

Срыв генерации в мощных полупроводниковых лазерах

© С.О. Слипченко[¶], Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, А.Л. Станкевич,
Н.В. Фетисова, А.Д. Бондарев, И.С. Тарасов

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

(Получена 24 марта 2009 г. Принята к печати 6 апреля 2009 г.)

Исследованы излучательные характеристики мощных полупроводниковых лазеров мезаполосковой конструкции на базе гетероструктур раздельного ограничения. Показано, что в мощных полупроводниковых лазерах мезаполосковой конструкции с ростом тока накачки возрастает расходимость излучения в результате включения поперечных мод высших порядков. Показано, что рассеянное излучение поперечных мод высших порядков влияет на просветление пассивных областей вне мезаполоска, образующего волновод резонатора Фабри–Перо. Установлено, что просветление пассивных областей приводит к выполнению пороговых условий для замкнутой моды кристалла полупроводникового лазера. В результате возникновения генерации замкнутой моды резонатора, образованного четырьмя сколотыми гранями, наступает срыв генерации мод в мезаполосковом волноводе резонатора Фабри–Перо.

PACS: 42.55.Px

1. Введение

Развитие концепции мощных полупроводниковых лазеров привело к созданию лазерных гетероструктур раздельного ограничения со сверхмалыми внутренними оптическими потерями [1,2]. Результат достигался благодаря расширению волновода лазерной структуры [1–6], что имело два сопутствующих эффекта: снижение модального усиления в волноводе и снижение внутренних оптических потерь (поглощения и рассеяния на свободных носителях) в пассивных областях лазерной структуры. Снижение модального усиления компенсировалось увеличением длины резонатора Фабри–Перо, в то время как снижение внутренних оптических потерь в пассивных областях практически не исследовалось. Интерес к внутренним оптическим потерям в пассивных областях полупроводниковых многомодовых лазеров возник в результате обнаружения эффекта срыва генерации в мощных полупроводниковых лазерах различных полосковых конструкций при высоких уровнях накачки как в импульсном, так и непрерывном режиме генерации [7,8].

Основной целью статьи является исследование эффекта срыва генерации в мощных многомодовых полупроводниковых лазерах мезаполосковой конструкции.

2. Экспериментальные образцы

Конструкции экспериментальных двойных гетероструктур раздельного ограничения с расширенным волноводом рассчитывались и оптимизировались с целью достижения максимальной мощности излучения. В основе лежала концепция асимметричной гетероструктуры, что позволяло снижать внутренние оптические потери за счет увеличения толщины волновода и сохранения генерации только нулевой поперечной моды [1,3]. Исследовались два типа гетероструктур,

позволяющие достигать излучения в спектральных диапазонах 790–810 нм (тип А) и 1040–1080 нм (тип В). Конструкция гетероструктуры А включала контактный слой GaAs толщиной 0.3 мкм и широкозонные эмиттеры $(Al_{0.3}Ga_{0.7})_{0.51}In_{0.49}P$ толщиной 1.6 мкм. Эмиттер *n*-типа проводимости легировался кремнием, а *p*-типа — цинком, в обоих случаях до концентраций $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Между широкозонными эмиттерами был расположен нелегированный волноводный слой $Ga_{0.51}In_{0.49}P$ толщиной 1.7 мкм. Активная область толщиной 80 \AA была выполнена на основе твердого раствора GaInAsP и располагалась в волноводе на расстоянии 0.6 мкм от *p*-эмиттера. Конструкция гетероструктуры В включала широкозонные эмиттеры $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ толщиной 1.7 мкм. Эмиттер *n*-типа проводимости легировался кремнием, а *p*-типа — магнием, до концентраций $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Между широкозонными эмиттерами был расположен нелегированный волноводный слой GaAs толщиной 1.7 мкм. Активная область толщиной 80 \AA была выполнена на основе твердого раствора InGaAs и располагалась в волноводе на расстоянии 0.65 мкм от *p*-эмиттера. Структуры изготавливались методом МОС-гидридной эпитаксии (газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений). В изготовленных лазерных структурах были сформированы мезаполосковые волноводы. Ширина

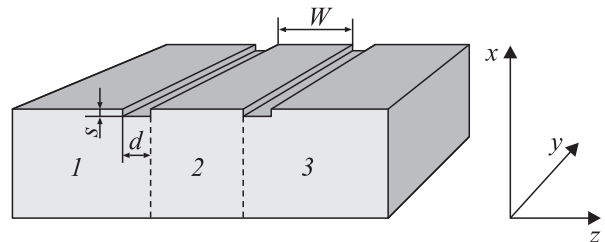


Рис. 1. Схематическое изображение кристалла лазерного диода мезаполосковой конструкции: 1 и 3 — пассивные области, 2 — прокачиваемая область шириной W , ограничиваемая мезаканавками. d — ширина мезаканавки, s — глубина мезаканавки.

[¶] E-mail: sergHPL@mail.ioffe.ru

мезаполоска составляла 100 мкм, а вытравленных канавок — 10 мкм при глубине 1.5 мкм (рис. 1). Такая конструкция позволяла добиться эффективного токового ограничения в продольной плоскости, перпендикулярно оси резонатора. На основании выращенных гетероструктур изготавливались кристаллы, длина резонатора которых варьировалась в диапазоне 1–3 мм. В исследуемых образцах резонатор Фабри–Перо был образован естественно сколотыми гранями с нанесенными просветляющими и отражающими покрытиями.

3. Экспериментальные результаты

Для всех лазерных диодов исследовались ватт-амперные характеристики в непрерывном и импульсном режимах генерации. Внутренние оптические потери в исследуемых образцах лежали в диапазоне $0.4\text{--}0.6\text{ см}^{-1}$, внутренний квантовый выход стимулированного излучения превышал 90%, т. е. по излучательной эффективности лазерные диоды не уступали лучшим известным образцам. Вместе с этим, независимо от длины резонатора, для большинства образцов, изготовленных из обоих типов лазерных гетероструктур, наблюдалось резкое полное или частичное падение выходной оптической мощности, определенное нами как срыв генерации. Данное явление имело обратимый характер и воспроизводилось при повторном цикле измерений. На рис. 2 приведены характерные ватт-амперные характеристики полупроводниковых лазеров со срывом генерации.

Для анализа процессов, протекающих в режиме срыва генерации, исследовались спектры излучения, распределения полей в дальних и ближних зонах в импульсном режиме.

Распределение интенсивности излучения в ближней зоне на торце резонатора Фабри–Перо в исследуемых

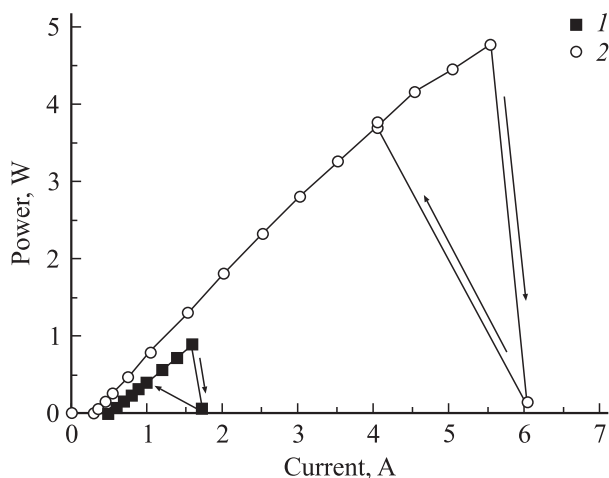


Рис. 2. Зависимость непрерывной выходной оптической мощности от тока накачки для полупроводниковых лазеров с просветляющими и отражающими покрытиями на гранях резонатора и длиной резонатора, мм: 1 — 2.6; 2 — 1.5. Ширина полоска $W = 100$ мкм.

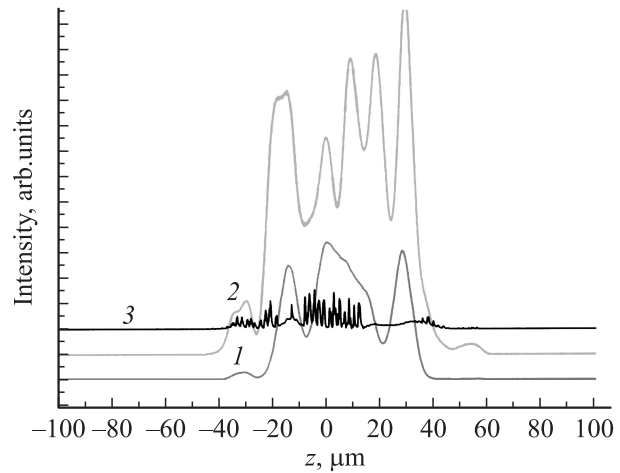


Рис. 3. Распределение интенсивности излучения полупроводникового лазера с шириной полоска 100 мкм и длиной резонатора 2.6 мм на выходном зеркале в направлении, параллельном оси z (рис. 1). Ток накачки, А: 1 — 0.8, 2 — 1.5, 3 — 1.7.

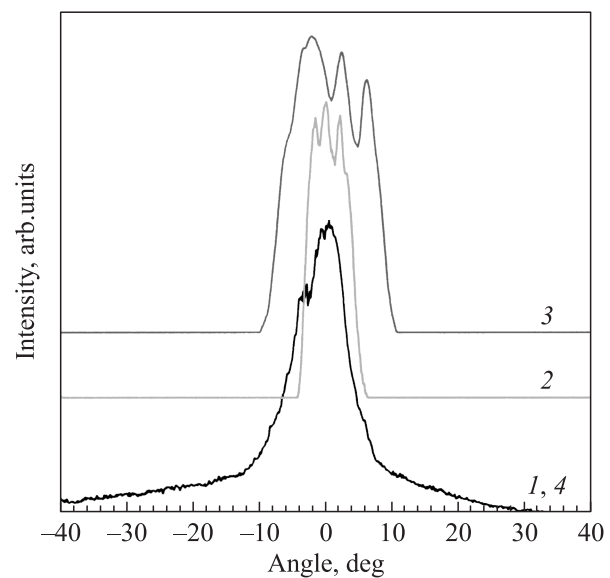


Рис. 4. Распределение интенсивности излучения в дальней зоне полупроводникового лазера с просветляющими и отражающими покрытиями на гранях резонатора и длиной резонатора 1.5 мм при ширине полоска 100 мкм. Ток накачки, А: 1 — 0.3, 2 — 1, 3 — 5, 4 — 8.

образцах при токах накачки меньше тока, соответствующего срыву генерации, было аналогично характерному развитию картины ближнего поля с ростом тока для мощных многомодовых лазеров, не имеющих срыва генерации (рис. 3). В момент срыва генерации интенсивность излучения в ближней зоне падала до уровня предпорогового режима распределения интенсивности стимулированного излучения в картине ближнего поля (рис. 3, кривая 3).

Распределение интенсивности излучения в дальней зоне в исследуемых образцах при токах накачки меньше

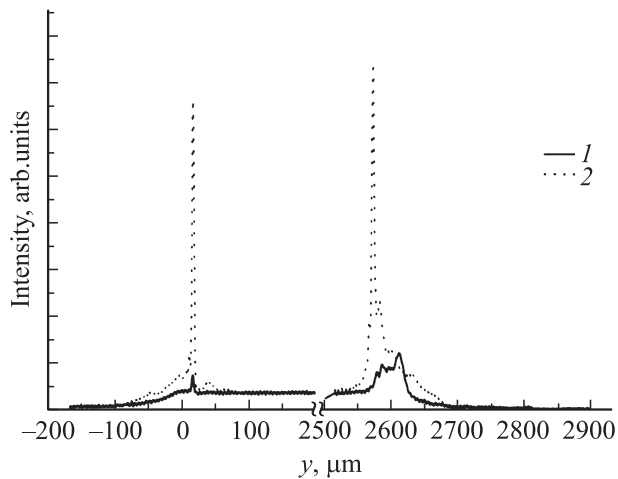


Рис. 5. Распределение интенсивности излучения полупроводникового лазера с шириной полоска 100 мкм и длиной резонатора 2.6 мм на боковой грани кристалла в направлении, параллельном оси y (рис. 1). Ток накачки, А: 1 — 1.5, 2 — 1.7.

тока срыва генерации соответствовало картине интенсивности в дальней зоне полупроводниковых лазеров без срыва генерации. С ростом тока накачки наблюдалось постепенное увеличение расходимости излучения от 5 до 14° на полуширине угловой диаграммы (рис. 4, кривые 1–3). В момент срыва генерации интенсивность излучения в дальней зоне падала и приходила в соответствие с картиной излучения в дальней зоне в предпороговом режиме (рис. 4, кривая 4).

Наибольший интерес представляет зависимость от тока накачки интенсивности излучения в ближней зоне излучения исследуемых образцов в направлении, перпендикулярном оси резонатора Фабри–Перо (рис. 5). При токе, соответствующем срыву генерации в резонаторе Фабри–Перо, из торцов лазерного кристалла в направлении, перпендикулярном оси резонатора Фабри–Перо (волновода, образованного полосковой мезаконструкцией), наблюдалось возникновение узких пиков в распределении интенсивности излучения. Необходимо отметить, что мощность оптического излучения в направлении, перпендикулярном оси резонатора, практически не возрастала.

Спектр излучения исследуемых образцов после срыва генерации сохранял все признаки спектра стимулированного излучения, при этом увеличения интенсивности излучения в спонтанной составляющей спектра не наблюдалось. Максимум спектра генерации после срыва генерации смещался в длинноволновую область, что свидетельствовало о некотором снижении порогового тока и сохранении режима генерации в исследуемых полупроводниковых лазерах мезаполосковой конструкции.

Для объяснения полученных результатов мы рассмотрели лазеры с четырьмя сколотыми гранями, определение которых было введено для характеристики лазерных структур раздельного ограничения на заре развития концепции мощных полупроводниковых лазеров [9]. Лазеры с четырьмя сколотыми гранями — это лазерные

кристаллы правильной прямоугольной формы со сплошными омическими контактами, отличающиеся замкнутой модой с низкой внешней дифференциальной эффективностью и минимальными пороговыми плотностями тока, соответствующими параметрам полосковых лазеров с бесконечной длиной резонатора. Спектр генерации в лазерах с четырьмя сколотыми гранями отличался максимальной длиной волны излучения, которая может быть достигнута при изготовлении лазеров из данной лазерной структуры.

4. Обсуждение полученных результатов

Пороговое условие для генерации излучения полупроводникового лазера с модами резонатора Фабри–Перо и замкнутой модой резонатора, образованного четырьмя сколотыми гранями, имеет один и тот же вид — модальное усиление должно компенсировать внутренние и внешние оптические потери:

$$g = \alpha_i + (1/2L) \lg(1/R_1R_2), \quad (1)$$

где g — модальное усиление, α_i — внутренние оптические потери, L — длина резонатора, R_1 , R_2 — коэффициенты отражения зеркал резонатора.

С увеличением тока накачки в первую очередь выполняется пороговое условие для мод резонатора Фабри–Перо, поскольку внутренние оптические потери на поглощение компенсируются излучением, распространяющимся непосредственно по волноводу. Пассивные же области, не прокачиваемые током, требуют дополнительного просветления излучением, рассеянным из волновода, сформированного мезаполосковой конструкцией. В лазерных гетероструктурах с тонким волноводом и внутренними потерями, достигающими нескольких десятков обратных сантиметров, увеличение тока накачки не приводило к просветлению пассивных областей. В лазерных структурах с расширенным волноводом и внутренними оптическими потерями $< 1 \text{ см}^{-1}$ с увеличением тока накачки происходит просветление пассивных областей мезаполосковой лазерной конструкции. Это явление усиливается тем, что с увеличением тока накачки в мезаполосковом волноводу выполняются пороговые условия для высших мод резонатора Фабри–Перо. Моды высшего порядка характеризуются составляющими, распространяющимися под большими углами к оси мезаполоскового резонатора. Это многократно увеличивает долю рассеянного излучения, распространяющегося в пассивных областях мезаполосковой конструкции. При достижении некоторого значения тока накачки наступает просветление пассивных областей и выполняются пороговые условия для генерации замкнутой моды резонатора, образованного четырьмя сколотыми гранями. Необходимо заметить, что величина порога генерации замкнутой моды всегда ниже, чем для любой моды резонатора Фабри–Перо, что и обуславливает срыв лазерной генерации мод резонатора Фабри–Перо.

5. Заключение

Показано, что снижение внутренних оптических потерь в лазерных структурах раздельного ограничения приводит к срыву генерации излучения мод резонатора Фабри–Перо в многомодовых лазерах. Срыв генерации наступает в результате просветления активной области лазерной структуры в пассивных областях вне полоска, образующего волновод резонатора Фабри–Перо. Просветление активной области происходит с увеличением тока накачки, в результате которого возникают поперечные моды высшего порядка, обладающие большей вероятностью рассеивания в пассивные области многомодового полупроводникового лазера. Просветление пассивных областей приводит к выполнению пороговых условий для замкнутой моды полупроводникового лазера с резонатором, образованным четырьмя сколотыми гранями. Пороговые условия для такого лазера ниже, чем для лазера с резонатором Фабри–Перо, что и служит причиной срыва генерации. Для предотвращения срыва генерации в многомодовом лазере полосковой конструкции необходимо внести дополнительные потери в пассивные области применяемой конструкции полупроводникового лазера.

В заключение авторы благодарят за поддержку в рамках программы президиума РАН № 27 и программы ОФН РАН III-7. С.О. Слипченко выражает благодарность за финансовую поддержку в рамках гранта президента РФ (МК-4434.2008.2).

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] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. ФТП, **38** (3), 374 (2004).
- [3] N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, A.L. Stankevich, D.A. Vinokurov, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov. Electron. Lett., **40** (22), 1413 (2004).
- [4] А.В. Алуев, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, Н.В. Фетисова, А.А. Чельный, В.В. Шамахов, В.А. Симаков, И.С. Тарасов. ФТП, **43**, 556 (2009).
- [5] Д.А. Винокуров, С.А. Зорина, В.А. Капитонов, А.В. Мурашова, Д.Н. Николаев, А.Л. Станкевич, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Т.А. Налёт, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов. ФТП, **39**, 388 (2005).
- [6] А.В. Лютецкий, К.С. Боршев, А.Д. Бондарев, Т.А. Налёт, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, Н.В. Фетисова, М.А. Хомылев, А.А. Мармалюк, Ю.Л. Рябоштан, В.А. Симаков, И.С. Тарасов. ФТП, **41**, 883 (2008).
- [7] A. Komissarov, M. Maiorov, R. Menna, S. Todorov, J. Connolly, D. Garbuzov, V. Khalfin. Proc. Conf. on Lasers and Electro-Optics CLEO'2001 (Baltimore, 2001) paper CMG1.
- [8] 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).

- [9] В.П. Евтихнев, Д.З. Гарбузов, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, В.Б. Халфин, В.П. Чальый, А.В. Чудинов. ФТП, **19**, 1420 (1985).

Редактор Л.В. Шаронова

Quenching of lasing in high power semiconductor lasers

S.O. Slipchenko, D.A. Vinokurov, A.V. Lyutetskiy, N.A. Pikhtin, A.L. Stankevich, N.V. Fetisova, A.D. Bondarev, I.S. Tarasov

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

Abstract Radiative characteristics of high power semiconductor lasers of mesastructure construction based on separate confinement heterostructures have been investigated. It has been shown, that in mesastructure high power semiconductor lasers beam divergence increases with pump current rise due to generation of high order lateral optical modes. It has been demonstrated, that scattered radiation of high order lateral optical modes makes transparent the material of active region in its passive parts outside the mesastructure that forms a waveguide of Fabry–Perot resonator. It has been established, that transparency of passive regions results in fulfillment of threshold conditions for the closed optical mode of the semiconductor laser chip. As a result of generation of closed optical mode in four-cleaved resonator, quenching of lasing modes in mesastructure waveguide of Fabry–Perot resonator occurs.