

Температурная зависимость пороговой плотности тока в полупроводниковых лазерах ($\lambda = 1050\text{--}1070$ нм)

© И.С. Шашкин, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, Н.А. Рудова, З.Н. Соколова, С.О. Слипченко, А.Л. Станкевич, В.В. Шамахов, Д.А. Веселов, К.В. Бахвалов, И.С. Тарасов[†]

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

(Получена 13 марта 2012 г. Принята к печати 20 марта 2012 г.)

Исследованы температурные зависимости пороговой плотности тока и пороговой концентрации в полупроводниковых лазерах на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения с расширенным волноводом, изготовленных методом МОС-гидридной эпитаксии (длины волн $\lambda = 1050\text{--}1070$ нм). Показано, что в полупроводниковых лазерах при температурах выше комнатной температурная зависимость пороговой плотности тока резко усиливается, что обусловлено температурной делокализацией носителей заряда в волноводные слои лазерной гетероструктуры. Установлено, что резкое снижение температурной стабильности пороговой плотности тока с увеличением температуры коррелирует с совмещением положения уровня Ферми с дном зоны проводимости волноводного слоя лазерной гетероструктуры. Экспериментально показано, что увеличение энергетической глубины и числа квантовых ям в активной области полупроводникового лазера повышает температурную стабильность пороговой плотности тока. Показано, что характеристический параметр T_0 в диапазоне температур $(-20)\text{--}(+70^\circ)\text{C}$ достигает величины 220 К.

1. Введение

Температурную зависимость пороговой плотности тока в полупроводниковых лазерах начали исследовать одновременно с их созданием, поскольку первые лазеры работали только при температуре жидкого азота. Затем, когда в 1970 г. был реализован непрерывный режим генерации лазеров [1], стало ясно, что температурная стабильность пороговой плотности тока выше комнатной температуры определяет их мощностные характеристики и срок службы.

Разработка мощных полупроводниковых лазеров [2] потребовала серьезных исследований температурной зависимости пороговой плотности тока в асимметричных лазерных гетероструктурах раздельного ограничения с малыми внутренними потерями.

В наших предыдущих работах были исследованы температурные зависимости пороговой плотности тока и дифференциальной квантовой эффективности в полупроводниковых лазерах, излучающих на длинах волн 900–920 нм [3]. Эффект температурной делокализации носителей заряда в волноводные слои лазерной структуры мы исследовали в [4]. Исследованию температурной зависимости внутренних оптических потерь в полупроводниковых лазерах на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения была посвящена работа [5]. В настоящей работе исследована температурная зависимость пороговой плотности тока и пороговой концентрации носителей заряда в активной области проводились для полупроводниковых лазеров, излучающих на длинах волн 1050–1070 нм. Выбор длин волн излучения обусловлен возможностью увеличения энергетической глубины квантовой ямы для электронов в активной области полупроводникового лазера в системе твердых растворов InGaAs/AlGaAs.

Общепринятым описанием температурной зависимости пороговой плотности тока $J_{\text{th}}(T)$ принято считать полуэмпирическую экспоненциальную зависимость [6]

$$J_{\text{th}}(T) = J_{\text{th}}(T_1) \exp\left(\frac{T - T_1}{T_0}\right), \quad (1)$$

где $J_{\text{th}}(T_1)$ — пороговая плотность тока при температуре T_1 , T_0 — характеристический параметр.

Характеристический параметр T_0 определяется экспериментальным путем и зависит от большого числа факторов: свойств полупроводниковых материалов, составляющих гетероструктуру, типа лазерной гетероструктуры и геометрических размеров эпитаксиальных слоев, формирующих гетероструктуру. Тем не менее для любого участка температурного диапазона начиная с 4 К может быть подобран характеристический параметр T_0 , позволяющий описать температурную зависимость пороговой плотности с помощью приведенного выражения (1) [7]. Следует отметить, что при некоторой температуре, близкой к комнатной (и выше), температурная зависимость пороговой плотности тока приобретает более резкий ход. Именно этот участок температурной зависимости пороговой плотности тока определяет мощностные характеристики и срок службы полупроводниковых лазеров. Поэтому в настоящее время ведутся серьезные работы по повышению температурной стабильности лазерных характеристик полупроводниковых лазеров именно в этом диапазоне температур [8–12].

Цель настоящей работы состояла в исследовании температурной зависимости пороговой плотности тока в полупроводниковых лазерах на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения с различной энергетической глубиной квантовых ям для электронов в активной области полупроводниковых лазеров, изготовленных методом МОС-гидридной эпитаксии (газофазной эпитаксии из металло-органических соединений).

[†] E-mail: tarasov@hpld.ioffe.ru

2. Экспериментальные образцы

Для исследований были выбраны три типа лазерных асимметричных гетероструктур раздельного ограничения на основе системы твердых растворов InGaAs/AlGaAs, изготовленных методом МОС-гидридной эпитаксии аналогично структурам, исследованным в [13,14]. Типы лазерных структур различались составом твердого раствора волноводного слоя. В лазерной гетероструктуре I типа активная область расположена непосредственно между волноводными слоями GaAs. В лазерной гетероструктуре II типа активная область расположена между слоями волновода $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$. В лазерной гетероструктуре III типа волноводный слой состоял из твердого раствора $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$.

Из лазерных гетероструктур по стандартной технологии изготавливались мезаполосковые лазеры с апертурой излучения 100 мкм и длиной резонатора Фабри–Перо ~ 3 мм. После монтажа на теплоотвод в полупроводниковых лазерах исследовались пороговые, спектральные и мощностные характеристики в зависимости от температуры [14].

3. Температурная зависимость пороговой плотности тока и пороговой концентрации носителей заряда

Повышение температурной стабильности полупроводникового лазера неразрывно связано с повышением его КПД. При этом перегрев активной области полупроводникового лазера относительно теплоотвода снижается, но даже для рекордных значений величина КПД остается $\sim 75\%$ [14] и в лазерной структуре рассеивается мощность от 5 до 10 Вт в зависимости от конструкции лазера, длины волны излучения и длины резонатора Фабри–Перо. Величина перегрева активной области обусловлена последовательным сопротивлением и вольт-амперной характеристикой полупроводникового лазера. Последовательное сопротивление и вольт-амперная характеристика полностью зависят от уровня технологии, и без их оптимизации достижение предельных мощностных характеристик и большого срока службы невозможно. В настоящей работе мы попытались определить физические причины сверхвысокой температурной зависимости пороговой плотности тока в полупроводниковых лазерах при температуре выше комнатной и повысить температурную стабильность пороговой плотности тока, варьируя энергетическую глубину квантовой ямы для электронов в активной области полупроводникового лазера. Исследовались температурные зависимости пороговой плотности тока в диапазоне температур $(-20) - (+140)^\circ C$.

На рис. 1 приведен характерный вид температурных зависимостей пороговой плотности тока для лазеров с длиной резонатора ~ 3 мм, изготовленных из трех типов лазерных структур. Видно, что при некоторой

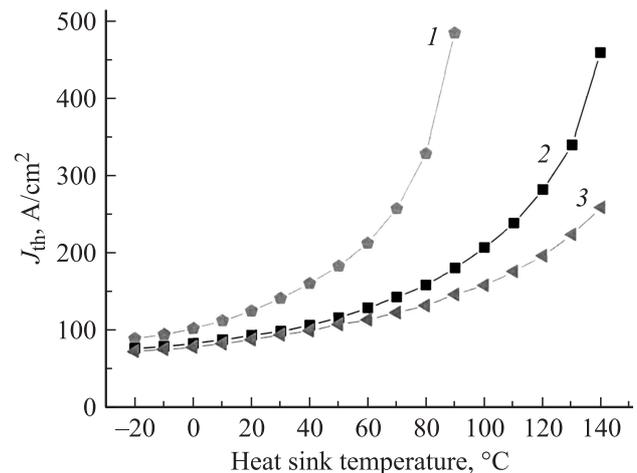


Рис. 1. Температурные зависимости пороговой плотности тока для трех типов гетероструктур с разным материалом волновода: 1 — GaAs, 2 — $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$, 3 — $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$.

температуре наблюдается резкое возрастание пороговой плотности тока и соответственно наступает снижение температурной стабильности. Эта температура максимальна для лазеров, изготовленных из лазерной гетероструктуры с $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ -волноводом, которая имеет максимальную глубину квантовой ямы для электронов в активной области (тип III). Энергетическая глубина квантовых ям для электронов для трех типов гетероструктур, рассчитанная согласно работе [15], приведена в таблице. Зависимость пороговой плотности тока от температуры, но в логарифмическом масштабе (рис. 2), свидетельствует об отклонении температурной зависимости от экспоненциального закона (1) с постоянным характеристическим параметром T_0 . Уменьшение T_0 с ростом температуры обусловлено наличием дополнительного канала, снижающего концентрацию носителей заряда в активной области на энергетических уровнях, соответствующих порогу генерации. Для компенсации снижения концентрации носителей заряда требуется увеличение тока накачки с ростом температуры для выполнения пороговых условий. Если исключить данный процесс, можно ожидать сохранения температурной стабильности пороговой плотности тока, достигаемой при температурах ниже комнатной. Значения характеристического параметра T_0 приведены в таблице. Характеристический параметр T_0 возрастает с увеличением энергетической глубины квантовой ямы активной области полупроводникового лазера. По нашему мнению, процессом, усиливающим температурную зависимость пороговой плотности тока, является процесс температурной делокализации носителей заряда в волноводный слой [5]. Данный процесс определяется температурой активной области, концентрацией носителей заряда и энергетической глубиной квантовой ямы активной области. Охарактеризовать этот процесс численно достаточно сложно, поскольку он регистрируется только по увеличению интенсивности электролюминесценции

Энергетическая глубина квантовых ям и характеристический параметр T_0

Тип лазерной структуры	I одна квантовая яма	II одна квантовая яма	II две квантовые ямы	III одна квантовая яма
Материал волновода	GaAs	Al _{0,1} Ga _{0,9} As	Al _{0,1} Ga _{0,9} As	Al _{0,2} Ga _{0,8} As
Глубина квантовой ямы для электронов ΔE_1 , мэВ	172	211	211	303
Характеристический параметр T_0 , °C	90	155	220	175

Примечание. Значения T_0 приведены для диапазона $(-20)-(+70)$ °C.

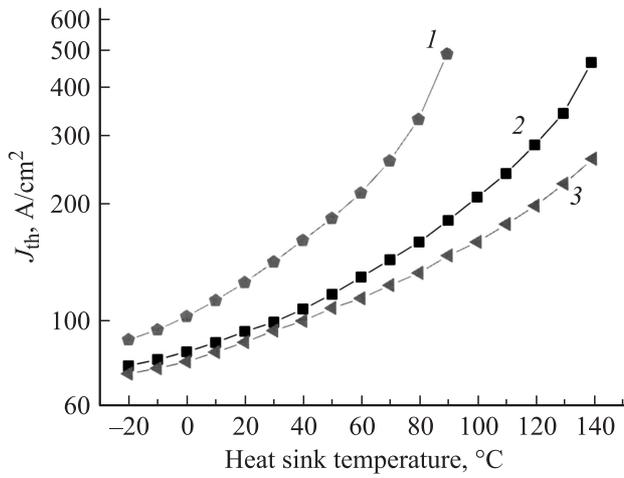


Рис. 2. Температурные зависимости пороговой плотности тока в логарифмическом масштабе для трех типов гетероструктур с разным материалом волновода: 1 — GaAs, 2 — Al_{0,1}Ga_{0,9}As, 3 — Al_{0,2}Ga_{0,8}As.

из волноводного слоя лазерной структуры. Даже экспериментальная, точная количественная оценка этого процесса в режиме генерации затруднена. Поэтому мы охарактеризовали процесс усиления температурной зависимости пороговой плотности тока другим способом.

Располагая экспериментальной температурной зависимостью пороговой плотности тока (рис. 1 и 2) и зная геометрические параметры активной области, состоящей из квантовой ямы In_{0,29}Ga_{0,71}As, а также считая, что все инжектированные носители „уходят“ на спонтанную излучательную рекомбинацию, можно рассчитать пороговую концентрацию и получить температурную зависимость пороговой концентрации для трех типов исследуемых лазерных гетероструктур (рис. 3). Для этого мы воспользовались следующим выражением:

$$J_{th} = qd_{QW}NBn_{QW}^2, \tag{2}$$

где q — заряд электрона, d_{QW} — толщина квантовой ямы, N — количество квантовых ям, B — объемный коэффициент спонтанной излучательной рекомбинации в квантовой яме In_{0,29}Ga_{0,71}As, n_{QW} — объемная пороговая концентрация электронов в активной области.

Мы учли температурную зависимость коэффициента B , так как с ростом температуры интенсивность спонтанной излучательной рекомбинации снижается. Различие эффективных масс электронов и дырок [6] приводит к тому, что при увеличении температуры часть тяжелых дырок приобретает импульс, по модулю больший, чем импульс, приобретаемый электронами. Прямые электронно-дырочные переходы происходят только при выполнении закона сохранения импульса. Таким образом, с ростом температуры электронам не хватает дырок с нужным импульсом и коэффициент спонтанной излучательной рекомбинации B снижается. Величина двумерного коэффициента излучательной рекомбинации $B_{2D} = B/d_{QW}$ рассчитана по формуле, взятой из работы [16],

$$B_{2D} = \frac{4}{3}\pi\alpha\sqrt{\epsilon}\frac{\hbar}{(m_c + m_{hh})k_B T}E_0\left(\frac{P}{\hbar c}\right)^2, \tag{3}$$

где $\alpha = q^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры, q — заряд электрона, \hbar — постоянная Планка, c — скорость света в вакууме, ϵ — диэлектрическая проницаемость, m_c и m_{hh} — эффективные массы электрона и тяжелой дырки, k_B — постоянная Больцмана, T — температура;

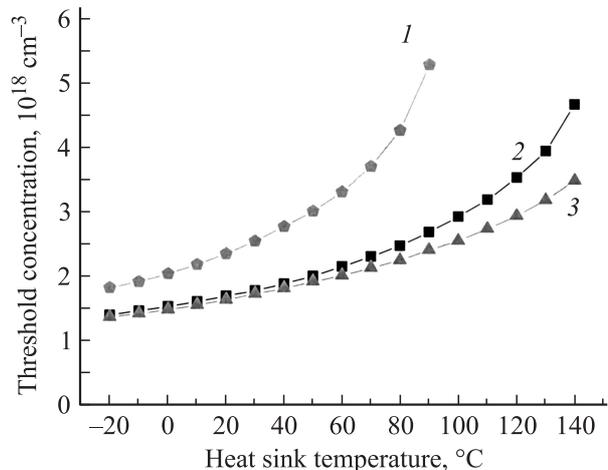


Рис. 3. Температурные зависимости пороговой концентрации носителей заряда в активной области полупроводниковых лазеров трех типов гетероструктур с разным материалом волновода: 1 — GaAs, 2 — Al_{0,1}Ga_{0,9}As, 3 — Al_{0,2}Ga_{0,8}As.

$E_0 = E_g + E_n + E_p$ — энергия оптического перехода, E_g — ширина запрещенной зоны напряженного твердого раствора $\text{In}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$, E_n и E_p — энергии уровней (краев подзон) размерного квантования электрона и дырки в зоне проводимости и валентной зоне соответственно, отсчитанные от дна этих зон. Параметр Кейна P определяется из соотношения

$$P^2 = \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{1}{m_c} - \frac{1}{m_0} \right) \frac{E_g(E_g + \Delta_0)}{E_g + 2\Delta_0/3}, \quad (4)$$

где m_0 — масса свободного электрона, Δ_0 — энергия спин-орбитального расщепления.

С использованием значений пороговой концентрации электронов в активной области, приведенных на рис. 3, были рассчитаны положения квазиуровня Ферми для электронов в квантовых ямах активной области для каждой из трех типов исследуемых лазерных гетероструктур для температур от -20 до 140°C . Значения энергии квазиуровня Ферми E_F , отсчитанные от дна электронной квантовой ямы, находились из выражения для двумерной концентрации электронов в квантовой яме ($n_{\text{QW}}^{2\text{D}} = n_{\text{QW}} d_{\text{QW}}$):

$$n_{\text{QW}}^{2\text{D}} = N_c \sum_i \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_{ni}}{k_B T} \right) \right], \quad (5)$$

где $N_c = m_c k_B T / \pi \hbar^2$ — двумерная плотность электронных состояний в квантовой яме, i — номер уровня размерного квантования в зоне проводимости, E_{ni} — энергия уровня, отсчитанная от дна зоны проводимости. Температурные зависимости положения квазиуровня Ферми в единицах $E_F + k_B T$ для трех рассматриваемых структур приведены на рис. 4 сплошными кривыми. Там же для сравнения пунктирными прямыми приведена глубина квантовой ямы для структур I и II типов. Для структуры с GaAs-волноводом (I тип) квазиуровень Ферми достигает дна зоны проводимости волноводного слоя при $T \approx 50^\circ\text{C}$, а для структуры с $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ -волноводом (II тип) это происходит при $T \approx 130^\circ\text{C}$. Для структуры с $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ -волноводом (III тип) при глубине квантовой ямы $\Delta E_c = 302$ мэВ в исследуемом диапазоне температур квазиуровень Ферми вообще не приближается к верху квантовой ямы. Достижение квазиуровнем Ферми дна зоны проводимости волноводного слоя коррелирует со значительным возрастанием пороговой плотности тока (рис. 1 и 2). Следовательно, увеличение глубины квантовой ямы активной области является одним из основных способов повышения температурной стабильности пороговой плотности тока.

Помимо увеличения энергетической глубины квантовой ямы активной области для снижения делокализации носителей заряда и увеличения температурной стабильности пороговой плотности тока требуется снижение величины пороговой концентрации носителей заряда. Для решения этой задачи были изготовлены лазерные структуры с несколькими квантовыми ямами в активной области. При условии сохранения малых внутренних

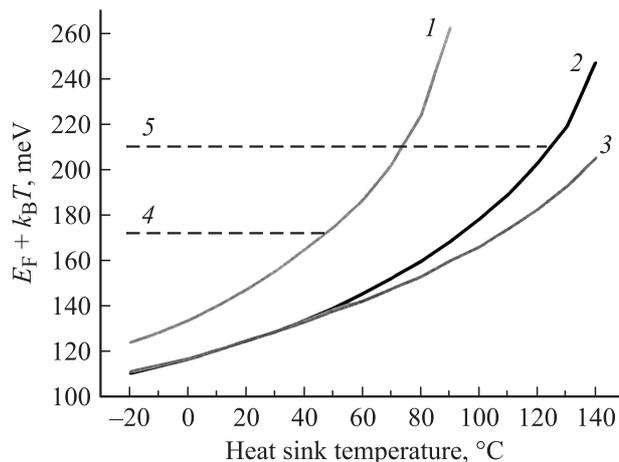


Рис. 4. Температурные зависимости энергии уровня Ферми в единицах $E_F + k_B T$ для трех типов гетероструктур с разным материалом волновода: 1 — GaAs, 2 — $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$, 3 — $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$. Показана глубина квантовых ям для структур с волноводом из GaAs (4) и $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ (5).

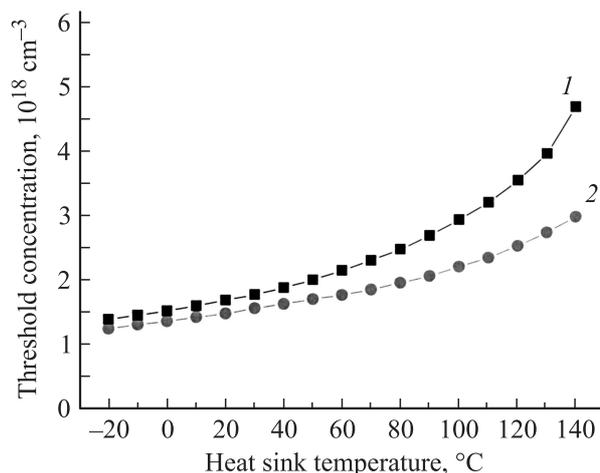


Рис. 5. Температурные зависимости пороговой концентрации носителей заряда в квантовой яме полупроводниковых лазеров, изготовленных на основе гетероструктур с $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ -волноводом: 1 — одна квантовая яма, 2 — две квантовые ямы.

оптических потерь в полупроводниковом лазере увеличение числа квантовых ям позволяет снизить пороговую концентрацию в отдельной квантовой яме активной области полупроводникового лазера. Следовательно, начало процесса делокализации должно сдвигаться в область больших температур. На рис. 5 приведены температурные зависимости пороговой концентрации в квантовой яме активной области для лазеров с длиной резонатора $L \approx 3$ мм для гетероструктур II типа с 1 и 2 квантовыми ямами. Величина пороговой концентрации в структуре с двумя квантовыми ямами значительно ниже, и процесс возрастания пороговой плотности тока начинается при значительно более высоких температурах. Величина характеристического параметра T_0 для лазеров на основе лазерной асимметричной гетеро-

структуры раздельного ограничения с двумя квантовыми ямами в активной области и длиной резонатора ~ 3 мм в диапазоне температур $(-20) - (+70)^\circ\text{C}$ достигает 220 К.

4. Заключение

Температурная зависимость пороговой плотности тока в полупроводниковых лазерах на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения, излучающих в диапазоне длин волн 1050–1070 нм, резко усиливается при увеличении температуры выше комнатной, что связано с температурной делокализацией носителей заряда в волноводные слои лазерной гетероструктуры. Это явление приводит к увеличению тока накачки для достижения величины усиления, достаточной для выполнения пороговых условий. Сохранить экспоненциальный характер температурной зависимости пороговой плотности тока с характерным для низких температур характеристическим параметром T_0 можно, увеличив энергетическую глубину квантовой ямы активной области и снизив пороговую концентрацию носителей заряда. Выполнение этих требований позволяет сохранить величину характеристического параметра $T_0 = 220$ К в диапазоне температур $(-20) - (+70)^\circ\text{C}$.

Работа выполнена по утвержденному плану лаборатории Полупроводниковой люминесценции и инжекционных излучателей за счет бюджетного финансирования Российской академии наук.

Список литературы

- [1] Ж.И. Алфёров, В.М. Адресев, Д.З. Гарбузов, Ю.В. Жиляев, Е.П. Морозов, Е.Л. Портной, В.Г. Трофим. ФТП, **4** (9), 1826 (1970).
- [2] И.С. Тарасов. Квант. электрон., **40** (8), 661 (1020).
- [3] М.А. Ладугин, А.В. Лютецкий, А.А. Мармалюк, А.А. Падалица, Н.А. Пихтин, А.А. Подоскин, Н.А. Рудова, С.О. Слипченко, И.С. Шашкин, А.Д. Бондарев, И.С. Тарасов. ФТП, **44** (10), 1417 (2010).
- [4] 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** (5), 688 (2010).
- [5] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, И.С. Шашкин, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, А.А. Подоскин, И.С. Тарасов. ФТП, **44** (10), 1411 (2010).
- [6] Х. Кейси, М. Паниш. *Лазеры на гетероструктурах* (М., Мир, 1981) т. 1.
- [7] Н.Л. Баженов, К.Д. Мынбаев, В.И. Иванов-Омский, В.А. Смирнов, В.П. Евтихийев, Н.А. Пихтин, М.Г. Растегаева, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, А.С. Школьник, Г.Г. Зегря. ФТП, **39** (9), 1252 (2005).
- [8] L.V. Asryan, N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov, A.Y. Egorov, A.E. Zhukov. *Semicond. Sci. Technol.*, **15**, 1131 (2011).
- [9] A.E. Zhukov, N.V. Kryzhanovskaya, F.I. Zubov, Y.M. Shernyakov, M.V. Maximov, E.S. Semenova, K. Yvind, L.V. Asryan. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 021 107 (2012).
- [10] P. Crump, G. Blume, K. Paschke, R. Staske, A. Pietrzak, U. Zeimer, S. Einfeldt, A. Ginolas, F. Bugge, K. Häusler, P. Ressel, H. Wenzel, G. Erbert. *Proc. SPIE*, **7198**, 719 814 (2009).
- [11] L. Fan, Ch. Cao, G. Thaler, Br. Caliva, Ir. Ai, S. Das, R. Walker, L. Zeng, M. McElhinney, Pr. Triagarajan. *IEEE J. Select. Top. Quant. Electron.*, **17** (6), 1727 (2011).
- [12] А.В. Савельев, И.И. Новиков, А.В. Чунарева, Н.Ю. Гордеев, М.В. Максимов, А.С. Паюсов, Е.М. Аракчсва, В.А. Шукин, Н.Н. Леденцов. ФТП, **45** (4), 560 (2011).
- [13] С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **38** (12), 1477 (2004).
- [14] N.A. Pikhin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, A.L. Stankevich, D.A. Vinokurov, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov. *Electron. Lett.*, **40** (22), 1412 (2004).
- [15] M.P.C.M. Krijn. *Semicond. Sci. Technol.*, **6** (1), 27 (1991).
- [16] Л.В. Асрян. *Квант. электрон.*, **35** (12), 1117 (2005).

Редактор Л.В. Шаронова

The temperature dependence of threshold current density in semiconductor lasers ($\lambda = 1050 - 1070$ nm)

I.S. Shashkin, D.A. Vinokurov, A.V. Lyutetskiy, D.N. Nikolaev, N.A. Pikhin, N.A. Rudova, Z.N. Sokolova, S.O. Slipchenko, A.L. Stankevich, V.V. Shamakhov, D.A. Veselov, K.V. Bakhvalov, I.S. Tarasov

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

Abstract Temperature dependencies of threshold current density and threshold concentration of diode lasers based on asymmetric separate confinement heterostructures with broadened waveguide (wavelengths $\lambda = 1050 - 1070$ nm) and grown by the metalloorganic chemical vapor deposition method have been investigated. It has been shown, that at temperatures above the room value the temperature stability of threshold current density spurts in semiconductor lasers, what is determined by temperature delocalization of charge carriers into laser heterostructure waveguide layers. It has been established, that the fall-off of threshold current density temperature stability with a rise in temperature correlates with an adjustment of the Fermi level and the conduction band bottom of laser heterostructure waveguide layers. It has been experimentally shown that the increase of energy depth and of number of quantum wells in the active region of semiconductor laser improves the temperature stability of threshold current density. It has been demonstrated that the characteristic parameter T_0 attains 220 K in the $(-20) - (+70)^\circ\text{C}$ temperature range.