

07.2;07.3

Инжекционные полупроводниковые лазеры InGaAs/GaAs с волноводом на одиночной квантовой яме

© С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Н.А. Пихтин, А.Ю. Лешко,
А.В. Рожков, И.С. Тарасов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: SergHPL@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 7 декабря 2012 г.

Созданы инжекционные полупроводниковые лазеры, излучающие на длине волны 1065 nm, с волноводом на основе одной квантовой ямы InGaAs. Показано, что внутренние оптические потери определяются шириной нелегированной области, заключенной между эмиттерами n - и p -типов проводимости. Полученное значение суммарной выходной оптической мощности, при комнатной температуре, у лазеров с апертурой $100\ \mu\text{m}$ составило 2 W при расходимости излучения в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, 15° .

Конструкции современных полупроводниковых лазеров основаны на принципе отдельного ограничения инжектированных в активную область носителей заряда и поля лазерной моды. Применение этого принципа стало возможным только в гетероструктурах, обеспечивающих условие сверхинжекции в области усиления и волноводного эффекта при использовании эпитаксиальных слоев оптического ограничения с меньшими показателями преломления по сравнению с волноведущим слоем. Для ряда практических применений направленность излучения в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, является важным параметром, определяющим эффективность использования генерируемого излучения. За последнее время был предложен ряд подходов к конструированию волноводных структур мощных полупроводниковых лазеров, дающих уменьшение расходимости излучения в дальней зоне, в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу [1–6]. Общей особенностью всех подходов было формирование волноводного эффекта за счет использования эпитаксиальных слоев оптического ограничения с меньшими показателями преломления по сравнению с волноведущим слоем. Наилучшие результаты в мощных полупроводниковых лазерах

продемонстрировали структуры с широким многомодовым волноводом [1,2,6]. Впервые этот эффект был продемонстрирован в работе [1] в мощных полупроводниковых лазерах с шириной волновода $4\ \mu\text{m}$, что обеспечивало расходимость 16° при оптической мощности $5\ \text{W}$. Дальнейшее увеличение ширины волновода до $8\ \mu\text{m}$ в работе [2] обеспечило снижение расходимости до 6° , достигнутая оптическая мощность составила $16\ \text{W}$. Отдельно можно отметить полупроводниковые лазеры с волноводом на вытекающей моде, продемонстрировавшие в одномодовых излучателях с апертурой $6\ \mu\text{m}$ оптическую мощность $1\ \text{W}$ при расходимости в перпендикулярной плоскости в 6° [5]. Однако понятно, что в пределе волноводные свойства структуры будут определяться волноводными свойствами активной области. Использование таких волноводов также позволяет сохранить одномодовый характер поля или существенно снизить количество мод высшего порядка. Это существенно упрощает задачу селекции фундаментальной моды и получения узкой диаграммы направленности. Таким образом, разработка и исследования полупроводниковых лазеров с волноводом, образованным квантовой ямой, является актуальной задачей при создании источников излучения с узкой диаграммой направленности. Первые результаты теоретических и экспериментальных исследований при оптической накачке лазеров с волноводом на квантовых ямах представлены в работах [7]. В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований оптических характеристик инжекционных полупроводниковых лазеров, в которых гетеропереходы сформированы только на границе активной области, а волновод определяется профилями легирования и квантовой ямой InGaAs.

В работе исследовались оптические характеристики полупроводниковых лазеров, созданных на основе гетероструктур, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии. Было создано две гетероструктуры. Первая гетероструктура (тип *A*), выращенная на подложке *n*-GaAs, включала эпитаксиальный слой GaAs толщиной $1\ \mu\text{m}$, *n*-типа проводимости, с концентрацией легирующей примеси $10^{18}\ \text{cm}^{-3}$. Поверх легированного слоя *n*-GaAs выращивался нелегированный слой GaAs толщиной $1.7\ \mu\text{m}$, с фоновой концентрацией примеси *n*-типа на уровне $10^{16}\ \text{cm}^{-3}$. Далее выращивался слой GaAs толщиной $1\ \mu\text{m}$, *p*-типа проводимости, с концентрацией легирующей примеси $10^{18}\ \text{cm}^{-3}$. В нелегированном слое GaAs формировалась квантовая яма InGaAs, смещенная на $0.2\ \mu\text{m}$ в сторону слоя *p*-типа проводимости. Толщина квантовой ямы составила $9\ \text{nm}$. Вторая гетероструктура (тип *B*) отличалась от первой

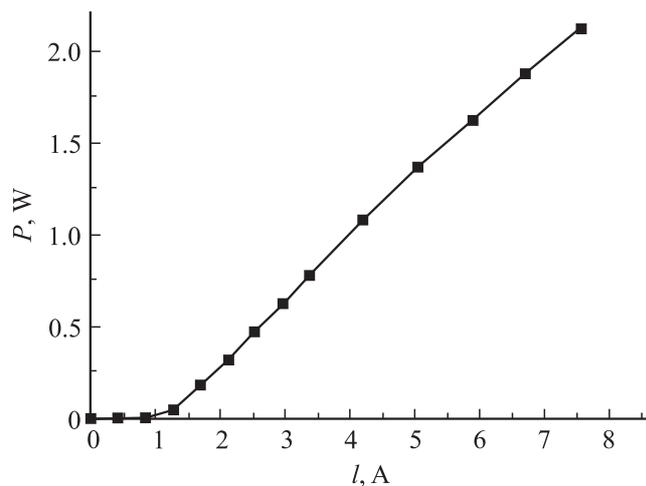


Рис. 1. Зависимость выходной оптической мощности от тока накачки для лазеров из структуры А, полученная при импульсной накачке, комнатной температуре.

только толщиной нелегированного слоя, он составил $1 \mu\text{m}$, при этом квантовая яма располагалась в центре нелегированного слоя. Из описанных гетероструктур изготавливались полупроводниковые лазеры. Для этого формировались мезаполосковые контакты шириной $100 \mu\text{m}$. Далее структура раскалывалась на кристаллы полупроводниковых лазеров с длиной Фабри–Перо резонатора $2.5\text{--}4.5 \text{ mm}$. Полученные кристаллы напаивались p -стороной вниз на медные теплоотводы с помощью индиевого припоя.

На первом этапе проводились измерения ватт-амперных характеристик (измерения всех излучательных характеристик проводились при комнатной температуре). Исследования проводились при накачке импульсами тока длительностью $5 \mu\text{s}$ и частотой 3 kHz . Это позволило минимизировать эффекты теплового разогрева. Для Фабри–Перо полупроводниковых лазеров с потерями на выход, отличными от нуля, лазерная генерация была получена только в образцах, изготовленных из структуры А. Лазерная генерация для структуры В наблюдалась только в образцах с потерями на выход, близкими к нулю. Условия нулевых потерь на выход получались в специально приготовленных образцах со

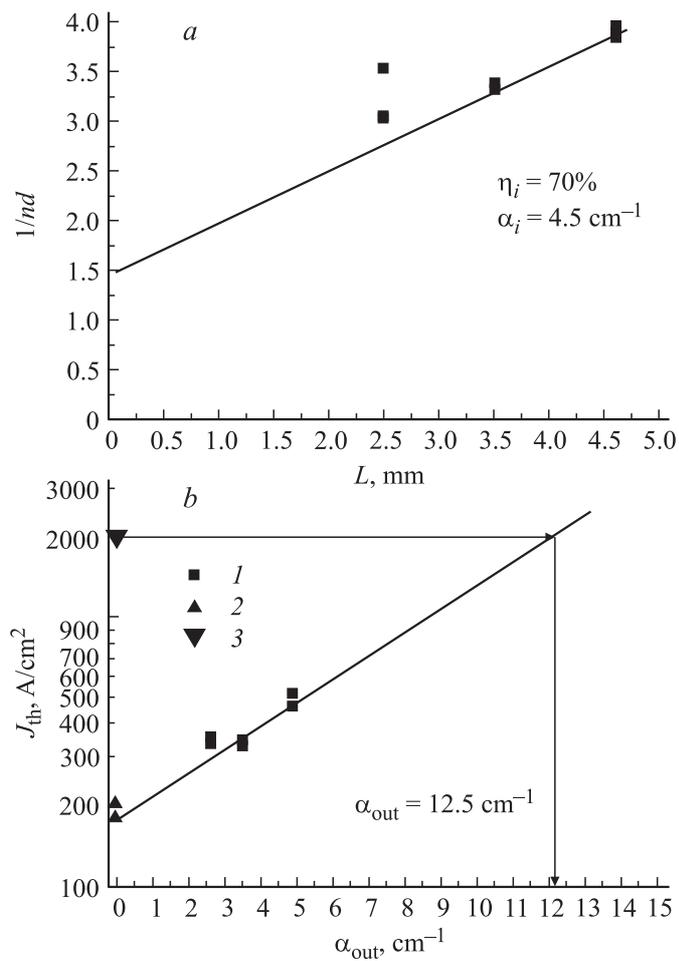


Рис. 2. Зависимости оптических характеристик полупроводниковых лазеров: *a* — обратной дифференциальной эффективности от длины резонатора Фабри–Перо для образцов на основе гетероструктуры с толщиной нелегированного слоя $1.7 \mu\text{m}$; *b* — пороговой плотности тока от внешних оптических потерь: 1 — для лазеров из структуры А, с резонатором Фабри–Перо; 2 — для лазеров из структуры А, с резонатором, образованным четырьмя сколотыми гранями; 3 — для лазеров из структуры В, с резонатором, образованным четырьмя сколотыми гранями.

сплошными контактами к p - и n -стороне и резонатором, образованным четырьмя сколотыми гранями. В этом случае выполнялись пороговые условия для замкнутой моды, распространяющейся в кристалле под углами, большими, чем угол полного внутреннего отражения. Полученные ватт-амперные характеристики для образцов Фабри–Перо полупроводниковых лазеров, изготовленных из структуры А, показаны на рис. 1. Видно, что внешняя дифференциальная квантовая эффективность (η_d) составляет 30% для лазеров с длиной резонатора 2.5 mm, что существенно ниже известных значений для современных мощных полупроводниковых лазеров (до 90%) [8,9]. Известно [10], что величина внешней дифференциальной квантовой эффективности зависит от внутреннего квантового выхода стимулированного излучения (η_i) и внутренних оптических потерь (α_i). Чтобы оценить вклад каждого из отмеченных параметров, была построена зависимость обратной величины внешней дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора (рис. 2, а). Расчет, проведенный с использованием линейной аппроксимации экспериментальных точек (рис. 2, а), показал, что внутренние оптические потери для структуры А составили величину порядка 4.5 cm^{-1} , а внутренний квантовый выход стимулированного излучения 70%. Необходимо отметить, что погрешность проведенных измерений составляет порядка 20%, что связано с ярко выраженными эффектами делокализации носителей заряда в активной области [11], и для уточнения полученных результатов необходимы дополнительные исследования. Высокое значение внутренних оптических потерь для структуры А объясняется слабой локализацией моды в слаболегированном слое. Как результат, существенная доля поля распространяется в сильнолегированном слое p -типа проводимости, что, как показано в работе [3], заметно увеличивает долю потерь на поглощение на свободных дырках. На рис. 2, б показана зависимость пороговой плотности тока от оптических потерь на выход, вычисленных с помощью соотношения [10]

$$\alpha_{out} = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right),$$

где R_1, R_2 — коэффициенты отражения зеркал резонатора Фабри–Перо (в данной работе $R_1 = R_2 = 0.3$), L — длина резонатора Фабри–Перо. Видно, что пороговая плотность тока для лазеров из структуры А с бесконечно длинным резонатором близка к экспериментальным значениям, полученным в образцах с потерями на выход, близкими к нулю.

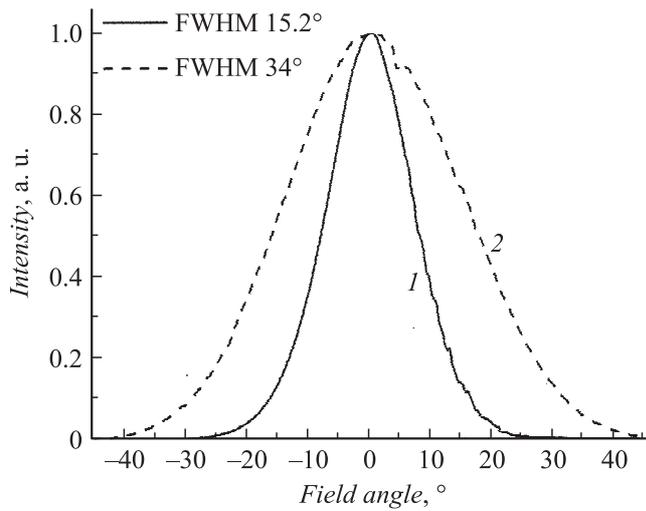


Рис. 3. Диаграмма направленности излучения лазеров в плоскости, перпендикулярной слоям гетероструктуры: 1 — структура А, 2 — стандартная лазерная гетероструктура с волноводом GaAs $1.7\ \mu\text{m}$ эмиттерами $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ из [8].

На рис. 2, *b* отдельно отмечено значение пороговой плотности тока для лазеров из структуры В — $2000\ \text{A}/\text{cm}^2$, полученное в образцах с потерями на выход, близкими к нулю. Видно, что уменьшение ширины нелегированной области в структуре В до $1\ \mu\text{m}$ увеличило внутренние оптические потери до $12\ \text{cm}^{-1}$. Приведенная величина является оценкой нижней границы и не учитывает возможных эффектов температурной делокализации носителей заряда в активной области [11].

Распределение интенсивности излучения в дальней зоне в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу, для лазеров из структуры А показано на рис. 3. Для сравнения на этом же рисунке приведено распределение для лазеров из работы [8], в которых слои оптического ограничения выполнены из $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, а волноводный слой выполнен из GaAs толщиной $1.7\ \mu\text{m}$. На пороге генерации расходимость излучения на уровне половины от максимальной интенсивности составляет 17° . С увеличением тока наблюдается незначительное сужение поля до величины 15° .

Таким образом, на основе гетероструктур InGaAs/GaAs созданы и исследованы экспериментальные образцы инжекционных полупроводниковых лазеров, в которых волноводные свойства сформированы только профилем легирования и квантово-размерной активной областью. Это позволит в дальнейшем разрабатывать лазерные излучатели с широкими одномодовыми волноводами и узкой диаграммой направленности, что существенно упростит технологию ввода излучения в оптические волокна и кристаллы оптических усилителей. Показано, что в связи со слабыми волноводными свойствами исследуемых структур выбор профилей легирования является критическим для снижения порогового тока и внутренних оптических потерь. В исследованных образцах, включающих нелегированный слой толщиной $1.7 \mu\text{m}$, значение суммарной выходной оптической мощности составило 2 W , а расходимость излучения в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу, 15° .

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8694.

Авторы также благодарны В.Я. Алешкину за импульс, данный к проведению этой работы, и обсуждение полученных результатов.

Список литературы

- [1] Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Фетисова Н.В., Хомылев М.А., Мармалюк А.А., Никитин Д.Б., Падалица А.А., Залевский И.Д., Тарасов И.С. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. С. 26.
- [2] Pietrzak A., Crump P., Hans Wenzel et al. // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2011. V. 17. P. 1715.
- [3] Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Тарасов И.С., Алфёров Ж.И. // ФТП. 2004. Т. 38. С. 1477–1486.
- [4] Ruykin B., Avrutin E. // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. P. 103 107.
- [5] Швейкин В.И., Геловани В.А. // Квантовая электроника. 2002. Т. 32. № 8. С. 683–688.
- [6] Maximov M.V., Shernyakov Yu.M., Novikov I.I., Kuznetsov S.M., Karachinsky L.Ya., Gordeev N.Yu., Kalosha V.P., Shchukin V.A., Ledentsov N.N. // Electronics Letters. 23rd June. 2005. V. 41. N 13.
- [7] Алешкин В.Я., Дикарева Н.В., Дубинов А.А., Звонков Б.Н., Карзанова М.В., Кудрявцев К.Е., Некоркин С.М., Яблонский А.Н. // 3-й Российский симпозиум „Полупроводниковые лазеры: физика и технология“. Санкт-Петербург, 2012.

- [8] Винокуров Д.А., Зорина С.А., Капитонов В.А., Мурашова А.В., Николаев Д.Н., Станкевич А.Л., Хомылев М.А., Шамахов В.В., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Налет Т.А., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Фетисова Н.В., Тарасов И.С. // ФТП. 2005. Т. 39. С. 388–392.
- [9] Crump P., Blume G., Paschke K. et al. // Proc. of SPIE. 2009. V. 7198. P. 719 814.
- [10] Coldren L.A., Corsine S.W. Diode lasers and photonic integrated circuits. N.Y.: John Wiley & Sons Inc., 1995.
- [11] Слипченко С.О., Шашкин И.С., Вавилова Л.С., Винокуров Д.А., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Подоскин А.А., Станкевич А.Л., Фетисова Н.В., Тарасов И.С. // ФТП. 2009. Т. 44. С. 688.