

06;07;12

## Свойства InGaAsP/InP-гетеролазеров со ступенчатым расширенным волноводом

© Е.Г. Голикова, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, Д.А. Лившиц,  
А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан,  
С.О. Слипченко, И.С. Тарасов, Н.В. Фетисова

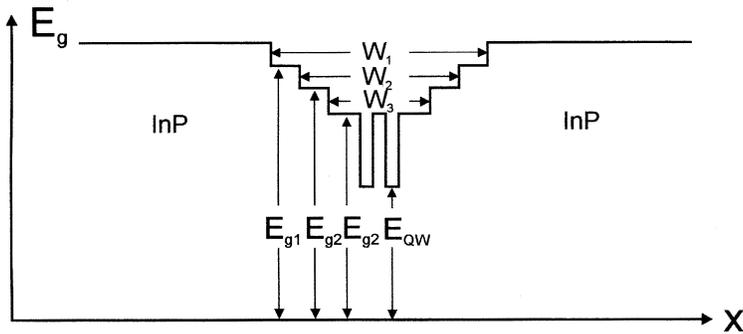
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 8 июня 2000 г.

Методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений изготовлены InGaAsP/InP лазерные гетероструктуры со ступенчатым расширенным волноводом и двумя напряженными квантовыми ямами, излучающие на длине волны  $1.55 \mu\text{m}$ . Достигнуто значение внутреннего квантового выхода  $\eta_i = 85\%$ . Получена оптическая мощность  $5.2 \text{ W}$  в непрерывном режиме генерации при температуре лазерного диода  $10^\circ\text{C}$ . Внутренние оптические потери в данной структуре составляют  $3.6 \text{ cm}^{-1}$ , что сравнимо с потерями в структурах с однородным расширенным волноводом.

В настоящем сообщении мы продолжаем исследования мощных полупроводниковых лазеров, излучающих в диапазоне длин волн  $1.3\text{--}1.5 \mu\text{m}$ . В предыдущих наших работах [1–4] мы определили основные факторы, ограничивающие максимально достижимую оптическую мощность излучения в мезаполосковых InGaAsP/InP-гетеролазерах с широким контактом. Среди них внутренние оптические потери [1,2], высокая температурная чувствительность дифференциальной квантовой эффективности [3] и снижение стимулированного квантового выхода из-за выброса инжектированных носителей в волновод [4]. В настоящей работе мы исследуем свойства мезаполосковых InGaAsP/InP-гетеролазеров с широким контактом, изготовленных из гетероструктуры с отдельным ограничением модернизированной конструкции.

Гетероструктуры на основе твердых растворов InGaAsP/InP имеют особенности в строении энергетической зонной структуры, а именно в распределении общего скачка ширины запрещенной зоны на зону проводимости и валентную зону [5]. На зону проводимости приходится  $1/3$  общего скачка ширины запрещенной зоны на гетерогранице твердых растворов InGaAsP/InP [5], что определяет малую глубину потенциаль-

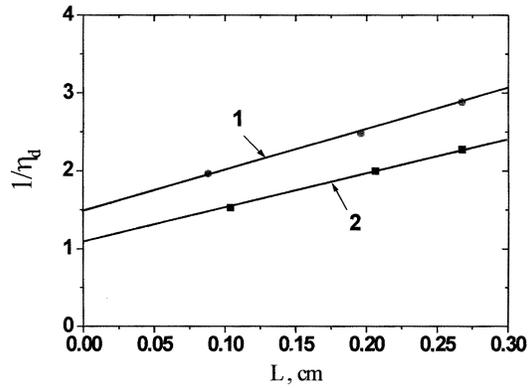


**Рис. 1.** Схематическое изображение зонной диаграммы лазерной гетероструктуры со ступенчатым волноводом.  $E_{g1} = 1.24$  eV,  $E_{g2} = 1.13$  eV,  $E_{g3} = 1.03$  eV,  $W_1 = 0.85$   $\mu\text{m}$ ,  $W_2 = 0.36$   $\mu\text{m}$ ,  $W_3 = 0.12$   $\mu\text{m}$ .

ной ямы для электронов. Это приводит к выбросу инжектированных носителей тока и снижению стимулированного квантового выхода [4]. Для снижения этого эффекта была проведена модернизация лазерной гетероструктуры с раздельным ограничением. Волновод был заменен тремя со ступенчатым изменением ширины запрещенной зоны рис. 1. Ширина запрещенной зоны широкозонной области волновода была увеличена с целью снижения выброса носителей тока в волновод, контактирующий с эмиттерами. Узкозонная часть волновода была расширена для сохранения величины фактора оптического ограничения всего волновода. Во всех известных нам предыдущих применениях ступенчатого волновода в лазерной гетероструктуре решались задачи снижения безызлучательной рекомбинации на гетерограницах тонкого волновода [6–8].

Целью настоящей работы является исследование свойств InGaAsP/InP лазерных гетероструктур с расширенным ступенчатым волноводом, излучающих на длине волны  $1.55$   $\mu\text{m}$ , полученных с использованием метода газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОС-гидридной эпитаксии).

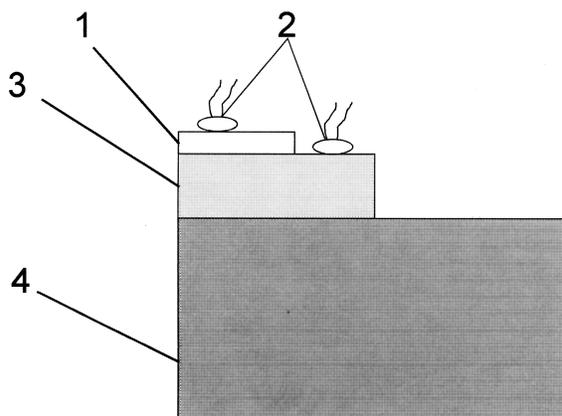
Методом МОС-гидридной эпитаксии изготавливались лазерные гетероструктуры с расширенным ступенчатым волноводом, зонная диаграмма которых приведена на рис. 1. Технология изготовления и



**Рис. 2.** Зависимость обратной величины дифференциальной квантовой эффективности гетероструктур с расширенным волноводом (1) и ступенчатым волноводом (2) от длин резонаторов лазерных диодов.

подробное описание аналогичных гетероструктур даны в [1]. Отличие исследуемых гетероструктур заключается в конструкции расширенного трехступенчатого волновода. Толщины и ширины запрещенных зон составных частей волновода приведены на рис. 1. Затем по стандартной технологии изготавливались образцы лазерных диодов, смонтированных на медный теплоотвод [1].

На рис. 2 приведена зависимость обратной величины дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора Фабри–Перо лазера с однородным и ступенчатым расширенными волноводами. Аппроксимация этих зависимостей позволяет определить величину внутреннего квантового выхода лазерных диодов на начальном участке ватт-амперной характеристики. В нашем случае внутренний квантовый выход для лазеров с однородным расширенным волноводом составил величину  $\eta_i = 67 \pm 3\%$  и для образцов со ступенчатым расширенным волноводом  $\eta_i = 85 \pm 3\%$ . Также полученная зависимость позволяет определить величину внутренних оптических потерь для изготовленных структур. Для структуры с однородным волноводом внутренние оптические потери составляют  $\alpha_i = 4.2 \text{ cm}^{-1}$ , а для структуры со ступенчатым волноводом эта величина составляет  $\alpha_i = 3.6 \text{ cm}^{-1}$ . Эти значения также несколько уступают лучшим известным в настоящее время  $\alpha_i = 1.3 \text{ cm}^{-1}$  [2].

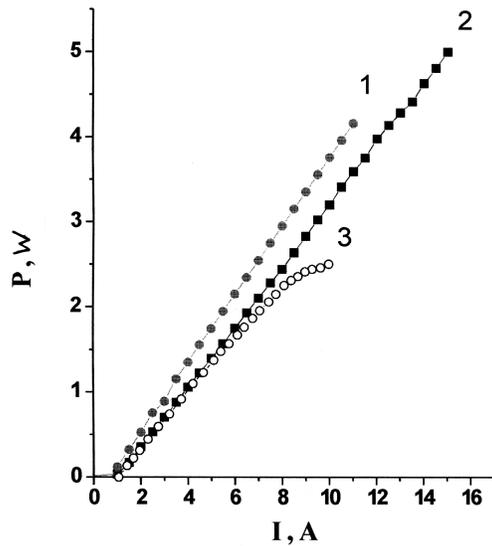


**Рис. 3.** Схема измерения температуры: 1 — лазерный диод, 2 — термопары, 3 — лазерный теплоотвод, 4 — охлаждаемый теплоотвод.

Отсюда следует, что в конструкции лазерных структур со ступенчатым расширенным волноводом наблюдается увеличение стимулированного внутреннего квантового выхода без внесения в структуру дополнительных оптических потерь.

Минимальное значение пороговой плотности тока  $210 \text{ A/cm}^2$  было получено в лазерных диодах с длиной резонатора Фабри–Перо  $3.3 \text{ mm}$ . При этом, несмотря на высокое значение  $\alpha_i$ , в лазерных диодах с длиной волны излучения  $1.55 \mu\text{m}$  достигалось значение дифференциальной квантовой эффективности  $44\%$ .

В работе [3] было показано, что в непрерывном режиме генерации активная область лазерного диода перегревается на  $50^\circ\text{C}$  относительно медного теплоотвода, охлаждаемого водой. Поэтому была применена система охлаждения медного теплоотвода, позволяющая поддерживать температуру лазерного теплоотвода или кристалла постоянной во всем диапазоне токов накачки. На рис. 3 приведена схема измерения температуры при испытании лазерного диода в непрерывном режиме генерации. В случае поддержания постоянной температуры лазерного диода удалось сохранить неизменным начальное значение дифференциальной квантовой эффективности, и ограничением максимально достижимой мощности являлся тепловой пробой лазерного диода. Необходимо от-



**Рис. 4.** Ватт-амперные характеристики лазерных диодов, излучающих в непрерывном режиме генерации: 1 — длина резонатора 1.1 mm; 2, 3 — длина резонатора 2.6 mm. Зависимости 1 и 2 — температура кристалла лазерного диода 10°C, зависимость 3 — температура теплоотвода 10°C.

метить, что пробой длинных лазерных диодов ( $\sim 2.6$  mm) наступал при меньших плотностях тока, чем в коротких ( $\sim 1.1$  mm).

На рис. 4 показаны ватт-амперные характеристики лазерных диодов, работающих в непрерывном режиме генерации. Используя охлаждение проточной водой, при котором оставалась неизменной температура медного теплоотвода, для лазерного диода с длиной резонатора 2.6 mm была получена мощность 2.5 W на токе 10 A. В этом случае максимальная мощность излучения ограничивалась перегревом активной области относительно теплоотвода. Устранение данного эффекта за счет поддержания постоянной температуры лазерного диода позволило достичь мощности излучения 5.2 и 4.2 W для лазерных диодов с длиной резонатора 2.6 и 1.1 mm соответственно. При этом дифференциальная квантовая эффективность во всем диапазоне токов накачки оставалась неизменной.

Таким образом, в результате проведенной работы за счет использования лазерной структуры со ступенчатым расширенным волноводом было достигнуто увеличение внутреннего квантового выхода до уровня 85%. Полученное значение непрерывной мощности оптического излучения для данных структур составило 5.2 W. Внутренние оптические потери не превышали  $3.6 \text{ cm}^{-1}$ .

## Список литературы

- [1] Голикова Е.Г., Горбылев В.А., Давидюк Н.Ю., Курешов В.А., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Рябоштан Ю.А., Симаков В.А., Тарасов И.С., Фетисова Н.В. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. С. 5.
- [2] Garbuzov D.Z., Menna R.J., Martinelli R.U., Abeles J.H., Connolly J.C. // Electron. Lett. 1997. V. 33. P. 1635.
- [3] Голикова Е.Г., Курешов В.А., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Рябоштан Ю.А., Скрынников Г.А., Тарасов И.С., Алферов Ж.И. // ФТП. 2000. Т. 34. С. 881.
- [4] Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Скрынников Г.А., Соколова З.Н., Тарасов И.С., Фетисова Н.В. // ФТП (в печати).
- [5] Adachi S. Physical properties of 3–5 semiconductor compounds (John Wiley & Sons Inc., 1992).
- [6] Kasukawa A., Murgatroyd I.J., Imajo Y., Matsumoto N., Fukushima T., Okamoto H., Kashiwa S. // Japanese J. Appl. Phys. Lett. 1989. V. 28. P. 661.
- [7] Kasukawa A., Namegaya T., Iwai N., Yamanaka N., Ikegami Y., Tsuiji N. // Photonics Techn. Lett. 1994. V. 6. P. 4.
- [8] Temkin H., Coblentz D., Logan R.A., van der Ziel J.P., Tanbun-Ek T., Yadavish R.D., Sergeant A.M. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. P. 2402.