

Насыщение ватт-амперных характеристик мощных лазеров ($\lambda = 1.0\text{--}1.8\text{ мкм}$) в импульсном режиме генерации

© Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, К.С. Борщев*, И.Н. Арсентьев, И.С. Тарасов[¶]

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

* Воронежский государственный университет, 394006 Воронеж, Россия

(Получена 28 декабря 2006 г. Принята к печати 15 января 2007 г.)

Исследованы спектральные и ватт-амперные характеристики лазеров раздельного ограничения на основе твердых растворов InAlGaAs/InP и InGaAsP/InP , излучающие в диапазоне длин волн $1.5\text{--}1.8\text{ мкм}$ при высоких уровнях возбуждения (до 80 кА/см^2) в импульсном режиме генерации (100 нс, 10 кГц).

Показано, что интенсивность максимума спектра генерации с увеличением тока накачки насыщается и дальнейшее увеличение излучаемой оптической мощности достигается за счет расширения спектра генерации в коротковолновую область, аналогично лазерам на подложках GaAs с $\lambda = 1.04\text{ мкм}$.

Экспериментально установлено, что расширение спектра генерации в коротковолновую область связано с увеличением порогового тока и с ростом концентрации носителей заряда в активной области. В импульсном режиме за порогом генерации концентрация носителей заряда в активной области возрастает в 6–7 раз и может достигать величины 10^{19} см^{-3} .

Показано, что в лазерах InAlGaAs/InP и InGaAsP/InP с ростом тока накачки наступает насыщение ватт-амперных характеристик в импульсном режиме генерации. Экспериментально установлена корреляция насыщения ватт-амперной характеристики с ростом порогового тока в активной области при увеличении тока накачки.

С ростом тока накачки обнаружены рост концентрации носителей заряда и последовательное заполнение инжектированными электронами активной области и волноводных слоев, а при больших токах накачки наблюдается стимулированное излучение из волновода.

PACS: 42.55.Px, 78.45.Th, 63.40.Kr

1. Введение

Концепция мощных полупроводниковых лазеров на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения применена в разработках лазерных структур для широкого диапазона длин волн ($0.8\text{--}1.8\text{ мкм}$) [1–11]. Независимо от длины волны генерации и используемых полупроводниковых материалов во всех лазерах в непрерывном режиме генерации наблюдается насыщение ватт-амперной характеристики. Существует несколько причин для насыщения ватт-амперных характеристик: нагрев активной области протекающим током [12,13], излучательные и безизлучательные токовые утечки [14], рост оптических потерь с увеличением тока накачки [15,16]. Переход к импульсному режиму накачки позволяет значительно снизить нагрев активной области. В работе [8] исследовались причины, ограничивающие максимально достижимые мощности оптического излучения в полупроводниковых лазерах на подложках арсенида галлия, излучающих в импульсном режиме генерации в диапазоне длин волн $1\text{--}1.08\text{ мкм}$. В [8] экспериментально показано, что конечная величина времени рассеяния энергии инжектированных носителей заряда ограничивает скорость стимулированной излучательной рекомбинации и приводит к росту пороговой концентрации в активной

области лазера. Ограничение скорости стимулированной рекомбинации определено как основная причина насыщения оптической мощности полупроводникового лазера. Ранее в [17] теоретически исследован вопрос увеличения токовых утечек в волноводные слои и снижения дифференциальной квантовой эффективности в результате конечной величины времени захвата носителей заряда в квантово-размерную активную область. Однако в используемой модели концентрация носителей заряда за порогом генерации принималась постоянной.

В настоящей работе продолжено исследование в импульсном режиме генерации причин, ограничивающих мощность оптического излучения в лазерах на основе подложек арсенида галлия ($1\text{--}1.06\text{ мкм}$), и расширено рассмотрением лазеров на основе подложек фосфида индия, излучающих в ближнем ИК-диапазоне на длинах волн $1.5\text{--}1.8\text{ мкм}$ в импульсном режиме генерации.

2. Объекты и методы исследований

В качестве объекта исследования использовались полупроводниковые лазеры раздельного ограничения, изготовленные методом МОС-гидридной эпитаксии [3–13,18–20]. Конструктивные особенности полупроводниковых лазеров раздельного ограничения были выбраны согласно концепции мощных лазеров на основе

[¶] E-mail: tarasov@hpld.ioffe.ru

Номер структуры	Длина волны излучения, мкм	Материал подложки	Материал волновода	Толщина волновода, мкм	Толщина квантовой ямы в активной области, Å	Внутренние оптические потери, см ⁻¹	Коэффициент оже-рекомбинации в активной области, см ⁶ /с
EM 654	1.04	GaAs	GaAs	1.7	70	0.4–0.5	$2.5 \cdot 10^{-29}$
KP 948	1.55	InP	InGaAsP	0.8	70	7	$1 \cdot 10^{-28}$
V 897-I	1.8	InP	AlGaInAs	1.8	55	2	$3.6 \cdot 10^{-28}$

асимметричных гетероструктур [1–7]. Основным различием двух типов лазеров были полупроводниковые твердые растворы, применяемые для их изготовления. Первый тип — это лазеры на основе твердых растворов, изопериодических с подложкой арсенида галлия и излучающие в диапазоне длин волн 0.98–1.08 мкм. В лазерах этого типа в качестве волноводного слоя использовался арсенид галлия. Лазеры второго типа изготовлены на основе твердых растворов, изопериодических подложке фосфида индия, и излучали в диапазоне длин волн 1.5–1.8 мкм. В таблице приведены параметры и характеристики лазерных структур.

Для исключения разогрева лазерных кристаллов использовался генератор тока с длительностью импульса менее 100 нс, величиной тока 200 А и частотой повторения 1–10 кГц.

3. Исследование импульсных ватт-амперных характеристик

Зависимость выходной мощности излучения (P) от тока накачки (I) можно представить в виде известного выражения [21]:

$$P = \eta_i \frac{\alpha_{\text{mirr}}}{\alpha_{\text{mirr}} + \alpha_i} \frac{hv}{q} (I - I_{th}), \quad (1)$$

где η_i — квантовый выход стимулированного излучения, α_{mirr} — оптические потери на выход, α_i — внутренние оптические потери, q — заряд электрона, hv — энергия фотона, I_{th} — пороговый ток полупроводникового лазера.

Из анализа этого выражения видно, что насыщение ватт-амперной характеристики может быть связано с ростом внутренних оптических потерь (α_i) и снижением стимулированного квантового выхода (η_i) при увеличении тока накачки. Из классических представлений о стабилизации уровня Ферми за порогом генерации рост порогового тока и его влияние на мощностные характеристики полупроводникового лазера не очевидны. В работах [7,8] мы продемонстрировали, что при высоких уровнях возбуждения и высоких плотностях оптических потоков концентрация носителей заряда в лазерах на подложках GaAs за порогом генерации растет, и это может приводить к снижению дифференциальной квантовой эффективности. В связи с важностью результатов

для проверки и подтверждения полученных данных аналогичные исследования проведены с лазерами на подложках фосфида индия.

В лазерах на подложках InP переход к импульсному режиму накачки позволил, как и в случае лазеров на подложке GaAs [7,8], значительно увеличить излучаемую оптическую мощность по сравнению с непрерывным режимом генерации. В то же время зарегистрированные в импульсном режиме оптические мощности в лазерах на подложке фосфида индия в несколько раз ниже, чем в лазерах на подложках арсенида галлия (рис. 1). В первую очередь это связано с высокими внутренними оптическими потерями в лазерах на подложках InP (см. таблицу) как в непрерывном, так и в импульсном режимах генерации. В полупроводниковых материалах, излучающих в среднем ИК-диапазоне (1.0–1.8 мкм), внутренние оптические потери состоят из потерь на поглощение свободными носителями заряда и на поглощение в спин-орбитально отщепленную подзону [22,23]. В лазерах на подложках InP внутренние оптические потери составляют величину 2–7 см⁻¹, что на порядок больше, чем в лазерах на подложках GaAs. Как следствие, в лазерах на основе твердых растворов AlInGaAs/InP и InGaAsP/InP внешняя дифференциальная квантовая эффективность не превышает 50% за порогом генерации. Одновременно с низким значением величины дифференциальной квантовой эффективности на пороге генерации в лазерах на подложках InP наблю-

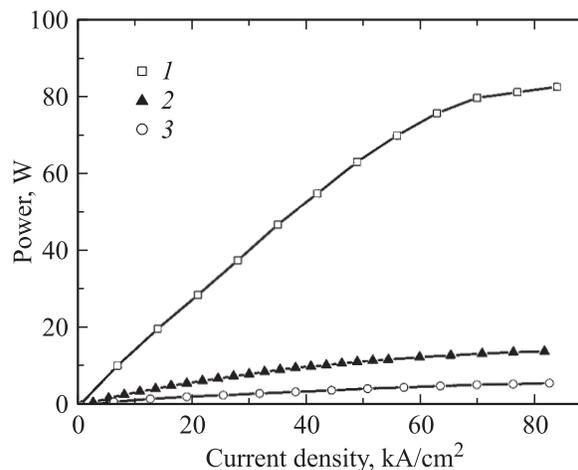


Рис. 1. Ватт-амперные характеристики в импульсном режиме генерации для лазеров с длиной волны, мкм: 1 — 1.04, 2 — 1.55, 3 — 1.8.

дается быстрое насыщение ватт-амперных характеристик с увеличением тока накачки в импульсном режиме. Для определения причин снижения внешней дифференциальной квантовой эффективности были исследованы спектральные характеристики таких лазеров.

4. Исследование спектральных импульсных характеристик

На рис. 2 приведено развитие спектров генерации с ростом тока накачки лазеров на подложках InP. Как и в лазерах на подложках GaAs, в спектрах излучения обнаружено три особенности (рис. 2): расширение спектра с током накачки как в длинноволновую, так и в коротковолновую область, и при достижении некоторой мощности излучения насыщение интенсивности максимума спектра излучения. Наблюдаемая картина полностью соответствует результатам аналогичных исследований лазеров на подложках GaAs, излучающих на длине волны 1.06 мкм [7.8], и, по нашему мнению, подтверждает сделанные в работе [8] выводы.

Насыщение интенсивности максимума спектра излучения наблюдается во всех полупроводниковых лазерах на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения независимо от длины волны излучения (рис. 3). Насыщение интенсивности максимума излучения свидетельствует об ограничении числа излучательных переходов, соответствующих длинноволновому диапазону спектра излучения. Необходимо отметить, что излучаемая оптическая мощность с увеличением тока накачки продолжает расти за счет расширения спектра генерации в коротковолновую область (рис. 2). Некоторое расширение спектра генерации в длинноволновую область связано с некоторым разогревом активной области лазерных диодов даже в импульсном режиме накачки.

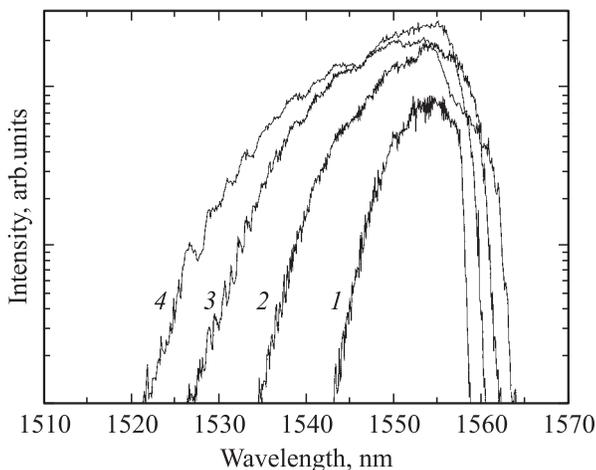


Рис. 2. Спектры излучения лазера при токах накачки, kA/cm^2 : 1 — 3, 2 — 12, 3 — 37, 4 — 74.

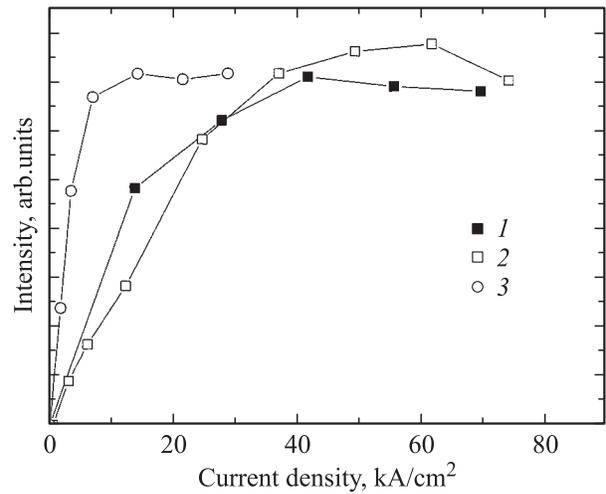


Рис. 3. Зависимость нормированной интенсивности максимума спектра генерации от тока накачки для лазеров с различной длиной волны, мкм: 1 — 1.04, 2 — 1.55, 3 — 1.8.

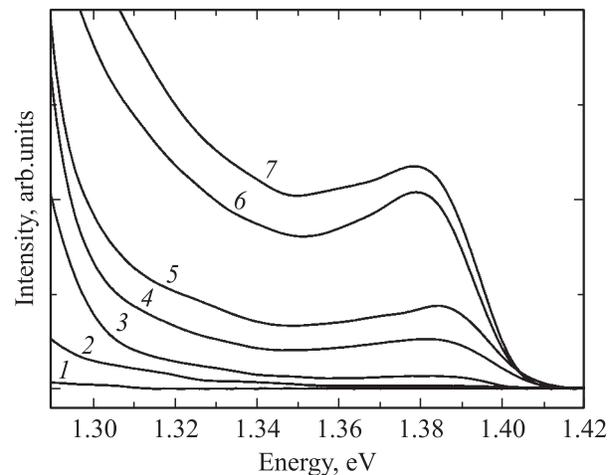


Рис. 4. Спектр излучения в направлении, перпендикулярном оси резонатора лазера на подложке GaAs при различных плотностях тока накачки, kA/cm^2 : 1 — 3, 2 — 20, 3 — 27, 4 — 33, 5 — 40, 6 — 53, 7 — 67.

Обнаруженное поведение спектров и насыщение максимума интенсивности излучения в режиме генерации, по нашему мнению, носят принципиальный характер и обусловлены насыщением скорости стимулированной излучательной рекомбинации вследствие конечной величины времени рассеяния энергии носителей заряда в активной области [8].

Расширение спектра генерации с током накачки косвенно указывает на рост концентрации носителей заряда в активной области лазерной гетероструктуры. Мы исследовали спектры спонтанного излучения, которые более наглядно отражают распределение носителей заряда в активной области и волноводных слоях. Для подавления доли стимулированного излучения наблюдение спонтанного спектра проводилось в направле-

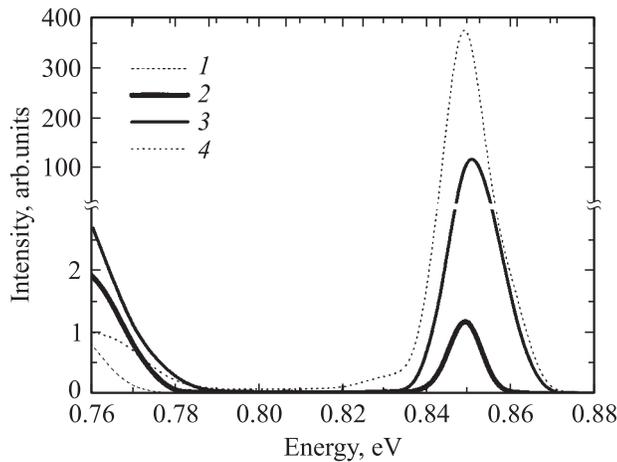


Рис. 5. Спектр излучения лазера на подложке InP при различных плотностях тока накачки, kA/cm^2 : 1 — 21, 2 — 26, 3 — 32, 4 — 42.

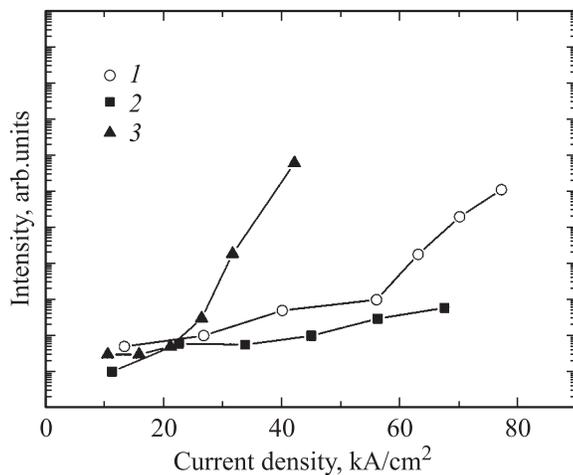


Рис. 6. Зависимость интенсивности излучения волноводного слоя от тока накачки для лазеров с различной длиной волны генерации, μm : 1 — 1.04, 2 — 1.55, 3 — 1.8.

нии, перпендикулярном оси резонатора Фабри–Перо. На рис. 4 приведена картина развития спектра излучения в зависимости от тока накачки. Коротковолновый край полосы излучения активной области плавно перекрывает диапазон излучения волноводного слоя. При достижении некоторого тока накачки непрерывный спектр состоит из двух полос — излучения активной области и волноводного слоя. Это свидетельствует о непрерывном распределении неравновесных носителей заряда в квантово-размерной активной области и волноводном слое. В спектре излучения из волноводного слоя вдоль оси резонатора Фабри–Перо наблюдалась стимуляция, а затем и генерация (рис. 5). Возможно, пороговые условия выполнялись не для всего волноводного слоя, а только для кулоновской ямы в непосредственной близости к активной области [17], поскольку толщина волновода составляла 1.7 μm . Следовательно, в случае выполнения пороговых условий в волноводных слоях активизируется

новый канал стимулированной рекомбинации, коррелирующий с резким снижением дифференциальной квантовой эффективности. Переход от спонтанной рекомбинации в волноводе со „спонтанными“ временами жизни носителей заряда (порядка нескольких нс) к стимулированной рекомбинации с временами жизни порядка 1 пс обуславливает высокую эффективность токовых утечек излучательного характера. На рис. 6 приведены зависимости интенсивности максимума волноводной полосы излучения от тока накачки. Характерный излом в зависимостях соответствует началу генерации в волноводном слое. Низкие значения дифференциальной квантовой эффективности для стимулированного излучения волноводного слоя свидетельствуют о больших внутренних оптических потерях в волноводных слоях.

5. Исследование концентрации носителей заряда в активной области за порогом генерации

Расширение спектра генерации, наблюдаемое в лазерах при высоких уровнях возбуждения импульсным током (рис. 2), свидетельствует о выполнении пороговых условий для высокоэнергетических уровней в энергетическом спектре квантовой ямы активной области. Для оценки пороговой плотности тока для высокоэнергетических уровней в спектре генерации исследовались лазеры с разной длиной резонатора Фабри–Перо, что обеспечивало изменение оптических потерь на выход. Увеличение оптических потерь на выход приводит к росту пороговой плотности тока и смещению длины волны генерации в коротковолновую область. В результате для лазеров на подложках GaAs и подложках InP были получены зависимости длины волны генерации от пороговой плотности тока. На рис. 7, *a, b* приведены зависимости сдвига энергии генерации от пороговой плотности тока. В коротких лазерах потери на выход были настолько велики, что стимулированного излучения в активной области не возникало, и оно сразу же наблюдалась в волноводных слоях. В построенной зависимости это отражается в скачке длины волны генерации. Полученная зависимость позволяет, для выбранной длины волны в спектре генерации, определить пороговую плотность тока, необходимую для выполнения пороговых условий. Следовательно, зная коротковолновый край спектра генерации, при заданном токе накачки можно определить пороговый ток, необходимый для обеспечения соответствующей ширины спектра генерации. Величина порогового тока с ростом тока накачки растет и соответствующая ему доля тока накачки не участвует в стимулированной рекомбинации.

Полученные зависимости пороговой плотности тока от длины волны генерации позволяют определить пороговую концентрацию носителей заряда в активной области лазеров на подложках GaAs и подложках InP.

Для этого мы использовали известные выражения пороговой плотности тока для лазеров (J_{th} в A/cm^2) от концентрации электронов (n) и дырок (p) в активной области [24]:

$$J_{th} = Cd(Bnp + Rnp^2), \quad (2)$$

где d — толщина квантовой ямы активной области в $\mu\text{м}$, B — коэффициент излучательной рекомбинации в активной области в $\text{см}^3/\text{с}$, R — коэффициент оже-рекомбинации в активной области в $\text{см}^6/\text{с}$, n и p в см^{-3} , $C = 1.6 \cdot 10^{-23}$.

Расчет пороговой концентрации носителей заряда в активной области проводился с учетом выброса электронов из квантовой ямы активной области в волновод, а также с учетом зависимости коэффициента излучательной рекомбинации (B) от концентрации электронов и дырок в вырожденном полупроводнике. Значения коэффициента оже-рекомбинации (R) брались из работ [21,25–28].

На рис. 8 приведены расчетные зависимости пороговой концентрации электронов в активной области лазеров в зависимости от порогового тока как для лазеров

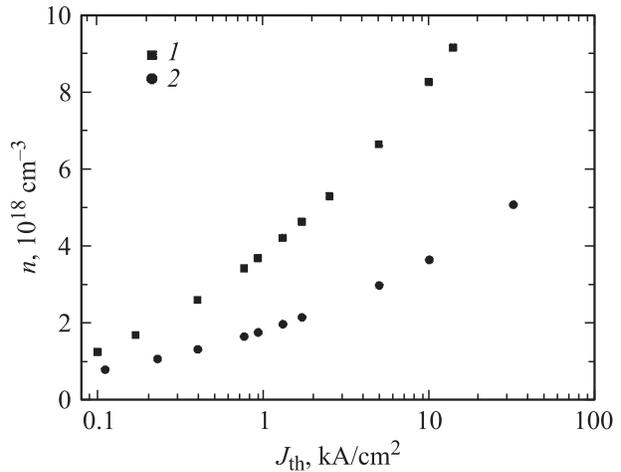


Рис. 8. Расчетные зависимости пороговой концентрации электронов в активной области лазеров в зависимости от порогового тока: 1 — лазеры на подложках GaAs, длина волны 1.04 мкм (коэффициент оже-рекомбинации $R = 2.5 \cdot 10^{-29} \text{ см}^6/\text{с}$), 2 — на подложках InP, длина волны 1.8 мкм ($R = 3.6 \cdot 10^{-28} \text{ см}^6/\text{с}$).

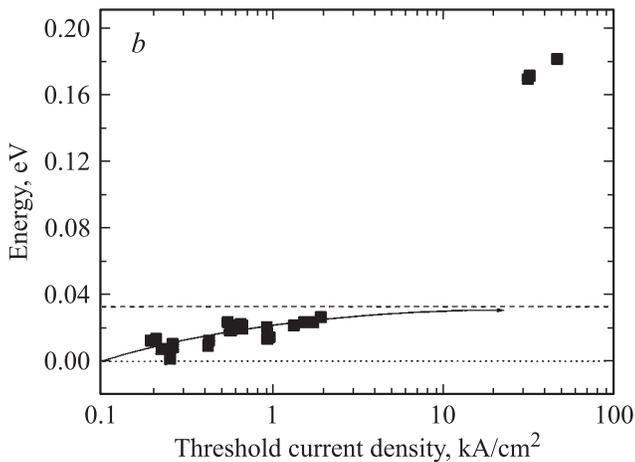
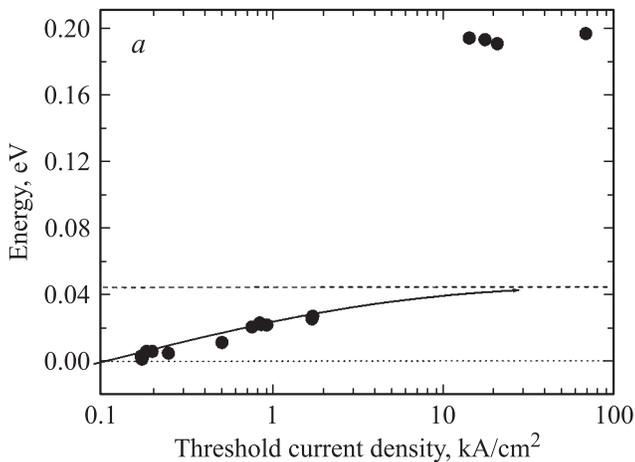


Рис. 7. Зависимость сдвига энергии генерации от пороговой плотности тока для лазеров на подложках GaAs, длина волны 1.04 мкм (a) и на подложках InP, длина волны 1.8 мкм (b).

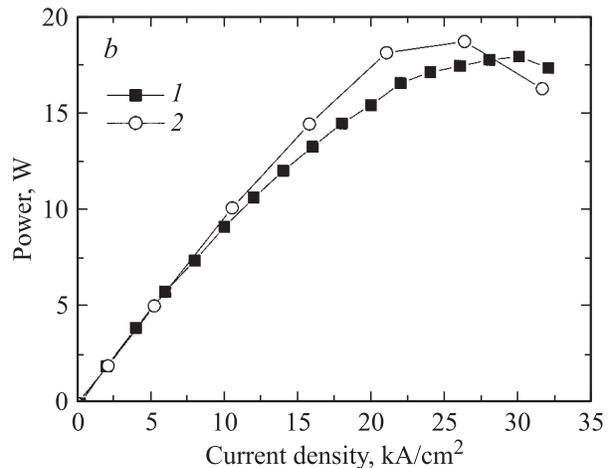
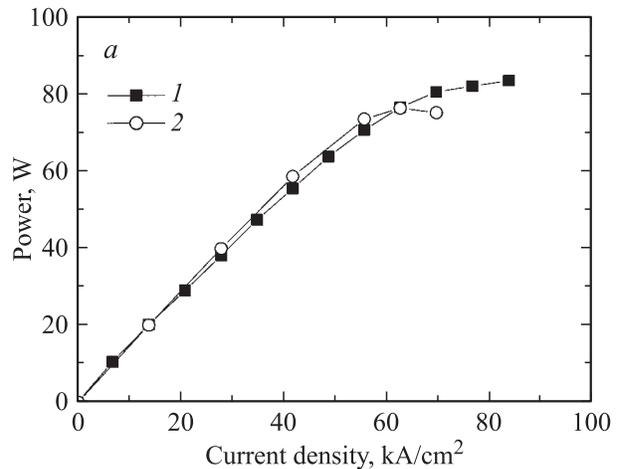


Рис. 9. Ватт-амперные характеристики: 1 — экспериментальная, 2 — расчетная с учетом роста пороговой концентрации для лазеров на подложках GaAs, длина волны 1.04 мкм (a) и на подложках InP, длина волны 1.8 мкм (b).

на подложках GaAs ($R = 2.5 \cdot 10^{-29} \text{ см}^6/\text{с}$) (1), так и на подложках InP ($R = 3.6 \cdot 10^{-28} \text{ см}^6/\text{с}$) (2). Расчет проведен до пороговых токов, соответствующих началу генерации в волноводных слоях; при этом пороговая концентрация в активной области возрастала в 6–7 раз. Необходимо отметить, что в связи с ростом концентрации в активной области полупроводникового лазера возрастает интенсивность процессов оже-рекомбинации, в результате чего пороговый ток в лазерах возрастает в 150–300 раз в зависимости от используемого материала активной области. Столь существенное увеличение порогового тока оказывает существенное влияние на насыщение ватт-амперных характеристик полупроводниковых лазеров.

Предположив, что внутренние оптические потери и стимулированный квантовый выход излучения не зависят от тока накачки, мы построили ватт-амперную зависимость для лазеров на подложках GaAs и подложках InP, используя выражение (1), зависимости длины волны генерации от пороговой плотности тока (рис. 7, *a, b*) и зависимости коротковолнового края спектра генерации от тока накачки. На рис. 9, *a, b* приведены расчетные и экспериментальные ватт-амперные зависимости для лазеров, излучающих на длинах волн 1.04 и 1.8 мкм, демонстрирующие хорошее согласие. Резкое снижение излучаемой оптической мощности в расчетной зависимости соответствует началу генерации в волноводных слоях лазерной структуры.

6. Заключение

Проведены исследования спектральных и мощностных характеристик полупроводниковых лазеров ближнего ИК-диапазона ($\lambda = 1.0\text{--}1.8 \text{ мкм}$) при сверхвысоких плотностях импульсного тока накачки.

В лазерах ближнего ИК-диапазона с увеличением тока накачки наступает насыщение интенсивности максимума спектра генерации. Дальнейшее увеличение оптической мощности достигается за счет расширения спектра генерации в коротковолновую область. Экспериментально показано, что смещение длины волны генерации в коротковолновую область связано с увеличением пороговой плотности тока и, следовательно, с ростом концентрации носителей заряда в активной области. Рост концентрации носителей заряда в активной области происходит вследствие конечной величины времени энергетической релаксации носителей заряда, ограничивающей скорость стимулированной рекомбинации [7,8].

Показано, что в импульсном режиме генерации концентрация носителей заряда в активной области за порогом генерации возрастает в 6–7 раз и может достигать 10^{19} см^{-3} при плотностях тока накачки более 80 кА/см^2 и плотностях оптического излучения более 100 МВт/см^2 .

В лазерах на подложках InP ($\lambda = 1.5\text{--}1.8 \text{ мкм}$) наблюдалось насыщение ватт-амперных характеристик в импульсном режиме накачки, аналогичное лазерам, из-

лучающим на длинах волн 1.06 мкм [7,8]. Показано, что снижение дифференциальной квантовой эффективности за порогом генерации обусловлено значительным ростом пороговой концентрации носителей заряда. Одновременно с ростом концентрации носителей заряда в активной области происходит увеличение концентрации носителей заряда в волноводных слоях; при этом продемонстрировано последовательное заполнение инжектированными носителями заряда активной области и волноводных слоев. При достижении пороговой концентрации в волноводе лазерной структуры открывается эффективный канал токовых утечек в виде стимулированной рекомбинации и наблюдается резкое снижение дифференциальной квантовой эффективности.

Работа выполнена при поддержке программ президиума Академии наук „Квантовые наноструктуры“ и Отделения физических наук „Когерентное излучение в полупроводниках“. С.О. Слипенченко благодарит за финансовую поддержку грант президента РФ по поддержке молодых ученых (МК-7502.2006.9) и „Фонд содействия отечественной науке“.

Список литературы

- [1] Н.А. Пихтин, С.О. Слипенченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. ФТП, **38**, 374 (2004).
- [2] С.О. Слипенченко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **38**, 1477 (2004).
- [3] N.A. Pikhin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, A.L. Stankevich, D.A. Vinokurov, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov. Electron. Lett., **40**, 1413 (2004).
- [4] Д.А. Винокуров, С.А. Зорина, В.А. Капитонов, А.В. Мурашова, Д.Н. Николаев, А.Л. Станкевич, М.А. Хомылёв, В.В. Шамахов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Т.А. Налёт, Н.А. Пихтин, С.О. Слипенченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов. ФТП, **39**, 388 (2005).
- [5] А.Ю. Андреев, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, А.А. Мармалюк, Т.А. Налёт, А.А. Падалица, Н.А. Пихтин, Д.Р. Сабитов, В.А. Симаков, С.О. Слипенченко, М.А. Хомылев, И.С. Тарасов. ФТП, **40**, 628 (2006).
- [6] Д.А. Винокуров, А.Л. Станкевич, В.В. Шамахов, В.А. Капитонов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, Н.А. Рудова, З.Н. Соколова, С.О. Слипенченко, М.А. Хомылев, И.С. Тарасов. ФТП, **40**, 764 (2006).
- [7] Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, А.В. Рожков, Н.А. Рудова, С.О. Слипенченко, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, М.А. Хомылёв, В.В. Шамахов, К.С. Борщёв, И.С. Тарасов. Письма ЖТФ, **32** (16), 47 (2006).
- [8] С.О. Слипенченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, К.С. Борщёв, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов. ФТП, **40**, 1017 (2006).
- [9] А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипенченко, Н.В. Фетисова, А.Ю. Лешко, Ю.А. Рябоштан, Е.Н. Голикова, И.С. Тарасов. Письма ЖТФ, **29** (7), 55 (2003).
- [10] А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипенченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, А.Ю. Лешко, В.В. Шамахов, А.Ю. Андреев, Ю.А. Рябоштан, Е.Н. Голикова, И.С. Тарасов. ФТП, **37**, 1394 (2003).

- [11] А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.А. Соколова, Н.В. Фетисова, Ю.А. Рябоштан, Е.Н. Голикова, И.С. Тарасов. ФТП, **36**, 1393 (2002).
- [12] Е.Г. Голикова, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, Г.В. Скрынников, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **34**, 886 (2000).
- [13] Е.Г. Голикова, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, А.Д. Бондарев, И.С. Тарасов. Письма ЖТФ, **28** (3), 66 (2002).
- [14] Л.В. Асрян, Р.А. Сурис. ФТП, **38**, 3 (2004).
- [15] B.S. Ruykin, E.A. Avrutin. J. Appl. Phys., **97**, 123103 (2005).
- [16] B. Ruykin, E. Avrutin. Electron. Lett., **42**, 1283 (2006).
- [17] L.V. Asryan, S. Luryi, R.A. Suris. IEEE J. Quant. Electron., **39**, 404 (2003).
- [18] А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Г.В. Скрынников, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Н.В. Фетисова. ФТП, **34**, 1457 (2000).
- [19] Е.Г. Голикова, В.А. Горбылев, Н.Ю. Давидюк, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, В.А. Симаков, И.С. Тарасов, Н.В. Фетисова. Письма ЖТФ, **26** (6), 5 (2000).
- [20] С.О. Слипченко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Н.В. Фетисова, А.Ю. Лешко, Ю.А. Рябоштан, Е.Н. Голикова, И.С. Тарасов. Письма ЖТФ, **29** (3), 65 (2003).
- [21] L.A. Coldren, S.W. Corzine. *Diode lasers and photonic integrated circuits* (John Wiley & Sons, Inc., 1995).
- [22] S. Adachi. *Physical properties of III-V Semiconductor Compounds* (John Wiley & Sons, Inc., 1992).
- [23] N.A. Gun'ko, V.B. Khalfin, Z.N. Sokolova, G.G. Zegrya. J. Appl. Phys., **84**, 547 (1998).
- [24] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. ФТП, **36**, 364 (2002).
- [25] G. Fuchs, C. Schiedel, A. Hangleiter, V. Härle, F. Scholz. Appl. Phys. Lett., **62**, 396 (1993).
- [26] Y. Zou, J.S. Osinski, P. Grodzinski, P.D. Dapkus. Appl. Phys. Lett., **62**, 175 (1993).
- [27] Z.N. Sokolova, D.I. Gurylev, N.A. Pikhtin, I.S. Tarasov. Proc. 10th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“ (St. Petersburg, Russia, June 17–21, 2002) p. 252.
- [28] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова, И.Н. Ясневич. ФТП, **16**, 592 (1982).

Редактор Л.В. Беляков

Saturation of light–current characteristics of high power laser diodes ($\lambda = 1.0\text{--}1.8\text{ }\mu\text{m}$) under pulse operation

D.A. Vinokurov, V.A. Kapitonov, A.V. Lyutetskiy, N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, A.L. Stankevich, M.A. Khomylev, V.V. Shamakhov, K.S. Borschev*, I.N. Arsenyev, I.S. Tarasov

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
* Voronezh State University,
394006 Voronezh, Russia

Abstract We carry out experimental research of spectral and light–current characteristics of separate confinement lasers based on InAlGaAs/InP and InGaAsP/InP solid solutions (1.5–1.8 μm emitting wavelengths) at high excitation levels (up to 80 kA/cm²) in pulse operation (100 ns, 10 kHz).

It is shown that the peak intensity in stimulated emission spectra is saturated with the pump current increase. Further emitted power increase is due to spectrum broadening in the short wavelength region similar to lasers based on GaAs substrates ($\lambda = 1.04\text{ }\mu\text{m}$).

We show experimentally that the broadening of stimulated emission spectrum in the short wavelength region is related to the increase of threshold current and carrier density growth in the active region. Carrier density in the active region over the threshold condition rises in 6–7 times and can amount to 10¹⁹ cm⁻³ in pulse operation.

It is shown that the saturation of light–current characteristics in pulse operation takes place in InAlGaAs/InP and InGaAsP/InP lasers with the pump current increase. We show experimentally the correlation between the light–current characteristic saturation and threshold current increase.

The pump current increase resulting in carrier density growth and gradual occupation of the active region and waveguide with injected electrons and stimulated emission from waveguide is observed at high pump current.