

Полупроводниковые лазеры (1020–1100 нм) с асимметричным расширенным одномодовым волноводом на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs

© С.О. Слипченко[†], А.А. Подоскин, Д.А. Винокуров, А.Д. Бондарев, В.А. Капитонов, Н.А. Пихтин, П.С. Копьёв, И.С. Тарасов

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

(Получена 10 декабря 2012 г. Принята к печати 14 декабря 2012 г.)

Теоретически и экспериментально были исследованы подходы к созданию лазерных гетероструктур с расширенным одномодовым волноводом. Показано, что использование *n*- и *p*-эмиттеров с различными значениями показателей преломления обеспечивает генерацию только фундаментальной моды при толщине волноводного слоя 2 мкм. Исследованные полупроводниковые лазеры, изготовленные на основе разработанной гетероструктуры, демонстрировали внутренние оптические потери 0.6 см^{-1} и расходимость излучения в плоскости, перпендикулярной *p*–*n*-переходу, 23° . В непрерывном режиме генерации при комнатной температуре получена линейная ватт-амперная характеристика до выходной оптической мощности 7 Вт.

1. Введение

За последнее десятилетие подходы к конструированию мощных полупроводниковых лазеров претерпели существенные изменения [1–4]. Базовая конструкция в виде симметричной двойной гетероструктуры раздельного ограничения с квантово-размерной активной областью не позволяла реализовывать все преимущества развитых эпитаксиальных технологий (молекулярная эпитаксия из газовой фазы металло-органических соединений и молекулярно-пучковая эпитаксия). Это связано с рядом объективных причин: высокие внутренние оптические потери, высокая интенсивность оптического поля моды, большая расходимость излучения. Исследования показали, что оптические потери на свободных носителях заряда, а именно на дырках, дают существенный вклад в величину внутренних оптических потерь [5]. Это послужило импульсом к поиску новых подходов, в результате был предложен и реализован ряд новых конструкций. Первый тип конструкций основан на использовании широкого многомодового волновода [3,4,6]. Здесь низкие оптические потери, низкую плотность мощности на выходном зеркале и узкую диаграмму направленности обеспечивает увеличенный размер многомодового волноводного слоя, в котором с использованием различных методик [5,7] сохранялась генерация только нулевой поперечной моды. Использование таких подходов позволило получить рекордные значения КПД, 74% [8], и выходной оптической мощности более 20 Вт [4]. Второй тип основан на использовании узких одномодовых волноводных слоев и асимметричных эмиттеров. Это позволяет за счет асимметрии оптического ограничения обеспечить низкие оптические потери в структурах с более тонкими волноводами [9]. Однако, несмотря на высокую эффективность современных мощных полупроводниковых лазеров, также существуют заметные

недостатки: низкое качество выходного оптического пучка (величина M^2 для продольной плоскости достигает 1000 [10]) и широкий спектр излучения (от единиц до десятков нм [3,4]). Это значительно снижает эффективность использования генерируемого лазерного излучения. Поэтому в настоящее время возрастает интерес к интегральным и гибридным системам, использующим оптические усилители и модуляторы лазерного излучения. Важными требованиями в таких системах являются низкие внутренние оптические потери и высокая эффективность ввода излучения задающего лазера генератора в оптический усилитель. В этом случае использование существующих конструкций лазерных гетероструктур является не вполне оптимальным. В широких многомодовых волноводах возможно включение мод высших порядков, что снижает качество выходного излучения, а в узких волноводах при внешней стыковке высокие требования к системам юстировки, что снижает эффективность ввода задающего излучения.

Цель данного исследования — разработка лазерной гетероструктуры, объединяющей преимущества известных подходов к конструированию полупроводниковых лазеров: низкие внутренние оптические потери, расширенный одномодовый волновод, подавление эффектов делокализации носителей заряда в активной области при высоких уровнях токовой накачки, с целью дальнейшего использования в системах усиления и управления оптического излучения.

2. Разработка конструкции лазерной гетероструктуры

В качестве основных требований к разрабатываемой гетероструктуре, в рамках данной работы, выделялись следующие: низкие внутренние оптические потери (менее 1 см^{-1}), низкий фактор оптического ограничения в области усиления (менее 1%), широкий одномодовый

[†] E-mail: SergHPL@mail.ioffe.ru

Параметры лазерных гетероструктур

Структура	Толщина волновода, мкм	Содержание Al, %		Факторы оптического ограничения, %			Активная область
		<i>n</i> -эмиттер	<i>p</i> -эмиттер	<i>n</i> -эмиттер	<i>p</i> -эмиттер	Квантовая яма	
Из работы [12]	1.7	0.25	0.25	5.9	0.8	0.9	GaAs(5 нм)/InGaAs(10 нм)/GaAs(5 нм)
Исследуемая	2.1	0.25	0.13	1.5	1.6	0.56 × 2	GaAs(10 нм)/InGaAs(10 нм)/GaAs(10 нм)/InGaAs(10 нм)/GaAs(10 нм)

волновод (шириной более 1.5 мкм). Как было показано в работе [11], эффекты делокализации носителей заряда существенным образом влияют на мощностные характеристики в непрерывном и квазинепрерывном режимах токовой накачки. В работе [12] продемонстрировано, что для лазерной генерации в спектральном диапазоне 1020–1100 нм оптимальная глубина активной области, снижающая эффекты делокализации носителей заряда, обеспечивается квантовой ямой InGaAs и волноводом $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$. При этом оптические потери в диапазоне $0.1–0.6 \text{ см}^{-1}$ были обеспечены за счет использования эмиттерных слоев на основе $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$ и волноводного слоя толщиной 1.7 мкм [12]. В данной работе моделирование модовых конфигураций проводилось для структур с базовыми параметрами волноводного слоя на основе $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ и эмиттерных слоев $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$. В качестве стартовой конструкции, задающей желаемые значения фактора оптического ограничения в эмиттерном *p*-типа проводимости, бралась гетероструктура из работы [12]. Решение волнового уравнения для такой гетероструктуры показывает, что существуют три модовые конфигурации, а генерация только нулевой моды обеспечивалась смещением активной относительно центра волновода в сторону слоя оптического ограничения *p*-типа проводимости. На рис. 1 показано рассчитанное распределение поля нулевой моды для структуры с волноводом $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ из [12], а полученные значения факторов оптического ограничения представлены в таблице. Известно, что волновое уравнение для симметричной структуры всегда имеет решение для нулевой моды [13]. Асимметрия волновода, выраженная в использовании эмиттерных слоев с разными показателями преломления, приводит к вариантам, когда при определенных толщинах волноводный эффект исчезает. Это значит, что асимметричный волновод обеспечивает возможность модовой фильтрации. Рассмотрим, как будет меняться значение фактора оптического ограничения в эмиттере *p*-типа проводимости для асимметричных гетероструктур, от состава слоя эмиттера *n*-типа проводимости. При расчетах использовалась аппроксимация показателя преломления из работы [14]. Максимальное значение состава слоя эмиттера *n*-типа проводимости определя-

лось составом эмиттера *p*-типа и соответствовало симметричной гетероструктуре. Минимальный состав слоя эмиттера *n*-типа проводимости определялся составом выбранного волноводного слоя. В расчетах толщина волноводного слоя выбиралась на границе сохранения одномодового режима генерации. Также учитывалось то, что активная область располагается в GaAs-спейсерах толщиной 50 нм. Результаты вычислений показаны на рис. 2. Как ожидалось, внесение асимметрии в волноводную структуру является эффективным механизмом сохранения генерации нулевой моды для структур с расширенным волноводом. Необходимо отметить, что при расширении волновода влияние спейсера на модовую структуру становится существенным. На рис. 1 приведены распределения поля нулевой моды для структуры со спейсером и без. Обеспечение отсечки только для нулевой моды позволяет варьировать значением фактора

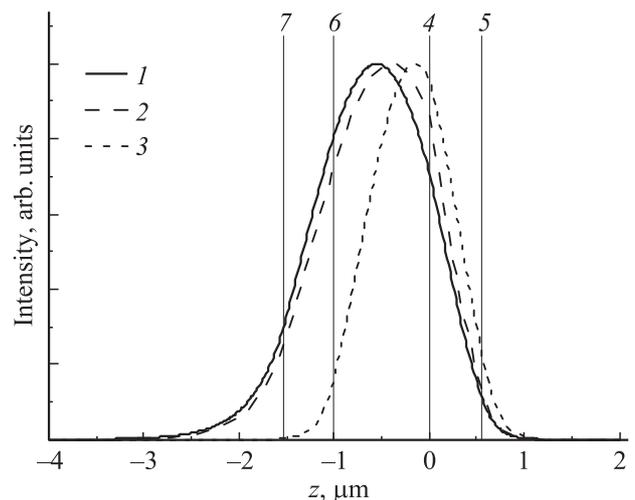


Рис. 1. Профиль распределения поля нулевой моды в плоскости, перпендикулярной слоям гетероструктуры: 1 — волновод 2.1 мкм, спейсер 20 нм; 2 — волновод 2.1 мкм, спейсер 50 нм; 3 — волновод 1.7 мкм [12]. 4 — положение активной области, 5 — граница волновод–*p*-эмиттер (общая для всех типов); 6 — граница волновод–*n*-эмиттер для структуры с волноводом 1.7 мкм; 7 — граница волновод–*n*-эмиттер для структуры с волноводом 2.1 мкм.

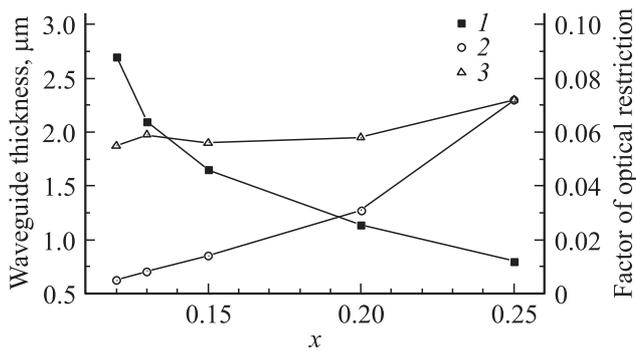


Рис. 2. Зависимости от содержания алюминия x в n -эмиттере $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (p -эмиттер $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$): 1 — предельной толщины D_W поперечно-одномодового волновода; факторов оптического ограничения нулевой моды в: 2 — p -эмиттере, 3 — n -эмиттере.

оптического ограничения активной области в широких пределах за счет выбора ее положения в волноводном слое. Параметры лазерной гетероструктуры, выбранные в результате моделирования, представлены в таблице.

3. Экспериментальные результаты

На основании разработанной конструкции методом МОС-гидридной эпитаксии была выращена экспериментальная лазерная гетероструктура. Активная область в созданной гетероструктуре была расположена на расстоянии 0.6 мкм от слоя p -эмиттера и включала две InGaAs квантовые ямы толщиной 9 нм каждая, расположенные в GaAs -спейсере. Такой выбор был обусловлен желанием сохранить значение суммарного фактора оптического ограничения активной области, чтобы минимальным образом повлиять на пороговые характеристики лазерных излучателей для возможности сравнения с результатами работы [12]. Подробное описание структуры приведено в таблице. В выращенных гетероструктурах формировались полосковые мезаконтакты с апертурой 100 мкм. Далее структура раскалывалась на отдельные кристаллы с длиной резонатора 2–4 мм. Полученные кристаллы спаивались p -стороной вниз на медные теплоотводы с помощью индиевого припоя. Часть кристаллов тестировалась с зеркалами, образованными естественными сколами, на другую часть перед тестированием наносили просветляющие и отражающие покрытия, обеспечивающие коэффициенты отражения 5% и 95% с передней и задней граней соответственно. Полупроводниковые лазеры с естественно сколотыми гранями использовались для измерения внутренних оптических потерь и порогового тока. На рис. 3, *a* показаны зависимости обратной дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора. С использованием методики, описанной в [13], установлено, что внутренние оптические потери составляют 0.6 см^{-1} , а внутренний квантовый выход стимулированного излучения 96%. Это сравнимо

с лучшими результатами, продемонстрированными известными полупроводниковыми лазерами [3,4]. Исследования порогового тока показали (рис. 3, *b*), что достигаемые плотности тока прозрачности составляют 54 А/см^2 в пересчете на одну квантовую яму. Типичная ватт-амперная характеристика приведена на рис. 4. Видно, что линейность ватт-амперной характеристики сохраняется до 7 Вт оптической мощности. Исследования спектров показали, что при увеличении тока накачки происходит смещение длинноволнового края линии генерации в низкоэнергетическую область (рис. 5). Один из механизмов, определяющих такое смещение, — это разогрев активной области. Оценки перегрева активной области на токе 7 А относительно порога генерации дают величину 20–30 °С. Слабая температурная чувствительность мощностных характеристик показывает, что для выбранной конструкции эффекты температурной делокализации носителей заряда заметно подавлены. Диаграмма направленности в дальней зоне в плоскости,

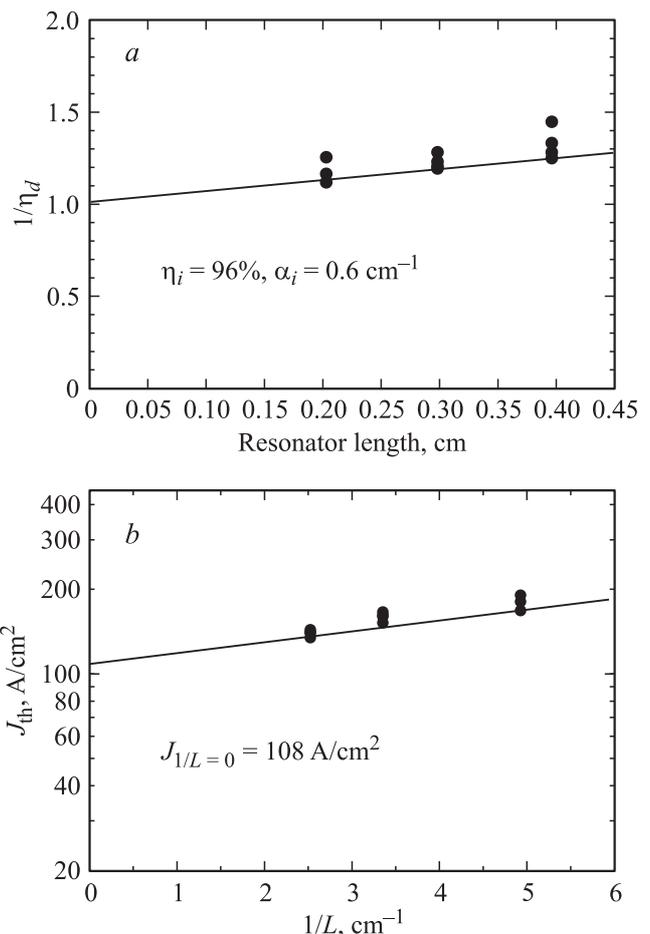


Рис. 3. Характеристики лазерной гетероструктуры: *a* — зависимость обратной внешней дифференциальной эффективности от длины резонатора (на рисунке указаны расчетные значения внутреннего квантового выхода и внутренних оптических потерь), *b* — зависимость пороговой плотности тока от обратной длины резонатора.

перпендикулярной p – n -переходу, показана на рис. 6. Видно, что расходимость излучения составила 23° на уровне половины от максимальной интенсивности. Это заметно лучше аналогичных параметров, полученных в структурах работы [5], однако не совпадает со значением расчетной расходимости, равным 14° . Возможно, что данный эффект связан с влиянием свободных носителей заряда на значение показателей преломления слоев оптического ограничения. Известно, что свободные носители заряда уменьшают значение показателя преломления, а разогрев полупроводника увеличивает [13]. Таким образом, может реализовываться ситуация усиления волновода за счет локального разогрева активной области и роста скачка показателя преломления на границе волновода со слоями оптического ограничения за

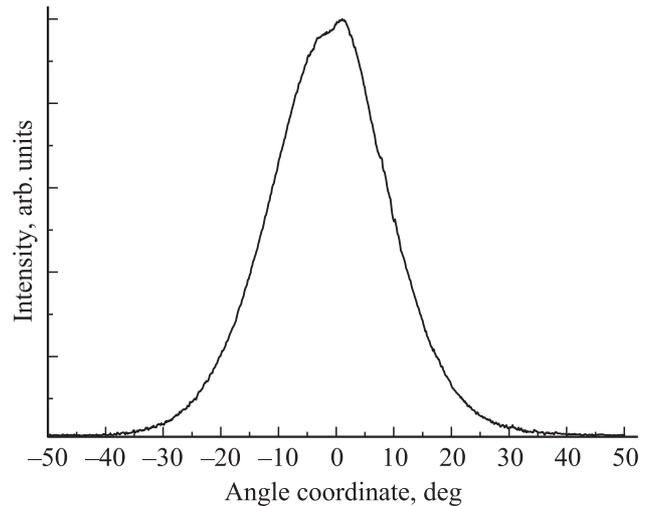


Рис. 6. Диаграмма направленности излучения в плоскости, перпендикулярной слоям гетероструктуры.

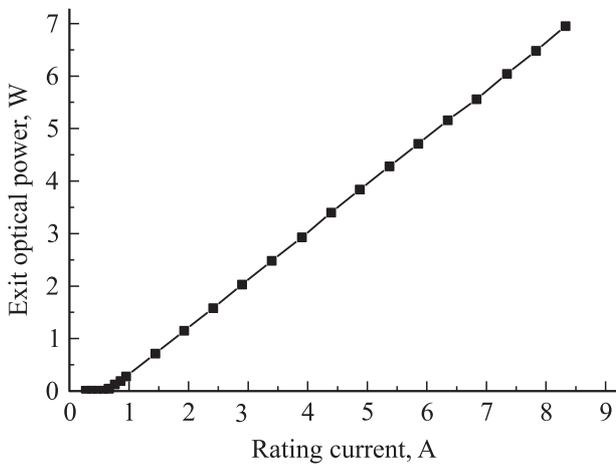


Рис. 4. Типичная зависимость выходной оптической мощности от тока накачки в непрерывном режиме при комнатной температуре для лазеров с длиной резонатора 4 мм, просветляющими (5%) и отражающими (95%) покрытиями, шириной полоска 100 мкм.

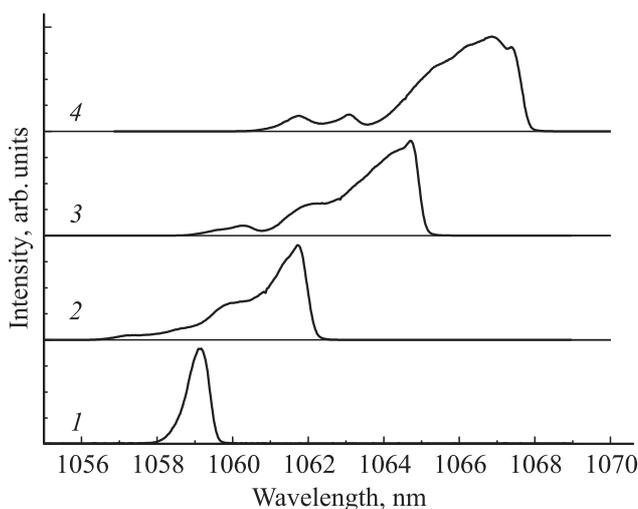


Рис. 5. Спектры генерации, полученные в непрерывном режиме при комнатной температуре для различных токов накачки, А: 1 — 0.66, 2 — 2.7, 3 — 4.9, 4 — 7.1.

счет легирующей примеси. Как следствие, мода сильнее локализована в волноводе и расходимость в плоскости, перпендикулярной p – n -переходу, растет.

4. Заключение

В результате проведенных исследований для спектрального диапазоне 1020–1100 нм была разработана конструкция асимметричной гетероструктуры InGaAs/AlGaAs/GaAs, использующей расширенный волноводный слой толщиной 2 мкм. Генерация только нулевой моды обеспечивалась за счет асимметричных эмиттерных слоев. Для разработанной структуры величина внутренних оптических потерь и внутреннего квантового выхода составили 0.6 см^{-1} и 95% соответственно. Показано, что оптические характеристики разработанной структуры обладают низкой температурной чувствительностью, обусловленной уменьшением эффектов тепловой делокализации носителей заряда в активной области. В результате линейность ватт-амперной характеристики сохранялась до 7 Вт выходной оптической мощности. Продемонстрировано, что снижение скачка показателя преломления между волноводом и слоем оптического ограничения n -типа обеспечивает снижение расходимости в плоскости, перпендикулярной p – n -переходу, до 23° на уровне половины от максимальной интенсивности. Таким образом, была разработана лазерная гетероструктура с расширенным одномодовым волноводом, обеспечивающая оптические характеристики, сравнимые с лучшими мировыми аналогами. Объединение в одной гетероструктуре таких характеристик, как расширенный одномодовый волновод, низкие оптические потери, низкая температурная чувствительность и высокая эффективность, является важным при создании оптических усилителей и модуляторов мощного лазерного излучения.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8390.

Список литературы

- [1] Д.А. Лившиц, А.Ю. Егоров, И.В. Кочнев, В.А. Капитонов, В.М. Лантратов, Н.Н. Леденцов, Т.А. Налет, И.С. Тарасов. *ФТП*, **35**, 380 (2001).
- [2] A. Al-Muhanna, L.J. Mawst, D. Botez, D.Z. Garbuzov, R.U. Martinelli, J.C. Conolly. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 1182 (1998).
- [3] 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**, 388 (2005).
- [4] P. Crump, G. Blume, K. Paschke, R. Staske, A. Pietrzak, U. Zeimer, S. Einfeldt, A. Ginolas, F. Bugge, K. Häusler, P. Ressel, H. Wenzel, G. Erbert. *Proc. SPIE*, **7198**, 719814 (2009).
- [5] 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).
- [6] С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин, Н.В. Фетисова, М.А. Хомылев, А.А. Мармалюк, Д.Б. Никитин, А.А. Падалица, П.В. Булаев, И.Д. Залевский, И.С. Тарасов. *Письма ЖТФ*, **29**, 26 (2003).
- [7] A. Pietrzak, P. Crump, H. Wenzel, G. Erbert, F. Bugge, G. Tränkle. *IEEE J. Select. Topics. Quant. Electron.*, **17** (6), 1715 (2011).
- [8] N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, Z.S. Sokolova, A.L. Stankevich, D.A. Vinokurov, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov. *Electron. Lett.*, **40** (22), 1413 (2004).
- [9] B. Ryvkin, E. Avrutin. *J. Appl. Phys.*, **105**, 103 107 (2009).
- [10] H.-G. Treusch, A. Ovtchinnikov, X. He, M. Kanskar, J. Mott, S. Yang. *IEEE J. Select. Topics Quant. Electron.*, **6** (4), 601 (2000).
- [11] С.О. Слипченко, И.С. Шашкин, Л.С. Вавилова, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, А.А. Подоскин, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **44**, 688 (2009).
- [12] И.С. Шашкин, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Н.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, М.Г. Растегаева, З.Н. Соколова, С.О. Слипченко, А.Л. Станкевич, В.В. Шамахов, Д.А. Веселов, А.Д. Бондарев, И.С. Тарасов. *ФТП*, **46**, 1230 (2012).
- [13] Х. Кейси, М. Паниш. *Лазеры на гетероструктурах* (М., Мир, 1981) т. 1.
- [14] S. Adachi. *Physical properties of III-V Semiconductor Compounds* (John Wiley & Sons Inc. 1992).

Редактор Т.А. Полянская

AlGaAs/GaAs diode lasers (1020–1100 nm) with asymmetric broadened single transverse mode waveguide

S.O. Slipchenko, A.A. Podoskin, D.A. Vinokurov, A.D. Bondarev, V.A. Kapitonov, N.A. Pikhtin, P.S. Kop'ev, I.S. Tarasov

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

Abstract Design approaches of laser heterostructures with asymmetric broadened single transverse mode waveguide have been experimentally and theoretically investigated. It has been shown that asymmetric cladding layers with $2\ \mu\text{m}$ -thick waveguide provide only fundamental mode lasing. Investigated semiconductor lasers based on developed heterostructure possessed $0.6\ \text{cm}^{-1}$ internal optical loss and 23° slow axis beam divergence. Linear CW RT light-current characteristics up to 7 W output optical power has been demonstrated.