

06.3;07

©1993

ЛАЗЕРНЫЕ ДИОДЫ НА ОСНОВЕ ТВЕРДОГО РАСТВОРА GaInAsSb, РАБОТАЮЩИЕ В ОДНОМОДОВОМ РЕЖИМЕ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ $\lambda \simeq 1.81$ мкм ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

А.Н.Именков, Б.С.Кондратьев, А.А.Попов, Ю.П.Яковлев

В настоящее время ведутся интенсивные разработки источников излучения (лазеров и светодиодов) на основе полупроводниковых соединений A^3B^5 , в том числе на основе твердого раствора GaInAsSb. Создаваемые на основе соединения GaInAsSb излучающие структуры используются в практически важном спектральном диапазоне от 1.8 до 2.4 мкм [1,2].

Первые лазеры на 1.8 мкм, изготовленные на гетеропереходах с активной областью p -GaSb I типа [3] работали, по-видимому, на квазимежзонных переходах (зона проводимости — акцептор). При изучении спонтанной люминесценции гетеросветодиодов в диапазоне 1.8–2.4 мкм [4] было показано, что время жизни неравновесных носителей заряда контролируется рекомбинацией в самосогласованной двумерной потенциальной яме на гетерогранице II типа — InGaAsSb–GaSb, вплоть до длин волн $\lambda \simeq 1.78$ мкм. Исследование лазерных структур на том же соединении и генерирующих свет в области 2.0–2.4 мкм [5] показало, что из-за большей остроты спектра усиления в двумерных лазерах более закономерна одномодовая генерация, чем в “межзонных”.

Данная работа является продолжением начатых нами исследований по созданию длинноволновых лазеров для одной лазерной спектроскопии, где необходима только одномодовая генерация [1]. Получение одномодовых лазеров с $\lambda \simeq 1.81$ мкм при $T = 300$ К перспективно в целях лазерной спектроскопии, ориентированной на “распознавание” (детектирование) молекул закиси азота в различных средах.

Целью данной работы являлось создание и исследование канального зарощенного лазера на 1.81 мкм, работающего на гетеропереходе II типа при комнатной температуре.

Методом ЖФЭ на подложках GaSb [100] легированных до концентрации $n \simeq 1 \cdot 10^{17}$ см⁻³ создавались зарощенные серповидные канальные ДГС лазерные структуры, конструктивно аналогичные приведенным в работе [1]. Структуры

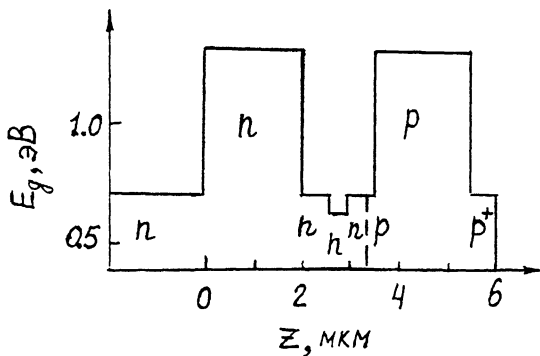


Рис. 1. Изменение ширины запрещенной зоны по толщине зарощенной лазерной структуры на основе GaInAsSb, генерирующей свет $\lambda \approx 1.81$ мкм.

для зарощивания изготавливались методами стандартной фотолитографии.

Активный слой n -Ga_{0.95}In_{0.05}As_{0.03}Sb_{0.97} ($n \approx 8 \cdot 10^{16}$ см⁻³) заключался между двумя волноводными слоями n и n - p GaSb (рис. 1). Суммарная толщина волновода составляла ~ 1.5 мкм, ограничительных слоев Ga_{0.66}Al_{0.34}As_{0.02}Sb_{0.98} — 2 мкм. Ограничительные области (слои) были легированы до уровня $n \approx 2 \cdot 10^{17}$ и $p \approx 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³. На p^+ слой наращивался контактный слой (p -GaSb:Ge $p \approx 1 \cdot 10^{19}$ см⁻³). p - n переход располагался на расстоянии ~ 0.5 мкм от p -GaAlAsSb, в глубь волноводного слоя.

Далее методами вакуумного напыления создавались омические контакты соответственно Au+5%Te к n -GaSb и Au+5%Ge к p -GaSb с толщиной ~ 0.3 мкм каждый. Ширина канала с лазерной структурой была ~ 18 , длина резонатора ~ 200 мкм. Собирались структуры на стандартном корпусе ТО-18. Последовательное сопротивление лазерных диодов в режиме излучения составляло ~ 1 Ом.

Экспериментальные исследования проводились с помощью импульсного характериографа и спектральной установки [4,6]. Лазерный диод запитывался импульсами тока длительностью 100 нс со скважностью 10^3 - 10^4 . Диапазон регулировки тока составлял 0-5 А.

Анализируемыми характеристиками являлись: ватт-амперная Φ -1 и спектральные характеристики модового состава излучения $\Phi(\lambda)$ ($\Phi(h\nu)$). Определялись величины пороговых токов I_{th} , дифференциальная квантовая эффективность $\eta_D \sim d\Phi/dI$.

В настоящей работе представлены полученные данные при комнатной температуре $T = 300$ К.

На рис. 2 и 3 в качестве примера приводятся результаты исследований по случайной выборке 30 лазерных диодов из одной пластины (подложки).

Из изучения модовой структуры излучения лазеров было установлено, что вся совокупность их может быть представлена двумя основными группами: гр. 1 — “длинноволновая группа” с $\lambda \gtrsim 1.812$ мкм ($h\nu \lesssim 0.684$ эВ) и гр. 2 — “коротковолновая группа” с $\lambda \lesssim 1.807$ мкм ($h\nu \gtrsim 0.686$ эВ). Несмотря на близость указанных значений, имеются существенные отличия между группами. Кратко отметим их.

Все лазеры гр.2 имеют достаточно высокие значения I_{th} , в 1.5–2 раза выше, чем в среднем по гр. 1. Дифференциальная квантовая эффективность в гр. 2 составляет $\eta_D \simeq 10 - 15\%$. В то же время, в гр. 1, несмотря на вариации параметров, $\eta \simeq 20 - 30\%$, а в некоторых лазерах даже выше.

Для гр. 1 имеется большой интервал удержания одномодовой генерации, особенно в максимуме гистограммы при $h\nu \simeq 0.683 \pm 0.01$ эВ, в области токов от 1.05 до $2I_{th}$. Одномодовая генерация для гр. 2 практически если и имеет место, то лишь вблизи порога.

Лазеры гр. 2 генерировали в многомодовом режиме только моды с $h\nu > E_g$, а лазеры гр. 1 — с $h\nu < E_g$, за исключением лишь одного лазера, который генерировал и моды с $h\nu > E_g$ при $I > 2I_{th}$. Это соответствует достаточно резкому разделению групп и указывает на малую вероятность попадания значений $h\nu$ в область вблизи E_g .

Типичные спектры излучения в одномодовом режиме для двух групп на примере двух лазеров показаны на рис. 2. Из анализа спектров излучения в многомодовом режиме следует, что расстояние между модами $\Delta\lambda \simeq 20.6$ А. В ряде случаев для гр. 1 отмечалось возникновение лазерного излучения в максимуме спонтанной полосы излучения, а для гр. 2 — на длинноволновом склоне, однако специальных исследований не проводилось.

Проанализируем экспериментальные результаты. Совокупность экспериментальных данных позволяет предположить, что в исследуемых структурах имеется два типа электронных состояний, через которые возможно возникновение генерации когерентного излучения. Первое — низкоэнергетичное с малой плотностью состояний, слабо зависящей от энергии. Второе — более высокоэнергетичное с сильно увеличивающейся плотностью состояний с ростом энергии.

Качествам первого состояния отвечают состояния в интерфейсных квантовых ямах на $n-n$ границе узкозонного слоя, в которых плотность ρ не зависит от энергии (рис. 3, в, г, *штрихи*). Второе можно связать с разрешенными зонами (рис. 3, в, г, *штрих-пунктир*).

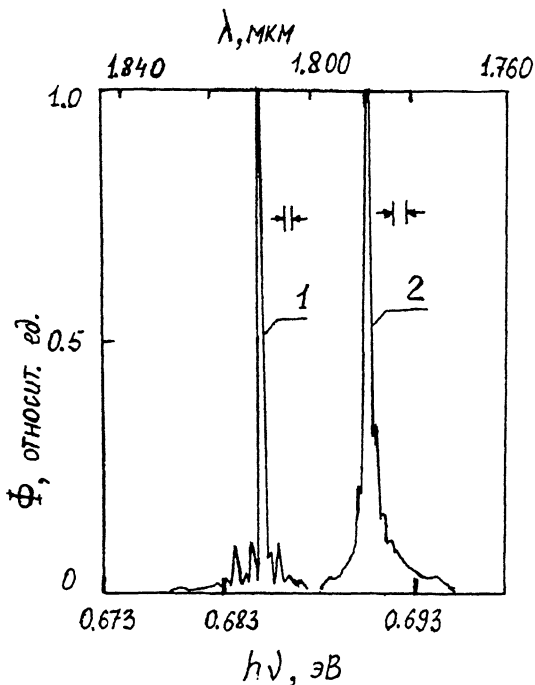


Рис. 2. Спектры когерентного излучения лазеров, представляющих две группы образцов ($T = 300$ K).

1 — лазер гр. 1 ($h\nu < E_g$) при $I \approx 1.25I_{th}$ ($I_{th} \approx 0.80$ A), 2 — лазер гр. 2 ($h\nu > E_g$) при $I \approx 1.06I_{th}$ ($I_{th} \approx 2.30$ A).

Если возбуждающий потенциал $qV_1 < E_g$ (заштриховано на рис. 3, в), то инверсия достигается лишь в интерфейсных состояниях. Генерация может происходить только в резонаторах с малыми потерями (α_1). Энергия генерируемых фотонов $h\nu_1$ должна быть равна энергетическому расстоянию между электронными и дырочными разрешенными зонами в интерфейсных ямах, т.е. $h\nu$ меньше E_g на несколько единиц мэВ (Δ_i). Если же потери велики (α_2 , рис. 3, г) и интерфейсного усиления (g) недостаточно, то генерация произойдет при $qV_2 > E_g$. При этом энергия фотона будет на несколько единиц мэВ больше E_g (Δ_g).

Генерация в интервале $E_g - \Delta_i - E_g + \Delta_i$ не должна возникнуть. Действительно, при энергиях фотона, близких к E_g , генерация не возникает (рис. 3, а), а дифференциальная эффективность лазеров гр. 1 больше, чем в гр. 2 (рис. 3, б). Различия в потерях, по-видимому, вызваны разным качеством скола зеркала резонатора (влияющим на рассеяние) и обнаруживалось в ряде случаев визуально. Более устой-

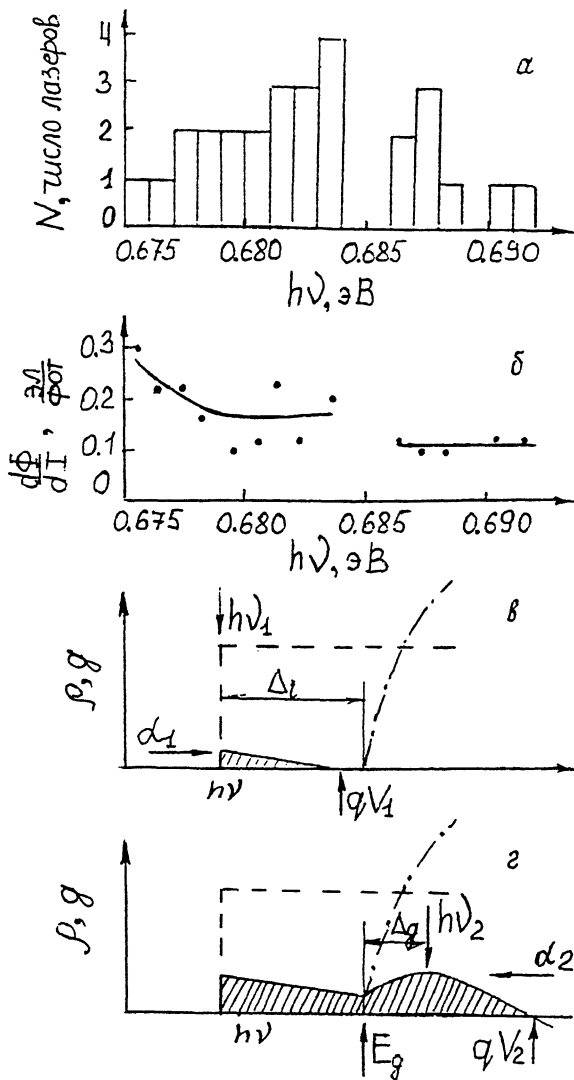


Рис. 3. а — Гистограмма распределения числа лазеров по значениям энергии фотона в основной моде, б — зависимость дифференциальной квантовой эффективности от энергии фотона в основной моде, в и г — соответственно графические схемы интерфейсной и межзонной генераций.

чивая работа лазеров гр. 1 в одномодовом режиме, чем гр. 2 подтверждает высказанное предположение, поскольку кри-

вая интерфейсного усиления $g(h\nu)$ более резкая, чем межзонного.

Полученные данные показывают, что имеется разброс как величин E_g , так и Δ_i по пластине. На характер гистограммы для лазеров гр. 2 влияют и потери в резонаторе. Разброс по E_g задает, в свою очередь, некоторую часть разброса по $h\nu$ в лазерах гр. 2, а по Δ_i и E_g — в гр. 1. В среднем оценка величины Δ_i по полученным данным составляет ~ 4 мэВ, а отклонение (разброс) от среднего значения составляет около 3 мэВ. Разброс по E_g , по оценкам, около 1 мэВ. По-видимому, на величину Δ_i влияют флуктуации концентрации примесей.

Из несимметричности гистограммы для гр. 1 вытекает, что более вероятно отклонение Δ_i от среднего в сторону больших значений, чем меньших. Полученная средняя величина Δ_i близка к ожидаемой в исследуемом $n-n$ — гетеропереходе II типа. Следует отметить, что изучение самого характера распределений, а не только средних физических оценок, требует повышения статистической точности и составляет, очевидно, самостоятельную задачу.

Таким образом, полученные данные свидетельствуют о перспективности создания ономодовых лазеров на длину волны $\lambda \simeq 1.81$ мкм на гетеропереходах II типа, работающих при комнатных температурах.

Список литературы

- [1] Аветисов В.Г., Баранов А.Н., Именков А.Н., Надежденский А.И., Хуснутдинов А.И., Яковлев Ю.П. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 14. С. 66–70.
- [2] Баранов А.Н., Яковлев Ю.П., Михайлова М.П., Именков А.Н., Клементенок А.И., Шутков В.Л. // Бумажная промышленность. 1989. В. 9. С. 20–21.
- [3] Долгинов Л.М., Дружинина Л.В., Елисеев П.Г., Мильвидский М.Г., Свердлов Б.И. // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. В. 2. С. 465.
- [4] Андаспаева А.А., Баранов А.Н., Гусейнов А.А., Именков А.Н., Колчанова Н.М., Яковлев Ю.П. // ФТП. 1990. Т. 13. В.10. С. 1708–1714.
- [5] Баранов А.Н., Белкин С.Ю., Данилова Т.Н., Ершов О.Г., Именков А.Н., Яковлев Ю.П. // ФТП. 1992. Т. 26. В. 11. С. 1971–1976.
- [6] Андаспаева А.А., Баранов А.Н., Гельмонт Б.Л., Джуртанов Б.Е., Зебря Г.Г., Именков А.Н., Яковлев Ю.П., Ястребов С.Г. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 23. С. 394–401.

Физико-технический
институт им.А.Ф.Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
22 октября 1993 г.