

Анализ излучательной эффективности мощных полупроводниковых лазеров при выполнении пороговых условий генерации для замкнутой моды

© С.О. Слипченко[†], А.А. Подоскин, И.С. Шашкин, В.В. Золотарев, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов

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

(Получена 15 октября 2013 г. Принята к печати 21 октября 2013 г.)

Предложена модель, описывающая падение излучательной эффективности и выходной оптической мощности полупроводникового лазера за порогом генерации моды резонатора Фабри–Перо. В предложенной модели механизм ухудшения выходных мощностных характеристик описан через выполнение пороговых условий для замкнутой моды. С использованием скоростных уравнений проведен анализ выполнения пороговых условий генерации замкнутой моды в полупроводниковых лазерах.

1. Введение

Достижения в области физики мощных полупроводниковых лазеров позволили создать излучатели, сохраняющие эффективность преобразования тока инжекции в оптическое излучение более 60% для уровней возбуждения $> 10 \text{ кА/см}^2$ [1–4]. Однако в ряде экспериментальных работ был установлен факт обратимого падения выходной оптической мощности [5–8] и излучательной эффективности [2,4], не связанный с температурным перегревом [9]. Исследования показали, что наблюдаемое в работах [5–8] обратимое падение выходной оптической мощности обусловлено возникновением нового генерационного канала, определенного в работе [8] как замкнутая мода (ЗМ). Экспериментальные исследования спектров усиления и внутренних оптических потерь [10] показали существенную разницу в условиях распространения излучения ЗМ и мод резонатора Фабри–Перо (ФПМ) для области полоскового контакта и пассивных областей кристалла лазерного диода. В работе [11] был проведен анализ пороговых условий генерации ЗМ в полупроводниковых лазерах Фабри–Перо на основании модальных характеристик потерь и усиления ФПМ и ЗМ. Проведенные исследования дали обоснование фундаментальным причинам выполнения пороговых условий генерации ЗМ в полосковых лазерных диодах Фабри–Перо. Целью настоящей работы являлось теоретическое исследование излучательной эффективности полупроводниковых лазеров Фабри–Перо в условиях, когда возможно достижение порога генерации замкнутой моды.

2. Основная часть

В рамках данной работы исследование излучательной эффективности проводилось на основании рассчитанных ватт-амперных характеристик (ВтАХ), полученных при решении стационарных скоростных уравнений,

описывающих процесс лазерной генерации с участием ЗМ и ФПМ:

$$\eta_i \frac{I}{qV_{QW}} - \frac{n_{th}}{\tau_{sp}} - g_{mat}^{FP} S_{QW}^{FP} - g_{mat}^{CM} S_{QW}^{CM} \Gamma_Y^{CM} = 0, \quad (1)$$

$$g_{mat}^{FP} S_{QW}^{FP} \Gamma_{QW} + \beta_{sp}^{FP} \Gamma_{QW} \frac{n_{th}}{\tau_{sp}} - \frac{S_{QW}^{FP}}{\tau_{ph}^{FP}} = 0, \quad (2)$$

$$g_{mat}^{CM} S_{QW}^{CM} \Gamma_Y^{CM} \Gamma_{QW} + \beta_{sp}^{CM} \Gamma_{QW} \frac{n_{th}}{\tau_{sp}} - \frac{S_{QW}^{CM}}{\tau_{ph}^{CM}} = 0, \quad (3)$$

где η_i — внутренний квантовый выход, определяющий долю инжектированных носителей, рекомбинирующих через квантовую яму (QW); q — заряд электрона; V_{QW} — объем активной области под инжектирующим полосковым контактом; n_{th} — пороговая концентрация электронов в квантовой яме (считается, что концентрация электронов равна концентрации дырок); τ_{sp} — время жизни носителей заряда, соответствующее спонтанной рекомбинации; S_{QW}^{FP} — концентрация фотонов в квантовой яме для ФПМ, S_{QW}^{CM} — концентрация фотонов в квантовой яме для ЗМ; β_{sp}^{FP} , β_{sp}^{CM} — факторы спонтанного излучения ФПМ и ЗМ соответственно; τ_{ph}^{FP} , τ_{ph}^{CM} — времена жизни фотонов ФПМ и ЗМ соответственно; Γ_{QW} — фактор оптического ограничения волноводной моды в активной области, Γ_Y^{CM} — фактор оптического ограничения ЗМ в области полоскового контакта; g_{mat}^{FP} и g_{mat}^{CM} — материальное усиление ФПМ и ЗМ соответственно. Уравнение (1) определяет инжекционные каналы поступления носителей заряда в активную область и ухода носителей заряда из активной области за счет спонтанной и стимулированной рекомбинации. Канал стимулированной рекомбинации разделен на два, соответствующих стимулированной генерации фотонов ФПМ и ЗМ. Уравнения (2) и (3) характеризуют баланс фотонов в лазерном кристалле отдельно для ФПМ и ЗМ соответственно. Здесь учтены каналы поставки фотонов в моды через стимулированную и спонтанную излучательные рекомбинации, описываемые через материальное усиление и спонтанное время жизни носителей

[†] E-mail: serghpl@mail.ioffe.ru

заряда, а также каналы ухода фотонов из моды за счет внутренних оптических потерь и потерь на выход излучения из резонатора, описываемые через времена жизни фотонов ФПМ и ЗМ. Используя пороговые условия ФПМ и ЗМ соответственно из [11]

$$\Gamma_{\text{QW}} g_{\text{mat}}^{\text{FP}} = \alpha_i + \alpha_{\text{out}}^{\text{FP}}, \quad (4)$$

$$\Gamma_{\text{QW}} \Gamma_Y^{\text{CM}} g_{\text{mat}}^{\text{CM}} = \alpha_i + (1 - \Gamma_Y^{\text{CM}}) \Delta\alpha, \quad (5)$$

где α_i — внутренние оптические потери, связанные с поглощением на свободных носителях заряда, $\alpha_{\text{out}}^{\text{FP}}$ — потери для ФПМ на вывод излучения из резонатора, $\Delta\alpha$ учитывает потери ЗМ, связанные с рассеянием излучения на неоднородностях и межзонным поглощением в пассивной области, времена жизни фотонов соответствующих мод можно записать как [12]

$$\tau_{\text{ph}}^{\text{FP}} = \frac{1}{v_g (\alpha_i + \alpha_{\text{out}}^{\text{FP}})}, \quad (6)$$

$$\tau_{\text{ph}}^{\text{CM}} = \frac{1}{v_g [\alpha_i + (1 - \Gamma_Y^{\text{CM}}) \Delta\alpha]}, \quad (7)$$

где v_g — групповая скорость фотонов. Рассмотрим отдельно для ФПМ и ЗМ аналитические выражения, связывающие материальное усиление активной области лазерного кристалла за порогом генерации с концентрациями носителей заряда и фотонов. В работе [13] экспериментально было показано, что конечное время энергетической релаксации носителей в квантовой яме определяет рост концентрации носителей заряда за порогом генерации ФПМ. Данный факт может быть учтен в материальном усилении через коэффициент подавления усиления ϵ_0 . В этом случае выражение для материального усиления ФПМ примет вид [12,14]

$$g_{\text{mat}}^{\text{FP}} = \frac{g_0}{1 + \epsilon_0^{\text{FP}} S_{\text{QW}}^{\text{FP}}} \ln \frac{n_{\text{th}}}{n_{\text{tr}}}, \quad (8)$$

где g_0 — коэффициент материального усиления, n_{tr} — концентрация прозрачности, ϵ_0^{FP} — коэффициент ϵ_0 для ФПМ. При условии, что значение материального усиления на длине волны генерации остается неизменным (в соответствии с выражением (4) значение материального усиления фиксированно только в случае постоянных оптических потерь), из (8) видно, что характер зависимости концентрации носителей заряда в активной области за порогом генерации n_{th} от уровня возбуждения определяется концентрацией фотонов ФПМ в резонаторе, приходящихся на активную область $S_{\text{QW}}^{\text{FP}}$. Так, в околупороговом режиме генерации, когда значение произведения $\epsilon_0^{\text{FP}} S_{\text{QW}}^{\text{FP}} \ll 1$, величина n_{th} мало отличается от своего порогового значения. По мере увеличения уровня возбуждения, сопровождающегося ростом концентрации фотонов $S_{\text{QW}}^{\text{FP}}$, происходит повышение порогового значения концентрации носителей заряда в активной области.

При многомодовой (многочастотной) генерации выражения (4) и (8) необходимо рассматривать для каждой моды отдельно с соответствующими данной моде концентрацией фотонов и материальным усилением, а не с суммарной концентрацией фотонов, приходящихся на область усиления. Это объясняется тем, что коэффициент ϵ_0 играет существенную роль, только когда времена жизни носителей заряда, соответствующие стимулированной рекомбинации, становятся сравнимы с временами доставки носителей заряда на уровни генерации, как было показано в работе [13]. Такой подход снимает противоречие при описании с помощью коэффициента ϵ_0 появления новых мод в спектре генерации в запороговом режиме. С ростом уровня возбуждения фиксируется материальное усиление на линиях генерации с выполненными пороговыми условиями за счет роста концентрации фотонов в данных модах, но есть рост материального усиления для линий энергетического спектра, в которых порог генерации еще не достигнут. Таким образом, существует возможность появления новых мод за порогом генерации за счет роста концентрации носителей заряда в активной области и отсутствия эффекта фиксации усиления из-за низкой (спонтанной) концентрации фотонов в новых модах.

Однако, как показано в работе [11], выполнение пороговых условий ЗМ требует ее смещения в длинноволновую область спектра относительно линии генерации ФПМ (возможность смещения в коротковолновую область рассмотрена в работе [11]). Появляющаяся в результате смещения спектра ЗМ расстройка материального усиления Δ может быть учтена при расчете величины $g_{\text{mat}}^{\text{CM}}$ через аппроксимацию спектральной зависимости лоренцевым распределением следующим образом [12]:

$$g_{\text{mat}}^{\text{CM}} = \frac{1}{1 + (m/M)^2} \frac{g_0}{1 + \epsilon_0^{\text{CM}} S_{\text{QW}}^{\text{CM}} \Gamma_Y^{\text{CM}}} \ln \frac{n_{\text{th}}}{n_{\text{tr}}}, \quad (9)$$

где m — номер моды, отсчитанный относительно максимума спектра усиления g_{mat} , соответствующий положению ЗМ, M — номер моды, для которой усиление падает в 2 раза относительно пикового значения, ϵ_0^{CM} — коэффициент ϵ_0 для ЗМ. Неоднородное распределение фотонов ЗМ в кристалле лазерного диода в плоскости, параллельной слоям гетероструктуры, учитывается через значение фактора оптического ограничения Γ_Y^{CM} .

На основании системы уравнений (1)–(3) с использованием выражений (6)–(9) были рассчитаны стационарные ВТАХ лазерных диодов. Необходимо отметить, что в расчетной модели не учитывались температурные эффекты, что может быть критичным для точного описания в условиях непрерывной накачки и высоких уровней возбуждения. Также в представленной модели принято, что свойства пассивной области описываются через величину $\Delta\alpha$, характеризующую оптические потери на длине волны ЗМ в пассивной области, и не меняются с ростом уровня возбуждения и режимов работы лазерного диода (выполнение порога для ЗМ).

Таблица 1. Параметры расчета ватт-амперных характеристик

Параметр	Значение
Толщина активной области d_{QW} , нм	9
Ширина полоска W , мкм	100
Коэффициент отражения грани резонатора R , отн. ед.	0.3
Γ_{QW} , %	0.8 [1]
ϵ_0^{FP} , см ³	$1.5 \cdot 10^{-17}$ [12]
v_g , см/с	$0.86 \cdot 10^{10}$
g_0 , см ⁻¹	2300
n_{tr} , см ⁻³	$0.6 \cdot 10^{18}$ [1]
τ_{sp} , нс	2.7 [12]
η_i , %	99 [1]
α_i , см ⁻¹	0.36 [1]
β_{sp}^{FP} , отн. ед.	$0.87 \cdot 10^{-4}$ [12]
β_{sp}^{CM} , отн. ед.	$0.87 \cdot 10^{-4}$ [12]
m	4
M	10

Параметры, использованные при расчете ВтАХ, приведены в табл. 1. В качестве модельных были выбраны полупроводниковые лазеры мезаполосковой конструкции на основе асимметричной гетероструктуры с низкими оптическими потерями [1].

Размеры пассивных областей (рис. 1) определялись через фактор оптического ограничения ЗМ в области усиления Γ_Y^{CM} . Используя результаты анализа порогового условия генерации ЗМ [11,15], можно сделать вывод, что основными параметрами, определяющими достижение порога ЗМ, являются $\Delta\alpha$, Γ_Y^{CM} и Δ . Рассмотрим влияние данных параметров на расчетные ВтАХ лазерных диодов. На рис. 2 показаны зависимости от тока накачки концентраций носителей заряда в активной области, фотонов ЗМ и выходной оптической мощности ФПМ для лазерных диодов с параметрами, соответствующими структуре 3 из табл. 2. Видно, что за порогом генерации ФПМ продолжается плавный рост концентрации носителей заряда в активной области, фотонов ЗМ и выходной оптической мощности ФПМ. Важной особенностью реальных лазерных диодов является то, что эффект роста материального усиления на линии ЗМ увеличивается за счет эффекта сужения запрещенной зоны [10]. Как следствие, при токе, превышающем порог генерации ФПМ, выполняются пороговые условия (5) для ЗМ. Выполнение пороговых условий ЗМ проявляется в резком росте концентрации фотонов ЗМ в объеме лазерного диода (рис. 2). При дальнейшем увеличении тока накачки в лазерном диоде существуют два канала стимулированной излучательной рекомбинации: рекомбинация за счет воздействия фотонов ФПМ и ЗМ. Включение второго

канала стимулированной излучательной рекомбинации снижает темп роста концентрации носителей заряда в активной области, как видно из рис. 2. Однако наиболее важным следствием выполнения пороговых условий для ЗМ является падение внешней дифференциальной квантовой эффективности ФПМ. В рассмотренном примере внешняя дифференциальная эффективность ФПМ падает с 1.09 до 0.58 Вт/А. Факт падения внешней дифференциальной эффективности обусловлен близкими к нулю потерями на выход ЗМ. Факт излома ВтАХ при сверхвысоких уровнях возбуждения был отмечен в экспериментальной работе [4], однако объяснения данному явлению дано не было. В результате, несмотря на высокую эффективность рекомбинационного канала ЗМ, излучательная эффективность лазерного диода падает, так как фотоны ЗМ остаются в кристалле.

На рис. 3 показаны ВтАХ лазерных диодов с параметрами структур из табл. 2. Величина $\Delta\alpha_M$ характеризует модальные потери для ЗМ в пассивной области и определяется как

$$\Delta\alpha_M = \Delta\alpha(1 - \Gamma_Y^{CM}). \quad (10)$$

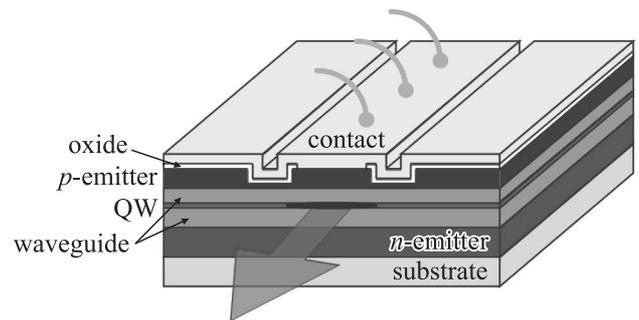


Рис. 1. Схематическое изображение лазерного кристалла. QW — квантовая яма.

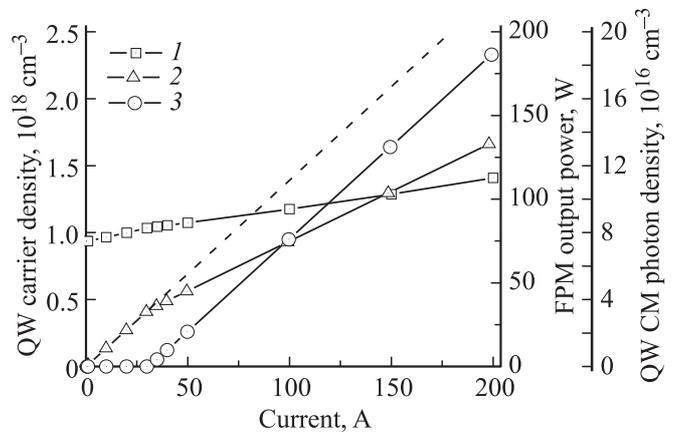


Рис. 2. Расчетные зависимости от тока накачки для структуры 3 из табл. 2: 1 — концентрация носителей заряда в квантовой яме, 2 — выходная оптическая мощность ФПМ (FPM), 3 — концентрация фотонов ЗМ (CM) в квантовой яме.

Таблица 2. Параметры структур

Структура	L , см	$\Delta\alpha_M$, см^{-1}	$\tau_{\text{ph}}^{\text{CM}}$, пс	$\tau_{\text{ph}}^{\text{FP}}$, пс	Γ_Y^{CM} , %	ϵ_0^{CM} , 10^{17} см^3
1	0.2	2	49.4	18.29	20	1.5
2	0.2	2	49.4	18.29	40	1.5
3	0.2	1	85.8	18.29	20	1.5
4	0.1	2	49.4	9.4	20	1.5
5	0.2	1	85.8	18.29	20	0.75

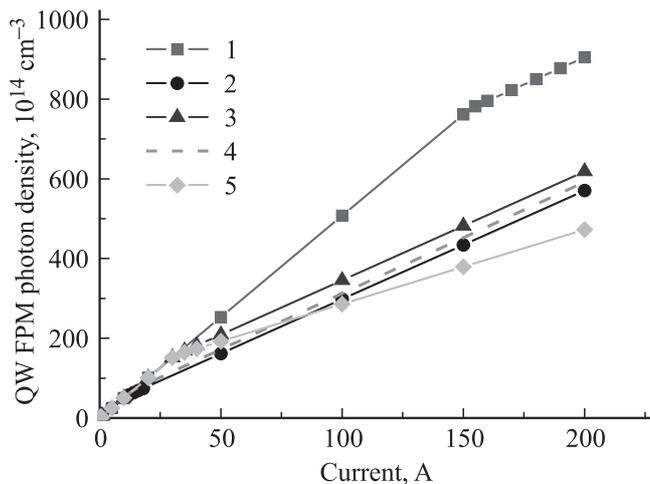


Рис. 3. Расчетные зависимости концентрации фотонов ФПМ (FPM) в квантовой яме от тока накачки для лазерных диодов с параметрами структур 1–5 из табл. 2 (номера структур указаны).

Из рис. 3 видно, что увеличение фактора оптического ограничения в области усиления ЗМ Γ_Y^{CM} от 20 до 40% ведет к снижению порога для ЗМ от 150 до 10 А. Аналогичный эффект оказывает снижение модальных потерь ЗМ в пассивной области. Снижение $\Delta\alpha_M$ от 2 до 1 см^{-1} ведет к падению порога для ЗМ от 150 до 30 А. Так же к снижению порога для ЗМ ведет уменьшение длины резонатора Фабри–Перо. Это связано с тем, что в результате увеличения потерь на выход ФПМ возрастает пороговая концентрация носителей заряда в активной области. Как следствие, за порогом для ФПМ необходимо меньшее приращение концентрации носителей заряда для достижения порогового усиления для ЗМ. Важной особенностью является то, что структуры 1–4 за порогом для ЗМ характеризуются одинаковыми значениями внешней дифференциальной эффективности, т. е. изменение параметров L , $\Delta\alpha_M$, $\tau_{\text{ph}}^{\text{CM}}$, $\tau_{\text{ph}}^{\text{FP}}$, Γ_Y^{CM} влияет на значение порога для ЗМ и не влияет на величину падения внешней дифференциальной эффективности ФПМ. Расчет с параметром $\epsilon_0^{\text{CM}} < \epsilon_0^{\text{FP}}$ (структура 5 из табл. 2) показал, что уменьшение значения ϵ_0^{CM} по сравнению с ϵ_0^{FP} ведет к более сильному падению

внешней дифференциальной эффективности для ФПМ (рис. 3 кривые 5 и 3).

3. Заключение

Предложена модель, описывающая падение внешней дифференциальной эффективности и выходной оптической мощности полупроводникового лазера за порогом генерации ФПМ. В предложенной модели механизм ухудшения выходных мощностных характеристик описан через выполнение пороговых условий для ЗМ. Проведен анализ выполнения пороговых условий генерации замкнутой моды в полупроводниковых лазерах мезополосковой конструкции. Установлено исключительное влияние коэффициента ϵ_0 на характер ВТАХ в области токов накачки, превышающих порог для ЗМ. Показано, что величину снижения внешней дифференциальной эффективности определяет разность между коэффициентами ϵ_0^{CM} и ϵ_0^{FP} , тогда как значения параметров $\Delta\alpha$, Γ_Y^{CM} и Δ характеризуют величину порога генерации ЗМ.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8627.

Список литературы

- [1] С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **38**, 1477 (2004).
- [2] С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, К.С. Борщев, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов. ФТП, **40**, 1017 (2006).
- [3] G. Erbert, F. Bugge, J. Fricke, P. Ressel, R. Staske, B. Sumpf, H. Wenzel, M. Weyers, G. Trankle. IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., **11**, 1217 (2005).
- [4] A. Pietrzak, P. Crump, H. Wenzel, R. Staske, G. Erbert, G. Trankle. Semicond. Sci. Technol., **24**, 035 020 (2009).
- [5] A. Komissarov, M. Maiorov, R. Menna, S. Todorov, J. Connolly, D. Garbuzov, V. Khalfin, A. Tsekoun. Proc. Conf. Dig. Lasers Electro-Optics, Quantum Electron. Laser Sci. (CLEO/QELS) (2001) p. 31.
- [6] А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, Е.Г. Голикова, Ю.А. Рябоштан, И.С. Тарасов. ФТП, **36**, 1393 (2002).
- [7] G.I. Ryabtsev, T.V. Bezvazychnaya, M.V. Bogdanovich, V.V. Parastchuk, A.I. Yenzhyieuski, L.I. Burov, A.S. Gorbatsievich, A.G. Ryabtsev, M.A. Shchemelev, V.V. Bezotosnyi, K.A. Shore, S. Banerjee. Appl. Phys. B, **90**, 471 (2008).

- [8] С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, А.Д. Бондарев, И.С. Тарасов. *ФТП*, **43**, 1409 (2009).
- [9] С.О. Слипченко, И.С. Шашкин, Л.С. Вавилова, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, А.А. Подоскин, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **44**, 688 (2010).
- [10] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Ю. Лешко, И.С. Тарасов. *ФТП*, **45**, 682 (2011).
- [11] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Ю. Лешко, И.С. Тарасов. *ФТП*, **45**, 672 (2011).
- [12] L.A. Coldren, S.W. Corzine. *Diode lasers and photonic integrated circuits* (N.Y., John Wiley & Sons, 1995).
- [13] С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, К.С. Борщев, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов. *ФТП*, **40**, 1017 (2006).
- [14] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **36**, 364 (2002).
- [15] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Д.А. Винокуров, А.Л. Станкевич, А.Ю. Лешко, Н.А. Пихтин, В.В. Забродский, И.С. Тарасов. *ФТП*, **45**, 1431 (2011)

Редактор Л.В. Шаронова

The analysis of the luminescence efficiency of the high-power semiconductor lasers at closed mode threshold conditions

*S.O. Slipchenko, A.A. Podoskin, I.S. Shashkin,
V.V. Zolotarev, N.A. Pikhtin, I.S. Tarasov*

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

Abstract A new model, which describes the decreasing of luminescence efficiency and optical power of semiconductor laser over the Fabry–Perot mode threshold has been suggested. The mechanism of output power decreasing in the suggested model is connected with the achievement of the closed mode threshold conditions. The achievement of the closed mode threshold conditions is analysed by the use of the rate equations.