

06.3; 07

© 1992

ГЕНЕРАЦИЯ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА $n-n$ -ГРАНИЦЕ В ДГС $GaInAsSb$ ЛАЗЕРАХ

А.Н. Баранов, С.Ю. Белкин, Т.Н. Данилова,
О.Г. Ершов, А.Н. Именков, Ю.П. Яковлев

1. Полупроводниковые лазеры для спектрального диапазона 1.8–2.4 мкм на основе $GaInAsSb/AlGaAsSb$ развиваются несколькими исследовательскими группами [1–6]. Данная работа является продолжением наших исследований гетеролазеров на основе $GaInAsSb$ [7–12] и посвящена исследованию интерфейсной рекомбинации и ее влиянию на пороговые характеристики лазеров.

2. Исследовались два типа лазерных структур, так называемые ДГС лазеры с активным слоем $Ga_{0.9}In_{0.1}As_{0.09}Sb_{0.91}$, расположенным между ограничительными слоями $AlGaAsSb$ (рис. 1,а), и лазеры, у которых между слоями $AlGaAsSb$ кроме узкозонного слоя $GaInAsSb$ вводился в волновод $GaSb$ (рис. 1,б), образующий с активным слоем $GaInAsSb$ гетеропереход 11 рода.

Лазерные структуры изготавливались методом жидкофазной эпитаксии. Толщина узкозонной области 0.25–3 мкм. Лазеры, с введенным в волноводную область $GaSb$, были двух видов: мезаполосковые с шириной полоска ≈ 30 мкм и канальные зарощенные с серповидной активной областью с шириной канала ≈ 12 мкм, а ДГС лазеры были только мезаполосковые с шириной полоска ≈ 30 мкм. Длина резонаторов находилась в интервале 200–500 мкм.

Исследования проводились при 77 К в непрерывном режиме и при 295 К в импульсном режиме с длительностью импульса 100 нс и частотой следования 5 кГц. Исследовались спектры когерентного и спонтанного излучения гетеролазеров, а также зависимости тока I_{th} лазеров от ширины активной области d . Отбирались лазеры с наименьшими значениями пороговых токов.

3. Экспериментальные данные сводятся к следующему. У ДГС лазеров с тонкой активной областью (рис. 2а) и лазеров с гетерограницей 11 рода (рис. 2б) когерентное излучение возникает в центре спонтанной полосы, максимум которой сдвигается с увеличением тока в коротковолновую сторону. У ДГС лазеров с толстой активной областью (рис. 2в) когерентное излучение имеет длинноволновый сдвиг относительно максимума спонтанного излучения. При токах ниже порогового в спектрах этих лазеров наблюдается два максимума.

Пороговый ток лазеров как при 77 К (рис. 3а), так и при комнатной температуре (рис. 3б) практически линейно возрастает с увеличением d , что обычно наблюдается при удовлетворительном оптическом ограничении.

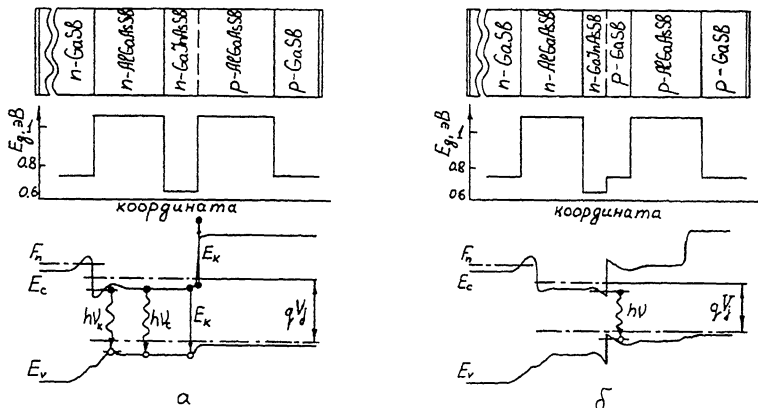


Рис. 1. Схема расположения слоев в лазерных структурах, изменение ширины запрещенной зоны (E_g) по толщине структуры и энергетические диаграммы в лазерном режиме: а) ДГС лазеры, б) лазеры с гетерограницей 11 рода.

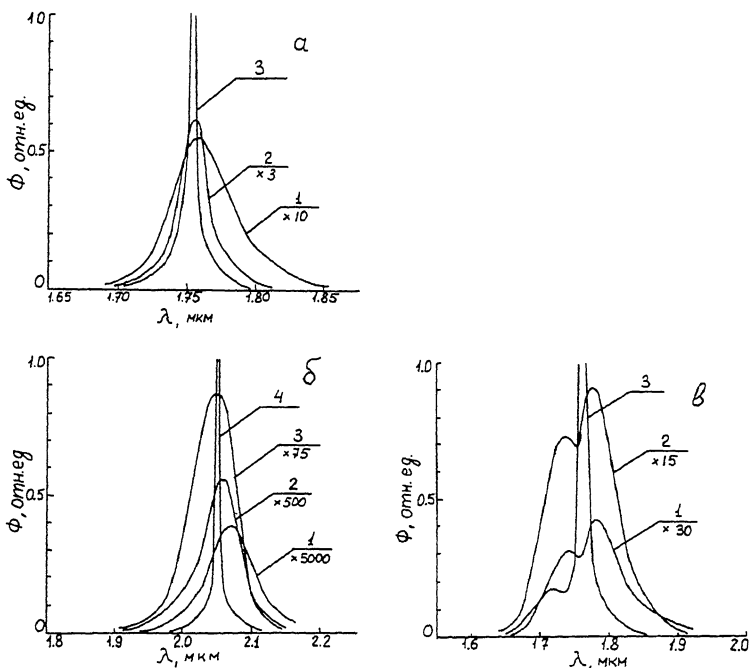


Рис. 2. Спектры лазерной структуры при разных токах, мА: а) лазеры с гетерограницей 11 рода, 1-30, 2-40, 3-45; б) ДГС лазеры $d=0.25$ мкм, 1-2, 2-10, 3-30, 4-50; в) ДГС лазеры $d=3$ мкм, 1-20, 3-60, 3-240. Температура 77 К.

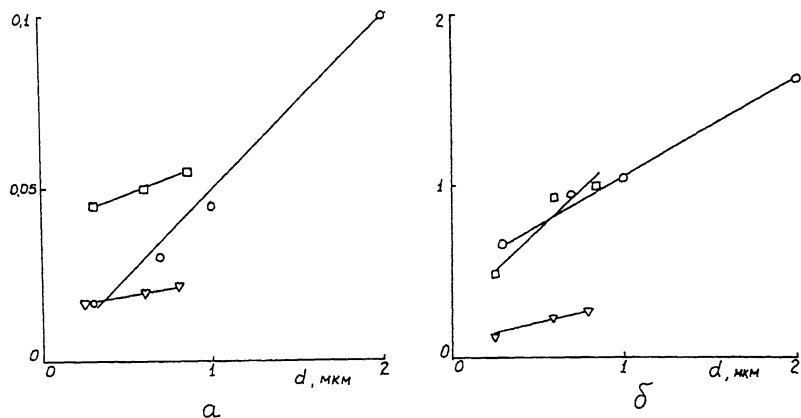


Рис. 3. Зависимость порогового тока (I_{th}) от толщины узкозонного слоя (d) ДГС лазеров (окружности) и лазеров с гетерограницей 11 рода, полосковых (квадраты) и зарощенных серповидных (треугольники): а) $T=77$ К, б) $T=295$ К.

Особенность представляет ДГС лазеры при 77 К, у которых линейная зависимость $I_{th}(d)$ приблизительно экстраполируется к $I_{th}=0$ при $d=0$. Однако более точно зависимость I_{th} от d в этом случае может быть интерполирована полиномом третьей степени, при этом отсечка на оси I_{th} при $d=0$ $I_{th0} \approx 13$ мА, что хорошо соответствует лучшим результатам, достигнутым нами в ДГС лазерах при 77 К. Величина d_0 , полученная из полинома при $I_{th}=0$, составляет 1.2 мкм.

Значения I_{th0} и d_0 для всех типов лазеров представлены в таблице. Заметим, что у полосковых и серповидных лазеров I_{th0} различаются приблизительно во столько же раз, во сколько различаются ширины полоска и канала.

4. Проанализируем полученные результаты.

В лазерах на гетеропереходах 11 рода $n\text{-GaInAsSb-p-GaSb}$ с самосогласованными квантово-размерными ямами (рис. 1,б) лазерная генерация происходит в максимуме спонтанной полосы (рис. 2,а), как в таких же лазерах в работе [12]. Это объясняется ступенчатой зависимостью плотности состояний в двумерных потенциальных ямах от энергии. Генерация когерентного излучения в центре спонтанной полосы в ДГС лазерах с тонкой активной областью свидетельствует о наличии двумерных потенциальных ям и в этих лазерах. Такие ямы возникают согласно энергетической диаграмме (рис. 1,а) вблизи n - n -границы [14, 15]. Яма для электронов всегда возникает при установлении термодинамического равновесия на n - n -границе. Яма для дырок возникает только при достаточно большой концентрации электронов в узкозонном слое

Т а б л и ц а

Параметры		T = 77 К	
	ДГС лазеры	Лазеры с гетерограницей 11-рода полоск.	Лазеры с гетерограницей 11-рода серповидн.
I_{th0} , А	0.013	0.04	0.016
d_0 , мкм	1.2	2.3	2.3
		T = 295 К	
I_{th0} , А	0.47	0.26	0.09
d_0 , мкм	0.8	0.3	0.4

($> 10^{17}$ см⁻³). При этом существует только одно двумерное состояние. Инжектированные дырки локализируются в ней, способствуя ее углублению и делая яму для электронов более мелкой. В результате энергетическое расстояние между разрешенными состояниями для электронов и дырок увеличивается с ростом уровня инжекции. Поэтому экспериментально наблюдается увеличение энергии максимума с увеличением тока.

Наличие в спектрах ДГС лазеров с толстой активной областью (рис. 2,в) кроме максимума, соответствующего когерентному излучению (энергетический переход hc_k на рис. 1,а), еще и более коротковолнового максимума (hc_c на рис. 1,а) говорит о существенном вкладе в излучение объемной межзонной рекомбинации. Это доказывается присутствием обеих полос в спектре спонтанного излучения при токах меньше порогового.

Таким образом, в $n-AlGaAsSb-n-GaInAsSb-p-AlGaAsSb$ ДГС лазерах генерация когерентного излучения происходит не за счет межзонных переходов, а за счет переходов между двумерными состояниями для электронов и дырок в узкозонном слое вблизи $n-n$ -границы.

Оценим эффективность излучательных переходов из анализа зависимостей порогового тока I_{th} от толщины узкозонного слоя.

Можно показать, что для ДГС лазеров расчет зависимости плотности порогового тока от толщины узкозонного n -слоя при генерации когерентного излучения в интерфейсных потенциальных ямах, когда уровни возбуждения в толще оказываются низкими, дает выражение

$$J_{th} = \rho(d) \left[s_d c h \frac{d}{L_p} + \frac{L_p}{\tau_p} s h \frac{d}{L_p} \right], \quad J_{th} \Big|_{d \rightarrow 0} \approx \rho(d) \left(s_d + \frac{d}{L_p} + \frac{1}{2} s_d \frac{d^2}{L_p^2} + \frac{1}{6 \tau_p} \frac{d^3}{L_p^3} + \dots \right), \quad (1)$$

где $\rho(d)$ — концентрация дырок в толще вблизи $n-n$ -границы, s_d — скорость движения дырок из объема в двумерное состояние,

аналогичная скорости поверхностной рекомбинации, L_p - диффузионная длина дырок, τ_p - время жизни дырок.

Для лазеров на гетерогранице II рода расчет в пренебрежении рекомбинацией на $n-n$ -границе дает

$$J_{tk} = \rho(0) \left[s_j + \frac{L_p s_h \frac{d}{L_p}}{\tau_p c h \frac{d}{L_p}} \right], \quad J_{tk} \Big|_{d \rightarrow 0} \approx \rho(0) \left(s_j + \frac{d}{\tau_p} - \frac{1}{3} \frac{d^3}{\tau_p L_p^2} + \dots \right), \quad (2)$$

где $\rho(0)$ - концентрация дырок в толще узкозонного слоя вблизи гетероперехода II рода, s_j - формальная скорость движения дырок из объема в двумерное состояние. В s_j входит также любая составляющая, обусловленная рекомбинацией в окрестности гетерограницы.

Проанализируем теперь результаты эксперимента, соответствующие $d=0$, когда согласно формулам (1) и (2) по величинам J_{tk0} определяется $\rho(d)s_d + \rho(0)s_j$.

При 77 К в обоих типах лазеров I_{tk0} различаются незначительно. В лазерах с гетерограницей II рода I_{tk} при 295 К в 6 раз (таблица), больше, чем при 77 К. Это характеризует температурный рост скорости рекомбинации в квантовых ямах. Возрастание скорости всего в 6 раз оказывается на порядок меньше, чем можно было ожидать для безызлучательной рекомбинации, скорость которой на пороге генерации должна быть $\sim T^3$. Для оценок мы предполагали, что здесь преобладает СНН Σ -процесс как в объеме [10] и что эффективная плотность состояний в квантовых ямах $\sim T$. Слабое температурное увеличение скорости можно объяснить преобладанием излучательной рекомбинации, скорость которой на пороге генерации должна быть $\sim T$, т. е. изменяться в этом температурном интервале в 4 раза. Излучательная эффективность рекомбинации в этой яме при 295 К достигает 67%.

В ДГС лазерах скорость интерфейсной рекомбинации увеличивается в 40 раз в том же температурном интервале. Это свидетельствует о преобладании в них другого механизма интерфейсной рекомбинации, не требующего наличия квантовых ям, где возрастание было бы всего в 6 раз. Дополнительный канал может существовать у границы узкозонного слоя с ρ -AlGaAsSb, вблизи которой искривление энергетических зон почти отсутствует (рис. 1,а), и ход потенциала здесь можно рассматривать как энергетическую стенку. На энергетической стенке должен действовать комбинированный оже-процесс, предсказанный теоретически в [16]. Электрон, туннелирующий под барьер, получает энергию $E_k \approx E_g$ (рис. 1) от схлопывания электрона и дырки с любыми импульсами в объеме вблизи поверхности. Скорость рекомбинации в этом процессе может увеличиваться в 1600 раз в том же температурном интервале ($\sim T^{5.5}$). Экспериментально наблюдаемое увеличение скорости всего в 40 раз можно объяснить тем, что при низких

температурах (до 200 К) основной вклад в интерфейсную рекомбинацию дает излучательная рекомбинация на $n-n$ -границе, а при более высоких температурах – безизлучательной комбинированной оже-процесс вблизи $p-n$ -перехода.

Проанализируем экспериментальные зависимости I_{th} от d . Близость этих зависимостей к прямым линиям показывает, что толщина узкозонного слоя d меньше диффузионной длины дырок L_p .

Согласно формулам (1) и (2), $d_0 \approx -(s_d + s_j) \tau_p$. При 77 К $s_d \approx 10^4$ см/с, а $s_j \approx 10^5$ см/с, если взять $\tau_p = 10$ нс [12]. Различие s_j и s_d на порядок можно объяснить тем, что энергетические расстояния между состояниями для электронов и дырок в квантовых ямах на гетеропереходе II рода на (50–70) мэВ меньше E_g , но для $n-n$ -перехода оно меньше E_g , всего на (4–8) мэВ, как следует из величин длинноволновых сдвигов когерентного излучения.

При комнатной температуре в лазерах обоих типов преобладает интерфейсная рекомбинация на границе узкозонного слоя с широкозонной p -областью. Если взять $\tau_p = 15$ нс [12], то $s_j = 0.5 \times 10^4$ см/с. В ДГС лазерах полученное s_j соответствует комбинированному оже-процессу, а в лазерах на гетеропереходе II рода излучательной и безизлучательной рекомбинации в самосогласованных наведенных квантовых ямах на $p-n$ -переходе II рода.

Авторы выражают благодарность А.А. Рогачеву за поддержку работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Kobayashi N., Horikoshi Y., Uemura S. // Jap. J. Appl. Phys. 1980. V. 19. N 1. P. L30-L32.
- [2] Chin T.H., Tsang W.T., Ditzenberger J.A., Vander Ziel J.P. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 17. P. 1051-1052.
- [3] Caneau C., Zyskind J.L., Sulhoff J.W., Glover T.E., Centanni J., Burrows C.A., Dentai A.G., Pollack M.A. // Appl. Phys. Lett. // 1987. V. 51. N 10. P. 764-766.
- [4] Акимов И.В., Бочкарев А.Э., Долгинов Л.М., Дракин А.Е., Дружинин Л.В., Елисеев П.Г., Свердлов Б.Н., Скрипкин В.А. // ЖТФ, 1988. Т. 58. В. 4. С. 701-708.
- [5] Joulie A., Alibert C., Mani H., Pitard F., Tournie E., Boissier G. // Electr. Lett. 1988. V. 24. N 17. P. 1076-1078.

- [6] С h o i H.K., E g l a s h S.J. // IEEE J. Quant. El. 1991. V. 27. N 6. P. 1555-1559.
- [7] Баранов А.Н., Джуртанов Б.Е., Именков А.Н., Рогачев А.А., Шерняков Ю.М., Яковлев Ю.П. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 12. С. 2217-2221.
- [8] Баранов А.Н., Данилова Т.Н., Джуртанов Б.Е., Именков А.Н., Конников С.Г., Литвак А.М., Уманский В.Е., Яковлев Ю.П. // Письма в ЖТФ, 1988. Т. 14. В. 18. С. 1671-1675.
- [9] Баранов А.Н., Данилова Т.Н., Ершов О.Г., Именков А.Н., Яковлев Ю.П. // Письма ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 17. С. 54-59.
- [10] Андаепаева А.А., Баранов А.Н., Гельмонт Б.Л., Джуртанов Б.Е., Зегря Г.Г., Именков А.Н., Яковлев Ю.П., Ястребов С.Г. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 3. С. 394-401.
- [11] Андаспаева А.А., Баранов А.Н., Гусейнов А., Именков А.Н., Литвак А.М., Филаретова Г.М., Яковлев Ю.П. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 6. С. 845-849.
- [12] Андаспаева А.А., Баранов А.Н., Гусейнов А.А., Именков А.Н., Колчанова Н.М., Яковлев Ю.П. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 10. С. 1708-1714.
- [13] Аверкиев Н.С., Баранов А.Н., Именков А.Н., Рогачев А.А., Яковлев Ю.П. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 6. С. 332-337.
- [14] Алтухов П.Д., Моныхов А.М., Рогачев А.А., Харциев В.Е. // ФТТ. 1985. Т. 27. В. 2. С. 576-578.
- [15] Алтухов П.Д., Иванов А.В., Ломасов Ю.Н., Рогачев А.А. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. В. 1. С. 5-8.
- [16] Зегря Г.Г., Харченко В.А. // ЖЭТФ. 1992. Т. 101. В. 1. С. 327-343.

Поступило в Редакцию
2 августа 1992 г.