

УДК 621.373.826.038.825.5

© Д. М. Демидов, А. Л. Тер-Мартirosян, К. А. Булашевич,  
О. В. Хохлев, С. Ю. Карпов

## МОЩНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ДИОДЫ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ 808 нм. II. НЕТЕРМИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ОГРАНИЧЕНИЯ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ

В продолжение работы [1] в данной статье представлен обзор нетермических механизмов, ограничивающих выходную мощность излучения лазерных диодов. Эти механизмы разделены на две группы: на связанные с накоплением носителей в волноводных слоях лазерной структуры при токах, превышающих пороговое значение, и на связанные с неравновесностью электронов и дырок в активной области лазера, вызванной значительным уменьшением времен жизни носителей за счет стимулированного излучения. Рассмотрена конкуренция термических и нетермических механизмов ограничения мощности при импульсной и непрерывной накачках.

*Кл. сл.:* полупроводниковые лазеры, лазерные диоды, мощность излучения, катастрофическое разрушение зеркала, тепловые эффекты, накопление носителей, время жизни носителей, стимулированное излучение

### ВВЕДЕНИЕ

Данная работа продолжает обзор механизмов ограничения мощности лазерных диодов (ЛД) с длиной волны излучения 808 нм, начатый в [1]. В ней рассмотрены нетермические механизмы, как правило, становящиеся значимыми при импульсной инжекционной накачке. Как и в предыдущем случае [1], эти механизмы не связаны прямо с конкретной длиной волны излучения, а работают в достаточно широком спектральном диапазоне.

Прежде чем детально рассматривать нетермические механизмы ограничения мощности ЛД, представляется разумным сначала обсудить особенности их разогрева в условиях непрерывной и импульсной накачек, а также критерии, позволяющие разграничить эти режимы с точки зрения переноса тепла.

### 1. НЕПРЕРЫВНЫЙ И ИМПУЛЬСНЫЙ РАЗОГРЕВЫ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ

При непрерывной инжекционной накачке ЛД температура  $T$  активной области определяется тепловым сопротивлением чипа  $R_{th}$ , т. е.

$$T - T_{HS} = R_{th} (1 - \eta_w) I \cdot V_f, \quad \eta_w = P / (I \cdot V_f), \quad (1)$$

где  $T_{HS}$  — температура теплоотвода;  $V_f$  — рабочее напряжение ЛД, обеспечивающее ток  $I$  в соответ-

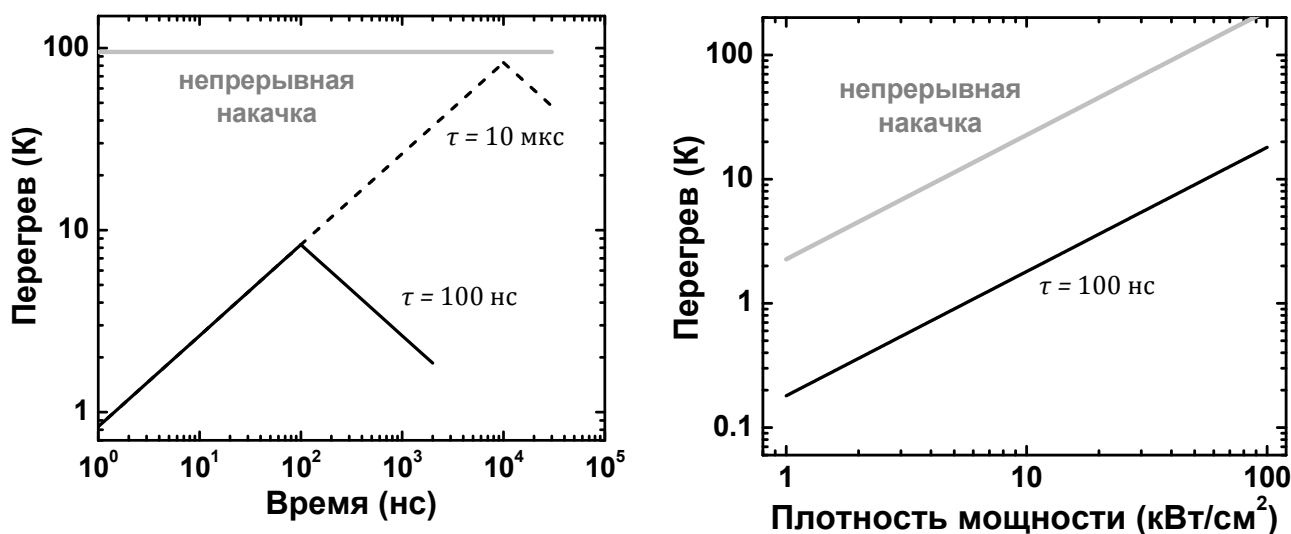
ствии с вольт-амперной характеристикой;  $P$  — мощность излучения лазера, а  $\eta_w$  — его КПД. Для уменьшения теплового сопротивления мощные ЛД обычно монтируют на теплоотвод эпитаксиальными слоями вниз. В этом случае определяющий вклад в тепловое сопротивление лазерной гетероструктуры (ГС) дает эмиттер, обычно изготавливаемый из твердых растворов  $Al_xGa_{1-x}As$ , имеющих в диапазоне составов  $x = 0.3-0.7$  коэффициент теплопроводности  $\kappa_E$ , примерно в четыре раза меньший чем у GaAs [2]. В приближении одномерного растекания тепла по ГС тепловое сопротивление эмиттера равно  $R_E = d_E / (\kappa_E W L)$ , что при толщине эмиттера  $d_E = 2$  мкм, длине резонатора  $L = 2$  мм, ширине полоскового контакта  $W = 100$  мкм и  $\kappa_E = 0.14$  Вт/(см·К) дает значение  $R_E = 0.71$  К/Вт. К нему необходимо добавить тепловое сопротивление теплоотвода  $R_{HS}$ , которое в приближении двумерного растекания тепла можно оценить как  $R_{HS} \approx (\pi \kappa_{HS} L)^{-1} \ln(d_{HS} / W)$ , где  $\kappa_{HS}$  — коэффициент теплопроводности теплоотвода, а  $d_{HS}$  — характерное расстояние от активной области ЛД до поверхности теплоотвода, на которой фиксируется температура окружающей среды. Если теплоотвод изготовлен из меди ( $\kappa_{HS} = 4.01$  Вт/(см·К)), то  $R_{HS} = 1.55$  К/Вт при  $d_{HS} = 5$  мм,  $L = 2$  мм и  $W = 100$  мкм. Величина суммарного теплового сопротивления  $R_{th} = R_E + R_{HS} =$

$= 2.27$  К/Вт представляет собой оценку снизу, т. к. в ней не учтено тепловое сопротивление припоя, используемого для посадки ЛД на теплоотвод, и ряд других возможных составляющих. Интересно, что вклад в тепловое сопротивление от медного теплоотвода оказывается в два раза больше вклада от AlGaAs-эмиттера, несмотря на огромную разницу коэффициентов теплопроводности этих материалов. Это связано с предполагаемым двумерным характером растекания тепла в теплоотводе, обусловленным сильной локализацией тепловыделения в полосковом контакте, а также тем, что длина  $L$  резонатора ЛД во много раз превышает толщину  $d_E$   $p$ -эмиттера.

При накачке ЛД импульсом тока длительностью  $\tau$  температура активной области возрастает пропорционально  $t^{1/2}$ , где время  $t$  отсчитывается от момента включения импульса тока. Максимальный разогрев активной области, достигаемый в конце импульса, может быть оценен по формуле (1), в которой фигурирует динамическое тепловое сопротивление  $R_{th} = d_r / (\kappa_E WL)$  с характерной длиной  $d_r = (D_T \tau / \pi)^{1/2}$ , по порядку величины равной длине распространения теплового фронта за время действия импульса накачки ( $D_T = \kappa_E / (\rho_E C_E^p)$ ) — коэффициент температуропроводности,  $\rho_E$  — плотность материала эмиттера,

а  $C_E^p$  — его удельная теплоемкость) [3]. При  $\tau = 100$  нс, длине резонатора  $L = 2$  мм, ширине "полоска"  $W = 100$  мкм и  $\kappa_E = 0.14$  Вт/(см·К) оценка дает:  $d_r = 0.5$  мкм и  $R_{th} = 0.18$  К/Вт, т. е. величину, лишь на порядок меньшую теплового сопротивления, оцененного для случая непрерывной накачки. Это означает, что уже при длительностях импульса накачки  $\sim 10$  мкс и более разогрев активной области в конце импульса может стать сравнимым с разогревом в условиях непрерывной накачки (см. рис. 1, а). Последний вывод подтверждается результатами измерений динамики нагрева ЛД при их накачке импульсами тока различной длительности [4].

На рис. 1, б, показана расчетная зависимость перегрева активной области ЛД с AlGaAs-эмиттерами от плотности подводимой электрической мощности. Видно, что при непрерывной накачке перегрев  $\sim 10$  К достигается при плотностях мощности  $\sim 5$ – $6$  кВт/см<sup>2</sup>, в то время как при накачке 100 нс импульсами этот же перегрев достигается при плотности мощности, на порядок большей. Последнее означает, что при таких высоких плотностях электрической мощности длительность импульса  $\sim 100$  нс все еще является недостаточно малой, чтобы полностью исключить влияние тепловых эффектов на ватт-амперную характеристику лазера.



**Рис. 1.** Зависимости нагрева активной области ЛД.

а — динамика нагрева при накачке импульсами тока различной длительности с плотностью 30 кА/см<sup>2</sup> и при непрерывной накачке; б — зависимость перегрева активной области от плотности подводимой электрической мощности при импульсной и непрерывной накачках. В обоих случаях КПД ЛД полагался равным 50 %

## 2. ПОРОГ КРЗ ПРИ НЕПРЕРЫВНОЙ И ИМПУЛЬСНОЙ ТОКОВЫХ НАКАЧКАХ

Как отмечалось в [1], отвод тепла из активной области ЛД существенно влияет на порог катастрофического разрушения выходного зеркала (КРЗ) резонатора: чем лучше теплоотвод, тем большим становится порог КРЗ. Как показано в предыдущем разделе, при накачке ЛД импульсами длительностью 100 нс и менее динамическое тепловое сопротивление лазерной ГС становится заметно меньшим, чем при непрерывной накачке. В результате переход от непрерывной к импульсной накачке дает типичное повышение порога КРЗ у ЛД с полосковым контактом шириной 100 мкм от ~5–8 Вт до ~80–120 Вт, т. е. более чем на порядок. Тем самым порог КРЗ становится настолько высоким, что практически уже не он ограничивает мощность излучения лазера, а иные механизмы, рассматриваемые ниже.

Зависимость порога КРЗ от длительности импульсов накачки, а также от конструкции лазерной ГС (последняя определяет эффективное тепловое сопротивление ЛД) делает этот параметр в общем случае малоинформативным. Исключение составляет лишь случай непрерывной накачки, в котором порог КРЗ интегрально отражает уровень технологии изготовления ЛД, включая защиту зеркал резонатора и организацию отвода тепла.

## 3. НЕТЕРМИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ОГРАНИЧЕНИЯ МОЩНОСТИ

При импульсной накачке, заметно уменьшающей влияние тепловых эффектов и КРЗ, достигаются большие мощности излучения ЛД. Однако и в этом случае наблюдается сублинейность их ватт-амперных характеристик, хотя и при токах, больших, чем в условиях непрерывной накачки. Выявленные к настоящему времени различные нетермические механизмы сублинейности ватт-амперных характеристик ЛД можно разделить на две группы. К первой относятся механизмы, предполагающие рост концентрации неравновесных носителей в лазерной ГС за порогом генерации света. Ко второй группе относятся механизмы, предполагающие влияние высокой плотности фотонов в волноводе на оптическое усиление в лазере. Ниже эти две группы механизмов рассмотрены отдельно.

### 3.1. Рост концентрации неравновесных носителей в гетероструктуре

Считается, что при превышении током порога генерации света резкий рост темпа излучательной рекомбинации за счет появления стимулированно-

го излучения приводит к стабилизации концентрации неравновесных электронов и дырок в активной области ЛД вблизи соответствующих пороговых значений. Однако поддержание все более возрастающего тока в гетероструктуре за порогом генерации требует роста концентраций неравновесных носителей за пределами активной области. Это возрастание минимально в сильно легированных *p*- и *n*-эмиттерах, где концентрация носителей определяется условием электронейтральности материала и примерно соответствует концентрации внедренных акцепторов или доноров. Однако легирование обычно минимизирует в волноводных слоях лазерной ГС, чтобы понизить поглощение в них света на свободных носителях. Поэтому именно в этих слоях и наблюдается увеличение концентрации неравновесных электронов и дырок за порогом генерации света (см., например, [5]).

Обычно толщины волноводных слоев заметно превышают характерные длины экранирования электрического поля неравновесными носителями. Поэтому транспорт электронов и дырок в этих слоях носит амбиполярный характер, т. е. концентрации электронов и дырок в большей части волноводных слоев равны друг другу. Авторы [6, 7] предположили, что перенос носителей в волноводных слоях происходит в основном за счет амбиполярной диффузии. С использованием моделирования в [8] было показано, что доминирующим может стать дрейф электронов и дырок в электрическом поле *p-n* перехода. В первом случае концентрация электронов и дырок должна возрастать по мере удаления от активной области к эмиттерам. Во втором случае неравновесные носители должны более или менее равномерно распределяться по волноводным слоям. Моделирование показывает, что в зависимости от температуры и тока, протекающего через ЛД, может доминировать как тот, так и иной механизм переноса (см., например, распределения концентрации электронов и дырок в [1, рис. 4, а], где по разные стороны от активной области видны признаки доминирования либо диффузионного, либо дрейфового механизмов). Однако в любом случае концентрация неравновесных носителей в волноводном слое заметно растет с током и, в конечном счете, приближается к своим значениям в эмиттерах.

Рассмотрим последствия роста концентрации неравновесных носителей в волноводных слоях. Первое из них — увеличение потерь света на свободных носителях, которое потенциально может как дать вклад в уменьшение ДКЭ лазерного диода с током [6], так и привести к срыву генерации при больших токах [9]. Однако, как это обсуждалось в [1], вклад поглощения света на свободных носителях в общие внутренние потери может быть незначительным, если достаточно велики потери,

связанные с рассеянием волноводной моды на оптических неоднородностях ГС и полоскового контакта. Рост концентрации неравновесных носителей в волноводных слоях с током за порогом генерации приводит и к увеличению скорости их рекомбинации в этих слоях. При этом излучательная рекомбинация электронов и дырок в волноводе не дает вклад в стимулированное излучение света из-за несовпадения с последним по длине волны. Тем самым рекомбинация в волноводе представляет собой дополнительный канал потерь носителей, усиливающийся с ростом тока. В выражении (1) из [1] для мощности излучения ЛД такие потери приводят к квантовому выходу стимулированного излучения  $\eta_{st}$  меньшему единицы и к тому же уменьшающемуся с током. Простые аналитические модели токовой зависимости квантового выхода  $\eta_{st}$  предложены в [10, 11] в предположении о доминирующей роли либо излучательной, либо Оже-рекомбинации в волноводе.

Накапливание электронов и дырок в волноводных слоях и соответственно сублинейность ватт-амперных характеристик ЛД проявляются тем сильнее, чем меньше оказывается скорость захвата носителей из этих слоев в активную область [10–12]. Этот кинетический механизм, предполагающий неравновесное распределение носителей между активной областью и волноводным слоем, сродни рассмотренным в следующем разделе.

### 3.2. Спектральное выжигание носителей стимулированным излучением

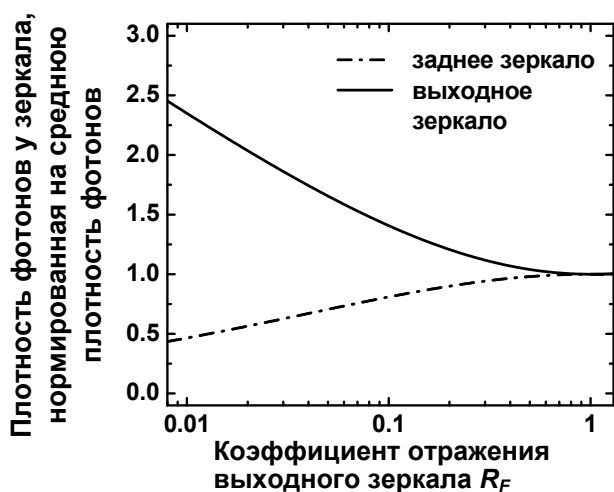
Наличие большого числа когерентных фотонов в резонаторе лазера существенно изменяет скорость излучательной рекомбинации носителей, уменьшая тем самым их концентрацию. Это уменьшение происходит неоднородно по энергетическому спектру электронов и дырок — в первую очередь рекомбинируют и, следовательно, исчезают носители, разница энергии которых близка к энергии когерентных фотонов. Данный эффект, названный спектральным выжиганием носителей [13], приводит к неравновесному распределению электронов и дырок внутри соответствующей зоны. Обеднение носителями определенной части энергетического спектра сначала компенсируется за счет их внутризонной энергетической релаксации. Однако при дальнейшем увеличении плотности когерентных фотонов внутри резонатора лазера скорость излучательной рекомбинации носителей, индуцированной стимулированным излучением, может стать меньше скорости их релаксации. В результате мощность когерентного излучения на исходной длине волны стабилизируется и перестает зависеть от тока, пропускаемого через лазерный диод, а дальней-

ший рост мощности с током происходит за счет генерации все более и более коротковолнового света [14, 15]. В случае активных областей с узкими квантовыми ямами, обеспечивающими большую разницу энергий между уровнями размерного квантования электронов, рассмотренный выше механизм приводит к многополосной генерации света [16]. Важно, что полная мощность излучения оказывается тем большей, чем больше уровней размерного квантования возникает в квантовой яме [16]. То есть широкие квантовые ямы оказываются предпочтительными для изготовления мощных импульсных ЛД.

Описанная выше качественная картина показывает, что при высоких уровнях накачки ватт-амперная характеристика уже не представляет собой достаточно полного и адекватного описания конверсии электрического тока в свет, осуществляемой лазером, — появляется дополнительная степень свободы, связанная со спектральным составом когерентного излучения. Последнее является следствием существенной неравновесности инжектированных в активную область электронов и дырок, возникшей вследствие спектрального выжигания носителей.

### 3.3. Пространственное выжигание носителей стимулированным излучением

В мощных ЛД выходное зеркало резонатора обычно делают слабо отражающим, в то время как заднее ("глухое") зеркало — практически полностью отражающим когерентное излучение. Вследствие этой разницы коэффициентов отражения плотности генерируемых фотонов у выходного и "глухого" зеркал могут заметно отличаться. На рис. 2 показаны рассчитанные с помощью скоростных уравнений плотности фотонов вблизи каждого из этих зеркал, нормированные на среднюю плотность фотонов в резонаторе, как функции коэффициента отражения выходного зеркала  $R_F$  (коэффициент отражения "глухого" зеркала полагался при этом равным единице). Из рисунка видно, что разница между плотностями не слишком велика, если  $R_F > 0.2-0.3$ . Однако если  $R_F$  составляет несколько процентов, плотности фотонов у выходного и "глухого" зеркал могут различаться в несколько раз. Это различие проявляется, в частности, в существенно различающихся скоростях излучательной рекомбинации электронов и дырок, индуцированной стимулированным излучением, и, как следствие, приводит к уменьшению концентрации неравновесных носителей и оптического усиления у выходного зеркала резонатора. Данный эффект носит название пространственного выжигания носителей и проявляется тем сильнее, чем большая мощность излучения достигается в лазере.



**Рис. 2.** Плотность фотонов у выходного и "глухого" зеркал резонатора лазера, нормированная на среднюю плотность фотонов в резонаторе, в зависимости от коэффициента отражения выходного зеркала  $R_F$ . Коэффициент отражения "глухого" зеркала принят равным 1

Результаты моделирования, основанные на совместном решении скоростных уравнений [17, 18], показали, что пространственное выжигание носителей приводит к сильному, более чем в 20 раз, изменению оптического усиления вдоль оси резонатора. Это изменение приводит к трансформации профиля оптической мощности, переносимой стимулированным излучением внутри резонатора, который становится заметно отличным от экспоненциального. Согласно теоретическим оценкам, выжигание носителей приводит к ~15–20 % понижению мощности излучения вблизи выходного зеркала резонатора, т. е. этот механизм может давать вклад и в сублинейность ватт-амперной характеристики ЛД.

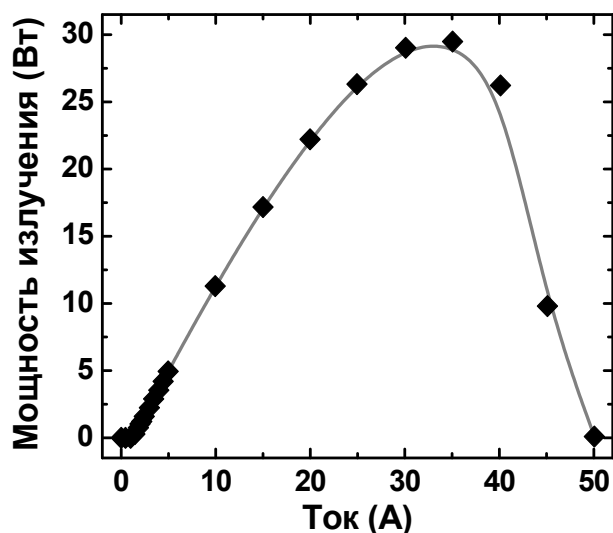
К этим результатам моделирования надо тем не менее относиться с определенной долей осторожности. Дело в том, что они получены без учета поверхностной рекомбинации носителей на зеркалах, избыточного поглощения света вблизи них и связанного с этими эффектами перегрева зеркал (см. [1]). Так как вклад всех этих явлений в сублинейность ватт-амперных характеристик лазеров до конца еще не изучен, уровень их влияния на ватт-амперные характеристики ЛД все еще остается предметом дискуссий.

#### 4. СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ТЕРМИЧЕСКИМИ И НЕТЕРМИЧЕСКИМИ МЕХАНИЗМАМИ ОГРАНИЧЕНИЯ МОЩНОСТИ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ

Многочисленные сравнения ватт-амперных ха-

рактеристик различных полупроводниковых лазеров при импульсной и непрерывной инжекционных накачках показывают, что тепловые механизмы начинают работать при более низких плотностях тока. Поэтому именно они, в первую очередь, приводят к сублинейности ватт-амперной характеристики в непрерывном режиме генерации света. Соответственно нетермические эффекты становятся важными для лазерных диодов, работающих в условиях импульсной накачки (при этом, как уже отмечалось ранее, импульсная накачка подразумевает длительность токовых импульсов менее 1 мкс, а типично — ~100 нс). Поскольку исходный разогрев лазерной структуры понижает порог КРЗ, этот процесс в мощных непрерывных лазерах начинает развиваться при более низких плотностях оптической мощности на выходном зеркале лазерного резонатора (см. раздел 2). Тем самым при импульсной накачке могут быть достигнуты значительно более высокие удельные мощности излучения.

Отдельно следует обсудить конкуренцию тепловых эффектов, вызывающих сублинейность ватт-амперных характеристик лазеров, и КРЗ. Какой из этих механизмов окажется преобладающим, зависит от конкретной конструкции ЛД и прежде всего от организации отвода тепла, а также уровня развития технологии защиты зеркал резонатора. В литературе достаточно часто можно встретить как ватт-амперные характеристики с сильным "завалом" мощности без признаков КРЗ [19] (см. также рис. 3), так и практически линейные характеристики, ход которых ограничивается КРЗ (см., например, данные из [20]).



**Рис. 3.** Ватт-амперная характеристика лазерного диода с длиной волны излучения 808 нм и шириной полосы 400 мкм [19] в условиях непрерывной накачки

Это означает, что оба механизма примерно одинаково существенны с точки зрения ограничения мощности излучения ЛД, а доминирование одного из них по отношению к другому говорит о недостаточном внимании, уделяемом либо отводу тепла от ГС, либо защите зеркал резонатора. В частности, превалирование тепловых эффектов ограничения мощности лазерных диодов над нетермическими эффектами и КРЗ в условиях наиболее распространенной на практике непрерывной накачки делает улучшение теплоотвода в ЛД задачей первостепенной важности.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При импульсной инжекционной накачке порог КРЗ повышается, значимость термических эффектов уменьшается и становятся существенными нетермические механизмы ограничения мощности излучения ЛД. Их можно разделить на две группы: а) связанные с накоплением неравновесных носителей в волноводных слоях лазерной ГС и б) обусловленные неравновесностью распределения электронов и дырок по энергии.

Накопление неравновесных носителей в волноводных слоях связано с необходимостью протекания через них тока больших плотностей. Из-за амбиполярного характера транспорта носителей концентрации электронов и дырок в этих слоях оказываются примерно равными, а интеграл перекрытия поля лазерной моды с волноводными слоями отнюдь не мал. Оба этих фактора приводят к заметному увеличению потерь света на свободных носителях. Следует отметить, что такого рода оптические потери отсутствуют при малых токах, протекающих через ЛД. Поэтому минимизация именно их, а не потерь, характерных для сравнительно малых токов, должна стать одной из основных целей оптимизации ГС для мощных полупроводниковых лазеров.

Спектральное и пространственное выжигания носителей являются следствием неравновесности электронов и дырок в активной области ЛД, вызванной существенным уменьшением их времен жизни в присутствии стимулированного излучения большой интенсивности. Оба этих механизма требуют более подробного и углубленного изучения как экспериментальными, так и теоретическими методами. В частности, для дальнейшего повышения мощности излучения ЛД необходимо лучшее понимание влияния продольной неоднородности переносимой оптической мощности (пространственного выжигания носителей) на усиление/поглощение света, а также разогрев материала в лазерной ГС и, в конечном счете, на ватт-амперные характеристики ЛД.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Демидов Д.М., Тер-Мартirosян А.Л., Булашевич К.А., Хохлев О.В., Карпов С.Ю. Мощные лазерные диоды с длиной волны излучения 808 нм. I. Термические механизмы ограничения выходной мощности // Научное приборостроение. 2012. Т. 22, № 3. С. 78–86.
2. Afromowitz M.A. Thermal conductivity of  $Ga_{1-x}Al_xAs$  alloys // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. P. 1292–1294.
3. Беляев Н.М., Рядно А.А. Методы теории теплопроводности. М.: Высшая школа, 1982. Т. 1. 327 с. (Гл. 3. С. 96).
4. Kowalczyk E., Ornoch L., Gniadzowski Z., Mroziewicz B. Dynamics of thermo-optical properties of semiconductor lasers // Proc. of SPIE. 2007. V. 6456. P. 64561G-1–64561G-9.
5. Гарбузов Д.З., Овчинников А.В., Пихтин Н.А. и др. Экспериментальное и теоретическое исследование особенностей пороговых и мощностных характеристик РО ДГС InGaAsP/InP лазеров ( $\lambda = 1.3$  мкм) // ФТП. 1991. Т. 25. С. 928–933.
6. Ryvkin B.S., Avrutin E.A. Effect of carrier loss through waveguide layer recombination on the internal quantum efficiency in large-optical-cavity laser diodes // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. P. 113106-1–113106-5.
7. Ryvkin B.S., Avrutin E.A. Asymmetric, nonbroadened large optical cavity waveguide structures for high-power long-wavelength semiconductor lasers // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. P. 123103-1–123103-6.
8. Bulashevich K.A., Mymrin V.F., Karpov S.Yu., Demidov D.M., Ter-Martirosyan A.L. Effect of free-carrier absorption on performance of 808 nm AlGaAs-based high-power laser diodes // Semicond. Sci. Technol. 2007. V. 22. P. 502–510.
9. Asryan L.V., Luryi S. Effect of internal optical loss on threshold characteristics of semiconductor lasers with a quantum-confined active region // IEEE J. Quantum Electron. 2004. V. 40. P. 833–843.
10. Asryan L.V., Luryi S., Suris R.A. Intrinsic nonlinearity of the light-current characteristic of semiconductor lasers with a quantum-confined active region // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. P. 2154–2156.
11. Asryan L.V., Luryi S., Suris R.A. Internal efficiency of semiconductor lasers with a quantum-confined active region // IEEE J. Quantum Electron. 2003. V. 39. P. 404–418.
12. Соколова З.Н., Тарасов И.С., Асрян Л.В. Захват носителей заряда и выходная мощность лазера на квантовой яме // ФТП. 2011. Т. 45. С. 1553–1559.
13. Huang J., Casperson L.W. Gain and saturation in semiconductor lasers // Opt. and Quant. Electron. 1993. V. 25. P. 369–390.
14. Слипченко С.О., Соколова З.Н., Пихтин Н.А. и др. Конечное время рассеяния энергии носителей заряда как причина ограничения оптической мощности полупроводниковых лазеров // ФТП. 2006. Т. 40. С. 1017–1023.
15. Винокуров Д.А., Капитонов В.А., Лютецкий А.В. и др. Насыщение ватт-амперных характеристик мощных лазеров ( $\lambda = 1.0$ – $1.8$  мкм) в импульсном режиме генерации // ФТП. 2007. Т. 41. С. 1003–1009.

16. Винокуров Д.А., Зорина С.А., Капитонов В.А. и др. Двухполосная генерация в квантово-размерной активной области полупроводникового лазера при высоких уровнях накачки // ФТП. 2007. Т. 41. С. 1247–1250.
17. Wenzel H., Crump P., Pietrzak A., et al. The analysis of factors limiting the maximum output power of broad-area laser diodes // Opt. Quant. Electron. 2009. V. 41. P. 645–652.
18. Wenzel H., Crump P., Pietrzak A., et al. Theoretical and experimental investigations of the limits to the maximum output power of laser diodes // New J. Phys. 2010. V. 12. P. 085007-1–085007-11.
19. Gao W., Xu Z., Cheng L., et al. High power high reliable single emitter laser diodes at 808 nm // Proc. SPIE. 2007. V. 6456. P. 64560B-1–64560B-5.
20. Андреев А.Ю., Зорина С.А., Лешко А.Ю. и др. Мощные лазеры ( $\lambda = 808$  нм) на основе гетероструктур раздельного ограничения AlGaAs/GaAs // ФТП. 2009. Т. 43. С. 543–547.
- ЗАО "Полупроводниковые приборы", г. Санкт-Петербург** (Демидов Д.М., Тер-Мартirosян А.Л.)
- ООО "Софт-Импакт", г. Санкт-Петербург** (Булашевич К.А., Хохлев О.В., Карпов С.Ю.)
- Контакты: Тер-Мартirosян Александр Леонович, ter@atcsd.ru
- Материал поступил в редакцию 27.04.2012

## HIGH-POWER LASER DIODES WITH EMISSION WAVE LENGTH OF 808 nm. II. NON-THERMAL MECHANISMS FOR LIMITING OF RADIATED POWER

**D. M. Demidov<sup>1</sup>, A. L. Ter-Martirosyan<sup>1</sup>,  
K. A. Bulashevich<sup>2</sup>, O. V. Khokhlev<sup>2</sup>, S. Yu. Karpov<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>ATC Semiconductor Devices, Saint-Petersburg  
<sup>2</sup>STR Group — Soft-Impact, Ltd., Saint-Petersburg

In the course of work [1] in this article the review of the non-thermal mechanisms limiting the output radiated power of laser diodes is presented. These mechanisms are separated into two groups: one group covers those related to the carriers' accumulation in the waveguide layers of laser structure at the currents exceeding the threshold value. another group consolidates the mechanisms related to non-equilibrium distribution of electrons and holes in the active area of laser, caused by the significant shortening of carriers life times due to stimulated emission. The competition of thermal and non-thermal mechanisms of the optical power limitation is considered for the pulsed and continuous-wave injection pumping.

*Keywords:* semiconductor lasers, laser diodes, radiated power, catastrophic optical damage, thermal effects, carriers accumulation, carriers life time, stimulated emission