

К вопросу о внутренних оптических потерях и токовых утечках в лазерных гетероструктурах на основе твердых растворов AlGaInAs/InP

© Д.А. Веселов, И.С. Шашкин, К.В. Бахвалов, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, М.Г. Растегаева, С.О. Слипченко, Е.А. Бечвай, В.А. Стрелец, В.В. Шамахов, И.С. Тарасов

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

E-mail: dmitriy90@list.ru

(Получена 18 февраля 2016 г. Принята к печати 21 февраля 2016 г.)

Исследованы полупроводниковые лазеры на основе AlGaInAs/InP гетероструктур раздельного ограничения, изготовленных методом МОС-гидридной эпитаксии. Показано, что увеличение только ширины запрещенной зоны AlGaInAs-волноводов без дополнительных барьеров приводит к росту токовых утечек в эмиттерные слои. Установлено, что введение дополнительных барьерных слоев на границе волновод–эмиттер блокирует токовые утечки в эмиттер, но ведет к росту внутренних оптических потерь с ростом тока накачки. Экспериментально продемонстрировано, что введение блокирующих слоев позволяет достичь максимальных значений внутренней квантовой эффективности стимулированного излучения (92%) и оптической мощности (3.2 Вт) в непрерывном режиме генерации в полупроводниковых лазерах для безопасного для глаз диапазона длин волн (1400–1600 нм).

1. Введение

Настоящая работа продолжает цикл исследований, посвященных лазерам спектрального диапазона 1400–1600 нм [1–4]. В предыдущих статьях [4,5] было показано, что применение концепции мощных полупроводниковых лазеров в системе твердых растворов AlGaInAs/InP затруднено высоким начальным уровнем внутренних оптических потерь, возрастающих в связи с процессом оже-рекомбинации носителей заряда в активной области. В результате с увеличением тока накачки растут внутренние оптические потери и наблюдается насыщение ватт-амперной характеристики полупроводниковых лазеров на основе AlGaInAs/InP гетероструктур. Для увеличения оптической мощности необходимо оптимизировать конструкцию лазерной наногетероструктуры, добиваясь уменьшения внутренних оптических потерь, за счет снижения оже-рекомбинации в активной области и подавления выброса носителей заряда в волновод и их утечки в эмиттерные слои.

Цель работы состоит в исследовании процессов выброса носителей заряда из активной области в волновод, процесса накопления носителей заряда в волноводе и процесса токовых утечек в эмиттерные слои полупроводниковых лазеров, различающихся составом твердого раствора AlGaInAs волноводных слоев, а также наличием дополнительных барьерных слоев для электронов и дырок.

2. Экспериментальные образцы

Для исследований были изготовлены два типа лазерных гетероструктур на основе твердых растворов AlGaInAs/InP (см. табл. 1 и 2).

В обоих типах гетероструктур используется расширенный (1.5–2 мкм) волновод для снижения внутренних

оптических потерь в легированных эмиттерах. Выбор твердых растворов AlGaInAs в качестве волновода продиктован существенно большей величиной электронного ограничения в квантовой яме по сравнению с твердыми растворами InGaAsP [4,6,7]. Активная область обеих гетероструктур состоит из двух квантовых ям толщиной по 80 Å. Это связано со стремлением подавить оже-рекомбинацию за счет снижения пороговой концентрации носителей заряда, добиваясь оптимального фактора оптического ограничения ($\Gamma \sim 1.5\%$). В то же время применение толстых квантовых ям позволяет снизить число гетерограниц в активной области, что также снижает процесс оже-рекомбинации [8,9].

В лазерной гетероструктуре 1-го типа (см. табл. 1) в качестве волновода применяется более широкозонный твердый раствор AlGaInAs для снижения выброса носителей заряда из активной области в волноводные слои. Для уменьшения внутренних оптических потерь толщина волновода была увеличена до 1.8 мкм согласно требованиям концепции мощных полупроводниковых лазеров [10].

Главной особенностью лазерной гетероструктуры 2-го типа (см. табл. 2) является использование барьеров AlInAs на границе волновод–эмиттер. Барьеры, препятствующие выбросу носителей заряда, предлагались и ранее [11–14]. Обычно эти барьеры устанавливаются в непосредственной близости от активной области и не легируются. В нашем случае дополнительные барьеры были расположены на границе волновод–эмиттер и преднамеренно легировались. Легирование барьеров увеличивает потенциальный барьер для носителей противоположного типа и в то же время способствует туннелированию носителей заряда, соответствующих типу легирующей примеси. Такая конструкция лазерной гетероструктуры должна снизить утечку носителей заряда из волновода в эмиттер.

Таблица 1. Параметры лазерной гетероструктуры 1-го типа

Название слоя	Толщина слоя, мкм	Материал слоя, легирование слоя	Длина волны края поглощения материала, мкм
Подложка	350	InP, <i>n</i> -тип	–
Эмиттер	0.78	InP, <i>n</i> -тип	–
Волновод	1.1	AlGaInAs, нелегированный	1.0
Спейсер	0.042	<< <<	1.2
Квантовая яма	0.008	<< <<	1.54
Спейсер	0.0152	<< <<	1.2
Квантовая яма	0.008	<< <<	1.54
Спейсер	0.042	<< <<	1.2
Волновод	0.73	<< <<	1.0
Эмиттер	1.15	InP, <i>p</i> -тип	–
Контактный	0.3	InGaAs	1.5

Таблица 2. Параметры лазерной гетероструктуры 2-го типа

Название слоя	Толщина слоя, мкм	Материал слоя, легирование слоя	Длина волны края поглощения материала, мкм
Подложка	350	InP, <i>n</i> -тип	–
Эмиттер	0.3	InP, <i>n</i> -тип	–
Барьер	0.05	AlInAs, <i>n</i> -тип	0.828
<<	0.05	AlInAs, нелегированный	0.828
Градиентный слой	0.05	AlInAs-AlGaInAs, нелегированный	0.828–1.14
Волновод	0.73	AlGaInAs, нелегированный	1.14
Квантовая яма	0.008	<< <<	1.53
Волновод	0.0125	<< <<	1.14
Квантовая яма	0.008	<< <<	1.53
Волновод	0.73	AlGaInAs, нелегированный	1.14
Градиентный слой	0.05	AlGaInAs-AlInAs, нелегированный	1.14–0.828
Барьер	0.05	AlInAs, <i>p</i> -тип	0.828
Эмиттер	1.25	InP, <i>p</i> -тип	–
Контактный	0.3	InGaAs	1.68

Полупроводниковые лазеры изготавливались по стандартной технологии с шириной полоска 100 мкм различной длины и с различными коэффициентами отражения зеркал [15].

Для исследования спонтанного излучения из активной области и волноводных слоев изготавливались образцы, сколотые вдоль оси резонатора по полосковому контакту [16], для наблюдения выходящего перпендикулярно оси резонатора спонтанного излучения.

3. Экспериментальные исследования

Изготовленные лазеры с различными длинами резонатора и зеркалами, образованными естественно сколотыми гранями, исследовались по стандартной методике [17] для определения внутренних оптических потерь и внутренней квантовой эффективности стимулированного излучения на пороге лазерной генерации. Величина внутренней квантовой эффективности стимулированного излучения составила 73% для лазеров

на основе наногетероструктуры 1-го типа и 92% — для 2-го типа. Величина внутренних оптических потерь составила 1.2 см^{-1} для лазеров на основе лазерной гетероструктуры 1-го типа и 2.4 см^{-1} — для 2-го типа.

Учитывая практически одинаковую конструкцию активных областей в лазерных гетероструктурах обоих типов, одинаковый фактор оптического ограничения моды электромагнитной волны в активной области, одинаковую пороговую концентрацию носителей заряда, можно допустить, что и доля оже-рекомбинации должна быть примерно одинакова. Следовательно, в структуре 1-го типа малая величина внутренней дифференциальной квантовой эффективности стимулированного излучения может быть связана с повышенным уровнем утечек электронного тока в эмиттер. В то же время в структуре 2-го типа наблюдаются значительно большие оптические потери, что может быть связано с накоплением носителей заряда в волноводе из-за дополнительных барьеров.

Для исследования выброса носителей заряда из активной области и их накопления в волноводных слоях были

проведены измерения спектров спонтанного излучения из активной области и волноводных слоев полупроводниковых лазеров, сколотых по полосковому контакту. Исследовались зависимости интенсивности линий люминесценции, соответствующих рекомбинации носителей в активной области, волноводе и эмиттере от температуры и тока накачки полупроводникового лазера.

На первом этапе исследовалась температурная зависимость интенсивности волноводной линии. Образцы накачивались импульсами тока длительностью 1 мкс, частотой 1 кГц, амплитудой 3 А. Можно допустить, что в таком режиме токовой накачки „саморазогрев“ лазера минимален, а температура лазерного кристалла определяется температурой теплоотвода, задаваемой системой термостабилизации. Измерения проводились в диапазоне температур от +20°C до +80°C.

На рис. 1 представлены типичные спектры спонтанного излучения лазеров на основе гетероструктуры 1-го типа. Для удобства линия излучения волновода показана в большем масштабе. Провал интенсивности на длинах волн 1350–1400 нм на всех графиках обусловлен пиком поглощения излучения в атмосфере. Интенсивная линия на длине волны 1500–1550 нм соответствует рассеянному излучению лазерной генерации. Также хорошо заметен сдвиг максимумов излучения различных спектральных линий, обусловленный ростом температуры. Характерным является снижение интенсивности люминесцентной полосы соответствующей излучению волноводного слоя.

Спектры спонтанного излучения лазеров на основе гетероструктуры 2-го типа соответствуют по форме и виду спектрам излучения лазеров на основе гетероструктур 1-го типа. Однако температурная зависимость интенсивности излучения волноводной линии имеет противоположный ход. Интенсивность излучения волновода ($\lambda \approx 1140$ нм) с ростом температуры резко возрастает

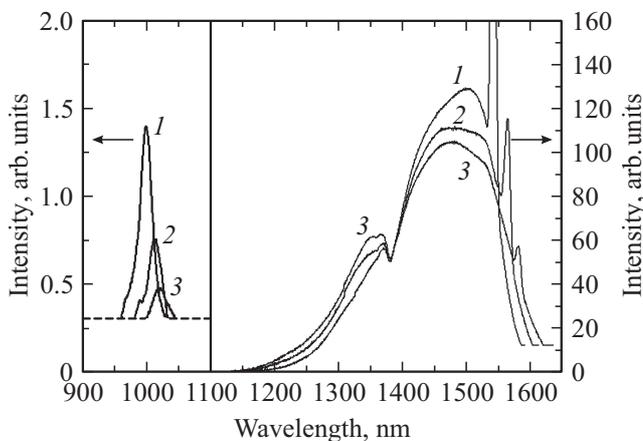


Рис. 1. Спектры спонтанного излучения из активной области и волноводных слоев в лазерах на основе гетероструктуры 1-го типа при температуре, °C: 1 — +20, 2 — +50, 3 — +80.

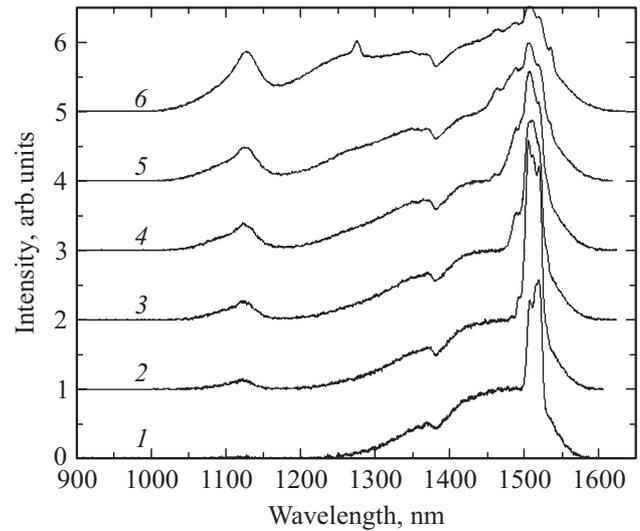


Рис. 2. Спектры спонтанного излучения из активной области и волноводных слоев в лазерах на основе гетероструктуры 2-го типа при накачке токовыми импульсами амплитудой, А: 1 — 10, 2 — 20, 3 — 30, 4 — 40, 5 — 50, 6 — 60.

и начинает сливаться с линией излучения из активной области, в то время как в лазерах на основе гетероструктур 1-го типа излучение волновода (рис. 1, $\lambda \approx 1000$ нм) с ростом температуры уменьшается.

На втором этапе определялась токовая зависимость интенсивности волноводной линии. Образцы накачивались импульсами тока длительностью 50–80 нс, частотой 1 кГц, амплитудой от 10 до 70 А (плотность тока от 4.7 до 33 кА/см²).

На рис. 2 приведены нормированные спектры спонтанного излучения активной области и волновода для гетероструктуры 2-го типа. Отмечается сильный рост интенсивности волноводной линии ($\lambda \approx 1100$ нм) и ее постепенное слияние с линией излучения активной области. Этот рост сопровождается расширением спектра спонтанного излучения активной области, а также спектра рассеянного излучения лазерной генерации. При максимальной амплитуде тока накачки 60 А наблюдается пик на длине волны 1274 нм, предположительно соответствующий второму уровню размерного квантования в квантовых ямах активной области.

Для наногетероструктуры 1-го типа спектры спонтанного излучения активной области выглядят аналогично спектрам излучения лазеров на основе гетероструктур 2-го типа. Однако с ростом тока накачки интенсивность излучения волноводной полосы увеличивается слабо, а спектр, соответствующий спонтанному излучению активной области, практически не расширяется и слияния волноводной линии с линией излучения активной области не происходит. При высоких уровнях токовой накачки (60–70 А) было зафиксировано спонтанное излучение на длине волны 940 нм, которая приблизительно соответствует ширине запрещенной зоны InP эмиттеров.

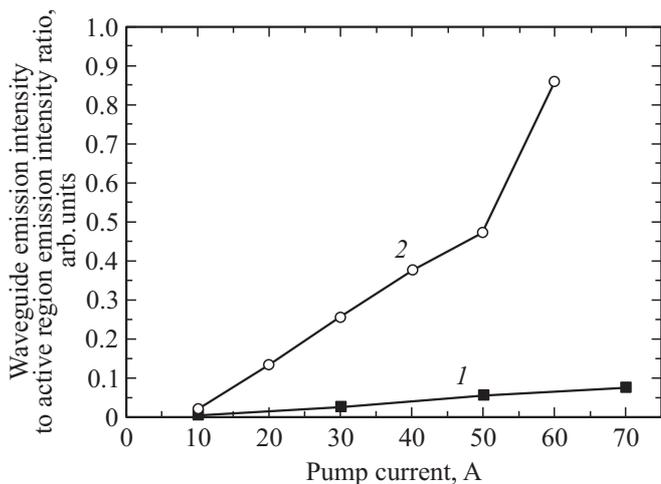


Рис. 3. Зависимость отношения интенсивности излучения волновода к интенсивности излучения активной области для лазеров на основе гетероструктур: 1 — 1-го типа, 2 — 2-го типа.

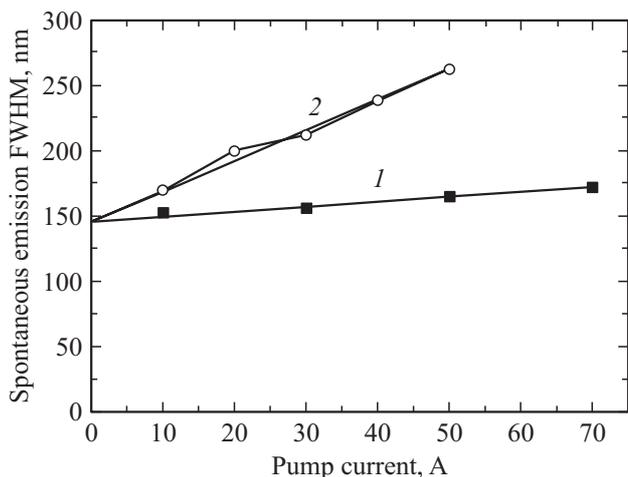


Рис. 4. Зависимости полуширины спектров спонтанного излучения из активной области образцов на основе лазерных гетероструктур: 1 — 1-го типа, 2 — 2-го типа.

На рис. 3 представлены зависимости отношения интенсивностей полос люминесценции из волновода к интенсивности полос излучения из активной области от тока накачки для гетероструктур обоих типов. Приведенные зависимости позволяют оценить в относительных единицах соотношение роста интенсивностей полос излучения из волновода в гетероструктурах различных типов.

Заслуживает интереса сопоставление полуширины спектров спонтанного излучения гетероструктур двух типов. На рис. 4 приведены графики зависимости полуширины спектра спонтанного излучения из активной области от тока накачки. При токе накачки, стремящемся к порогу лазерной генерации, полуширина спектров спонтанного излучения двух типов гетероструктур

стремится к одной и той же величине. Действительно, учитывая одинаковые факторы оптического ограничения и конструкции активной области в обоих типах гетероструктур, можно ожидать сходную форму спектра спонтанного излучения. Вероятнее всего, рост ширины спектра спонтанного излучения в гетероструктуре 2-го типа обусловлен ростом концентрации носителей заряда в ней.

4. Обсуждение результатов

Для объяснения экспериментальных результатов необходимо рассмотреть зонные диаграммы, построенные с учетом разрывов зон в валентной зоне и зоне проводимости для лазерных наногетероструктур двух типов. На рис. 5 и 6 представлены зонные диаграммы волноводных и эмиттерных слоев наногетероструктур 1-го и 2-го типов соответственно. Расчет проводился без учета легирования и приложенного напряжения на основании теоретической модели, представленной в работах [18,19]. Принципиальное различие двух лазерных гетероструктур состоит в большей ширине запрещенной зоны волновода и отсутствие барьера в гетероструктуре 1-го типа, а также в наличии дополнительного барьера для электронов на границе волновод — *P*-эмиттер в гетероструктуре 2-го типа.

Из анализа экспериментальных данных и зонных диаграмм следует, что увеличение ширины запрещенной зоны AlGaInAs-волновода в гетероструктуре 1-го типа создает условие для токовой утечки электронов в InP-эмиттер. Ничто не препятствует утечке электронов в *P*-эмиттер. Увеличение тока накачки и напряжения на гетероструктуре только способствует этому процессу. В результате внутренняя квантовая эффективность стимулированного излучения уже на пороге генерации значительно меньше, чем для лазеров на основе гетеро-

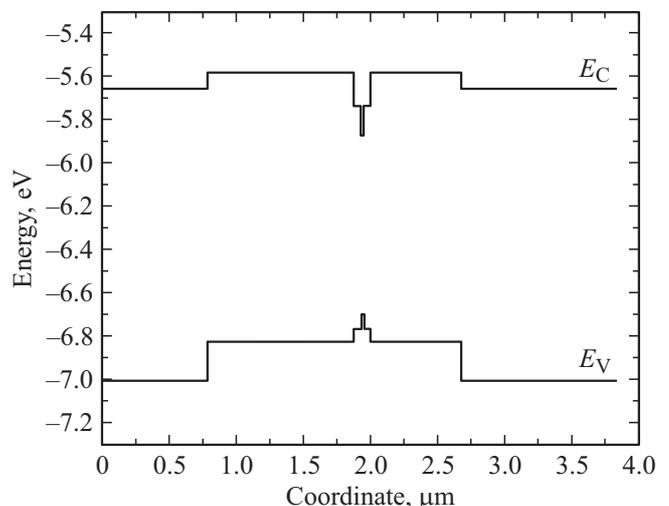


Рис. 5. Расчетная зонная диаграмма гетероструктуры 1-го типа.

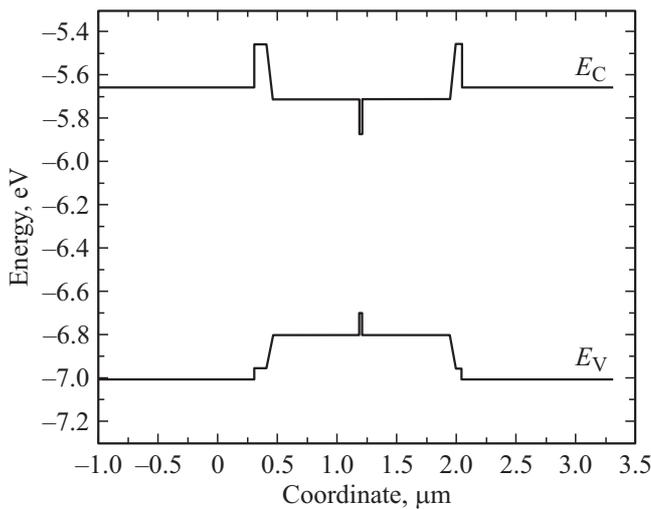


Рис. 6. Расчетная зонная диаграмма гетероструктуры 2-го типа.

структур 2-го типа. Некоторая доля электронов, протекающих по *P*-волноводу, излучательно рекомбинирует, что проявляется в росте интенсивности волноводной полосы, то есть в увеличении концентрации электронов в *P*-волноводе. Однако этот эффект выражен значительно слабее, чем в лазерах на основе гетероструктур 2-го типа (рис. 3). Поэтому внутренние оптические потери в лазерах на основе гетероструктур 1-го типа достигают своего наименьшего значения в 1.2 см^{-1} .

Заслуживает внимания факт уменьшения интенсивности волноводной линии с ростом температуры (рис. 1) в лазерах на основе гетероструктур 1-го типа. Известно, что с ростом температуры коэффициент излучательной рекомбинации падает [20]:

$$B_{3D} = \frac{4}{3} \sqrt{2\pi} s^{3/2} \alpha \sqrt{\epsilon} \frac{\hbar^2}{[(m_e + m_{hh})k_B T]^{3/2}} E_g \left(\frac{P}{\hbar c}\right)^2, \quad (1)$$

где B_{3D} — коэффициент излучательной рекомбинации объемного слоя материала, α — постоянная тонкой структуры, ϵ — диэлектрическая постоянная, m_e и m_{hh} — эффективные массы электрона и тяжелой дырки, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, E_g — ширина запрещенной зоны объемного материала, s — скорость света, \hbar — постоянная Планка, P — параметр Кейна [20]. Однако численные оценки снижения коэффициента излучательной рекомбинации по формуле (1) показывают, что при нагреве от $+20$ до $+80^\circ\text{C}$ коэффициент B_{3D} снижается менее чем в 1.5 раза, в то время как интенсивность излучения волноводной линии снижается более чем в 5 раз. По-видимому, это можно объяснить увеличением токовой утечки в *P*-эмиттер при возрастании температуры полупроводникового лазера, что и происходит при росте тока накачки, особенно в непрерывном режиме генерации.

Применение AlInAs -барьеров на границе волновод *P*-эмиттер в гетероструктурах 2-го типа отличается тем,

что дополнительный потенциальный барьер создается только для электронов (рис. 6). Электроны, делокализованные из активной области в *P*-волновод гетероструктуры 2-го типа, накапливаются в нем, ограниченные потенциальным барьером на границе с *P*-эмиттером. В результате внутренняя квантовая эффективность стимулированного излучения в лазерах на основе гетероструктур 2-го типа на пороге составляет максимальную величину, достигнутую в наших экспериментах, $\sim 92\%$. При увеличении температуры или тока накачки темп поставки электронов из активной области в волновод растет, следовательно, растет и концентрация электронов в нем, что и проявляется в виде роста излучения из *P*-волновода (рис. 2). Из-за роста концентрации электронов в волноводе возрастают внутренние оптические потери [21], следовательно, возрастает требуемое усиление и, как следствие, растет концентрация носителей заряда в активной области. Этот эффект проиллюстрирован на рис. 2 как возрастание ширины спектра спонтанного излучения активной области.

Ватт-амперная характеристика лазеров на основе обоих типов наногетероструктур претерпевает насыщение с ростом тока накачки, однако механизм этого насыщения различный. В лазерах на основе гетероструктур 1-го типа насыщение обусловлено электронной токовой утечкой в *P*-эмиттер. В лазерах на основе гетероструктур 2-го типа насыщение ватт-амперной характеристики происходит с ростом внутренних оптических потерь за счет увеличения концентрации электронов в *P*-волноводе. При этом максимальная оптическая мощность излучения была достигнута в лазерах, изготовленных на основе гетероструктуры 2-го типа, она составила 3.2 Вт в непрерывном режиме генерации при температуре теплоотвода 25°C .

5. Заключение

В работе проведено исследование полупроводниковых лазеров, излучающих в спектральном диапазоне 1400–1600 нм, на основе двух типов гетероструктур, различающихся наличием барьеров на гетерограницах волновод-эмиттер и составом твердых растворов AlGaInAs -волноводных слоев. Показано, что увеличение ширины запрещенной зоны AlGaInAs -волноводного слоя в отсутствие барьеров приводит к утечке электронов в *P*-эмиттер, снижению внутреннего квантового выхода стимулированного излучения и насыщению ватт-амперной характеристики. В лазерах на основе гетероструктур с дополнительными AlInAs -барьерами обнаружен рост интенсивности спонтанного излучения волновода при увеличении тока накачки и температуры, в результате которого растет концентрация носителей заряда в волноводе и, как следствие, внутренние оптические потери увеличиваются. Обнаруженные процессы в обоих случаях ведут к насыщению ватт-амперных характеристик полупроводниковых лазеров. Однако в лазерах на

основе гетероструктуры с дополнительными барьерами, несмотря на рост внутренних оптических потерь, были достигнуты максимальные значения дифференциальной квантовой эффективности стимулированного излучения (92%) и излучаемой оптической мощности (3.2 Вт).

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы „Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы“, прикладные научные исследования по теме „Разработка МОС-гидридной технологии наногетероструктур и мощных непрерывных и импульсных полупроводниковых лазеров на их основе, излучающих в диапазоне длин волн 1400–1600 нм“, шифр 2014-14-579-0066-003; соглашение № 14.607.21.0048, уникальный идентификатор прикладных научных исследований RFMEFI60714X0048.

Список литературы

- [1] 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** (7), 886 (2000).
- [2] Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, К.С. Борщев, И.Н. Арсентьев, И.С. Тарасов. *ФТП*, **41** (8), 1003 (2007).
- [3] А.В. Лютецкий, К.С. Борщев, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **42** (1), 106 (2008).
- [4] Д.А. Веселов, К.Р. Аюшева, И.С. Шашкин, К.В. Бахвалов, В.В. Васильева, Л.С. Вавилова, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. *Квант. электрон.*, **45** (10), 879 (2015).
- [5] А.В. Лютецкий, К.С. Борщев, А.Д. Бондарев, Т.А. Налет, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, Н.В. Фетисова, М.А. Хомылев, А.А. Мармалюк, Ю.Л. Рябоштан, В.А. Симаков, И.С. Тарасов. *ФТП*, **41** (7), 883 (2007).
- [6] S. Adachi. *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors* (John Wiley & Sons, (2009).
- [7] A. Mircea, A. Ougazzaden, G. Primot, C. Kazmierski. *J. Cryst. Growth*, **124**, 737 (1992).
- [8] Н.А. Гунько, А.С. Полковников, Г.Г. Зегря. *ФТП*, **34** (4), 462 (2000).
- [9] M.I. Dyakonov, V.Y. Kachorovskii. *Phys. Rev. B*, **49** (24), 17130 (1994).
- [10] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Д.А. Винокуров, А.Д. Бондарев, В.А. Капитонов, Н.А. Пихтин, П.С. Копьев, И.С. Тарасов. *ФТП*, **47** (8), 1082 (2013).
- [11] T. Garrod, D. Olson, M. Klaus, C. Zenner, C. Galstad, L. Mawst, D. Botez. *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 071101 (2014).
- [12] R.F. Kazarinov, G.L. Belenky. *IEEE J. Quant. Electron.*, **31** (3), 423 (1995).
- [13] А.Е. Zhukov, N.V. Kryzhanovskaya, F.I. Zubov, Y.M. Shernyakov, M.V. Maximov, E.S. Semenova, K. Yvind, L.V. Asryan. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 021107 (2012).
- [14] А.Е. Жуков, Н.В. Кръжановская, М.В. Максимов, А.Ю. Егоров, М.М. Павлов, Ф.И. Зубов, Л.В. Асрян. *ФТП*, **45** (4), 540 (2011).
- [15] Д.А. Винокуров, В.П. Коняев, М.А. Ладугин, А.В. Лютецкий, А.А. Мармалюк, А.А. Падалица, А.Н. Петрунов, Н.А. Пихтин, В.А. Симаков, С.О. Слипченко, А.В. Сухарев, Н.В. Фетисова, В.В. Шамахов, И.С. Тарасов. *ФТП*, **44** (2), 251 (2010).
- [16] И.С. Шашкин, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Д.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** (9), 1230 (2012).
- [17] С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. *ФТП*, **38** (12), 1477 (2004).
- [18] M.P.C.M. Krijn. *Semicond. Sci. Technol.*, **6**, 27 (1991).
- [19] C.G. Van de Walle. *Phys. Rev. B*, **39**, 1871 (1989).
- [20] Л.В. Асрян. *Квант. электрон.*, **35** (12), 1117 (2005).
- [21] B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin. *Electron. Lett.*, **42** (22), 1283 (2006).

Редактор А.Н. Смирнов

On the internal optical loss and current leakage in AlGaInAs/InP laser heterostructures

D.A. Veselov, I.S. Shashkin, K.V. Bakhvalov, A.V. Lyutetskiy, N.A. Pikhtin, M.G. Rastegaeva, S.O. Slipchenko, E.A. Bechvay, V.A. Strelets, V.V. Shamakhov, I.S. Tarasov

loffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Semiconductor lasers based on MOCVD-grown AlGaInAs/InP separate confinement heterostructures are investigated. It is shown, that only energy bandgap increase of AlGaInAs-waveguide without additional barriers results in current leakage increase into the cladding layers. It is determined, that additional barrier layers grown between waveguide and cladding layers block current leakage into the cladding layers but results in internal optical loss rise with drive current increase. It is experimentally demonstrated, that incorporation of blocking layers allows attaining maximal values of internal quantum efficiency of stimulated emission (92%) and continuous wave output optical power (3.2 W) in semiconductor lasers of eye-safe wavelength region (1400–1600 nm).