

О селекции мод в поперечных волноводах полупроводниковых лазеров на основе асимметричных гетероструктур

© С.О. Слипченко[¶], А.Д. Бондарев, Д.А. Винокуров, Д.Н. Николаев, Н.В. Фетисова, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов

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

(Получена 2 июня 2008 г. Принята к печати 16 июня 2008 г.)

Исследованы асимметричные $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{InGaAs}$ -гетероструктуры с расширенным волноводом, изготовленные методом МОС-гидридной эпитаксии. Установлено, что прецизионное смещение активной области к одному из эмиттеров обеспечивает генерацию выбранной моды высшего порядка в поперечном расширенном волноводе. Экспериментально доказано, что это приводит к увеличению внутренних оптических потерь и снижению внутреннего квантового выхода стимулированного излучения. Экспериментально установлено, что смещение активной области к n -эмиттеру определяет сублинейный характер ватт-амперной характеристики полупроводниковых лазеров, при смещении активной области к p -эмиттеру лазерные диоды демонстрировали линейную зависимость оптической мощности во всем интервале токов накачки.

PACS: 42.55.Px, 79.60.Jv

1. Введение

В последнее время к полупроводниковым лазерам все чаще предъявляются требования, обусловленные спецификой их применения. Для основного большинства оптических систем необходимо сохранение основной поперечной моды в диаграмме направленности полупроводникового лазера. Ярким примером выполнения таких требований в мощных полупроводниковых лазерах с расширенным многомодовым поперечным волноводом было введение асимметрии лазерной гетероструктуры раздельного ограничения для сохранения генерации фундаментальной поперечной моды [1–3].

Ряд практических приложений полупроводниковых лазеров ставит задачу выбора определенной модовой конфигурации в поперечном волноводе. Так, практическое использование нелинейных эффектов в полупроводниковых гетероструктурах требует сохранения генерации поперечных мод высшего порядка для выполнения условий фазового синхронизма за счет дисперсии фазовой скорости мод [4–6].

В наших работах [1–3] теоретически и экспериментально было показано, что, выбирая положение активной области и варьируя пороговые концентрации носителей заряда для различных мод, можно осуществлять селекцию поперечных мод. Цель данной работы состоит в применении метода модовой селекции для создания волноводной структуры с сохранением генерации одной из мод высшего порядка и проведении исследований излучательных характеристик лазерных диодов, изготовленных на ее основе.

2. Расчет параметров лазерной гетероструктуры

В рамках данной работы все расчеты проведены для базовой конструкции гетероструктуры, включающей широкозонные эмиттеры $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ и волновод GaAs толщиной 1.7 мкм. Активная область на основе InGaAs -квантовой ямы толщиной 9 нм (длина волны излучения 1060 нм) располагалась в волноводном слое, а место ее положения определялось пороговыми условиями генерации мод высшего порядка. Пороговые условия для моды m можно представить в следующем виде:

$$g_m = \alpha_{i_m} + \alpha_{\text{out_}m},$$

где m — индекс, характеризующий номер моды, g_m — модальное усиление, α_{i_m} — внутренние оптические потери и $\alpha_{\text{out_}m}$ — потери на выход для моды m . В свою очередь модальное усиление связано с материальным усилением G через соотношение

$$g_m = G \cdot \Gamma_{ar_m},$$

где Γ_{ar_m} — фактор оптического ограничения в активной области для моды m . Решения волнового уравнения позволяют установить распределение интенсивности электромагнитного поля для каждой моды в поперечном волноводе. На основании полученных распределений нами были рассчитаны значения факторов оптического ограничения волноводных мод для всех слоев гетероструктуры (рис. 1). Найденные значения позволили определить зависимости пороговых концентраций поперечных мод от положения активной области в волноводном слое. Расчеты показали, что существуют такие положения активной области в волноводном слое, для которых пороговая концентрация основной поперечной

[¶] E-mail: Serghpl@mail.ioffe.ru

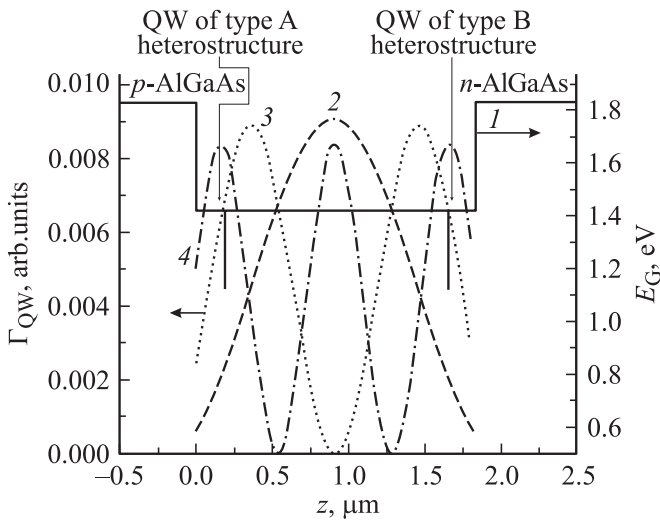


Рис. 1. Энергетическая зонная диаграмма лазерных гетероструктур раздельного ограничения (I) и зависимости факторов оптического ограничения активной области для нулевой (2), первой (3) и второй (4) моды. Направление z перпендикулярно слоям структуры.

моды выше пороговых концентраций мод высшего порядка. Таким образом, выбрав соответствующее положение активной области, можно сохранить генерацию только интересующей нас поперечной моды высшего порядка.

3. Экспериментальные образцы

На основании результатов расчета нами были выбраны следующие положения активной области. В гетероструктуре **A** активная область была расположена на расстоянии 0.2 мкм от P -эмиттера, а в гетероструктуре **B** на расстоянии 0.2 мкм от N -эмиттера. Положения выбирались исходя из требования выполнения пороговых условий только для второй волноводной моды. В обоих типах гетероструктур широкозонные эмиттеры P -типа легировались магнием, а N -типа — кремнием и были выполнены из $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной 1.5 мкм. Волновод изготавливался из n -GaAs толщиной 1.7 мкм с концентрацией остаточной примеси 10^{16} см^{-3} . Структуры выбранных конструкций выращивались методом эпитаксии из металлоорганических соединений на установке Emcore 3100. Затем в выращенных структурах вытравливались мезаполоски, формирующие продольную выходную апертуру размером 100 мкм. В качестве омических контактов использовались Ti/Pt/Au со стороны p -слоев и Au-Ge со стороны n -слоев. Далее структуры раскалывались на кристаллы длиной 1.5–4.5 мм и спаивались с помощью индиевого припоя на медный теплоотвод.

4. Исследования излучательных характеристик

Для всех изготовленных образцов исследовались ватт-амперные характеристики. Из полученных экспериментальных зависимостей определялись значения порогового тока и внешней дифференциальной квантовой эффективности.

На рис. 2 приведены экспериментальные значения величины обратной дифференциальной квантовой эффективности для образцов с различной длиной резонатора. Используя известную методику [7], на основании полученных экспериментальных данных были определены значения внутренней квантовой эффективности и внутренних оптических потерь изготовленных гетероструктур. Для обеих структур минимальные внутренние оптические потери лежали в диапазоне $0.9\text{--}1 \text{ см}^{-1}$, что в 2–3 раза больше, чем в аналогичных структурах, оптимизированных для генерации фундаментальной поперечной моды [1]. Действительно, по сравнению с фундаментальной модой локализация второй моды в волноводном слое гораздо ниже, как следствие — доля поля, проникающего в сильно легированные эмиттерные слои, больше, и внутренние оптические потери выше.

Определенная таким образом величина внутренних оптических потерь однозначно характеризует потери на пороге генерации и при малых уровнях токовой накачки. Для высоких уровней токовой накачки ($I > 10I_{th}$) возникают дополнительные составляющие внутренних оптических потерь. В ряде работ [8–10] теоретически предсказывался рост внутренних оптических потерь с увеличением тока накачки, приводящий к насыщению ватт-амперной характеристики. Особенно ярко этот эффект должен проявляться при увеличении диффузионного пути для дырок от эмиттера до активной области и в твердых растворах на основе фосфида индия [9]

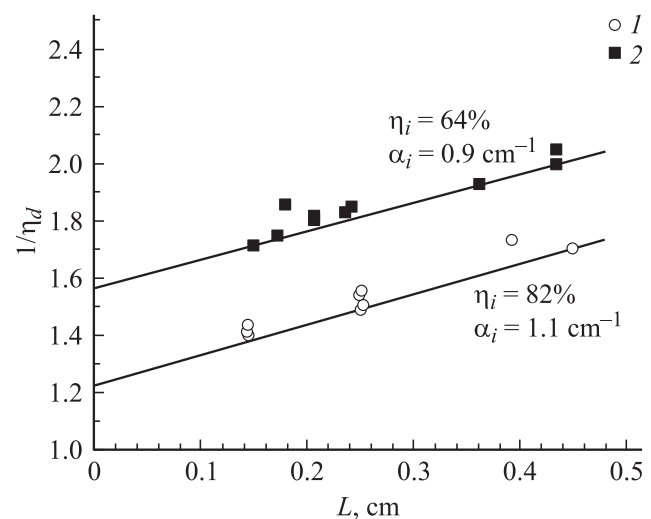


Рис. 2. Зависимость обратной дифференциальной эффективности от длины резонатора для лазерных диодов на основе гетероструктур **A** (1) и **B** (2).

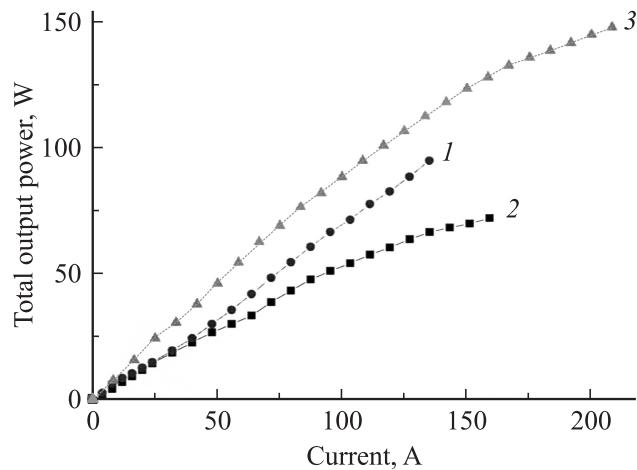


Рис. 3. Зависимость пиковой выходной оптической мощности от импульсного тока накачки (100 нс, 1 кГц) лазерных диодов на основе структуры **A** (1), **B** (2) и из работы [11] (3).

вследствие малых коэффициентов диффузии для дырок. В лазерной структуре типа **B** диффузионный путь для дырок значительно увеличен относительно оптимальной структуры с расширенным волноводом [1] и на порядок по сравнению со структурой типа **A**. Для экспериментального определения влияния накопления свободных носителей заряда в волноводе на величину внутренних оптических потерь и насыщение ватт-амперной зависимости исследовались импульсные ватт-амперные характеристики изготовленных структур. На рис. 3 приведены импульсные зависимости мощности оптического излучения от тока накачки для лазерных структур типа **A**, **B** и структуры, оптимизированной для генерации фундаментальной поперечной моды [1,8].

Для лазерных диодов на основе структуры **A** характерна линейная зависимость выходной оптической мощности от тока накачки. Максимальное значение тока накачки было ограничено необратимой деградацией кристалла лазерного диода. Исследования ватт-амперных характеристик лазеров, изготовленных на основе структуры **B**, показали, что линейная зависимость сохраняется до плотностей токов накачки не более 20 кА/см^2 . При дальнейшем увеличении тока наблюдалась сублинейная зависимость с последующим насыщением. По сравнению с оптимизированными структурами в лазерных диодах на основе структуры **B** насыщение наступало при меньших токах накачки, что объясняется увеличением вклада внутренних оптических потерь в волноводе с ростом тока накачки. Таким образом, изменение условий инжекции в активную область в результате увеличения расстояний от инжектирующих эмиттеров до квантовой ямы приводит к усилению ватт-амперной характеристики.

В отличие от внутренних оптических потерь величина внутреннего квантового выхода зависела от положения активной области в волноводном слое. В лазерных

диодах на основе структуры **A** внутренний квантовый выход достигал 82%, тогда как для структуры **B** — всего 64%. Основной причиной снижения внутреннего квантового выхода в исследуемых лазерных структурах обоих типов является значительное увеличение диффузионного пути носителей заряда от эмиттера до активной области. В результате в расширенной части волновода, вследствие требования электронейтральности, возникают условия для эффективной излучательной рекомбинации. Действительно, исследования спектров спонтанного излучения показали большую интенсивность волноводной линии по сравнению со структурами, в которых активная область расположена ближе к центру волновода. Рост концентрации носителей заряда вблизи границы эмиттер–расширенный волновод ведет к возникновению токовой утечки из расширенного волновода в широкозонный эмиттер. Впервые это явление было обнаружено нами на начальном этапе исследований лазерных гетероструктур раздельного ограничения [12]. Токвые утечки в широкозонный эмиттер объясняют насыщение дифференциальной квантовой эффективности снижением стимулированного квантового выхода для обоих типов **A** и **B** исследуемых лазерных структур.

На рис. 4 приведены экспериментальные значения пороговой плотности тока для образцов с различной длиной резонатора. Из аппроксимации полученных экспериментальных точек прямой были определены величины пороговых токов для лазеров с нулевыми потерями на выход. Эксперимент показал, что существенного различия в пороговых плотностях тока лазеров, изготовленных из структур **A**- и **B**-типа, не отмечалось. Смещение положения активной области к *p*- и *n*-типу эмиттера ведет к увеличению порогового тока лазеров с нулевыми потерями на выход до 80 А/см^2 по сравнению с оптимизированными для генерации фундаментальной

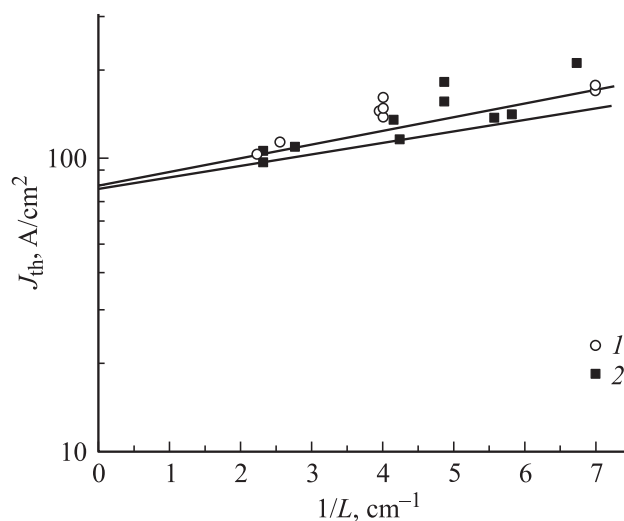


Рис. 4. Зависимость пороговой плотности тока от обратной длины резонатора для лазерных диодов, изготовленных на основе гетероструктур типа **A** (1) и **B** (2).

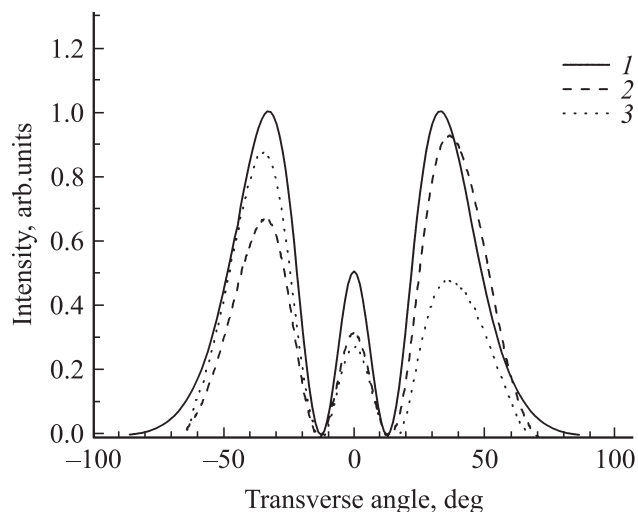


Рис. 5. Зависимость интенсивности излучения от угла относительно нормали к выходному зеркалу в дальней зоне в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу: расчет (1), эксперимент для образцов на основе структур типа **A** (2) и **B** (3).

поперечной моды, где аналогичный параметр равнялся 60 А/см^2 [13]. Это позволяет заключить, что имеют место излучательные утечки в расширенных волноводах структур **A**- и **B**-типа.

5. Анализ расходимости излучения в дальней зоне

Характеризация модового состава излучения, формируемого поперечным волноводом лазерной гетероструктуры, в рамках данной работы проводилась на основе методики исследования направленности излучения в дальней зоне в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу. На рис. 5 показаны характерные зависимости интенсивности излучения от угла, измеряемого относительно нормали к выходному зеркалу лазерного диода. Установлено, что характер зависимостей оставался неизменным во всем исследуемом диапазоне токов накачки.

С помощью методики, представленной в [14], была рассчитана расходимость излучения в дальней зоне в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу. Для этого на первом этапе было найдено распределение поля в волноводе лазерной структуры, соответствующее второй моде. Затем на основании полученной зависимости было рассчитано распределение электромагнитного поля в дальней зоне для второй моды. Результаты расчета приведены на рис. 5. Расчетные данные с достаточной степенью точности совпадают с результатами эксперимента, что подтверждает отсутствие модовой конкуренции и устойчивую генерацию только второй волноводной моды.

6. Заключение

Экспериментальные результаты показали, что смещение активной области к широкозонному эмиттеру p - или n -типа проводимости в лазерной гетероструктуре раздельного ограничения с расширенным волноводом позволяет конструировать структуры с заданными модовыми свойствами поперечного волновода. Устойчивая генерация поперечных мод высшего порядка осуществляется за счет повышения пороговых концентраций поперечных мод низших порядков.

Установлено, что в лазерных гетероструктурах, оптимизированных для генерации мод высшего порядка, возрастают внутренние оптические потери, что связано с увеличением доли излучения моды, распространяющейся по высоко легированным эмиттерным слоям, а также с увеличением концентрации свободных носителей заряда в волноводных слоях с ростом тока накачки.

Показано, что в результате смещения активной области к широкозонному эмиттеру наблюдается снижение величины внутреннего квантового выхода стимулированного излучения, что связано с безызлучательными утечками тока в эмиттер и излучательными утечками в расширенном волноводе.

В лазерах на основе рассмотренных гетероструктур по сравнению с оптимизированной для генерации фундаментальной поперечной модой происходит увеличение пороговой плотности тока не более чем в 1.5 раза, что обусловлено снижением внутреннего квантового выхода стимулированного излучения.

В заключение авторы благодарят В.В. Васильеву за проведение фотолитографических операций лазерных гетероструктур, Т.Н. Дрокину и Н.А. Рудову за подготовку кристаллов лазерных диодов.

Работа выполнена благодаря поддержке программ президиума и Отделения физических наук РАН и грантов РФФИ 06-02-08095-офи, 07-02-00714-а, 08-02-12199-офи. 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** (12), 1477 (2004).
- [2] 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. Слипченко, М.А. Хомылев, И.С. Тарасов. ФТП, **40** (6), 764 (2006).
- [3] А.В. Мурашова, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, В.В. Шамахов, В.В. Васильева, В.А. Капитонов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Т.А. Налет, Д.Н. Николаев, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов, Y.S. Kim, D.H. Kang, C.Y. Lee. ФТП, **42** (7), 882 (2007).

- [4] А.А. Бирюков, Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов, В.В. Кочаровский, Вл.В. Кочаровский. *ФТП*, **42** (3), 361 (2008).
- [5] В.Я. Алешкин, Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин, Вл.В. Кочаровский. *ФТП*, **39** (1), 171 (2005).
- [6] В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, Н.Б. Звонков. *ФТП*, **35** (10), 1256 (2001).
- [7] 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** (11), 1393 (2002).
- [8] B.S. Ruykin, E.A. Avrutin. *J. Appl. Phys.*, **97**, 123 103 (2005).
- [9] B.S. Ruykin, E.A. Avrutin. *J. Appl. Phys.*, **97**, 113 106 (2005).
- [10] L.V. Asryan, S. Luryi. *IEEE J. Quant. Electron.*, **40** (7), 833 (2004).
- [11] С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, К.С. Борщев, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов. *ФТП*, **40** (8), 1017 (2006).
- [12] Д.З. Гарбузов, А.В. Овчинников, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, В.Б. Халфин. *ФТП*, **25**, 928 (1991).
- [13] 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. Налет, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **39** (3), 388 (2005).
- [14] H.C. Casey, M.B. Panish. *Heterostructure lasers* (Academic Press, N.Y.—San Francisco—London, 1978).

Редактор Л.В. Беляков

Modes selection in transverse waveguides of semiconductor lasers based on asymmetric heterostructures

S.O. Slipchenko, A.D. Bondarev, D.A. Vinokurov,
D.N. Nikolaev, N.V. Fetisova, Z.N. Sokolova,
N.A. Pikhtin, I.S. Tarasov

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

Abstract MOCVD-grown $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{InGaAs}$ asymmetric heterostructures with broadened waveguide are investigated. It is determined that the shift of the active region to any of two cladding layers allow reaching lasing of the required high order optical mode. It is experimentally proved that is results in an increase of internal optical loss and reduction of internal quantum efficiency of stimulated emission. It is experimentally shown that active region shift to the n -cladding determines a sub linear character of light-current characteristics of semiconductor lasers, whereas laser diodes with an active region shifted to the p -cladding demonstrate a linear dependence of optical output power in the whole range of pump currents.