

О внутреннем квантовом выходе и выбросе носителей в квантово-размерных лазерах на основе InGaAsP/InP

© А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Г.В. Скрынников, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Н.В. Фетисова

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

(Получена 16 июня 2000 г. Принята к печати 21 июня 2000 г.)

С целью достижения максимальных значений внутреннего квантового выхода и выходной оптической мощности проведена оптимизация квантово-размерных лазерных гетероструктур InGaAsP/InP различных конструкций, излучающих в диапазоне длин волн 1.26–1.55 мкм. Экспериментально показано, что наибольший квантовый выход стимулированного излучения имеют гетеролазеры на базе лазерной структуры с расширенным трехступенчатым волноводом. В гетероструктурах предложенной конструкции обнаружено уменьшение выброса электронов из активной области в волновод. В лазерных диодах с шириной меза-полоска 100 мкм была получена мощность оптического излучения 4.2 Вт в непрерывном режиме генерации; квантовый выход составлял 85% при внутренних оптических потерях 3.6 см^{-1} .

1. Введение

В начале 90-х годов наблюдался всплеск интереса к квантово-размерным лазерам на основе InGaAsP/InP, излучающим на длине волны $\lambda = 1.3 \text{ мкм}$, обусловленный стремлением понизить их температурную чувствительность [1–3]. В результате исследований показано, что в квантово-размерных лазерах на основе InGaAsP/InP в режиме генерации возможно достижение внутреннего квантового выхода, близкого к 100% [4,5], и невозможно увеличение параметра T_0 выше 90 К при комнатной температуре [6,7].

В последнее время интерес к мощным полупроводниковым лазерам, излучающим на длинах волн $\lambda = 1.3–1.55 \text{ мкм}$, вновь возрос [8]. Достижение максимальной мощности в широких меза-полосковых лазерах зависит от внутренних оптических потерь [9], температурной зависимости дифференциальной квантовой эффективности [10,11] и величины внутреннего квантового выхода в режиме генерации [11]. Независимо от технологии получения и используемых полупроводниковых материалов в лазерах раздельного ограничения, внесение расширенного волновода приводит к снижению внутреннего квантового выхода [8,10,11]. В лазерах на основе InGaAsP/InP раздельного ограничения с расширенным волноводом, обладающим высокой температурной чувствительностью, внутренний квантовый выход не превышает $(70 \pm 5)\%$ [8,10,12]. Поэтому достижение в таких лазерах внутреннего квантового выхода, близкого к 100%, является чрезвычайно актуальной задачей.

В работе были исследованы свойства и характеристики полупроводниковых квантово-размерных InGaAsP/InP-лазеров раздельного ограничения с широким меза-полосковым контактом. Структуры различных конструкций изготавливались методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (МОС-гидридной эпитаксии) [12]. Проводилась оптимизация лазерных гетероструктур с целью достижения максимальных значений внутреннего квантового выхода и выходной оптической мощности в непрерывном режиме генерации.

2. Экспериментальные образцы

В таблице приведены параметры лазерных структур, а на рис. 1 представлено схематическое изображение энергетической зонной диаграммы гетероструктур, исследованных в работе. В структурах варьировались толщины волноводных слоев (W , W_1 и W_2) и ширины запрещенной зоны в них (E_g^w , E_g^{w1} и E_g^{w2}), а также ширина запрещенной зоны барьера (E_g^b) между квантовыми ямами. Количество квантовых ям изменялось от 1 до 4, а их ширина от 35 до 70 Å. Толщина барьеров между квантовыми ямами составляла 150–250 Å. Из всех лазерных гетероструктур изготавливались лазерные диоды с шириной меза-полоскового контакта 100 мкм. В лазерных диодах иссле-

Параметры лазерных структур

Тип	Число квантовых ям	η_i	E_g^b , эВ	E_g^w , эВ	E_g^{w1} , эВ	E_g^{w2} , эВ	λ , мкм	Подложка	№ образца
A	2	0.68	1.19	1.19	–	–	1.26	InP	KP-938
C	2	0.67	1.13	1.13	–	–	1.55	InP	KP-853
D	1	0.95	–	1.44	–	–	1.03	GaAs	K-1457
F	1	0.98	–	1.65	–	–	0.975	GaAs	K-1340
G	2	0.71	1.03	1.17	–	–	1.53	InP	KP-916
H	4	0.68	1.03	1.17	–	–	1.53	InP	KP-914
J	2	0.85	1.03	1.03	1.13	1.24	1.53	InP	KP-1002

Примечание. А, С — InGaAsP-гетероструктуры с двумя напряженными квантовыми ямами, излучающие на длинах волн 1.26 (А) и 1.55 мкм (С). D, F — AlGaAs-гетероструктуры с одной квантовой ямой разной глубины. G, H — InGaAsP-гетероструктуры с 2 (G) и 4 квантовыми ямами (H), излучающие на длине волны 1.53 мкм и имеющие пониженные барьеры между квантовыми ямами. J — InGaAsP-гетероструктура с трехступенчатым волноводом и 2 квантовыми ямами, излучающая на длине волны 1.53 мкм. В таблице приведены следующие параметры лазеров: число квантовых ям, квантовый выход стимулированного излучения (η_i), ширина запрещенной зоны барьера между квантовыми ямами E_g^b , ширины запрещенной зоны волноводных слоев E_g^w , E_g^{w1} , E_g^{w2} , длина волны генерации λ и тип используемой подложки.

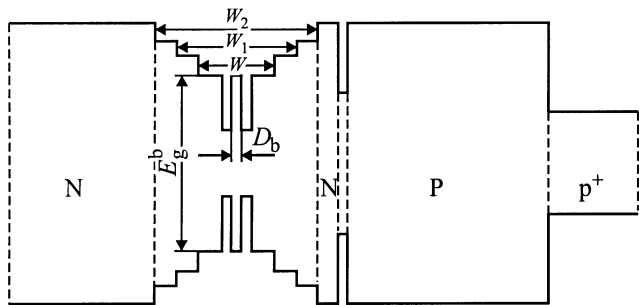


Рис. 1. Схематическое изображение лазерной гетероструктуры. W , W_1 и W_2 — толщины волноводных слоев, D_b — толщина барьера, E_g^b — ширина запрещенной зоны барьера между квантовыми ямами.

довались спектры электролюминесценции в спонтанном и когерентном режимах излучения при непрерывной и импульсной накачке током. Спектры спонтанной электролюминесценции лазерных диодов исследовались в направлении, перпендикулярном оси резонатора Фабри-Перо. Такая геометрия эксперимента позволяла в значительной степени снизить в спектре долю когерентного излучения [13].

3. Экспериментальные результаты

В спектрах спонтанной электролюминесценции лазерных диодов из гетероструктур конструкций А и С наблюдались четыре полосы излучения (рис. 2). Полоса 1 соответствовала рекомбинационному излучению в слое активной области. Излучение полосы 4 связано с рекомбинацией носителей в волноводном слое. Полоса 2, являющаяся коротковолновым плечом полосы 1, включает в себя излучательные переходы электронов из волновода (w) на первый дырочный уровень ($1h$) (рис. 3). Полоса 3 связана с излучательными переходами электронов из волновода на второй уровень тяжелых дырок ($2h$) и на первый уровень легких дырок ($1l$), а также с переходами с первого электронного уровня ($1c$) на ($1l$).

Лазерные гетероструктуры конструкции А и С имели две напряженные квантовые ямы толщиной 50 \AA , волноводный слой толщиной $W = 0.75 \text{ мкм}$ (структура А) или $W = 1 \text{ мкм}$ (структура С) с постоянной шириной запрещенной зоны (E_g^w). В структуре С ($\lambda = 1.55 \text{ мкм}$) напряжение сжатия в квантовой яме, обусловленное несоответствием параметров решетки, составляло 0.87% . В этой структуре величина расщепления дна зон тяжелых и легких дырок, вычисленная по методике, предложенной в работе [14], равнялась 48 мэВ . Учитывалось, что в твердых растворах InGaAsP на подложке InP на зону проводимости приходится $1/3$, а на валентную зону $2/3$ величины полного скачка ширины запрещенной зоны [15], в отличие от структур на подложках GaAs, в которых это соотношение принималось

обратным. Вычисленные значения энергий переходов, отсчитанные от энергии перехода ($1c-1h$), соответственно составляли: ($w-1h$) — 38 мэВ , ($1c-2h$) — 68 мэВ , ($w-2h$) — 106 мэВ , ($1c-1l$) — 110 мэВ , ($1c-3h$) — 141 мэВ , ($w-1l$) — 148 мэВ , ($w-w$) — 337 мэВ . Схема излучательных переходов в напряженной квантовой яме активной области структуры С приведена на рис. 3. Наблюдается хорошее согласие между расчетными значениями энергий переходов (рис. 3) и экспериментально наблюдаемыми излучательными переходами (рис. 2).

На рис. 4 приведена зависимость интенсивности излучения (I) полос 2 и 3 (кривая 1) и полосы 4 (кривая 2) от плотности тока накачки j . Особенностью

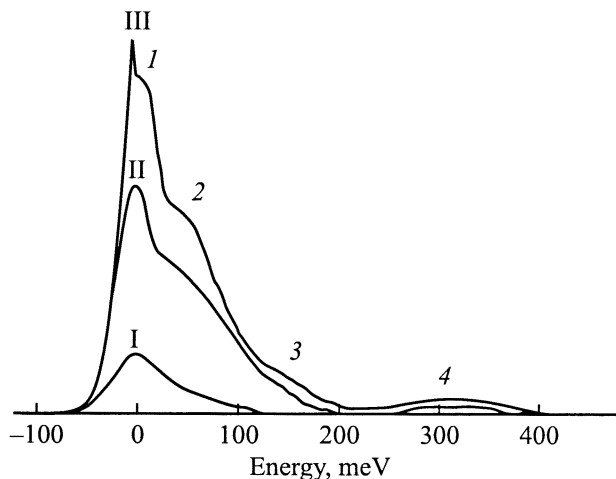


Рис. 2. Спектры электролюминесценции гетероструктур конструкции С в зависимости от плотности тока накачки j , А/см^2 : I — 50, II — 400, III — 800. Гетероструктуры конструкции А имели аналогичную форму спектров.

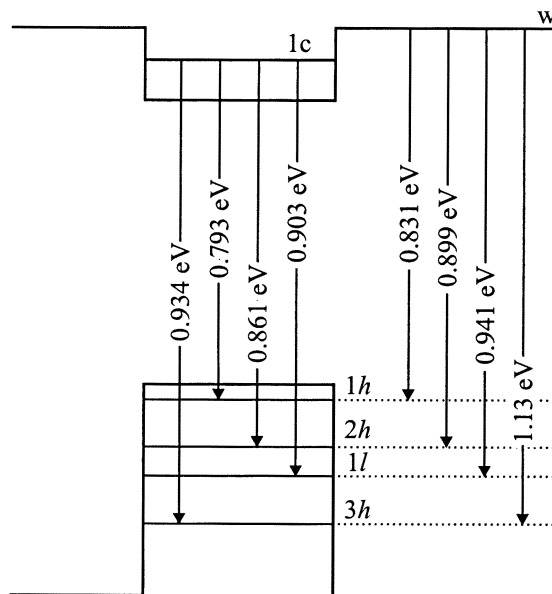


Рис. 3. Схема излучательных переходов в квантовой яме InGaAsP лазерной гетероструктуры конструкции С.

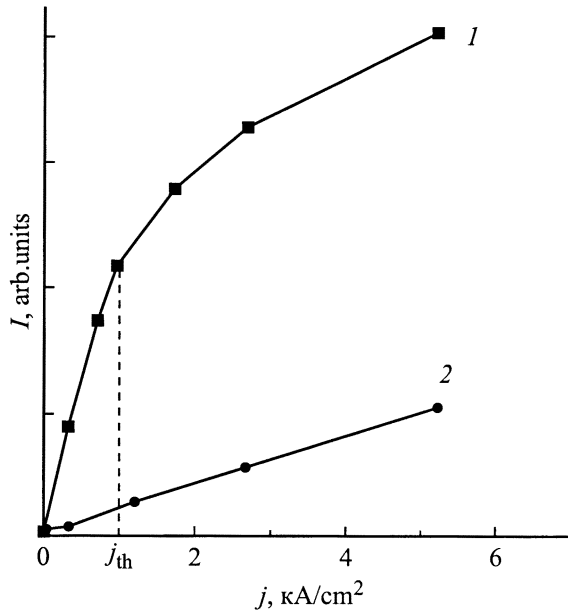


Рис. 4. Зависимость интенсивности излучения I полос 2 и 3 (1) и полосы 4 (2) от плотности тока накачки j . 1 — излучательные переходы $(w-1h)$, $(w-2h)$, $(1c-1l)$, $(w-1l)$; 2 — излучательные переходы в волноводе. j_{th} — пороговая плотность тока.

этой зависимости является рост интенсивности излучения полос после порога генерации ($j > j_{th}$). Увеличение интенсивности излучения за порогом генерации свидетельствует о росте концентрации инжектированных носителей в волноводе лазерной гетероструктуры. Это явление было впервые обнаружено нами в лазерных структурах, изготовленных модифицированным методом жидкофазной эпитаксии [13,16]. Исходя из специфики лазерных гетероструктур, полученных методом жидкофазной эпитаксии, это явление мы объяснили неоднородным уширением полосы усиления, которое возникает из-за неоднородности слоя активной области по толщине и спинодального распада твердых растворов InGaAsP, присущего методу жидкофазной эпитаксии [16,17]. Исследуемые структуры конструкции А и С, полученные методом МОС-гидридной эпитаксии, по нашему мнению, лишены перечисленных недостатков.

Следует отметить, что в спектрах спонтанной электролюминесценции гетероструктур А и С, исследованных при температурах жидкого азота, полос 2 и 3 не наблюдалось при всех уровнях накачки.

В структурах А и С внутренний квантовый выход стимулированного излучения (η_i) составлял 68%. Значение η_i определялось по известной формуле [18]

$$\eta_d = \eta_i / [1 + \alpha_i L / \ln(1/R)],$$

где η_d — экспериментальные значения дифференциальной квантовой эффективности, α_i — внутренние потери в лазере длиной L , R — коэффициент отражения от сколотой грани резонатора.

В гетероструктурах AlGaAs/GaAs (конструкции D и F), изготовленных на подложках GaAs, толщина волноводного слоя составляла 0.6 мкм. Активная область состояла из одной квантовой ямы толщиной 70 Å. В зоне проводимости этих гетероструктур скачок энергии между активной областью и волноводом был 160 мэВ (структура D) и 255 мэВ (структура F). В лазерных диодах конструкции D и F при всех уровнях накачки полосы излучения 2 и 3 в спектрах спонтанной электролюминесценции не наблюдались. Внутренний квантовый выход стимулированного излучения в них составлял 95% (структура B) и 98% (структура F).

В лазерных гетероструктурах с однородным расширенным волноводом конструкции G (с 2 квантовыми ямами толщиной 35 Å каждая) и H (с 4 такими же квантовыми ямами), имеющих пониженный барьер E_g^b , спектры излучения несколько отличались от спектров структур конструкции А и С. В них присутствовала только одна полоса излучения 2 (см. рис. 2), однако ее интенсивность также возрастала за порогом генерации. Величина стимулированного внутреннего выхода в лазерных диодах из таких структур составляла 68% (конструкция H) и 71% (конструкция G). Отсюда мы сделали вывод, что увеличение суммарной толщины активной области с барьерами до 650 Å (конструкция G) и понижение величины барьеров на 47 мэВ (конструкции G и H) не уменьшают выброс носителей из активной области квантово-размерной гетероструктуры.

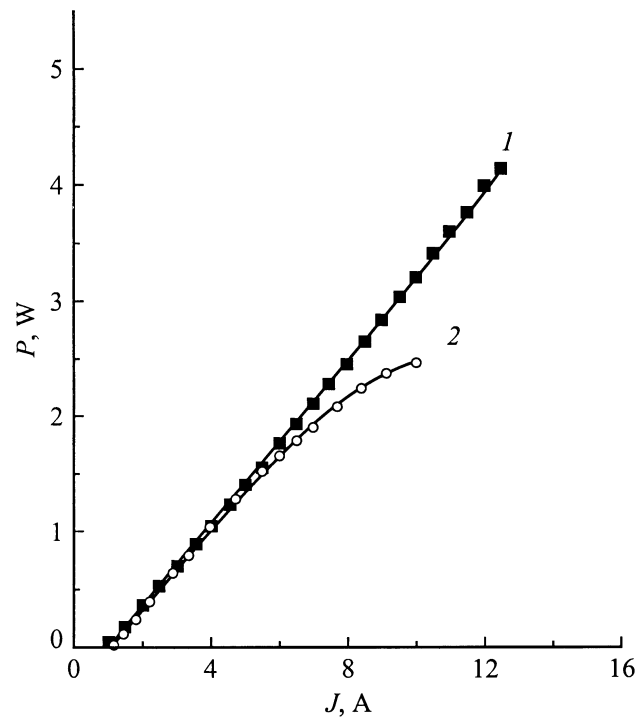


Рис. 5. Ватт-амперные характеристики $P(J)$ лазерного диода на основе гетероструктуры с трехступенчатым расширенным волноводом при постоянной температуре 10°C лазерного кристалла (1) и теплоотвода (2).

Структура конструкции J представляла собой гетероструктуру раздельного ограничения с трехступенчатым волноводом и двумя напряженными квантовыми ямами шириной 60 Å. Ширина запрещенной зоны волновода w_2 была увеличена до 1.24 эВ, что обеспечило в зоне проводимости энергетический скачок между дном квантовой ямы и широкозонным волноводом w_2 в 145 мэВ. Толщина волноводного слоя w_2 составляла 0.9 мкм, толщина волновода w_1 — 0.36 мкм, а волновода w — 0.12 мкм. Отличительной чертой спектров спонтанной электролюминесценции лазерных диодов из гетероструктуры конструкции J является отсутствие полос излучения из волноводов w_1 и w_2 при всех уровнях накачки. В лазерных диодах, изготовленных из гетероструктуры конструкции J, был достигнут внутренний квантовый выход стимулированного излучения 85% при сохранении внутренних оптических потерь на уровне 3.6 см^{-1} .

На рис. 5 приведена ватт-амперная характеристика $P(J)$ меза-полоскового лазерного диода из гетероструктуры конструкции J с длиной резонатора 2700 мкм. Выходное зеркало резонатора Фабри–Перо было просветлено до 5% отражения, а на противоположном торце было нанесено диэлектрическое зеркало с коэффициентом отражения более 95%. Ватт-амперные характеристики были сняты при поддерживаемой постоянной температуре теплоотвода и кристалла лазерного диода, равной 10°C . Максимальная мощность достигала 4.2 Вт при дифференциальной квантовой эффективности 35%, что является лучшим достижением для лазеров с меза-полоском 100 мкм, излучающих на длине волны 1.53 мкм.

4. Обсуждение результатов

Структуры A и C, имеющие в спектре электролюминесценции полосы 2 и 3, отличаются от структур D и F энергетическим скачком в зоне проводимости. Учитывалось, что в твердых растворах InGaAsP на подложке InP, в отличие от подложки GaAs, на зону проводимости приходится $1/3$, а на валентную зону $2/3$ величины полного скачка ширины запрещенной зоны [15]. В структурах конструкции A и C величина скачка в зоне проводимости составляет 65–105 мэВ, а в структурах конструкции D и F 160–255 мэВ. Помимо различия в глубине квантовой ямы для электронов эпитаксиальные слои гетероструктур InGaAsP имеют в 2 раза меньшую электронную плотность состояний, чем эпитаксиальные слои AlGaAs. Это является причиной выброса инжектированных носителей в волноводные слои в структурах A и C. Однако из-за сильной локализации дырок в активной области возникает дополнительный потенциальный барьер в зоне проводимости, создающей кулоновскую потенциальную яму для электронов, форма которой определяется из решения уравнения Пуассона [19,20]. Выброшенные в волновод электроны частично локализованы в такой потенциальной яме; делокализованные носители под дей-

ствием поля объемного заряда перемещаются к эмиттеру, где в основном безызлучательно гибнут. Некоторое количество носителей рекомбинирует излучательно, что проявляется в линейно возрастающей зависимости интенсивности электролюминесценции волноводного слоя (рис. 2, полоса 4) от тока накачки (рис. 4).

В структурах с трехступенчатым расширенным волноводом конструкции J величина скачка в зоне проводимости была увеличена до 145 мэВ, поэтому доля инжектированных носителей тока, выброшенных в волноводные слои, оказалась значительно уменьшенной. Величина стимулированного квантового выхода в лазерных диодах из гетероструктуры конструкции J возросла до 85%.

Следует отметить, что "затягивание" спектров излучения в коротковолновую область при высоких уровнях возбуждения было обнаружено в работе [21] в квантово-размерных структурах InGaAs/GaAs, хотя в данной системе соотношение скачков энергии в зоне проводимости и валентной зоне составляло 0.57–0.43 [21].

5. Заключение

В полупроводниковых квантово-размерных лазерах InGaAsP/InP раздельного ограничения с расширенным волноводом обычно наблюдается снижение стимулированного квантового выхода. Это связано с наличием дополнительных утечек неравновесных носителей тока, сохраняющихся за порогом генерации. Экспериментально установлено, что одной из причин этого является выброс электронов из активной области в волновод. Выброшенные электроны локализируются в кулоновской потенциальной яме, возникающей из-за притяжения дырок, находящихся в глубокой квантовой яме валентной зоны. Делокализованные носители заряда частично гибнут излучательно в волноводном слое, а частично безызлучательно на границе с эмиттером. Показано, что выброс носителей тока можно уменьшить за счет использования расширения широкозонной части ступенчатого волновода. Для уменьшения проникновения электромагнитного поля в эмиттеры, где потери максимальны, необходимо также расширение узкозонных частей волновода. В лазерных диодах на базе гетероструктур конструкции J был достигнут стимулированный квантовый выход 85%, при внутренних оптических потерях 3.6 см^{-1} , что обеспечило достижение мощности оптического излучения 4.2 Вт в непрерывном режиме генерации.

Авторы благодарят за помощь в изготовлении гетероструктур и лазерных диодов своих коллег Е.Г. Голикову, Т.Н. Дрокину, Н.Ф. Кадошук, И.А. Кочнева, В.А. Курешова, Е.И. Кухареву и Ю.А. Рябоштан.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 98-02-18266) и программой Министерства науки Российской Федерации "Физика твердотельных наноструктур", шифр "Квинт".

Список литературы

- [1] W.T. Tsang, F.S. Choa, M.C. Wu, Y.K. Chen, A.M. Sergent, P.F. Sciortino. Appl. Phys. Lett., **58**, 2610 (1991).
- [2] T. Yamamoto, H. Nobuhara, K. Tanaka, T. Odagava, M. Sugavara, T. Fujii, K. Wakao. IEEE J. Quant. Electron., **QE29**, 1560 (1993).
- [3] J.S. Osinski, P. Grodzinski, Y. Zou, P.D. Dapkus, Z. Karim, A.R. Tanguay. IEEE Photon. Technol. Lett., **4**, 23 (1992).
- [4] A. Kasukava, I.J. Murgatroyd, I. Imadjo, N. Matsumoto, T. Fukuchima, H. Okamoto, S. Kashiwa. J. Appl. Phys., **28**, L661 (1989).
- [5] A. Kasukava, T. Namegaya, N. Iwai, N. Ymanaka, Y. Ikegami, N. Tsukiji. IEEE Photon. Technol. Lett., **6**, 15 (1994).
- [6] H. Sugiura, Y. Noguchi, R. Iga, T. Yamada, H. Kamada, Y. Sakai, H. Yasaka. Appl. Phys. Lett., **61**, 318 (1992).
- [7] T. Kunii, Y. Matsui, I. Katoh, T. Kamidjoh. Electron. Lett., **31**, 282 (1995).
- [8] D.Z. Garbuzov, L. Xu, S.R. Forest, R. Menna, R. Martinelli, J.C. Conolly. Electron. Lett., **32**, 1717 (1996).
- [9] J. Wang, B. Smith, X. Xie, X. Wang, G.T. Burnhame. Appl. Phys. Lett., **74**, 1525 (1998).
- [10] Е.Г. Голикова, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, Г.А. Скрынников, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **34**, 129 (2000).
- [11] M.R. Gokhal, J.C. Dries, P.V. Studenkov, S.R. Forest, D. Garbuzov. IEEE J. Quant. Electron., **QE33**, 2266 (1997).
- [12] Е.Г. Голикова, В.А. Горбылев, Н.Ю. Давидюк, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, В.А. Симаков, И.С. Тарасов, Н.В. Фетисова. Письма ЖТФ, **26**, 5 (2000).
- [13] Д.З. Гарбузов, А.В. Овчинников, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, В.Б. Халфин. ФТП, **25**, 929 (1991).
- [14] S.L. Chuang. Phys. Rev. B, **43**, 9649 (1991).
- [15] S. Adachi. *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds* (John Wiley & Sons Inc., 1992).
- [16] Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов, М.А. Иванов. ФТП, **28**, 1983 (1994).
- [17] Л.С. Вавилова, А.В. Иванова, В.А. Капитонов, А.В. Мурашова, И.С. Тарасов, И.Н. Арсентьев, Н.А. Берг, Ю.Г. Мусихин, Н.А. Пихтин, Н.Н. Фалеев. ФТП, **32**, 658 (1998).
- [18] Х. Кейси, М. Паниш. *Лазеры на гетероструктурах* (М., Мир, 1981).
- [19] M. Silver, E.P. O'Reilly. IEEE J. Quant. Electron., **QE30**, 547 (1994).
- [20] З.Н. Соколова, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов, Н.А. Гунько, Г.Г. Зегря. ФТП, **33**, 1105 (1999).
- [21] П.Г. Елисеев, И.В. Акимова. ФТП, **32**, 472 (1998).

Редактор Л.В. Шаронова

On the internal quantum efficiency and carrier spillover in quantum well InGaAsP/InP laser diodes

A.Yu. Leshko, A.V. Lyutetskiy, N.A. Pikhtin,
G.V. Skrynnikov, Z.N. Sokolova, I.S. Tarasov,
N.V. Fetisova

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

Abstract Quantum well InGaAsP/InP laser heterostructures of different constructions emitting in 1.26–1.55 μm wavelength range have been optimized with the aim to achieve the maximum values of the internal quantum efficiency and the output optical power. It is experimentally shown that the highest value of the quantum efficiency of stimulated emission laser diodes possess on the base of laser heterostructure with broadened stepwise waveguide. A decrease of electron spillover from the quantum well to the waveguide has been observed. 4.2 W of output optical power in continuous wave operation have been attained in laser diodes with 100 μm mesa stripe width; differential quantum efficiency was 85% at internal optical losses of 3.6 cm^{-1} .