

# Полупроводниковый лазер с асимметричными барьерными слоями: высокая температурная стабильность

© А.Е. Жуков, Н.В. Крыжановская<sup>¶</sup>, М.В. Максимов, А.Ю. Егоров, М.М. Павлов,  
Ф.И. Зубов, Л.В. Асрян\*

Академический университет — Научно-образовательный центр нанотехнологий Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Virginia Polytechnic Institute and State University,  
Blacksburg, Virginia 24061, USA

(Получена 6 октября 2010 г. Принята к печати 22 октября 2010 г.)

Рассмотрен метод повышения температурной стабильности инжекционных лазеров, использующий асимметричные барьерные слои по обе стороны от квантово-размерной активной области. Асимметричные барьерные слои препятствуют утечке электронов из активной области в ту часть волноводной области, в которую инжектируются дырки, и утечке дырок в ту часть волноводной области, в которую инжектируются электроны. Выбраны параметры слоев, позволяющие реализовать асимметричные барьерные слои в структурах на подложках GaAs с выполнением условий псевдоморфного роста. Рассчитаны пороговые характеристики и показано, что подавление электронно-дырочной рекомбинации вне активной области, достигаемое при использовании асимметричных барьерных слоев, приводит к существенному уменьшению порогового тока и увеличению характеристической температуры лазера с асимметричными барьерными слоями.

## 1. Введение

Понижение плотности порогового тока и достижение ее высокой температурной стабильности представляют собой важнейшие цели исследований и разработок в области полупроводниковых инжекционных лазеров [1]. Паразитная рекомбинация носителей заряда в волноводной области инжекционных лазеров является одним из основных факторов, определяющих величину и температурную зависимость плотности порогового тока, в особенности при высоких температурах [2,3] и при использовании широких и сверхшироких волноводов [4,5]. В работах [6,7] был предложен метод повышения температурной стабильности лазеров с квантово-размерной активной областью, основанный на подавлении электронно-дырочной рекомбинации в волноводной области. Подавление рекомбинации достигается с помощью двух асимметричных барьерных слоев (АБС), препятствующих утечке электронов из активной области в ту часть волноводной области, в которую инжектируются дырки, и утечке дырок в ту часть волноводной области, в которую инжектируются электроны. Принцип действия лазера с асимметричными барьерными слоями (ЛАБС) [laser with asymmetric barrier layer (LABL)] описан далее в разд. 2. Основной проблемой на пути практической реализации ЛАБС является сложность выбора (с учетом пределов псевдоморфного роста) полупроводниковых материалов, с помощью которых можно было бы получить такие потенциальные барьеры между активной и волноводными областями, один из которых был бы достаточно высок для подавления утечки из активной области носителей заряда одного типа, а другой — достаточно низок, чтобы не препятствовать

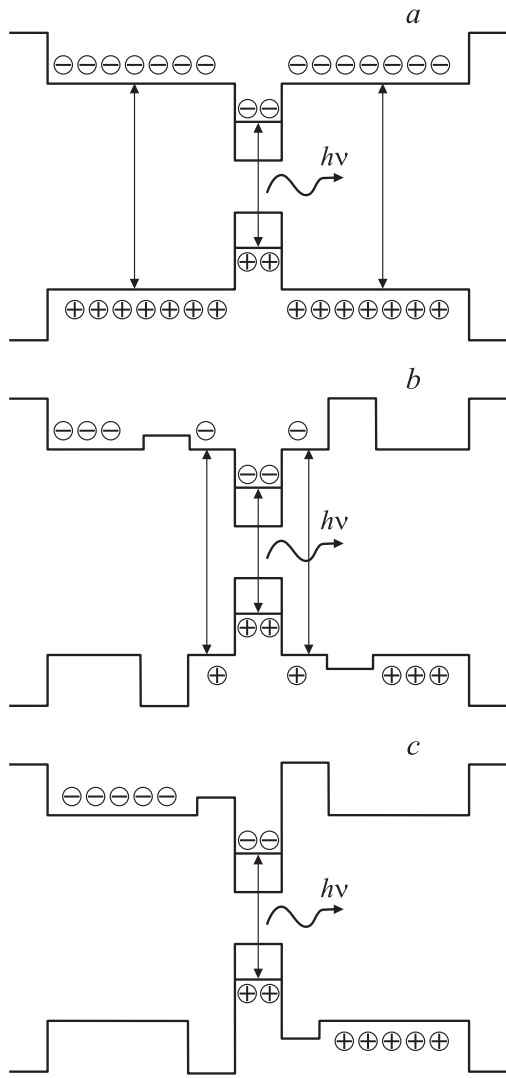
доставке в активную область носителей другого типа. Кроме того, до настоящего времени не был проведен детальный анализ характеристик ЛАБС.

В настоящей работе предложены конструкции и полупроводниковые материалы для инжекционных ЛАБС, которые могут быть реализованы эпитаксиальными методами на подложках GaAs. Рассчитаны пороговые характеристики ЛАБС на основе предложенных структур и показано их преимущество по сравнению с обычными лазерами (лазерами без АБС).

## 2. Структура и принцип действия лазера с асимметричными барьерными слоями

Зонная энергетическая диаграмма обычной лазерной гетроструктуры с квантово-размерной активной областью [например, с квантовой ямой (КЯ)] схематически изображена на рис. 1, а. Если энергия локализации электронов (дырок) в КЯ [расстояние от края зоны проводимости (валентной зоны) материала волновода до дна подзоны размерного квантования в КЯ] мала ( $\leq 3kT$ ), то концентрация электронов (дырок) в волноводной области будет высокой. Такая ситуация характерна, например, для лазеров с длиной волны излучения 0.94 мкм, в которых энергия локализации носителей в InGaAs/GaAs КЯ составляет около 50 мэВ. Как будет показано далее (разд. 4), плотность тока рекомбинации носителей в волноводном слое на пороге генерации может быть сравнима или превышать плотность рекомбинационного тока в КЯ. Это приводит к увеличению плотности порогового тока, а также снижению характеристической температуры лазера. Последнее обусловлено более сильной температурной зависимостью концентраций носителей

<sup>¶</sup> E-mail: kryj@mail.ioffe.ru



**Рис. 1.** Зонные энергетические диаграммы: *a* — обычная лазерная гетроструктура, *b* — лазерная гетроструктура с асимметричными барьерными слоями и технологическими слоями, прилегающими к активной области, *c* — идеальная лазерная гетроструктура с асимметричными барьерными слоями.

заряда в объемном материале волновода по сравнению с квантово-размерной активной областью.

Зонная диаграмма ЛАБС схематически изображена на рис. 1, *b*. В отличие от обычной лазерной структуры в ЛАБС имеются дополнительные асимметричные барьерные слои, расположенные в волноводе в непосредственной близости от квантово-размерной активной области. АБС, располагающийся со стороны *p*-эмиттера, создает потенциальный барьер в валентной зоне, настолько низкий, чтобы не препятствовать инжекции дырок из *p*-эмиттера в активную область при приложении прямого смещения. В то же время создаваемый им потенциальный барьер в зоне проводимости достаточно высок, чтобы существенно подавить как термические выбросы, так и туннелирование электронов, инжек-

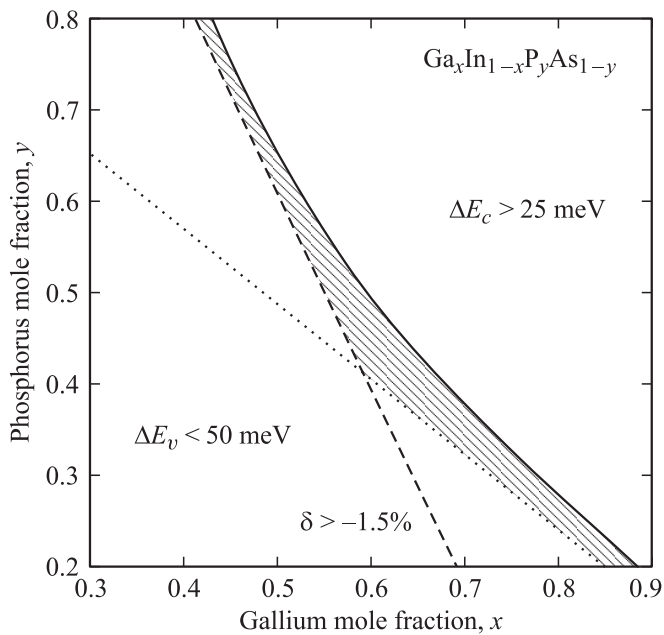
тируемых *n*-эмиттером, в часть волноводной области, расположенную между этим асимметричным барьерным слоем и *p*-эмиттером.

Аналогично, АБС, располагающийся в волноводе со стороны *n*-эмиттера, формирует потенциальный барьер в зоне проводимости, настолько низкий, чтобы не препятствовать инжекции электронов из *n*-эмиттера в активную область, тогда как создаваемый им потенциальный барьер в валентной зоне достаточно высок, чтобы воспрепятствовать протеканию дырок, инжектируемых *p*-эмиттером, в часть волноводной области, расположенную между этим асимметричным барьерным слоем и *n*-эмиттером.

В результате совместного действия двух асимметричных барьерных слоев дырки (электроны) заполняют при прямом смещении активную область и часть волноводной области, примыкающую к *p*-эмиттеру (*n*-эмиттеру), тогда как часть волноводной области, примыкающая к *n*-эмиттеру (*p*-эмиттеру), остается свободной от дырок (электронов). Таким образом, область электронно-дырочной рекомбинации в ЛАБС ограничивается активной областью, если АБС прилегают непосредственно к активной области (рис. 1, *c*), либо активной областью и небольшой частью волноводной области, заключенной между двумя АБС (рис. 1, *b*). Отметим, что такие тонкие промежуточные слои между активной областью и АБС могут потребоваться для переключения потоков и для предотвращения испарения материала активной области ( $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ) при эпитаксиальном росте гетероструктур. В обоих случаях, вследствие существенного подавления рекомбинации носителей в волноводной области, плотность порогового тока и его температурная чувствительность в ЛАБС заметно снижены по сравнению с обычной лазерной структурой. Следует отметить, что благодаря малой толщине АБС (5–10 нм) фактор оптического ограничения в ЛАБС меняется несущественно по сравнению с обычным лазером.

### 3. Выбор полупроводниковых материалов для практической реализации лазера с асимметричными барьерными слоями

Ключевым моментом для реализации предложенной концепции ЛАБС является подбор материалов, обеспечивающих требуемые асимметричные энергетические барьеры для электронов и дырок. В качестве примера, показывающего возможность практической реализации ЛАБС, в настоящей работе мы рассмотрели различные тройные и четверные соединения  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$  для таких барьеров в структурах на подложках GaAs, излучающих на длинах волн 0.94 и 0.78 мкм (структуры 1 и 2 соответственно). В структуре 1 в качестве материала волновода предполагается GaAs, а активной области —  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  (толщина: 6.4 нм).



**Рис. 2.** Соотношения между мольными долями галлия и фосфора в твердом растворе  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$ , при которых дно зоны проводимости твердого раствора располагается на уровне 25 мэВ относительно волновода GaAs (сплошная кривая), потолок валентной зоны располагается на уровне -50 мэВ относительно GaAs (точечная кривая) и величина рассогласования постоянной решетки составляет -1.5% по отношению к GaAs (100) подложке (пунктирная кривая).

В структуре 2 для формирования волновода использован  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ , а активной области —  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  (толщина: 5.5 нм).

Предполагая работу лазерного диода при комнатной температуре, нами были использованы следующие критерии выбора материалов для АБС: высота энергетического барьера со стороны *n*-эмиттера для дырок должна быть не менее 50 мэВ, для электронов — не более 25 мэВ; высота барьера со стороны *p*-эмиттера для электронов должна быть не менее 65 мэВ, для дырок — не более 25 мэВ. Барьеры, удовлетворяющие этим критериям, должны обеспечить заметную асимметрию пропускания носителей заряда разного типа. Также было положено, что рассогласование постоянной решетки барьерного слоя не должно превышать 1.5% по отношению к GaAs (100) подложке. Указанное рассогласование позволит обеспечить послынный псевдоморфный рост барьерных слоев толщиной 5–10 нм [8]. Влияние химического состава и упругих напряжений на положение краев зоны проводимости и валентной зоны АБС относительно материала волновода было рассчитано с использованием методики, приведенной в работе [9]. В связи с этим следует отметить, что в зависимости от знака упругих напряжений материала барьера относительно материала волновода основным

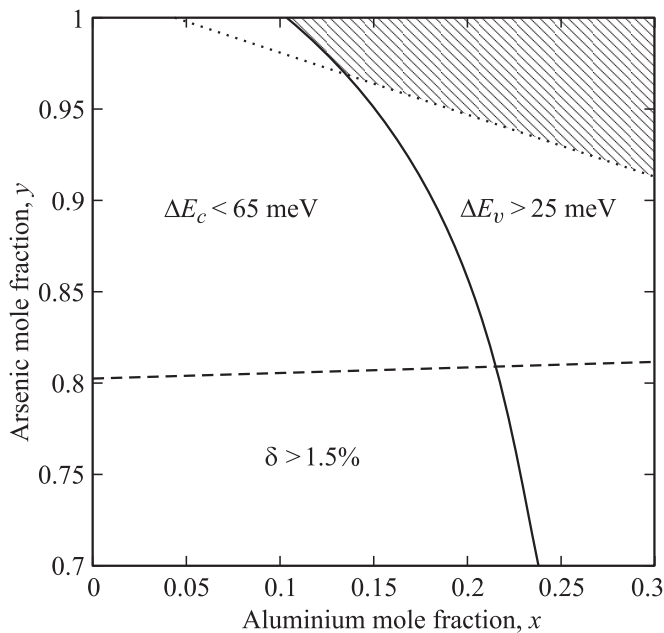
состоянием в валентной зоне в АБС может оказаться состояние либо тяжелых дырок, либо легких дырок.

Наиболее подходящим соединением для формирования высокого барьера для дырок обеих лазерных структур оказался четверной твердый раствор  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$ . Благодаря сравнительно малому рассогласованию постоянной решетки (так, в частности, твердый раствор  $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$  является согласованным с GaAs) для данного соединения существует широкая область составов, обеспечивающих псевдоморфный рост на подложке GaAs. Кроме того, увеличение мольной доли фосфора в твердом растворе приводит к формированию требуемого высокого энергетического барьера в валентной зоне (> 50 мэВ), оставляя при этом низким барьер в зоне проводимости.

На рис. 2 представлены соотношения между мольными долями галлия и фосфора в твердом растворе  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$ , при которых дно зоны проводимости твердого раствора располагается на уровне 25 мэВ относительно волновода GaAs (сплошная кривая), потолок валентной зоны располагается на уровне -50 мэВ относительно GaAs (точечная кривая) и величина рассогласования постоянной решетки составляет 1.5% по отношению к GaAs (100) подложке (пунктирная кривая). Выше сплошной кривой находится область составов, для которых разрыв края зоны проводимости на гетерогранице превышает 25 мэВ. Ниже точечной кривой находится область составов, для которых разрыв края валентной зоны на гетерогранице меньше 50 мэВ. Ниже пунктирной кривой лежит область составов, для которых абсолютное значение рассогласования постоянной решетки „на растяжение“ превышает 1.5%. Как видно из рисунка, существует ограниченная область „разрешенных“ составов твердого раствора  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$  (заштрихована на рисунке), для которых одновременно удовлетворяются все три условия, необходимые для создания АБС со стороны *n*-эмиттера. Для расчетов характеристик ЛАБС на основе структуры 1 мы выбрали в качестве материала АБС твердый раствор  $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}_{0.6}\text{As}_{0.4}$ , попадающий в разрешенную область и обеспечивающий высокий барьер для дырок (117 мэВ) при нулевом барьере для электронов.

Аналогичным образом был подобран состав АБС со стороны *n*-эмиттера для структуры 2 с  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ -волноводом —  $\text{Ga}_{0.87}\text{In}_{0.13}\text{P}_{0.49}\text{As}_{0.51}$  обеспечивает достаточно высокий барьер для дырок (50 мэВ) при одновременно достаточно низком барьере для электронов (18 мэВ).

Высокий барьер для электронов со стороны *p*-эмиттера в лазерной структуре 1 с GaAs-волноводом может быть получен с использованием твердого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ . На рис. 3 представлены соотношения между мольными долями алюминия и мышьяка в твердом растворе  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ , при которых дно зоны проводимости твердого раствора располагается на уровне 65 мэВ относительно волновода GaAs (сплошная кривая), потолок валентной зоны располагается на уровне -25 мэВ относительно GaAs (точечная кривая)



**Рис. 3.** Соотношения между мольными долями алюминия и мышьяка в твердом растворе  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ , при которых дно зоны проводимости твердого раствора располагается на уровне 65 мэВ относительно волновода GaAs (сплошная кривая), потолок валентной зоны располагается на уровне -25 мэВ относительно GaAs (точечная кривая) и величина рассогласования постоянной решетки составляет 1.5% по отношению к GaAs (100) подложке (пунктирная кривая).

и величина рассогласования постоянной решетки составляет 1.5% по отношению к GaAs (100) подложке (пунктирная кривая). Выше сплошной кривой находится область составов, для которых разрыв края валентной зоны на гетерогранице превышает 25 мэВ. Ниже точечной кривой находится область составов, для которых разрыв края зоны проводимости на гетерогранице меньше 65 мэВ. Ниже пунктирной кривой лежит область составов, для которых абсолютное значение рассогласования постоянной решетки „на сжатие“ превышает 1.5%. Область составов твердого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$  (для  $x < 30\%$ ), для которых одновременно удовлетворяются все три условия, необходимо для создания АБС со стороны *p*-эмиттера, заштрихована на рис. 3. В частности, твердый раствор  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$  обеспечивает высокий барьер для электронов (97 мэВ) и одновременно низкий барьер для дырок (3 мэВ). Благодаря невысокому содержанию сурьмы в твердом растворе величина рассогласования постоянной решетки по отношению к GaAs составляет всего -0.6%.

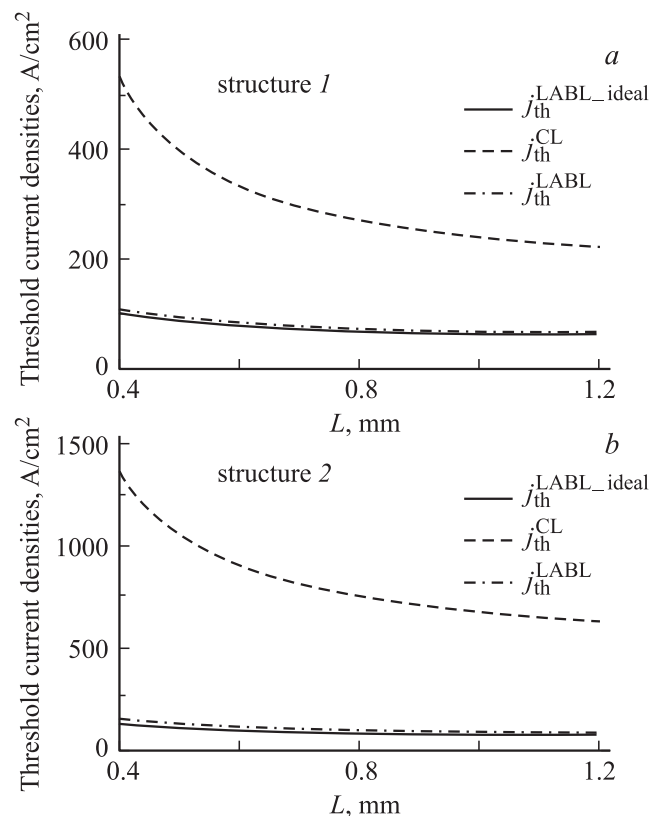
Высокий барьер для электронов со стороны *p*-эмиттера в лазерной структуре 2 с  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ -волноводом может быть получен с использованием твердого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{(1-x-y)}\text{As}$ . При этом в отличие от структуры 1 отпадает необходимость использования дополнительного элемента V группы (сурьмы), что существенно упрощает возможность практической реализации ЛАБС.

Так, например, твердый раствор  $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.41}\text{In}_{0.19}\text{As}$  обеспечивает высокий барьер для электронов (65 мэВ) при одновременно достаточно низком барьере для дырок (29 мэВ).

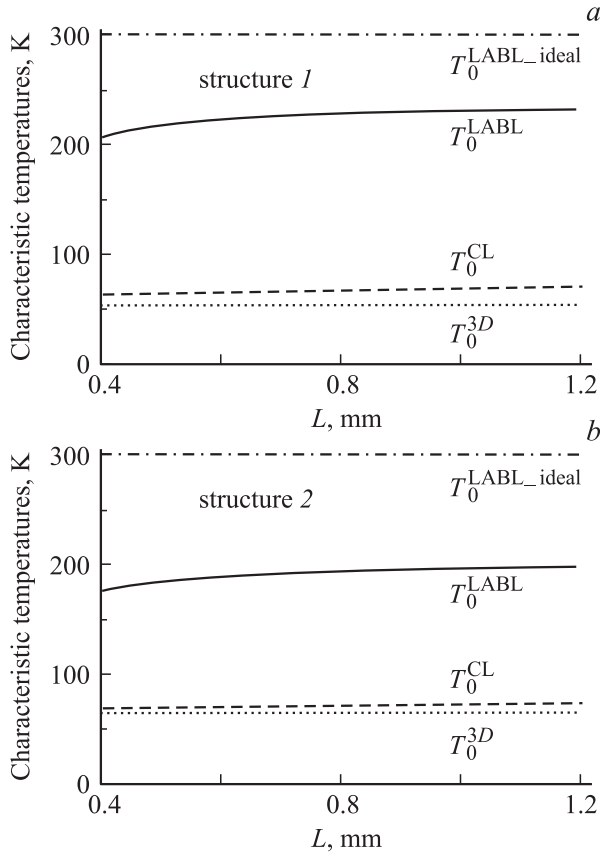
#### 4. Плотность порогового тока и характеристическая температура лазера с асимметричными барьерными слоями

Для расчета приборных характеристик ЛАБС нами был использован теоретический подход, развитый в работе [10]. Рассматривался непрерывный режим генерации лазерного излучения при комнатной температуре. Толщина волноводной области во всех лазерных структурах полагается равной 0.4 мкм. Толщина каждой из двух частей волноводной области, заключенной между активной областью и АБС, составляет 5 нм. Детальное описание слоев лазерных структур, использованных в расчетах, приведено в таблице.

На рис. 4, *a* представлены зависимости плотностей пороговых токов от длины резонатора в полосковых



**Рис. 4.** Зависимости плотностей пороговых токов от длины резонатора в полосковых лазерах на основе структур 1 и 2 (*a* и *b* соответственно):  $j_{th}^{CL}$  — для обычного лазера, изображенного на рис. 1, *a*,  $j_{th}^{LABL}$  — для реалистичного ЛАБС, изображенного на рис. 1, *b*, и  $j_{th}^{LABL\_ideal} = j_{th}^{QW}$  — для идеального ЛАБС, изображенного на рис. 1, *c*.



**Рис. 5.** Зависимости характеристической температуры от длины резонатора для лазеров на основе структур 1 и 2 (а и b соответственно):  $T_0^{\text{CL}}$  — для обычного лазера,  $T_0^{\text{LABL}}$  — для реалистичного ЛАБС и  $T_0^{\text{LABL\_ideal}} = T_0^{\text{QW}}$  — для идеального ЛАБС.  $T_0^{3\text{D}}$  — характеристическая температура тока паразитной рекомбинации в волноводной области.

лазерах на основе структуры 1:  $j_{\text{th}}^{\text{CL}}$  — для лазера без АБС [обычный лазер — conventional laser (CL)], изображенного на рис. 1, а,  $j_{\text{th}}^{\text{LABL}}$  — для реалистичного ЛАБС, изображенного на рис. 1, б, и  $j_{\text{th}}^{\text{LABL\_ideal}} = j_{\text{th}}^{\text{QW}}$  — для идеального ЛАБС, изображенного на рис. 1, с. Плотность тока рекомбинации в активной области  $j_{\text{th}}^{\text{QW}}$ , целиком определяющая плотность порогового тока идеального ЛАБС (рис. 1, с), также входит в качестве одной из двух компонент в пороговые плотности токов реалистичного ЛАБС (рис. 1, б) и обычного лазера (рис. 1, а). Зависимости плотностей пороговых токов от длины резонатора для лазеров на основе структуры 2 представлены на рис. 4, б.

Как видно из рисунков, плотность тока рекомбинации в КЯ, а следовательно, и плотность порогового тока идеального ЛАБС ( $j_{\text{th}}^{\text{LABL\_ideal}} = j_{\text{th}}^{\text{QW}}$ ) мала (60–100 и 80–130 А/см<sup>2</sup> в структурах 1 и 2 соответственно) и слабо зависит от длины резонатора. Электронно-дырочная рекомбинация в волноводной области обычного лазера приводит к существенному повышению плотности порогового тока ( $j_{\text{th}}^{\text{CL}} \gg j_{\text{th}}^{\text{LABL\_ideal}}, j_{\text{th}}^{\text{LABL}}$ ), в особенности в

лазерах с коротким резонатором ( $\sim 530$  и  $1350$  А/см<sup>2</sup> при длине резонатора 0.4 мм в структурах 1 и 2 соответственно). Даже в реалистичном ЛАБС (рис. 1, б) этот канал рекомбинации существенно подавлен, что приводит к близости  $j_{\text{th}}^{\text{LABL}}$  к плотности порогового тока  $j_{\text{th}}^{\text{LABL\_ideal}}$  идеального ЛАБС, т.е. к плотности тока рекомбинации в КЯ, во всем диапазоне длин резонатора, реализуемых на практике. Таким образом, с точки зрения уменьшения порогового тока ЛАБС имеют существенное преимущество в сравнении с обычными лазерами.

Зависимость характеристической температуры порогового тока [определяемой как  $T_0 = (\partial \ln j_{\text{th}} / \partial T)^{-1}$ ] от длины резонатора представлена на рис. 5, а и б для лазеров на основе структур 1 и 2 соответственно:  $T_0^{\text{CL}}$  — для лазера обычной конструкции,  $T_0^{\text{LABL}}$  — для реалистичного ЛАБС,  $T_0^{\text{LABL\_ideal}} = T_0^{\text{QW}}$  — для идеального ЛАБС. На рисунке также показана характеристическая температура  $T_0^{3\text{D}}$ , описывающая температурную зависимость тока спонтанной излучательной рекомбинации в волноводной области. Как показано в [10], характеристическая температура тока рекомбинации в КЯ,  $T_0^{\text{QW}} = (\partial \ln j_{\text{th}}^{\text{QW}} / \partial T)^{-1}$ , целиком определяющая температурную зависимость порогового тока идеального ЛАБС, равна попросту  $T$ . Как видно из рисунка,  $T_0^{3\text{D}}$  (54 и 65 К для структур 1 и 2 соответственно) намного ниже  $T_0^{\text{QW}}$ , что обусловлено намного более сильной температурной зависимостью трехмерных концентраций электронов и дырок в волноводной области по сравнению с двумерными концентрациями в КЯ [10].

Во всем диапазоне длин резонатора характеристическая температура в обычном лазере  $T_0^{\text{CL}}$  близка к  $T_0^{3\text{D}}$ , т.е. в основном определяется рекомбинацией в волноводной области. В то же время благодаря полному или значительному подавлению рекомбинации в волноводной области характеристическая температура в ЛАБС контролируется рекомбинацией в КЯ и по этой причине существенно превышает  $T_0^{\text{CL}}$ .  $T_0^{\text{LABL\_ideal}}$  в идеальном ЛАБС (рис. 1, с) совпадает с  $T_0^{\text{QW}}$ , (т.е. равна 300 К при комнатной температуре), а  $T_0^{\text{LABL}}$  в реалистичном ЛАБС (рис. 1, б) остается высокой даже в случае короткого резонатора (208 и 177 К при длине резонатора 0.4 мкм в структурах 1 и 2 соответственно).

## 5. Заключение

В работе рассмотрен метод повышения температурной стабильности инжекционных лазеров, использующий асимметричные барьерные слои (АБС) по обе стороны от квантово-размерной активной области. АБС препятствуют утечке электронов из активной области в ту часть волноводной области, в которую инжектируются дырки, и утечке дырок в ту часть волноводной области, в которую инжектируются электроны. Предложены четверные твердые растворы, с помощью которых возможно реализовать АБС в структурах на

Параметры лазерных структур с асимметричными барьерными слоями

№	Слой	Структура 1	Структура 2
		Длина волны генерации $\lambda_0 = 0.94$ мкм	Длина волны генерации $\lambda_0 = 0.78$ мкм
1	Подложка	GaAs, $n^+$	GaAs, $n^+$
2	Буферный слой	GaAs:Si (0.2 мкм)	GaAs:Si (0.2 мкм)
3	$n$ -эмиттер	Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As:Si (1.5 мкм)	Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As:Si (1.5 мкм)
4	Волновод	GaAs (0.2 мкм)	Al <sub>0.2</sub> Ga <sub>0.8</sub> As (0.2 мкм)
5	Асимметричный барьерный слой	Ga <sub>0.5</sub> In <sub>0.5</sub> As <sub>0.4</sub> P <sub>0.6</sub> (5 нм) Барьер для дырок: 117 мэВ Барьер для электронов: 0 мэВ	Ga <sub>0.87</sub> In <sub>0.13</sub> As <sub>0.51</sub> P <sub>0.49</sub> (5 нм) Барьер для дырок: 50 мэВ Барьер для электронов: 18 мэВ
6	Промежуточный слой	GaAs (5 нм)	Al <sub>0.2</sub> Ga <sub>0.8</sub> As (5 нм)
7	Активная область: Квантовая яма	In <sub>0.15</sub> Ga <sub>0.85</sub> As (6.4 нм)	Al <sub>0.1</sub> Ga <sub>0.9</sub> As (5.5 нм)
8	Промежуточный слой	GaAs (5 нм)	Al <sub>0.2</sub> Ga <sub>0.8</sub> As (5 нм)
9	Асимметричный барьерный слой	Al <sub>0.2</sub> Ga <sub>0.8</sub> As <sub>0.93</sub> Sb <sub>0.07</sub> (5 нм) Барьер для дырок: 3 мэВ Барьер для электронов: 97 мэВ	Al <sub>0.4</sub> Ga <sub>0.41</sub> In <sub>0.19</sub> As (5 нм) Барьер для дырок: 29 мэВ Барьер для электронов: 65 мэВ
10	Волновод	GaAs (0.2 мкм)	Al <sub>0.2</sub> Ga <sub>0.8</sub> As (0.2 мкм)
11	$p$ -эмиттер	Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As:Be (1.5 мкм)	Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As:Be (1.5 мкм)
12	Контактный слой	GaAs:Be (0.2 мкм)	Al <sub>0.2</sub> Ga <sub>0.8</sub> As:Be (0.2 мкм)

подложках GaAs с выполнением условий псевдоморфного роста. Рассчитаны пороговые характеристики и показано, что подавление электронно-дырочной рекомбинации вне активной области, достигаемое при использовании АБС, приводит к существенному уменьшению порогового тока и увеличению характеристической температуры лазера с асимметричными барьерными слоями (ЛАБС).

Работа проведена при поддержке Федеральной целевой программы „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 годы, Мероприятие 1.5, контракт № 02.740.11.5161 „Достижение высокой температурной стабильности лазеров за счет подавления рекомбинации носителей вне квантово-размерной активной области“. НВК также благодарит Комитет по науке и высшей школе Санкт-Петербурга, договор „Технология создания и свойства лазеров с высокой температурной стабильностью свойств для телекоммуникационных и светоизлучающих приборов“.

## Список литературы

- [1] Zh.I. Alferov. Rev. Mod. Phys., **73**, 767 (2001).
- [2] H. Temkin, D. Coblenz, R.A. Logan, J.M. Vandenberg, R.D. Yadavish, A.M. Sergent. Appl. Phys. Lett., **63**, 2321 (1994).
- [3] L.V. Asryan, R.A. Suris. Semicond. Sci. Technol., **11**, 554 (1996).

- [4] L.J. Mawst, A. Bhattacharya, J. Lopez, D. Botez, D.Z. Garbuzov, L. DeMarco, J.C. Connolly, M. Jansen, F. Fang, R.F. Nabiev. Appl. Phys. Lett., **69**, 1532 (1996).
- [5] 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. Фетицова, И.С. Тарасов. ФТП, **39**, 388 (2005).
- [6] L.V. Asryan, S. Luryi. Sol. St. Electron., **47**, 205 (2003).
- [7] L.V. Asryan, S. Luryi. U.S. Patent 6 870 178 B2, Mar. 22, 2005.
- [8] J.W. Matthews, A.E. Blakeslee. J. Cryst. Growth, **27**, 118 (1974).
- [9] M.P.C.M. Krijn. Semicond. Sci. Technol., **6**, 27 (1991).
- [10] L.V. Asryan, N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov. (в печати) (2011).

Редактор Л.В. Беляков

## **Semiconductor laser with asymmetric barrier layers: high temperature stability**

*A.E. Zhukov, N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov,  
A.Yu. Egorov, M.M. Pavlov, F.I. Zubov, L.V. Asryan\**

Academic University — Nanotechnology Center  
for Research and Education,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

\* Virginia Polytechnic Institute and State University,  
Blacksburg, Virginia 24061, USA

**Abstract** An approach to increase the temperature stability of injection lasers is considered, which uses asymmetric barrier layers on each side of the quantum-confined active region. Asymmetric barrier layers block the electron escape from the active region to the part of the waveguide region wherein holes are injected and the hole escape to the part of the waveguide region wherein electrons are injected. The parameters of the layers are selected, which allow to realize asymmetric barrier layers in structures based on GaAs substrates under the conditions of pseudomorphic growth. The threshold characteristics are calculated and the suppression of electron–hole recombination outside the active region obtained with the use of asymmetric barrier layers is shown to significantly reduce the threshold current and increase the characteristic temperature of a laser with asymmetric barrier layers.