

# Интерфейсная и межзонная лазерная генерация в гетероструктуре InAs/InAsSbP, выращенной методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений

© А.П. Астахова, Н.Д. Ильинская, А.Н. Именков, С.С. Кижавев<sup>¶</sup>,  
С.С. Молчанов, Ю.П. Яковлев

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

(Получена 12 июля 2004 г. Принята к печати 9 августа 2004 г.)

Источники когерентного излучения изготовлены на основе двойной гетероструктуры InAs/InAsSbP с толстой активной областью (3.3 мкм), выращенной методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. Исследованы спектральные характеристики диодов при различных длинах резонатора и измерена поляризация излучения. Установлено, что модовый состав спектра определяется излучательной рекомбинацией на гетерогранице и в объеме активной области. При величине тока на 30% выше порогового значения проявляется новая мода с промежуточной длиной волны между длинами волн упомянутых излучений. Промежуточная мода, предположительно, обусловлена взаимодействием между модами интерфейсной и межзонной излучательной рекомбинации, одновременно присутствующими в резонаторе.

## 1. Введение

Источники инфракрасного (ИК) излучения в диапазоне длин волн  $\lambda = 3-4$  мкм имеют множество практических приложений. Известно, что молекулы углеводородных соединений и других промышленных и природных газов, например CO, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>S, SO<sub>2</sub>, NO, NO<sub>2</sub>, поглощают ИК излучение в указанном спектральном диапазоне. На основе ИК излучателей разрабатываются газоаналитические методики контроля технологических процессов и мониторинга окружающей среды. В рассматриваемом диапазоне при комнатной температуре устойчиво работают источники спонтанного излучения, однако для некоторых применений (например, молекулярной спектроскопии высокого разрешения, когерентных методов обработки сигналов) необходимы источники с малой шириной спектра ( $10^{-3}-10^{-2}$  Å). Данной работой мы продолжаем цикл исследований свойств источников когерентного излучения, изготовленных на основе структур, выращенных методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОГФЭ).

Электролюминесцентные свойства лазеров на основе гетероструктур GaInAsSb/GaAlAsSb I и II рода рассматривались в работе [1]. Механизмы излучательной рекомбинации в лазерах на основе гетероструктур InGaAsSb/InAsSbP I и II типа исследованы в работе [2]. Интерфейсная электролюминесценция в светодиодах на основе гетероструктуры InAs/InAsSbP наблюдалась в работе [3]. В данной работе мы ставили задачу исследовать когерентное излучение в лазерной гетероструктуре с толстой активной областью (толщина  $h \geq 2$  мкм), выращенной методом МОГФЭ.

## 2. Технология изготовления и методика исследования светоизлучающих структур

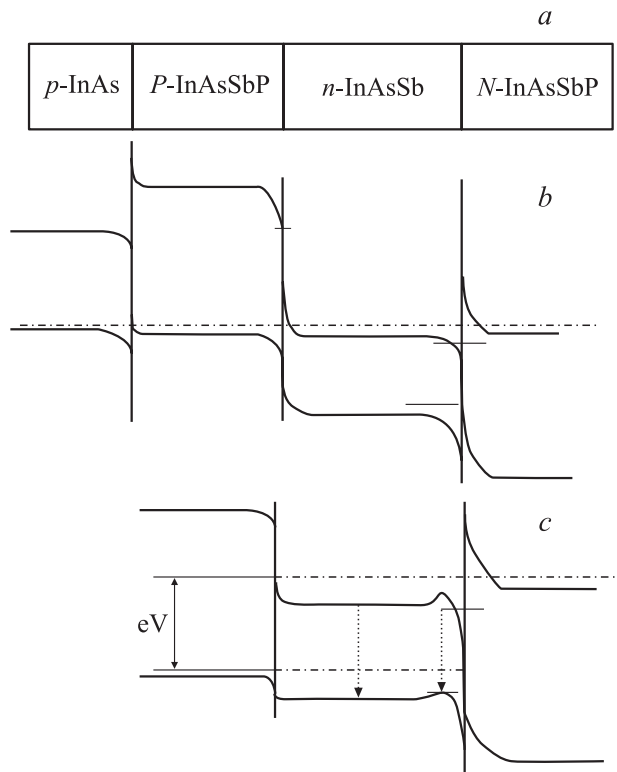
Светоизлучающая структура выращивалась методом МОГФЭ в реакторе горизонтального типа при атмосферном давлении. Подложка размещалась на молибденовом подложкодержателе с резистивным нагревом. Использовались подложки InAs с кристаллографической ориентацией (100), легированные цинком до концентрации дырок  $p = (5-9.4) \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Эпитаксиальная часть структуры состояла из барьерного слоя InAs<sub>0.53</sub>Sb<sub>0.15</sub>P<sub>0.32</sub>, легированного цинком, с концентрацией дырок  $p = 2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, нелегированной активной области InAs и нелегированного барьерного слоя InAs<sub>0.53</sub>Sb<sub>0.15</sub>P<sub>0.32</sub>. Концентрация носителей заряда (электронов) в активной области составляла  $n = 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, в нелегированном барьерном слое  $n = 1.3 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Толщины эпитаксиальных слоев были следующими: активная область InAs — 3.3 мкм, нижний барьерный слой InAs<sub>0.53</sub>Sb<sub>0.15</sub>P<sub>0.32</sub> — 3 мкм, верхний барьерный слой InAs<sub>0.53</sub>Sb<sub>0.15</sub>P<sub>0.32</sub> — 4 мкм. Показатель преломления в активной области на величину  $\Delta n = 0.16$  больше, чем в широкозонных слоях.

Энергетическая диаграмма выращенной структуры изображена на рис. 1. При температуре  $T = 77$  К в твердом растворе InAs<sub>0.53</sub>Sb<sub>0.15</sub>P<sub>0.32</sub> ширина запрещенной зоны составляет  $E_g = 0.610$  эВ. Расчет величины  $E_g$  проведен по методике, изложенной в работе [4]. Величина  $E_g$  в активной области была определена по результатам измерений спектров фотолюминесценции (ФЛ) слоев InAs с учетом соотношения

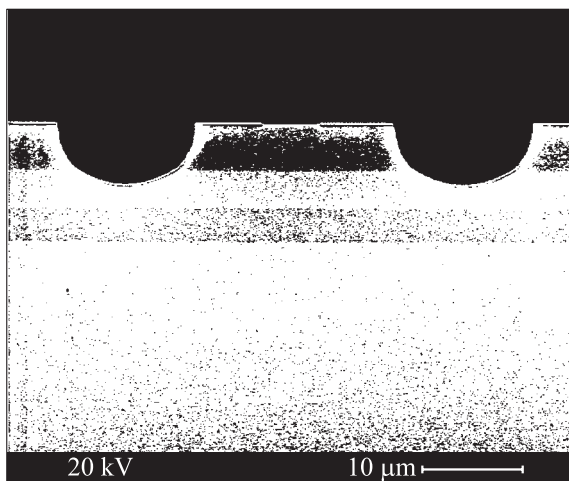
$$E_g = h\nu - \frac{1}{2}kT, \quad (1)$$

где  $h\nu$  — энергия фотона, соответствующая пику в спектре ФЛ,  $kT$  — тепловая энергия.

<sup>¶</sup> E-mail: serguie@mail.ru



**Рис. 1.** Схема расположения слоев в лазерной структуре (а), энергетическая диаграмма структуры при нулевом смещении (б) и в лазерном режиме (с).



**Рис. 2.** Фотография скола лазерной структуры.

При  $T = 77$  К в InAs  $E_g = 0.405$  эВ. На границе активной области InAs и барьерного слоя  $\text{InAs}_{0.53}\text{Sb}_{0.15}\text{P}_{0.32}$  образуется гетеропереход II типа с разрывами валентной зоны  $\Delta E_v = -8$  мэВ и зоны проводимости  $\Delta E_c = 213$  мэВ.

На основе синтезированных структур методом фотолитографии и мокрого химического травления были изготовлены источники излучения меза-полосковой конструкции по схеме „двойной канал“. Резонаторы

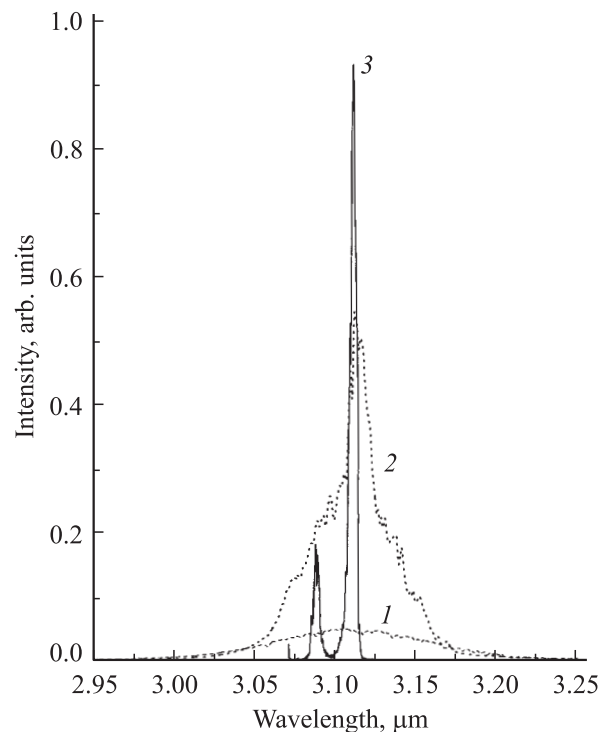
Фабри–Перо в чипах формировались скалыванием и имели длину  $L = 150$ – $900$  мкм. Расстояние между канавками составляло 20 мкм. Ширина контактного полоска была 5–6 мкм (рис. 2). Омические контакты к  $p$ - и  $n$ -областям формировались методом вакуумного термического осаждения многослойной композиции Cr–Au–Ni–Au. В качестве диэлектрического покрытия были опробованы фоторезист, полиэпид, нитрид кремния  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Толщина  $\text{Si}_3\text{N}_4$  составляла  $\sim (1000$ – $1100)$  Å. Сравнение характеристик диодов показало, что предпочтительно применение  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

Были исследованы спектральные характеристики диодов при различных длинах резонатора и измерена поляризация излучения. Исследуемые диоды находились при температуре 77 К. Измерения спектральных характеристик проводились при питании импульсным током (длительность импульса  $\tau = 500$  нс, частота следования  $f = 2$  кГц). При измерении спектров излучение направлялось в решеточный спектрометр и на его выходе детектировалось InSb-фотодиодом, охлаждаемым жидким азотом. Интенсивность излучения измерялась импульсным синхронным детектором. В качестве поляризатора применялась решетка, изготовленная из фторпласта со штрихами из алюминия — 1200 штрихов/мм.

### 3. Экспериментальная часть

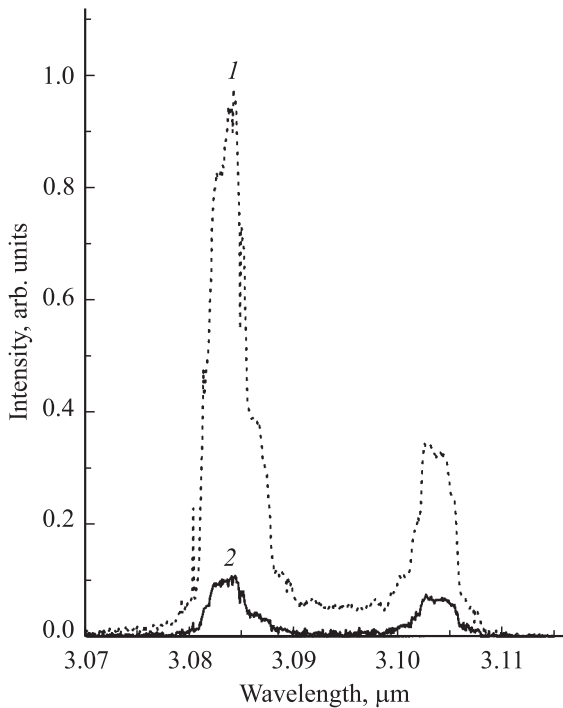
Рассмотрим далее результаты измерений.

На рис. 3 изображены спектральные характеристики диода с длиной резонатора  $L = 550$  мкм в режиме

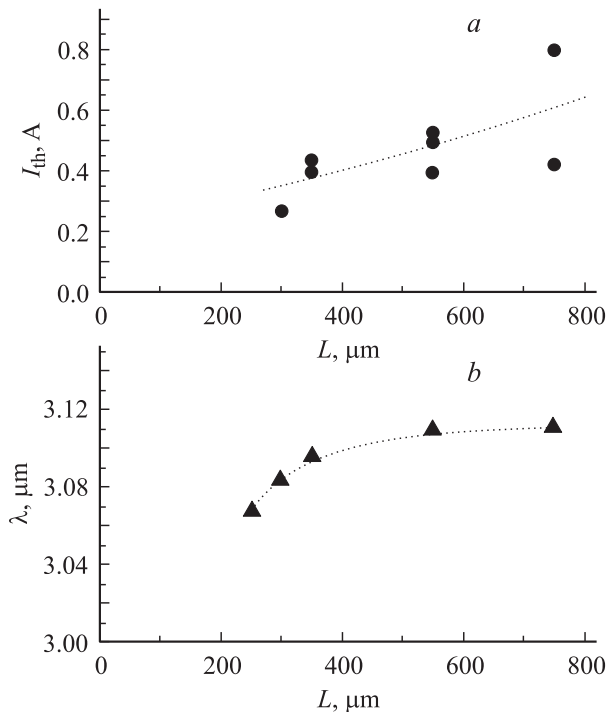


**Рис. 3.** Спектр излучения лазерного диода с длиной резонатора 550 мкм при различных токах  $I$ , А: 1 — 0.465, 2 — 0.53, 3 — 0.61.

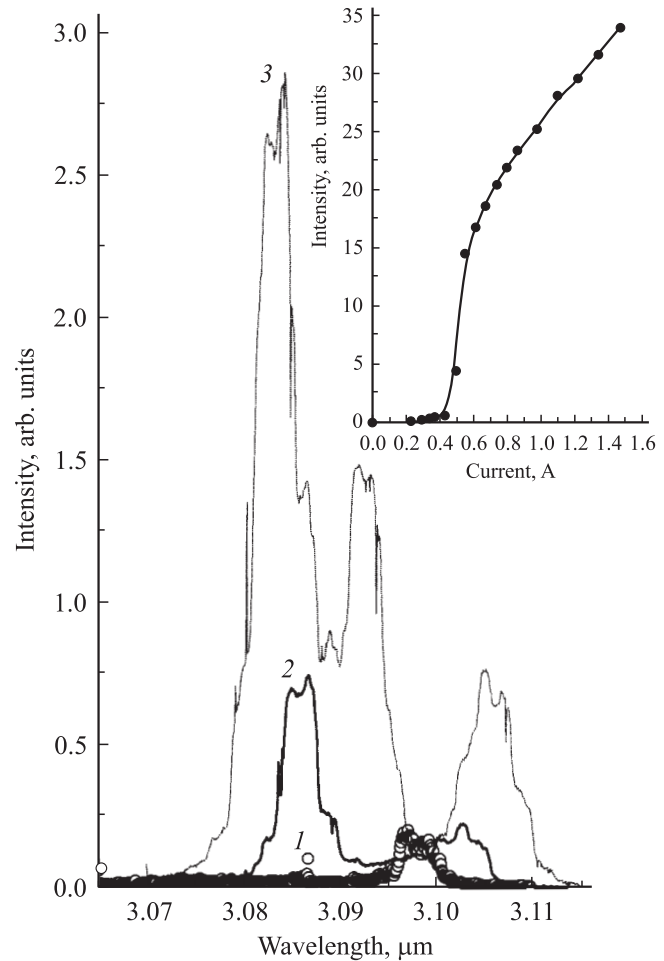
спонтанного излучения (кривая 1), на пороге лазерной генерации при токе  $I = I_{th}$  (кривая 2) и при токе, превышающем пороговый ток  $I_{th}$  на 15% (кривая 3). Когерентное излучение возникало в максимуме спонтанной полосы ( $\lambda = 3.110 \mu\text{м}$ ). При токе  $I = 1.15I_{th}$  проявляется дополнительная мода ( $\lambda \approx 3.087 \mu\text{м}$ ).



**Рис. 4.** Спектры ТЕ- (1) и ТМ-компонент (2) излучения лазера с длиной резонатора 350 мкм при токе 0.61 А.



**Рис. 5.** Зависимость порогового тока (a) и длины волны излучения на пороге генерации (b) от длины резонатора.



**Рис. 6.** Спектр излучения лазера с длиной резонатора 350 мкм при различных токах  $I$ , А: 1 — 0.51, 2 — 0.55, 3 — 0.73. На вставке — зависимость интенсивности излучения от тока.

На рис. 4 приведены спектральные зависимости ТЕ- и ТМ-компонент когерентного излучения образца с  $L = 350 \mu\text{м}$  при токе  $I = 0.61 \text{ А}$ . Для данного диода  $I_{th} = 0.425 \text{ А}$ . Спектр содержит две моды с длинами волн  $\lambda \approx 3.084$  и  $3.103 \mu\text{м}$ . Обе спектральные моды лазера имеют преимущественно ТЕ-поляризацию (вектор электрического поля  $\mathbf{E}$  волны параллелен плоскости  $p-n$ -перехода). Степень поляризации  $\sigma$  для каждой из мод была определена из соотношения  $\sigma = (P_{TE} - P_{TM}) / (P_{TE} + P_{TM})$ , где  $P_{TE}$  и  $P_{TM}$  — интенсивности излучения с поляризацией ТЕ и ТМ соответственно. Для коротковолновой моды  $\sigma = 83\%$ , для длинноволновой моды  $\sigma = 45\%$ . Моды с преимущественной ТМ-поляризацией не наблюдались.

На рис. 5 отражено влияние длины резонатора на величину порогового тока и длину волны излучения  $\lambda$  на пороге лазерной генерации. Величина  $I_{th}$  минимальна при  $L \approx 300 \mu\text{м}$ . При  $L \leq 175 \mu\text{м}$  генерация когерентного излучения не получена, несмотря на интенсивную электролюминесценцию. При  $L > 300 \mu\text{м}$   $I_{th}$  плавно возрастает с увеличением  $L$ . Длина волны когерентного излучения  $\lambda$  уменьшается с уменьшени-

ем  $L$ . Зависимость  $\lambda = f(L)$  практически линейна при  $L = 350\text{--}750$  мкм; при дальнейшем уменьшении  $L$  происходит резкое уменьшение  $\lambda$ .

На рис. 6 изображены спектры излучения диода с  $L = 350$  мкм при различных токах и зависимость интенсивности излучения от тока. Величина порогового тока  $I_{th} = 0.425$  А. При токе  $I = 0.51$  А спектр состоит из одной моды  $\lambda \approx 3.097$  мкм. С увеличением тока в спектре проявляется мода  $\lambda \approx 3.087$  мкм, которая при токе  $I = 0.55$  А становится преобладающей. При токе  $I = 0.73$  А возникает дополнительная мода  $\lambda \approx 3.094$  мкм. Зависимость интенсивности излучения от тока более крутая (в 8 раз) в интервале токов  $0.425\text{--}0.55$  А, чем при токах  $0.55\text{--}1.5$  А, что говорит о более высокой излучательной эффективности лазера при токах  $I < 0.55$  А, чем при значениях  $I > 0.55$  А. Уменьшение крутизны зависимости интенсивности излучения от тока коррелирует с появлением лазерной линии с длиной волны  $\lambda = 3.087$  мкм. При этом остается и более длинноволновая линия с  $\lambda = 3.097$  мкм. Необычным является возникновение лазерных линий с промежуточной длиной волны  $\lambda = 3.094$  мкм.

#### 4. Обсуждение результатов

Наличие в светоизлучающей структуре хотя бы одного гетеробарьера приводит к новым каналам как излучательной, так и безызлучательной рекомбинации. Можно ожидать, что в исследуемой полупроводниковой структуре с гетеропереходами II рода одним из механизмов излучательной рекомбинации будет взаимодействие между электронами и дырками на гетерогранице  $N\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}$ . Согласно работам [5–7], приложение прямого смещения, большего значения  $V = E_g/e$ , (рис. 1) вызывает возникновение самосогласованных пространственно разделенных потенциальных ям для электронов и для дырок в  $n\text{-InAs}$  вблизи гетерограницы  $n\text{-InAs}/N\text{-InAsSbP}$ . Когерентное излучение в такой структуре обеспечивается за счет излучательных переходов между квантовыми состояниями в потенциальных ямах.

В исследуемых диодах мы наблюдаем возникновение лазерной линии в максимуме спонтанной полосы (рис. 3), что по данным работы [8] означает интерфейсный характер люминесценции. В данном случае основной вклад в интенсивность излучения на пороге генерации дает область вблизи гетерограницы  $n\text{-InAs}/N\text{-InAsSbP}$ , ширина которой  $d$  при данном уровне легирования слоев составляет  $\sim 200$  Å [9]. Величина  $d$  значительно меньше толщины активной области лазерной структуры ( $\sim 3.3$  мкм).

Тип гетероперехода влияет на поляризацию излучения. В работе [10] было показано, что оптические переходы, происходящие без сохранения импульса, имеют преимущественно ТМ-поляризацию. В исследуемой структуре все моды имеют преимущественно ТЕ-поляризацию (рис. 4), но меньшая величина  $\sigma$  для моды с  $\lambda = 3.103$  мкм позволяет предположить, что

длинноволновая часть спектра соответствует интерфейсной излучательной рекомбинации. Коротковолновая мода с  $\lambda = 3.084$  мкм, по-видимому, соответствует межзонным переходам.

Для обеспечения лазерной генерации в лазерах с малой длиной резонатора необходимо увеличивать напряжение на структуре, что приводит к увеличению глубины потенциальных ям и соответствующему подъему уровней в квантовых ямах. Подъем уровней означает увеличение энергетического расстояния между квантовыми состояниями, возрастание энергии фотонов когерентного излучения. Таким образом, уменьшение  $L$  приводит к увеличению энергии фотонов и соответствующему уменьшению  $\lambda$  (рис. 5). Отсутствие лазерной генерации при малых длинах резонатора,  $L \leq 175$  мкм, является следствием насыщения усиления, характерного для квантовых ям, что говорит в пользу существования интерфейсного канала излучательной рекомбинации. Наблюдающееся увеличение порогового тока  $I_{th}$  с ростом длины резонатора при  $L \geq 300$  мкм показывает наличие существенных внутренних потерь лазерного излучения.

При  $T = 77$  К максимум спектра фотолюминесценции слоя  $\text{InAs}$  ( $E_g = 0.405$  эВ) соответствует длине волны  $\lambda = 3.040$  мкм. Возникновение межзонной моды с несколько большей длиной волны,  $\lambda = 3.084\text{--}3.087$  мкм (рис. 6), характерно для лазеров, работающих на межзонной рекомбинации, и может быть объяснено сужением запрещенной зоны из-за большого уровня возбуждения в лазерном режиме. При дальнейшем увеличении тока сдвиг в коротковолновую сторону пиков излучения, соответствующих межзонным переходам, объясняется подъемом квазиуровней Ферми вследствие увеличения концентрации свободных носителей заряда в активной области структуры. Отсутствие смещения в длинноволновую сторону спектров излучения при межзонных переходах позволяет предположить, что существенного подъема температуры в активной области не происходит. Тот факт, что с увеличением тока пики излучения, отвечающие интерфейсной рекомбинации, сдвигаются в „красную“ сторону, служит подтверждением различной природы длинноволновой и коротковолновой частей спектра и говорит о наличии небольшого увеличения температуры в процессе импульса.

Резкое замедление роста интенсивности излучения с током при  $I > 0.55$  А можно объяснить взаимодействием между модами интерфейсной и межзонной излучательной рекомбинации. Для этого надо признать, что те и другие моды генерируются одновременно. Это отличает лазер от других источников излучения. Тогда при взаимодействии мод будет появляться мода с промежуточной частотой, пульсирующая с полуразностной частотой. По своей длине волны она попадает в промежуток между областями интерфейсного и межзонного усиления, т. е. в область поглощения. В результате промежуточная мода создает сильные потери генерируемого лазерного излучения, что уменьшает крутизну зависимости интенсивности излучения от тока. Обобщая, можно сказать,

что многополосный спектр усиления нежелателен в высокоэффективных лазерах. Однако его можно избежать, снизив роль межзонной рекомбинации, например, уменьшением толщины узкозонного слоя.

## 5. Заключение

Таким образом, изготовлены и исследованы источники когерентного излучения на основе двойной гетероструктуры InAs/InAsSbP, выращенной методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. Исследованы спектральные характеристики диодов при различных длинах резонатора, и измерена поляризация излучения. В исследуемой структуре все моды имеют преимущественно ТЕ-поляризацию. Модовый состав спектра определяется излучательной рекомбинацией на гетерогранице и в объеме активной области. При величине тока на 30% выше порогового значения обнаружено взаимодействие между модами интерфейсной и межзонной излучательной рекомбинации. При этом появляется новая мода с длиной волны, имеющей промежуточное значение между длинами волн упомянутых мод, и уменьшается крутизна зависимости интенсивности всего излучения от тока.

Авторы выражают благодарность Н.В. Зотовой за измерения спектров фотолюминесценции слоев InAs, а также Т.С. Лагуновой и Т.И. Ворониной за гальваноманнитные измерения эпитаксиальных слоев. С.С. Кижаяев признателен фонду Роберта Хэймана.

Работа поддержана грантами РФФИ 02-02-17633 и CRDF PRO-1407-ST-03.

## Список литературы

- [1] А.Н. Баранов, Б.Е. Джуртанов, А.Н. Именков, А.М. Литвак, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **13** (9), 517 (1987).
- [2] М. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. ФТП, **33** (2), 233 (1999).
- [3] A. Krier, V.V. Sherstnev. J. Phys. D: Appl. Phys., **33**, 101 (2000).
- [4] S. Adachi. J. Appl. Phys., **61** (10), 4869 (1987).
- [5] А.Н. Баранов, Б.Е. Джуртанов, А.Н. Именков, А.А. Рогачев, Ю.М. Шерняков, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **12** (2), 664 (1986).
- [6] А.Н. Баранов, Б.Е. Джуртанов, А.Н. Именков, А.А. Рогачев, Ю.М. Шерняков, Ю.П. Яковлев. ФТП, **20** (12), 2312 (1986).
- [7] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев. Письма ЖТФ, **18** (22), 6 (1992).
- [8] Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **34** (11), 1396 (2000).
- [9] Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, А.Е. Розов, Ю.П. Яковлев. ФТП, **33** (2), 215 (1998).
- [10] Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, Г.Г. Зегря, А.Н. Именков, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **29** (9), 1604 (1995).

Редактор Л.В. Шаронова

## Interface and interband laser action in an InAs/InAsSbP heterostructure grown by metallorganic vapor phase epitaxy

A.P. Astakhova, N.D. Il'inskaya, A.N. Imenkov, S.S. Kizhayev, S.S. Molchanov, Yu.P. Yakovlev

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

**Abstract** Coherent radiation sources have been fabricated on the basis of an InAs/InAsSbP double heterostructure with a thick active region (3.3  $\mu\text{m}$ ) grown by metallorganic vapor phase epitaxy. The emission spectrum of the diodes having various cavity lengths were investigated, and the light polarization was measured. The mode composition of the spectrum is determined by a radiative recombination across the interface and in the bulk of the active region. At current values by 30% exceeding the threshold one, a new mode appears with an intermediate value of the wavelength. This intermediate mode possibly results from the interaction between the interface and the interband radiative recombination modes existing in the resonator at the same time.