = \frac{1}{2}N_0 \left[\left(4 \frac{N_{dop}}{N_0} + 1 \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (58)$$

где

$$N_0 = \left(\frac{2\pi m^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right); \quad (59)$$

N_0 – эффективная плотность состояний; m^* – эффективная масса свободных носителей; T – температура; h – постоянная Планка; E_a – энергия активации легирующей примеси.

Зависимость подвижности носителей от концентрации легирующей примеси и температуры определяется формулой

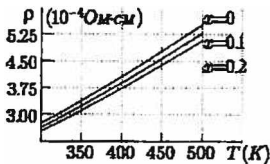
$$\mu(T) = \mu_{300} \left(\frac{300}{T} \right)^b, \quad (60)$$

где μ_{300} – подвижность носителей при температуре $T = 300$ К; b – параметр, зависящий от типа легирующей примеси и концентрации алюминия. Данные, использованные в расчетах, приведены в табл. 3.

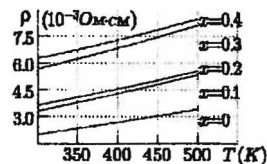
Зависимость удельного сопротивления $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ от температуры, содержания алюминия в соединении и типа легирующей примеси показана на рис. 14.

Параметры, необходимые для расчета удельного сопротивления

Параметр	Выражение
Эффективная масса носителей	
• электроны m_e	$(0.067 + 0.0835x)m_e$
• тяжелые дырки m_{M1}	$(0.62 + 0.36x)m_e$
• легкие дырки m_{M2}	$(0.074 + 0.36x)m_e$
Энергия активации легирующей примеси $E_a(x)$ мэВ	
• Zn	$15 + 72x$
• Se	$3, x \leq 0.25$ $\{3 + 144(x - 0.25)\}, 0.25 \leq x \leq 0.47$ $\{320 - 77(x - 0.47)\}, 0.47 \leq x \leq 0.82$
Подвижность носителей μ_{300} см ² /В·с	
$\mu_{300}(Zn, x = 0, p)$	$410[1 - 0.186 \log_{10}(p/10^{16})],$ $2 \cdot 10^{16} \leq p \leq 2 \cdot 10^{18}$
$\mu_{300}(Zn, x = 0.1, p)$	$271[1 - 0.186 \log_{10}(p/10^{16})],$ $2 \cdot 10^{16} \leq p \leq 2 \cdot 10^{18}$
$\mu_{300}(Zn, x = 0.3, p)$	$145[1 - 0.149 \log_{10}(p/10^{16})],$ $2 \cdot 10^{17} \leq p \leq 7 \cdot 10^{18}$
$\mu_{300}(Se, x = 0.3, n)$	$3580[1 - 0.258 \log_{10}(n/10^{16})],$ $5 \cdot 10^{15} \leq p \leq 7 \cdot 10^{17}$
Параметр степенной зависимости b	
$b(Zn, x = 0)$	1.272
$b(Zn, x = 0.1)$	1.269
$b(Zn, x = 0.3)$	1.247
$b(Se, x = 0.3)$	1.41



(а)



(б)

Рис. 14. Зависимость удельного сопротивления $Al_xGa_{1-x}As$ от температуры и доли алюминия x при различных легирующих примесях: Se (а), Zn (б)

Математическая модель. Лазерную структуру можно разделить на две области: а) активная область $0 \leq r \leq r_A$; б) ограничивающая структура $r_A \leq r \leq r_S$ (см. рис. 12).

В [4] для некванторовозмерных лазеров с целью упрощения задачи проводилась замена гетероструктуры на однослойную, термически эквивалентную. В данной работе было решено проверить, применим ли такой подход для кванторовозмерных лазеров. В связи с этим проведен анализ упрощенной модели и точной модели [31,32], в которой распределение температуры рассчитывается в каждом слое.

Эквивалентная толщина каждого слоя в упрощенной модели определяется выражением

$$d_{i,eq} = \frac{d_i \kappa_{eq}}{\kappa_i}, \quad (61)$$

где d_i – реальная толщина слоя; κ_{eq} – эквивалентный коэффициент теплопроводности, равный теплопроводности материала, превалирующего в структуре; κ_i – реальный коэффициент теплопроводности слоя. Аналогично, эквивалентное распределение плотности мощности источников тепла в каждом слое

$$g_{i,eq}(r) = \frac{g_i(r) \kappa_i}{\kappa_{eq}}. \quad (62)$$

В качестве превалирующего материала в активной области был выбран $Al_{0,2}Ga_{0,8}As$.

Стационарное уравнение теплопроводности имеет вид

$$\frac{\partial^2 T(r, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} + \frac{\partial^2 T(r, z)}{\partial z^2} = -\frac{g(r, z)}{\kappa(T)} \quad (63)$$

со следующими граничными условиями:

$$\left. \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} \right|_{r=0, r_A, r_S} = 0, \quad T(r, z)|_{z=0} = T_{ref}, \quad \left. \frac{\partial T(r, z)}{\partial z} \right|_{z=d_i} = 0. \quad (64)$$

Аналитическое решение уравнения (63) имеет вид

$$T_{i,I}(r, z_i) = T_{ref}(r) + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn,i,I} J_0(j_{1,n} r / r_A) \times \sin(c_m z_i / d_{i,I}); \quad (65)$$

$$T_{i,II}(r, z_i) = T_{ref}(r) + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn,i,II} J_0(j_{1,n} (r - r_A) / (r_S - r_A)) \times \sin(c_m z_i / d_{i,II}), \quad (66)$$

где $J_{1,n}$ – нули n -го порядка функции Бесселя первого рода; $c_m = (m - 1/2)\pi$; $m = 1, 2, 3, \dots$; $A_{mn,i}$ – коэффициенты ряда Фурье, определяемые выражениями

$$A_{mn,i,1} = \frac{4[\cos(c_m z_{i-1,I}/d_{i-1,I}) - \cos(c_m z_i/d_{i,I})]}{r_A^2 \alpha_I J_0^2(j_{1,n}) c_m [(j_{1,n}/r_A)^2 + (c_m/d_{i,I})^2]} \times \\ \times \int_0^{r_A} g_{i,I}(r) J_0(j_{1,n} r/r_A) r dr; \quad (67)$$

$$A_{mn,i,2} = \frac{4[\cos(c_m z_{i-1,II}/d_{i-1,II}) - \cos(c_m z_i/d_{i,II})]}{r_A^2 \alpha_{II} J_0^2(j_{1,n}) c_m [(j_{1,n}/(r_S - r_A))^2 + (c_m/d_{i,II})^2]} \times \\ \times \int_{r_A}^{r_S} g_{i,II}(r) J_0[j_{1,n}(r - r_A)/(r_S - r_A)] r dr, \quad (68)$$

где T_{ref} – температура, зависящая от температуры окружающей среды и нагрева на границе "подложка – теплоотвод", определяемого формулой

$$\Delta T_{HS}(r) = \frac{3\pi \Delta T_{HS}}{8} \Omega(r), \quad (69)$$

$$\Omega(r) = \begin{cases} F(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 1; r^2/r_{CO}^2), & 0 < r \leq r_{CO}, \\ \frac{r_{CO}}{r} F(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 2; r_{CO}^2/r^2), & r_{CO} < r \leq r_S, \end{cases} \quad (70)$$

где $F(a, b, c; x)$ – гипергеометрическая функция; ΔT_{HS} – усредненное увеличение температуры на границе "подложка – теплоотвод", задаваемое выражением

$$\Delta T_{HS} = \frac{8Q_T}{3\pi^2 r_{CO} k_{HS}}, \quad (71)$$

где r_{CO} – внешний радиус контакта; k_{HS} – коэффициент теплопроводности теплоотвода; Q_T – тепло, выделенное на границе "подложка – теплоотвод", определяемое как суммарное тепло, выделенное на контактах, зеркалах резонатора и подложке. В результате решения уравнения (63) получены профили распределения температуры по слоям лазерной структуры при постоянной плотности тока накачки для поверхностно-излучающего лазера с радиусом активной области $r_A = 10$ мкм.

Расхождение в результатах численного расчета для упрощенной и точной моделей составило 42%, что дает основание говорить о необходимости учета структуры активной области для квантоворазмерных структур. Из рис. 15 видно, что в центре активной области наблюдается нелинейный рост температуры, тогда как по краям структуры заметен быстрый ее спад. Это можно объяснить наличием в активном

слое достаточно мощных по сравнению с джоулевым источников тепла: поглощения спонтанного и стимулированного излучения, а также безызлучательной рекомбинации.

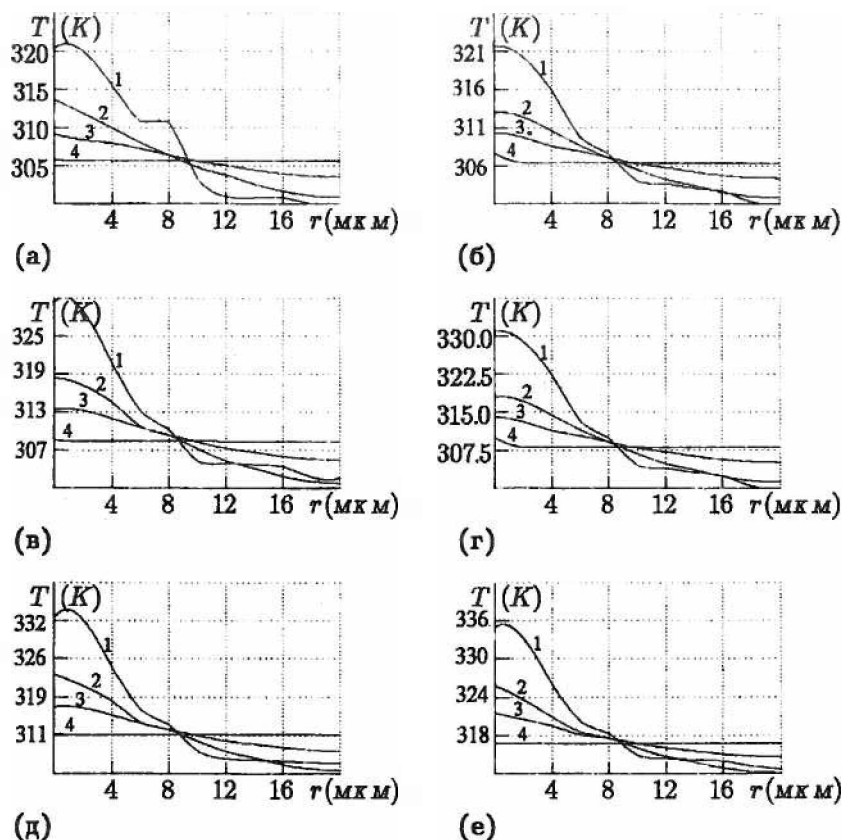


Рис. 15. Распределение температуры по слоям лазерной структуры при постоянных плотностях тока накачки 200 A/cm^2 (а); 400 A/cm^2 (б); 1000 A/cm^2 (в); 1200 A/cm^2 (г); 1400 A/cm^2 (д); 1600 A/cm^2 (е); 1 - активная область; 2 - $N-Al_{0.3}Ga_{0.7}As$; 3 - $P-Al_{0.3}Ga_{0.7}As$; 4 - $P^+-Al_{0.1}Ga_{0.9}As$; радиус активной области $r_A = 10 \mu m$

Зависимость максимума температуры от размера активной области представлена на рис. 16. Как видно из рисунка, максимальная температура увеличивается пропорционально r_A . Это можно объяснить особенностями распространения тепла в гетероструктуре, связанными с размерами активной области: для лазерных диодов больших размеров отток тепла в блокирующую $p-n-p$ структуру осуществляется с

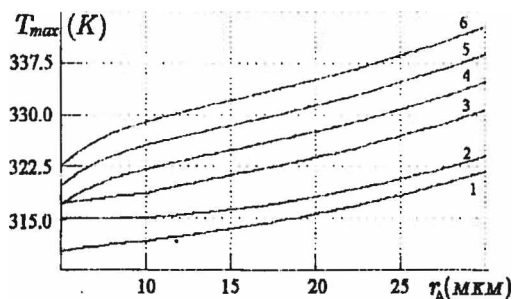


Рис. 16. Зависимость максимальной температуры от радиуса активной области при различных плотностях тока накачки: 0.2 кА/см² (1); 0.4 кА/см² (2); 1 кА/см² (3); 1.2 кА/см² (4); 1.4 кА/см² (5); 1.6 кА/см² (6)

меньшей эффективностью, чем для приборов с малым радиусом активной области, что и обуславливает более сильный их нагрев.

Графики распределения температуры на границе "подложка - теплоотвод" при различных плотностях тока накачки изображены на рис. 17. При подаче больших токов накачки теплоотвод с меньшим коэффициентом теплопроводности нагревается почти в такой же степени, как и сам лазерный диод. В результате наступления теплового равновесия между ними отток тепла из гетероструктуры прекращается, и теплоотвод перестает функционировать. Из рис. 17 видно, что при одинаковой плотности тока накачки нагрев медного теплоотвода выражен значительно менее, чем теплоотвода, выполненного из оксида бериллия, из-за большего коэффициента теплопроводности C_{Cu} , следовательно, использовать его предпочтительнее.

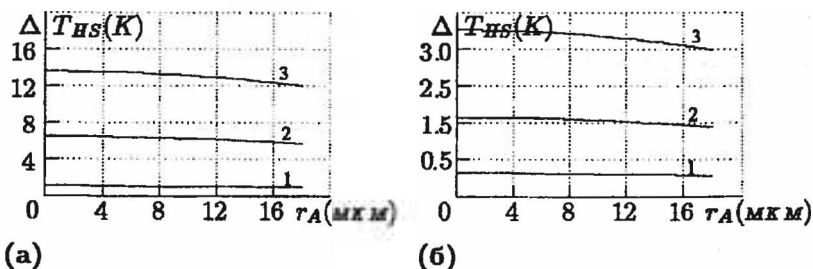


Рис. 17. Распределение температуры на границе "подложка - теплоотвод" для BeO (а) и Cu (б) теплоотводов при плотностях тока накачки: 0.4 кА/см² (1); 1.2 кА/см² (2); 1.6 кА/см² (3)

Тепловое сопротивление. Одной из важных характеристик лазерного диода является его тепловое сопротивление, определяемое как отношение увеличения температуры активной области лазера к выделяемому теплу. На рис. 18 изображена его зависимость от относительной величины тока накачки для различных радиусов активной области. Видно, что величина теплового сопротивления не является постоянным параметром лазерного кристалла, оно в значительной мере зависит от тока накачки. Это можно объяснить зависимостью коэффициента теплопроводности лазерного кристалла, а также плотности мощности источников тепла от температуры. Необходимо отметить, что для лазеров с большим радиусом активной области величина теплового сопротивления при заданном отношении тока накачки к пороговому гораздо ниже, чем для приборов меньших размеров.

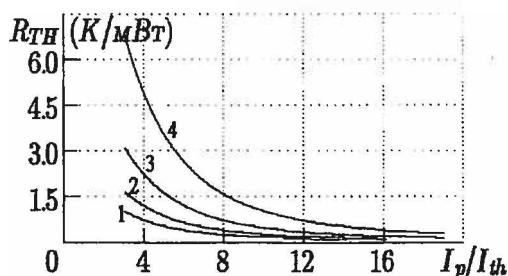


Рис. 18. Зависимость теплового сопротивления лазерного диода от величины тока накачки для различных диаметров активной области лазера d_a : 20 мкм (1); 15 мкм (2); 10 мкм (3); 5 мкм (4)

Выходная мощность. Мощность излучения полупроводникового инжекционного лазера определяется выражением (36) и является функцией превышения тока накачки над пороговым значением, но при значительном увеличении накачки эта зависимость перестает носить линейный характер (см. рис. 19).

Выходная мощность увеличивается с ростом тока накачки; при достижении последним некоторого критического значения наблюдается насыщение, а затем и спад выходной мощности. Нелинейный вид ваттамперной характеристики объясняется сильной зависимостью порогового тока от температуры. Вследствие нагрева, вызванного подачей на лазерный диод накачки, увеличивается утечка носителей из гетероструктуры, возрастает скорость Оже-рекомбинации, что ведет к росту порогового тока, уменьшению отношения тока накачки к последнему и, следовательно, уменьшению выходной мощности.

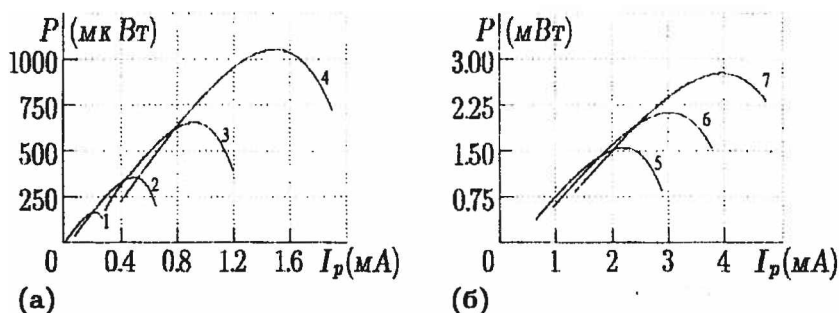


Рис. 19. Зависимость выходной мощности от тока накачки для различных диаметров активной области лазера d_A : 5 мкм (1); 10 мкм (2); 15 мкм (3); 20 мкм (4); 25 мкм (5); 30 мкм (6); 35 мкм (7)

На рис. 20 представлена зависимость выходной мощности от температуры для лазера с радиусом 10 мкм при различных значениях коэффициента потерь.

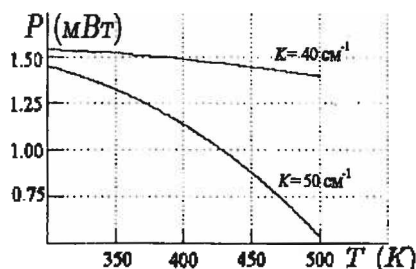


Рис. 20. Зависимость выходной мощности лазерного диода с радиусом активной области $r_A = 10$ мкм при различных коэффициентах потерь

Заключение

В данной работе проведен обзор тепловых моделей инжекционных лазеров. Проанализирована степень влияния Оже-рекомбинации, спонтанной рекомбинации и утечки носителей из гетероструктуры на величину пороговой плотности тока. Рассмотрены основные механизмы катастрофической деградации гетероструктуры и лазерных зеркал.

Разработана стационарная тепловая модель квантоворазмерной лазерной структуры с вертикальным резонатором. Проведен сравнительный анализ ее модификаций (реальной и упрощенной). Расхождение между результатами вычислений составило 42 %, что указывает на необходимость учета слоистой структуры активной области в кванто-

вразмерном лазере. Проанализирована зависимость пороговой плотности тока от температуры при различных значениях коэффициента потерь.

Получены профили распределения температуры по слоям лазерного диода при различных плотностях тока накачки в диапазоне от 200 до 1600 А/см² для лазера с диаметром активной области $d_A = 20$ мкм. Максимальная температура составляет 320.6 и 335.8 К соответственно.

Рассмотрено распределение температуры на границе "подложка – теплоотвод" и проанализирован характер влияния коэффициента теплопроводности теплоотвода на качество работы лазера.

Проведен анализ зависимости теплового сопротивления от размеров активной области и отношения тока накачки к пороговому. Выяснено, что тепловое сопротивление не является постоянной величиной, а зависит от тока инжекции, подводимого к лазеру. Так, для лазера с $d_A = 5$ мкм $R_{TH} = 6.79$ К/мВт, а для прибора с $d_A = 20$ мкм $R_{TH} = 0.95$ К/мВт при трехкратном превышении тока накачки над пороговым.

Получены ватт-амперные характеристики, а также зависимость выходной мощности от температуры для приборов с различными размерами активной области. Спад выходной мощности при достижении током накачки некоторого критического значения объясняется сильной зависимостью порогового тока от температуры. Полученные результаты могут быть использованы при оптимизации режимов работы квантоворазмерного лазера с вертикальным резонатором для получения максимальной выходной мощности.

Литература

1. Murata S., Nishimura K. A simple new laser diode array model for thermal interaction analysis // J. Appl. Phys. - 1991. - Vol. 70, №9. - P. 360-364.
2. Temperature dependence of GaAs-AlGaAs vertical-cavity surface-emitting lasers / B. Tell, K. F. Brown-Goebeler, R. E. Leibenguth, F. M. Baez // Appl. Phys. Lett. - 1992. - Vol. 60, №6. - P. 683-685.
3. Sarzala R. P. Finite-element thermal model for monolithic linear arrays of GaAs-AlGaAs strip-buried-heterostructure diode lasers // Electron. Technol. - 1995. - Vol. 28, №4. - P. 293-299.
4. Nakwaski W., Osinski M. Thermal analysis of GaAs-AlGaAs etched-well surface-emitting double-heterostructure lasers with dielectric mirrors // IEEE J. Quantum Electron. - 1993. - Vol. 29, №6. - P. 1981-1995.
5. Lasing threshold in quantum well surface-emitting lasers: many-body effects and temperature dependence / P. L. Gourley, S. K. Lyo, T. M. Brennan, B. E. Hammons // Appl. Phys. Lett. - 1989. - Vol. 55, №26. - P. 2698-2700.

6. Temperature dependence of long wavelength semiconductor lasers / J. O'Gorman, A. F. J. Levi, T. Tanbun-Ek et. all // *Appl. Phys. Lett.* - 1992. - Vol. 60, №9. - P. 1058-1060.
7. Modelling temperature effects and spatial hole burning to optimize vertical-cavity surface-emitting laser performance / J. W. Scott, R. S. Geels, S. W. Corzine, L. A. Coldren // *IEEE J. Quantum Electron.* - 1993. - Vol. 29, №5. - P. 1295-1307.
8. Numerical modeling of long wavelength vertical-cavity surface-emitting semiconductor lasers. Part 1: Continuous-wave modeling/ A. Tsigopoulos, V. Paschos, P. Salet, J. Jaquet // *Abstracts of 2nd GR-I International Conference on New Laser Technologies and Applications. Ancient Olympia. Greece. June 1-4. 1997.* - P. 36-37.
9. Tsigopoulos A., Paschos V. Numerical modeling of long wavelength vertical-cavity surface-emitting semiconductor lasers. Part 2: Transient thermal modeling // *Abstracts of 2nd GR-I International Conference on New Laser Technologies and Applications. Ancient Olympia. Greece. June 1-4. 1997.* - P. 38.
10. Nakwaski W., Osinski M. Thermal analysis of top-surface-emitting proton implanted microlasers // *Conf. Lasers and Electro-Opt. Anaheim Calif. May 10-15. 1992.* - Washington (D.C.): - 1992. - P. 386-387.
11. Oraevsky A. N., Clark M. M., Bandy D. K. Many-temperature model of a laser with dynamics // *Opt. Commun.* - 1991. - Vol. 85, №4. - P. 360-364.
12. Kiyoyuki Y., Takayuki Y., Shunji S. Two-dimensional numerical simulator for multielectrode distributed feedback laser diodes // *IEEE J. Quantum Electron.* - 1993. - Vol. 29, №3. - P. 856-863.
13. Nakwaski W. Thermal model of the catastrophic degradation of high-power stripe-geometry GaAs/(AlGa)As double-heterostructure lasers // *J. Appl. Phys.* - 1990. - Vol. 67, №4. - P. 1659-1668.
14. Франтишева О. П. Тепловая модель поверхностно-излучающего лазера с вертикальным резонатором // *Тезисы докладов VI республиканской научной конференции аспирантов и студентов по физике конденсированных сред. Гродно, 1998. Гродно: Гродн. ун-т, - 1998. С.202.*
15. Osinski M., Nakwaski W. Thermal crosstalk in two-dimensional arrays of VCSEL's // *13th IEEE Int. Semicond. Laser Conf. Takamatsu. Sept. 21-25. 1992.* - Tokyo, 1992. - P. 72-73.
16. Безотосный В. В., Кумыков Х. Х., Маркова Н. В. Тепловой режим мощных монолитных линеек инжекционных лазеров // *Кварт. электрон.* - 1996. - Т. 23, №9. - С. 775-778.
17. Facet heating and degradation mechanisms of AlGaAs QWL's/ W. Tang, H. V. Rosen, P. Vettinger, D. J. Webb // *Conf. Lasers and Electro-Opt. Anaheim Calif. May 10-15. 1992.* - Washington (D.C.): - 1992. - P. 308-309.
18. Трусова И. А., Поляков М. Е. Новое объяснение аномальной деградации GaAs лазерных диодов с квантовой ямой // *Вестн АН Беларуси, Сер. физ.-мат. н.* - 1996. - №4. - С. 75-77.
19. Monolithically Peltier-cooled vertical-cavity surface-emitting lasers/ P. R. Berger, N. K. Dutta, K. D. Choquette et. all // *Appl. Phys. Lett.* - 1991. - Vol. 59, №1. - P. 117-119.

20. Манах И. С., Лисенкова А. М. Тепловой режим работы инжекционных лазеров.: - Обзоры по электронной технике. Сер.11. Лазерная техника и оптоэлектроника //ЦНИИ "Электроника" - 1990. - Вып. 6(1541).
21. Моделирование и экспериментальное изучение инжекционных AlGaAs/GaAs лазеров спектрального диапазона 780-808 нм с электронными сверхрешеточными барьерами/ В. В. Белотосный, П. В. Карга, Ч. Ч. Де и др. //Квант. электрон. - 1995. - Vol. 22, N⁴. - P. 216-218.
22. Progress in long-wavelength strained-layer InGaAs(P) quantum-well semiconductor laser and amplifiers / P. J. A. Thijs, L. F. Tiemeijer, J. J. M. Binsma, T. van Dongen // IEEE J.Quantum Electron. - 1994. - Vol.30, N². - P. 477-498.
23. O'Reilly E. P., Adams A. R. Band-structure engineering in strained semiconductor lasers //IEEE J.Quantum Electron. - 1994. - Vol.30, N². - P. 366-367.
24. Temperature dependence of threshold current density J_{th} and differential efficiency η_d of high-power InGaAsP/GaAs ($\lambda = 0.8\mu m$) lasers / H. J. Yi, J. Diaz, I. Eliashevich et. al //Appl. Phys. Lett. - 1995. - Vol. 66, N³. - P. 253-255.
25. Zhao Y.-G., McInerney J. G. Transverse-mode control of vertical-cavity surface-emitting lasers //IEEE J. Quantum Electron. - 1996. - Vol.32, N¹¹. - P. 1950-1958.
26. Effects of well number in 1.3 μm GaInAsP/InP GRIN-SCH strained-layer quantum-well lasers / T. Namegaya, N. Matsumoto, N. Yamanaka et. al //IEEE J. Quantum Electron. - 1994. - Vol.30, N². - P. 578-583.
27. Iga K., Koyama F., Kinoshita S. Surface emitting semiconductor lasers //IEEE J. Quantum Electron. - 1988. - Vol. 24, N⁹. - P. 1845-1854.
28. Both W., and Piprek J. Thermal resistance of InGaAs/InP laser diodes //J. Thermal Anal. - 1990. - Vol. 36. - P. 1441-1456.
29. S. S. Kutateladze, V. M. Borishanskii A Concise Encyclopedia of Heat Transfer //Oxford:Pergamon - 1966. - P. 43.
30. Афоненко А. А., Копонешко В. К., Манах И. С. Теория полупроводниковых лазеров. //Учебное пособие по спецкурсу для студентов специальностей "радиофизика" и "физическая электроника". - Мн.: Белгосуниверситет, 1995. - 108 с.
31. Дуль О. П., Манах И. С. Тепловая модель поверхностно-излучающего квантоворазмерного лазера с вертикальным резонатором //Материалы II Межгосударственной научно-технической конференции по квантовой электронике. - Мн.: Белгосуниверситет, 1998. - С. 78.
32. Дуль О. П., Манах И. С. Компьютерный анализ теплового режима работы поверхностно-излучающих лазеров с вертикальным резонатором //Материалы II Межгосударственной научно-технической конференции по квантовой электронике. - Мн.: Белгосуниверситет, 1998. - С. 81.