

Внутренние оптические потери в полупроводниковых лазерах

© Н.А. Пихтин[¶], С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов

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

(Получена 21 июля 2003 г. Принята к печати 22 июля 2003 г.)

Исследованы внутренние оптические потери в мощных полупроводниковых лазерах на основе квантово-размерных гетероструктур раздельного ограничения. На основании расчетов показано, что основная доля внутренних оптических потерь приходится на активную область и эмиттеры. Увеличение толщины волновода и длины резонатора лазера приводят к снижению внутренних оптических потерь. Рассмотрены два подхода в конструировании лазерных гетероструктур, проведена оптимизация гетероструктур.

Установлено, что различие внутренних оптических потерь в лазерах на подложках из фосфида индия и арсенида галлия связано с большим сечением рассеяния фотонов дырками в фосфиде индия. Показано хорошее согласие экспериментальных и расчетных значений величин внутренних оптических потерь в лазерах на подложках арсенида галлия и фосфида индия.

1. Введение

Полупроводниковые гетеролазеры охватывают диапазон излучения от видимой до дальней инфракрасной области. Лазеры используются в системах волоконно-оптической связи, системах записи и считывания информации, в множительной технике, в технологии обработки материалов, для накачки твердотельных и волоконных усилителей, в медицине, экологии, спектроскопии и других областях. Для многих применений гетеролазеры должны иметь высокую мощность излучения. Увеличение мощности когерентного излучения связано с созданием лазеров, имеющих высокий стимулированный квантовый выход [1–3], низкую температурную чувствительность [2,4,5], максимально достижимые токи накачки [3,6,7] и, наконец, высокую дифференциальную квантовую эффективность [3,6,7]. Такие лазеры могут быть получены только на основе гетероструктур с низкими внутренними оптическими потерями [1,7–9], поэтому минимизация внутренних оптических потерь является важнейшим условием для создания мощных полупроводниковых лазеров. Наиболее перспективными для этой цели оказались квантово-размерные гетероструктуры раздельного ограничения (РО ДГС) [1,2,6,7]. Однако все преимущества таких гетероструктур проявляются только в лазерах с большой длиной резонатора (малыми внешними оптическими потерями) [8,10,11]. Уменьшение длины лазерных диодов на основе РО ДГС приводит к увеличению внешних оптических потерь, возрастанию пороговой плотности тока [8,10,11]. Снижение внутренних оптических потерь с одновременным уменьшением потерь на выход (увеличением длины резонатора) приводит к сохранению высокого значения дифференциальной квантовой эффективности и увеличению максимально допустимого тока накачки, что необходимо для создания мощных полупроводниковых лазеров [1–7].

Данная работа посвящена анализу внутренних оптических потерь в лазерных гетероструктурах раздельного

ограничения на подложках арсенида галлия (длина волны излучения $\lambda \approx 1$ мкм) и на подложках фосфида индия (длина волны излучения $\lambda \approx 1.58$ мкм). Исследуются зависимости оптических потерь от геометрических и структурных параметров лазерных диодов, в частности, от длины резонатора и толщины волновода.

2. Основные определения

Суммарные оптические потери в полупроводниковом лазере α имеют две основные составляющие:

$$\alpha = \alpha_{\text{ext}} + \alpha_{\text{int}}. \quad (1)$$

Внешние („полезные“) оптические потери есть $\alpha_{\text{ext}} = (1/L) \ln(1/R)$, где $R = 0.3$ — коэффициент отражения естественно сколотых зеркал резонатора лазера, L — длина резонатора.

Внутренние оптические потери (α_{int}) складываются из потерь, вызванных поглощением излучения свободными носителями в различных слоях гетероструктуры:

$$\alpha_{\text{int}} = \sum \alpha_i, \quad \alpha_i = \Gamma_i \alpha_i^l, \quad (2)$$

α_i^l — коэффициент внутренних оптических потерь в отдельном слое лазерной гетероструктуры, Γ_i — фактор оптического ограничения (доля электромагнитного излучения) в слое лазерной гетероструктуры (Γ_{QW} — в активной области, Γ_{W} — в волноводе, Γ_{cl} — в эмиттерах).

Поглощение света свободными носителями приводит к электронным и дырочным переходам внутри одной зоны и возрастает с ростом концентрации свободных носителей и длины волны поглощаемого света. В силу закона сохранения импульса переходы внутри одной зоны возможны лишь при взаимодействии с третьей частицей (фононом или примесью). Тип частиц, участвующих в рассеянии импульса, определяет величину показателя степени (K) в зависимости коэффициента поглощения свободными носителями от длины волны излучения:

[¶] E-mail: nike@hpld.ioffe.ru

$\alpha_i \propto \lambda^K$ [12]. При рассеянии импульса на акустическом деформационном потенциале $K = 1.5$, на полярных оптических фонах $K = 2.5$, на ионизованных примесях $K = 3.5$ [12]. Следовательно, поглощение на свободных носителях должно быть больше в длинноволновых лазерах с сильно легированными эпитаксиальными слоями.

В слабо легированных полупроводниках (при рассеянии импульса в основном на фонах) коэффициент поглощения свободными носителями линейно зависит от их концентрации, а в сильно легированных полупроводниках — квадратично [13]. В слабо легированных полупроводниках коэффициент оптических потерь выражается следующим образом [14]:

$$\alpha_i^l = \sigma_{nn} + \sigma_{pp}, \quad (3)$$

n, p — трехмерные концентрации электронов и дырок, σ_n, σ_p — сечения поглощения свободными электронами и дырками, которые определяются экспериментально. В работе [14] в расчетах коэффициента поглощения для GaAs при комнатной температуре и при энергиях фотонов, близких к ширине запрещенной зоны GaAs, использовались значения $\sigma_n = 3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ и $\sigma_p = 7 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$. В книге [15] представлены экспериментальные зависимости коэффициента поглощения свободными носителями от длины волны в p -InP и в n -InP для различных концентраций носителей при комнатной температуре. Следует отметить, что в n -InP на длине волны излучения 1.6 мкм существует резкий минимум поглощения [15]. Поглощение свободными дырками в десятки раз превосходит поглощение свободными электронами, что обусловлено большим значением сечения поглощения σ_p . В p -InP на длине волны излучения 1.5 мкм $\sigma_p = 20 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ [15]. В работе [16] для сечений поглощения свободными носителями в твердых растворах InGaAs (ширина запрещенной зоны $E_g = 1.214 \text{ эВ}$) и в InGaAsP ($E_g = 1.458 \text{ эВ}$) на длине волны 0.98 мкм приведены следующие значения: $\sigma_p = 14 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ и $\sigma_n = 6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$. Значения σ_n и σ_p из работ [14–16] использованы в дальнейших расчетах.

Согласно (3), коэффициент α_i^l зависит от концентрации электронов и дырок; следовательно для уменьшения оптических потерь необходимо минимизировать концентрацию носителей в различных слоях лазерной гетероструктуры, особенно в p -областях. Поэтому активная область и волноводные слои преднамеренно не легируются. Для осуществления инжекции носителей в активную область эмиттерные слои обычно приходится сильно легировать. Концентрация инжектированных носителей в активной области не может быть сильно уменьшена, потому что она определяется усилением, необходимым для достижения порога генерации лазера, т.е. является пороговой концентрацией. В лазерах раздельного ограничения с большой длиной резонатора основную долю пороговой концентрации составляет концентрация прозрачности материала (n_0), при которой усиление равно нулю, т.е. среда не поглощает и не усиливает [17]. Величина n_0 зависит от свойств материала

активной области, от типа лазерной гетероструктуры (двойная гетероструктура, квантово-размерная гетероструктура раздельного ограничения или гетероструктура с квантовыми точками), уровня технологического совершенства применяемого метода эпитаксии. Возможность снижения величины n_0 в данной работе не рассматривается.

3. Фактор оптического ограничения

Во всех экспериментах по созданию мощных полупроводниковых лазеров мы использовали квантово-размерные гетероструктуры раздельного ограничения, оптимизированные для эффективной генерации излучения заданной длины волны в конкретной системе полупроводниковых твердых растворов [1,4,7,18]. Возможность увеличения мощности оптического излучения лазера связана с уменьшением внутренних оптических потерь в эпитаксиальных слоях, а следовательно, с оптимальным распределением в них электромагнитного излучения. Наиболее легко варьируемыми величинами при получении РО ДГС являются толщина W и состав волноводного слоя (ширина запрещенной зоны E_{gw}). Далее приведены расчетные зависимости факторов оптического ограничения от этих параметров для трех типов квантово-размерных лазерных РО ДГС.

Сначала расчеты проводились для модельной структуры, имеющей подложку InP (рис. 1, *a*). Структура содержала две напряженные квантовые ямы толщиной по 60 Å, находящиеся друг от друга на расстоянии 120 Å и излучающие на длине волны 1.55 мкм. Расчет проводился для трех составов твердого раствора волноводного

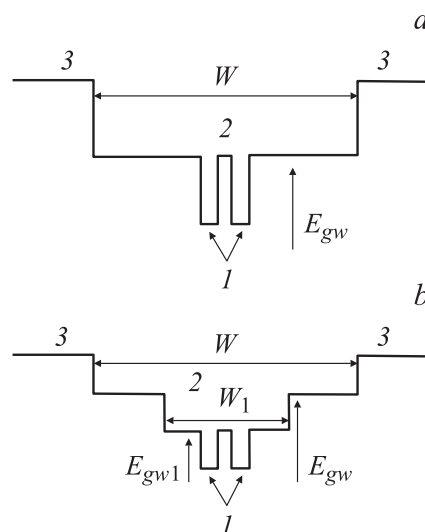


Рис. 1. Схематические энергетические зонные диаграммы лазерных РО ДГС с расширенным волноводом (*a*) и с расширенным ступенчатым волноводом (*b*). 1 — активная область, 2 — волноводные слои, 3 — эмиттеры p - и n -типа проводимости. W, W_1 — ширины волноводов; E_{gw1}, E_{gw} — соответствующие ширины запрещенных зон в волноводных слоях.

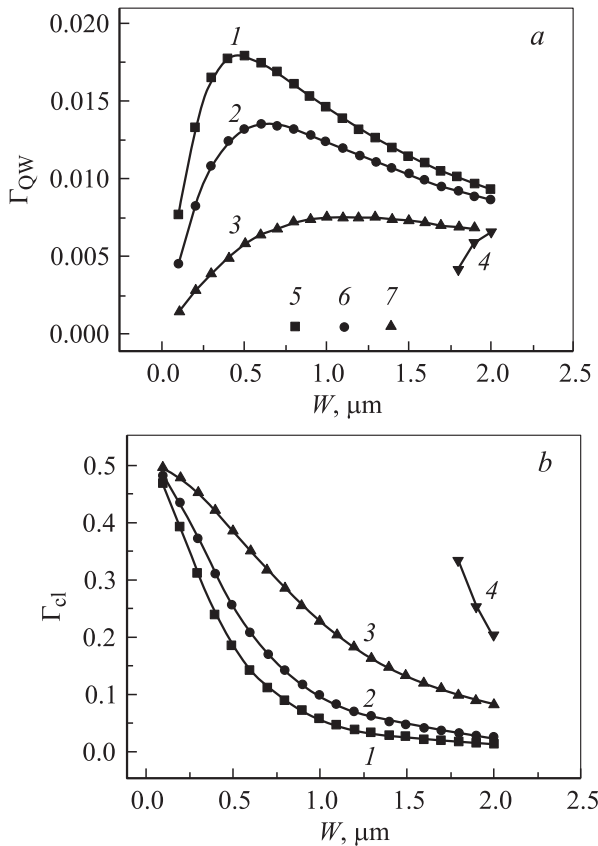


Рис. 2. Зависимости факторов оптического ограничения активной области Γ_{QW} (a), одного эмиттера Γ_{cl} (b) для четных мод — нулевой (1–3) и второй (4) от ширины InGaAsP-волновода W для трех РО ДГС InGaAsP/InP ($\lambda = 1.55$ мкм). Ширина запрещенной зоны твердого раствора волновода, эВ: 1, 4, 5 — 1.1; 2, 6 — 1.2; 3, 7 — 1.3. Точками 5–7 на оси абсцисс отмечена толщина волновода, при которой появляется первая нечетная мода.

слоя InGaAsP с $E_{gw} = 1.1, 1.2$ и 1.3 эВ при изменении его ширины W от 0.1 до 2 мкм (рис. 2, a, b). Очевидно, что для улучшения рабочих параметров лазера (уменьшения порогового тока и увеличения выходной мощности) необходимо увеличивать долю электромагнитного излучения (Γ -фактор) в активной области и уменьшать в эмиттерах. Для „узкозонных“ волноводов ($E_{gw} \approx 1.1$ эВ) оптимальной толщиной является $W \approx 0.6$ – 0.7 мкм, при которой Γ -фактор в активной области (Γ_{QW}) близок к максимальному (1.75%), а Γ -фактор эмиттерного слоя (Γ_{cl}) снижается до 10%. Однако в такой гетероструктуре происходит выброс электронов из квантовых ям в волновод, вызывающий увеличение пороговой концентрации носителей и усиление температурной чувствительности лазерных диодов [1,19,20]. Для уменьшения выброса электронов из квантовых ям надо использовать более широкозонный волновод с $E_{gw} \approx 1.2$ эВ, а для уменьшения „утекания“ волноводной моды в эмиттеры волновод должен иметь толщину более 1 мкм. Однако увеличение толщины волновода приводит к уменьше-

нию Γ_{QW} (рис. 2, a) и увеличивает токовую утечку в p -эмиттер [11,20], что приводит к снижению стимулированного квантового выхода [3].

Проведенные расчеты показали, что не существует однозначного ответа на вопрос об оптимальных (относительно Γ -факторов) модельных гетероструктурах (рис. 1). Поэтому оптимизация должна проводиться для каждой реальной лазерной гетероструктуры. Далее рассмотрены две экспериментальные структуры [1,7,17,18].

Структура X-2582 (рис. 3, a), выращенная на подложке GaAs, имела волноводный слой из нелегированного GaAs толщиной 0.52 мкм и была близка по геометрии к первой оптимальной модельной структуре. Активная область структуры X-2582 имела одну напряженную квантовую яму из твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 20\%$) толщиной 90 Å, излучающую на длине волны 1 мкм. Эмиттерные слои изготавливались из твердого раствора $\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{P}$. Для аналогичных структур рассчитывались факторы оптического ограничения в зависимости от толщины волновода (W) в диапазоне от 0.1 до 0.7 мкм (рис. 4, a, b). Ограничение по толщине волновода возникает из-за зарождения второй четной (не фундаментальной) моды при $W = 0.8$ мкм. Для фундаментальной моды фактор оптического ограничения квантовой ямы Γ_{QW}

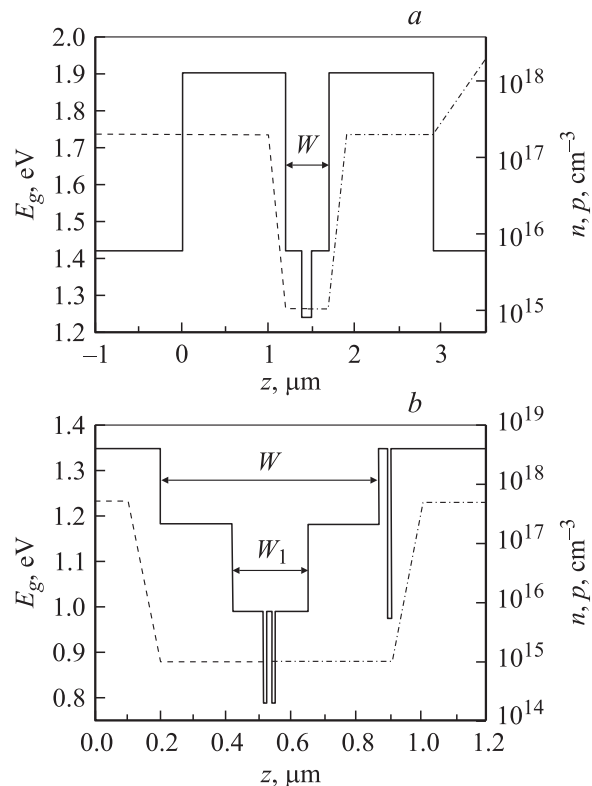


Рис. 3. Схематические зонные диаграммы РО ДГС InGaP/GaAs/InGaAs (структура X-2582, $\lambda = 1$ мкм) (a) и РО ДГС InGaAsP/InP (структура KP-1168, $\lambda = 1.58$ мкм) (b). Показаны расчетные профили легирования для донорной примеси кремния (штриховая линия) и акцепторной примеси магния (a) и цинка (b). z — координата роста структуры.

достигал максимума при $W = 0.2$ мкм (рис. 4, *a*); фактор оптического ограничения в p -эмиттере Γ_{pcl} падал с ростом W (рис. 4, *b*) и, следовательно, уменьшалось проникновение поля в сильно легированный p -эмиттер.

Вторая экспериментальная лазерная гетероструктура КР-1168 (рис. 3, *b*), излучающая на длине волны 1.58 мкм, была близка по геометрии ко второй оптимальной модельной структуре (рис. 1, *b*). Структура КР-1168 имела двухступенчатый расширенный волновод [7,17], эмиттерные слои из фосфида индия и две напряженные квантовые ямы толщиной по 60 Å из твердого раствора $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$. Ступенчатый волновод состоял из двух слоев твердого раствора InGaAsP. Толщина узкозонного волноводного слоя $W_1 = 0.232$ мкм (ширина запрещенной зоны $E_{gW1} = 0.992$ эВ), а широкозонного волноводного слоя $W = 0.672$ мкм ($E_{gW} = 1.181$ эВ). Зависимости факторов оптического ограничения p -эмиттера и активной области от толщины узкозонного волновода W_1 рассчитывались для трех значений толщины широкозонного волновода ($W = 0.4, 0.672$ и 0.9 мкм). Для всех значений W при увеличении толщины узкозонного волновода W_1 фактор оптического ограничения активной области имеет максимум при $W_1 \approx 0.4$ мкм, а при дальнейшем увеличении толщины узкозонного волновода W_1 спадает,

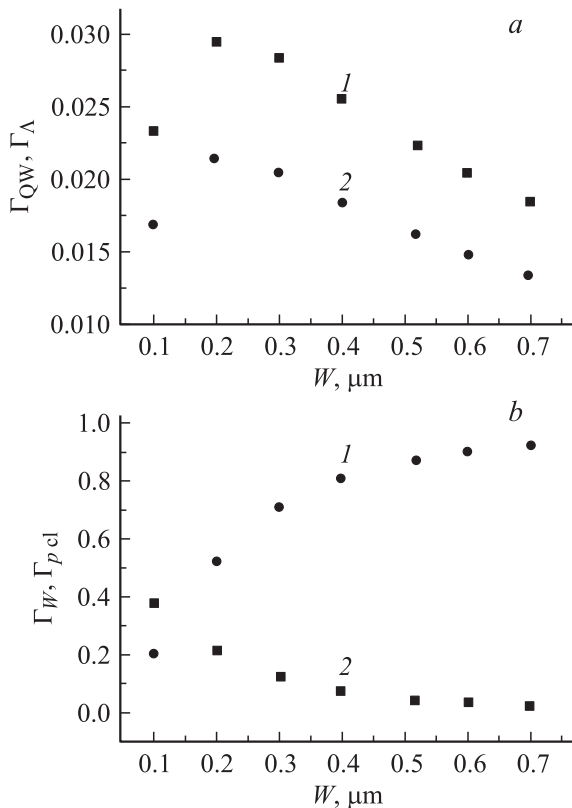


Рис. 4. Зависимости факторов оптического ограничения от ширины GaAs-волновода W в РОДГС InGaP/GaAs/InGaAs, аналогичной структуре X-2582. *a*: 1 — Γ_{QW} (активная область), 2 — Γ_{Λ} (кулоновская потенциальная яма); *b*: 1 — Γ_W (волновод), 2 — Γ_{pcl} (p -эмиттер).

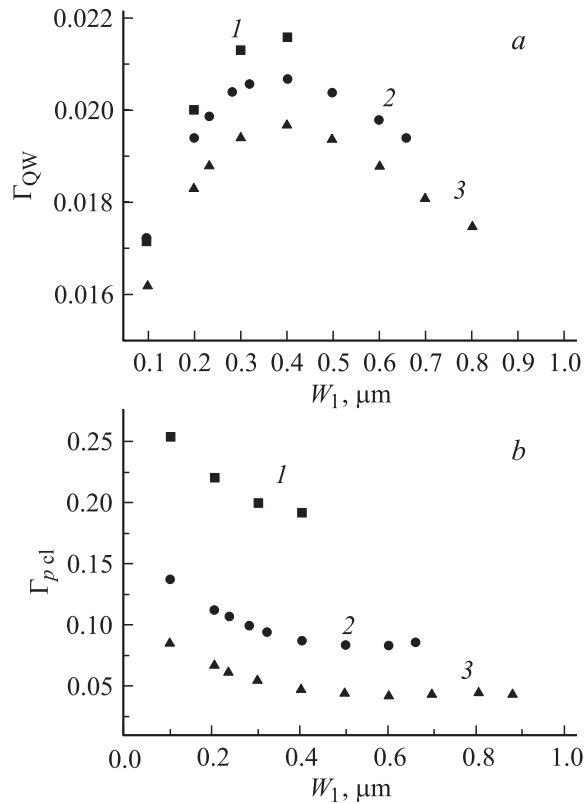


Рис. 5. Зависимости факторов оптического ограничения от ширины узкозонного волновода W_1 в структуре, аналогичной КР-1168. *a* — Γ_{QW} (активная область); *b* — Γ_{pcl} (p -эмиттер). Ширина широкозонного волновода W , мкм: 1 — 0.4, 2 — 0.672, 3 — 0.9.

как и фактор оптического ограничения сильно легированной области p -эмиттера (рис. 5, *a, b*).

Ход зависимостей фактора оптического ограничения для эпитаксиальных слоев лазерных гетероструктур, используемых в эксперименте, полностью совпадает с аналогичными зависимостями для модельной лазерной гетероструктуры (рис. 2). Фактор оптического ограничения активной области как функция толщины волновода имеет максимум, а затем наблюдается его уменьшение в полтора–два раза в зависимости от показателей преломления волноводных и эмиттерных слоев (рис. 2, *a, 4, a, 5, a*). Увеличение толщины волноводных слоев обеспечивает снижение доли электромагнитного излучения в сильно легированных эмиттерных слоях для всех вариантов лазерных гетероструктур раздельного ограничения (рис. 2, *b, 4, b, 5, b*).

4. Концентрация свободных носителей в слоях лазерных гетероструктур

В разд. 2 упоминалось, что для уменьшения оптических потерь надо минимизировать концентрацию носителей в различных слоях лазерной гетероструктуры. Современные методы молекулярно-пучковой эпитаксии

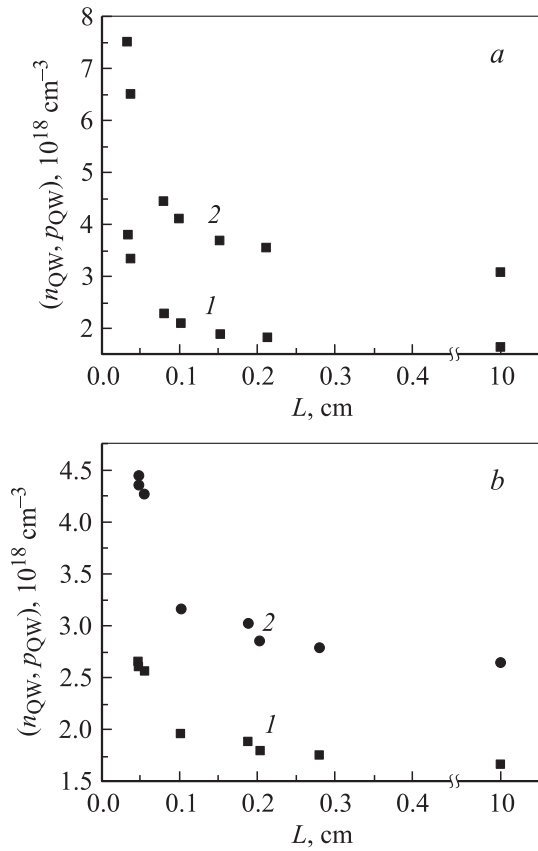


Рис. 6. Зависимости концентрации электронов n_{QW} (1) и дырок p_{QW} (2) в активной области от длины резонатора лазерного диода L . *a* — структура KP-1168, *b* — структура X-2582.

и газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений позволяют получать слои с остаточным уровнем легирующей примеси до 10^{13} см^{-3} . В исследуемых экспериментальных структурах KP-1168 ($\lambda = 1.58 \text{ мкм}$) и X-2582 ($\lambda = 1 \text{ мкм}$) уровень легирования волноводных слоев составлял $(2-3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При вычислении внутренних оптических потерь концентрация свободных носителей в волноводе и эмиттерах принималась равной расчетному уровню легирования.

В структуре KP-1168 (рис. 3, *b*) в эмиттере n -типа проводимости протяженностью 0.8 мкм концентрация донорной примеси кремния составляла $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а в n -подложке $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В p -эмиттере толщиной 1.24 мкм на расстоянии 0.13 от волновода концентрация акцепторной примеси цинка возрастала от 10^{17} до $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

В нелегированных квантовых ямах активной области концентрация свободных носителей равняется пороговой концентрации, необходимой для обеспечения генерации стимулированного излучения в лазерном диоде. В структуре KP-1168 пороговая концентрация дырок оказалась в 2 раза больше пороговой концентрации электронов. Это вызвано тем, что в активной области дырки хорошо локализованы в глубокой квантовой яме,

а электроны локализованы слабо в мелкой квантовой яме (энергия связи этих электронов при комнатной температуре меньше kT). Электроны выбрасываются в волновод, что подтверждают наши экспериментальные наблюдения [11,20].

В волноводе за счет притяжения выброшенных электронов к сильно локализованным в глубокой квантовой яме дыркам возникает кулоновская квантовая яма с характеристической шириной $\Lambda = 120-140 \text{ \AA}$, удерживающая выброшенные в волновод электроны вблизи квантовой ямы. Соотношение между концентрацией выброшенных в волновод электронов n_W и концентрацией электронов в напряженной КЯ n_{QW} для структуры KP-1168 было определено из экспериментальных зависимостей работы [17] с использованием модели [21]. Выброс электронов в волновод увеличивал пороговую концентрацию дырок в активной области, потому что концентрация дырок в квантовой яме p_{QW} , согласно принципу электронейтральности, равна сумме концентраций электронов в квантовой яме и в волноводе:

$$p_{QW} = n_{QW} + n_W. \quad (4)$$

На рис. 6, *a* приведены расчетные зависимости концентрации электронов и дырок в активной области этой структуры от длины резонатора лазерного диода L .

В лазерной структуре X-2582 (рис. 3, *a*) энергия связи электронов в квантовой яме активной области составляла $2kT$. Тем не менее выброс электронов в волновод существовал и пороговая концентрация дырок приблизительно в 1.5 раза была больше пороговой концентрации электронов (рис. 6, *b*).

В эмиттере n -типа проводимости структуры X-2582 концентрация донорной примеси кремния составляла $2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, в эмиттере p -типа проводимости концентрация акцепторной примеси магния составляла тоже $2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (рис. 3, *a*).

5. Потери на свободных носителях

При расчете внутренних оптических потерь важен выбор сечений поглощения, потому что они привносят значительную погрешность в результаты вычислений. В структуре X-2582 использовались следующие значения сечений поглощения: $\sigma_n = 6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ и $\sigma_p = 14 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ [15]. На рис. 7 представлены зависимости полных внутренних оптических потерь и потерь в активной области от длины резонатора лазерного диода при фиксированной толщине волновода $W = 0.52 \text{ мкм}$. Потери в области кулоновской потенциальной ямы составляли $\sim 0.15 \text{ см}^{-1}$, в эмиттерах $\sim 0.2 \text{ см}^{-1}$. Несмотря на то что электромагнитное поле в основном сосредоточено в волноводе ($\Gamma_W \approx 0.86$), потери в волноводе вне области кулоновской потенциальной ямы составляли всего 0.016 см^{-1} . Основной вклад в оптические потери на свободных носителях вносит активная область. Увеличение длины резонатора лазерного диода приводит к

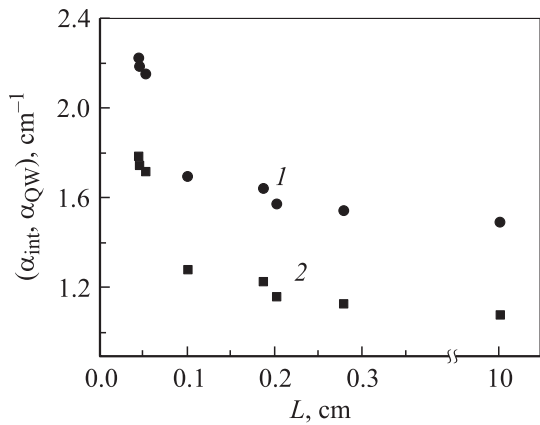


Рис. 7. Зависимости полных внутренних оптических потерь α_{int} (1) и оптических потерь в активной области α_{QW} (2) от длины резонатора лазерного диода L в структуре X-2582. Толщина волновода $W = 0.52$ мкм.

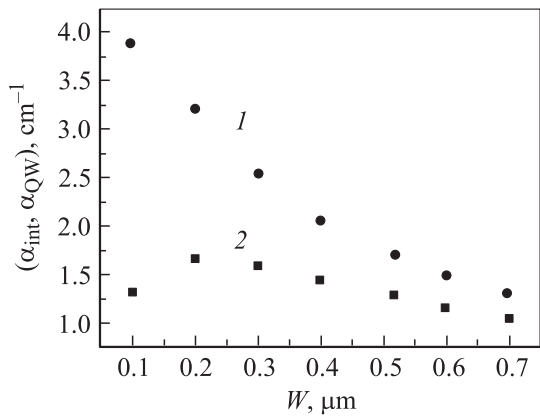


Рис. 8. Зависимости полных внутренних оптических потерь α_{int} (1) и оптических потерь в активной области α_{QW} (2) от ширины волновода W в структуре, аналогичной X-2582. Длина резонатора лазерного диода $L = 1$ мм.

снижению пороговой концентрации в активной области и, как следствие, к снижению внутренних оптических потерь.

В работе [18] экспериментально определено значение внутренних оптических потерь в гетеролазерах, изготовленных из структуры X-2582. Эти потери составляли $1.3-1.8$ cm^{-1} .

Для выяснения влияния толщины волновода W на суммарные внутренние оптические потери исследовались модельные лазерные РОДГС на базе гетероструктуры X-2582, в которых W изменялась от 0.1 до 0.7 мкм при фиксированной длине резонатора $L = 1$ мм (рис. 8). В расчетах пренебрегалось изменением пороговой концентрации в активной области структур с разным W ; по нашим оценкам, такое предположение допустимо. С ростом толщины волновода суммарные внутренние оптические потери в структуре снижаются за счет уменьшения потерь в сильно легированных эмиттерах.

При расчете внутренних оптических потерь в структуре с двухступенчатым волноводом (КР-1168) для сечения поглощения дырками бралось значение $\sigma_p = 20 \cdot 10^{-18}$ cm^2 . Сечение поглощения электронами находилось из экспериментальных зависимостей, приведенных в [15]. Расчетная зависимость внутренних оптических потерь от длины резонатора лазерного диода в структуре КР-1168 представлена на рис. 9 (толщина волноводов: $W = 0.672$ мкм, $W_1 = 0.232$ мкм). В этой структуре, независимо от длины резонатора, также основной вклад в суммарные внутренние оптические потери вносят потери в активной области. Потери в узкозонном волноводе вне области кулоновской потенциальной ямы составляли всего 0.045 cm^{-1} , потери в области кулоновской потенциальной ямы $0.1-0.05$ cm^{-1} (для разных длин резонатора), потери в обеих частях широкозонного волновода 0.105 cm^{-1} , потери в n -эмиттере 0.032 cm^{-1} , потери в слабо легированной части p -эмиттера 0.214 cm^{-1} , а потери в сильно легированной части 0.526 cm^{-1} . Величины этих потерь практически не зависели от длины резонатора. Следует подчеркнуть, что потери в активной области превосходят потери в кулоновской потенциальной яме, хотя факторы оптического ограничения в них одинаковы. В активной области велика концентрация носителей обоих типов, а в кулоновской яме — только электронов; при этом поглощение света свободными дырками в десятки раз сильнее, чем электронами. Увеличение длины резонатора в лазерных диодах приводит к снижению пороговой плотности тока и, как следствие, к снижению доли внутренних оптических потерь на поглощение в активной области.

Следует отметить, что экспериментальные значения внутренних оптических потерь, полученные из зависимости обратной величины внешней дифференциальной квантовой эффективности $1/\eta_d$ от длины резонатора L , имели большой разброс и составляли от 3.6 cm^{-1} [7] до 9 cm^{-1} [17]. Это указывает на присутствие в структурах неучтенных в расчетах оптических потерь, а также

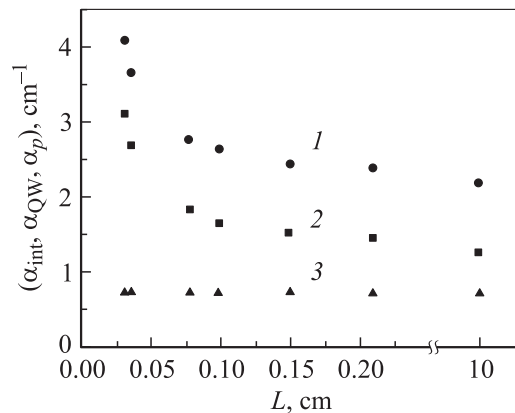


Рис. 9. Зависимости полных внутренних оптических потерь α_{int} (1), оптических потерь в активной области α_{QW} (2) и оптических потерь в p -эмиттере α_p (3) от длины резонатора лазерного диода L в структуре КР-1168.

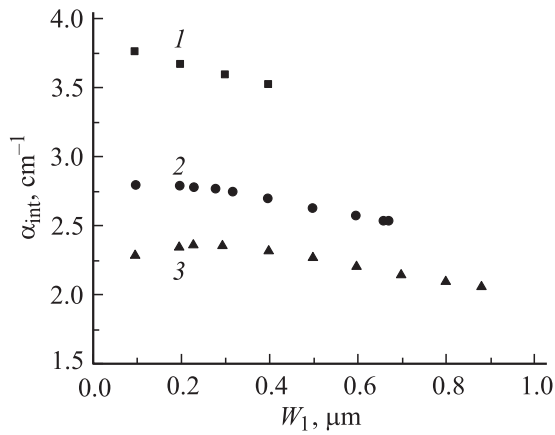


Рис. 10. Зависимости полных внутренних оптических потерь α_{int} от ширины узкозонного волновода W_1 в структуре, аналогичной КР-1168. Длина резонатора лазерного диода $L = 0.77$ мм. Ширина широкозонного волновода W , мкм: 1 — 0.4, 2 — 0.672, 3 — 0.9.

связано с трудностью определения сечений поглощения свободными носителями в твердых растворах InGaAsP и, следовательно, с неточностью имеющихся значений.

Для выяснения влияния толщины двухступенчатого волновода на суммарные внутренние оптические потери исследовались модельные лазерные РОДГС. На рис. 10 приведены расчетные значения внутренних оптических потерь в зависимости от толщины „узкозонного“ волновода (W_1) для трех значений толщины „широкозонного“ волновода (W) при длине резонатора лазерных диодов $L = 0.77$ мм. В расчетах не учитывалось изменение пороговой концентрации в активной области лазерных диодов.

Внутренние оптические потери в лазере со ступенчатым волноводом сильно снижаются с увеличением толщины „широкозонного“ волновода W и незначительно спадают при увеличении толщины „узкозонного“ волновода W_1 (рис. 10). При увеличении W значительно уменьшается проникновение электромагнитной волны в сильно легированную область p -эмиттера и потери на свободных носителях в ней уменьшаются.

6. Заключение

Проведенные исследования показали, что в квантово-размерных гетероструктурах раздельного ограничения наибольшая доля потерь на поглощение неравновесными носителями приходится на активную область и сильно легированные p -эмиттеры. Для уменьшения внутренних оптических потерь в лазерных гетероструктурах (особенно на подложках InP) необходимо уменьшать концентрацию неравновесных носителей в слоях, а также долю электромагнитного поля в сильно легированных слоях (особенно в p -эмиттерах).

Для этого существуют два подхода. Первый связан с увеличением скачка показателя преломления на границе волновод–эмиттер и, следовательно, с уменьшением проникновения электромагнитного поля в эмиттерные слои и снижением оптических потерь в них. В этом случае фактор оптического ограничения в активной области максимален, что обеспечивает низкую пороговую концентрацию и низкие внутренние оптические потери в активной области. Одновременно с минимальными внутренними оптическими потерями обеспечивается максимальный внутренний квантовый выход стимулированного излучения, так как токи утечки из волновода в p -эмиттер меньше в относительно тонком и „узкозонном“ волноводе [11,20]. Набор полупроводниковых твердых растворов, используемых для создания лазерных гетероструктур, чаще всего ограничен перечнем исходных соединений и требованием изопериодичности. Это приводит к тому, что при достаточной величине скачка показателя преломления на границе волновод–эмиттер глубина квантовой ямы активной области недостаточна для эффективного ограничения электронов. Малая глубина квантовой ямы ведет к неполному сбору инжектированных носителей и росту температурной чувствительности пороговой плотности тока.

Второй подход к конструированию лазерных гетероструктур с малыми внутренними потерями заключается в увеличении ширины волноводного „широкозонного“ слоя с небольшим скачком показателя преломления на границе волновод–эмиттер. При этом внутренние оптические потери в структуре снижаются, потому что уменьшается доля излучения, попадающая в эмиттерные слои. Расширение волновода ограничено условием возникновения мод высших порядков. Для достижения максимального значения внутреннего квантового выхода стимулированного излучения необходимо применение ступенчатого расширенного волновода [7].

Следует отметить, что расширение волновода приводит к относительному росту пороговой плотности тока из-за снижения фактора оптического ограничения в активной области. Однако оптимизация лазерной квантово-размерной гетероструктуры для мощного полупроводникового лазера проводится по минимуму суммарных внутренних оптических потерь, значение которых с увеличением толщины волновода падает.

В работе показано, что в оптимизированной квантово-размерной лазерной гетероструктуре большая часть внутренних оптических потерь приходится на долю активной области. Поэтому существенное снижение пороговой плотности тока, например применение массива квантовых точек в активной области [22,23], должно привести к снижению внутренних оптических потерь и значительному увеличению излучаемой оптической мощности. Однако оптимизация лазерной структуры с квантовыми точками для мощного лазера должна проводиться также по минимуму суммарных внутренних оптических потерь.

В заключение авторы выражают признательность И.Д. Залевскому, Е.Г. Голиковой, Ю.А. Рябоштану, А.А. Мармалюку и М.В. Коваленко за плодотворное сотрудничество в разработке лазерных гетероструктур. Сотрудников лаборатории А.В. Лютецкого, Д.А. Винокурова, В.А. Капитонова, А.Ю. Лешко, А.Л. Станкевича, Н.В. Фетисову, Т.А. Налет, Т.Н. Дрокину, Н.Ф. Кадошук, Н.А. Рудову и В.В. Васильеву авторы благодарят за помощь в изготовлении структур, проведении измерений и подготовке образцов.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ и программы „Технология низкоразмерных объектов и систем“.

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] П.В. Булаев, В.А. Капитонов, А.В. Лютецкий, А.А. Мармалюк, Д.Б. Никитин, Д.Н. Николаев, А.А. Падалица, Н.А. Пихтин, А.Д. Бондарев, И.Д. Залевский, И.С. Тарасов. *ФТП*, **36**, 1144 (2002).
- [3] Г.В. Скрынников, Г.Г. Зегря, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, В.В. Шамахов, И.С. Тарасов. *ФТП*, **37**, 243 (2003).
- [4] Е.Г. Голикова, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, Г.В. Скрынников, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. *ФТП*, **34**, 886 (2000).
- [5] С.О. Слипченко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Н.В. Фетисова, А.Ю. Лешко, Ю.А. Рябоштан, Е.Г. Голикова, И.С. Тарасов. *Письма ЖТФ*, **29**, 65 (2003).
- [6] D.A. Livshits, I.V. Kochnev, V.M. Lantratov, N.N. Ledentsov, T.A. Nalyot, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov. *Electron. Lett.*, **36**, 1848 (2000).
- [7] 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. *Письма ЖТФ*, **26**, 40 (2000).
- [8] В.П. Евтихийев, Д.З. Гарбузов, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, В.Б. Халфин, В.П. Чалый, А.В. Чудинов. *ФТП*, **19**, 1420 (1985).
- [9] M.R. Gokhale, J.C. Dries, P.V. Studenkov, S.R. Forrest, D.Z. Garbuzov. *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-33**, 2266 (1997).
- [10] Д.З. Гарбузов, С.В. Зайцев, Ю.В. Ильин, Т.А. Налет, А.В. Овчинников, И.С. Тарасов. *Письма ЖТФ*, **16**, 50 (1990).
- [11] Д.З. Гарбузов, А.В. Овчинников, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, В.Б. Халфин. *ФТП*, **25**, 928 (1991).
- [12] К. Зеегер. *Физика полупроводников* (М., Мир, 1977).
- [13] В.И. Фистуль. *Введение в физику полупроводников* (М., 1975).
- [14] Х. Кейси, М. Паниш. *Лазеры на гетеропереходах* (М., Мир, 1981) т. 1.
- [15] S. Adachi. *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds* (John Wiley & Sons Inc., 1992).
- [16] R.F. Nabiev, E.C. Vail, C.J. Chang-Hasnain. *Selected Topics in Quant. Electron.*, **1**, 234 (1995).
- [17] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **36**, 365 (2002).
- [18] Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, Д.Н. Николаев, А.Л. Станкевич, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, И.Н. Арсентьева, И.С. Тарасов. *ФТП*, **35**, 1380 (2001).
- [19] 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).
- [20] А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Г.В. Скрынников, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Н.В. Фетисова. *ФТП*, **34**, 1457 (2000).
- [21] L.V. Asryan, N.A. Gunko, A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya, R.A. Suris, P.K. Lau, T. Makino. *Semicond. Sci. Technol.*, **15**, 1131 (2000).
- [22] G.T. Liu, A. Stinz, H. Li, T.C. Newell, A.L. Gray, P.M. Varangis, K.J. Malloy, L.F. Lester. *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-36**, 1272 (2000).
- [23] G. Park, O.B. Shchekin, D.L. Huffaker, D.G. Deppe. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, **13**, 230 (2000).

Редактор Л.В. Шаронова

Internal optical loss in semiconductor lasers

N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, I.S. Tarasov

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

Abstract Internal optical loss in a high power semiconductor laser based on separate confinement heterostructure has been investigated. It has been shown, that reduction of the internal optical loss is the basis of the high power laser diode concept, which consists in the laser cavity length increase without any decrease of the differential quantum efficiency. On the base of calculations it has been shown that the main part of internal optical loss falls at the active region and cladding layers. An increase of waveguide thickness and laser diode cavity length results in internal optical loss reduction. Two approaches to laser heterostructure design employed for internal optical loss reduction have been considered. Optimisation of laser heterostructure design taking into account internal quantum efficiency of stimulated emission and threshold current parameters has been carried out.

The difference in internal optical loss values for laser diodes based on GaAs and InP substrates results from a larger free hole absorption cross section in InP. Good agreement in experimental and calculated values of internal optical loss for laser diodes based on GaAs ($\alpha_i = 1-2 \text{ cm}^{-1}$) and InP ($\alpha_i = 2-4 \text{ cm}^{-1}$) substrates has been demonstrated.