

ВЛИЯНИЕ УТЕЧКИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПОРОГОВЫЙ ТОК AlGaAsSb/GaSb ИНЖЕКЦИОННЫХ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ

Вирро А. Л., Лыук П. А., Раммо И. Х.-Ф.,
Фриденгал Я. К., Халлер Ю. Э.

При комнатной температуре исследована зависимость пороговой плотности тока J_p изопериодных AlGaAsSb/GaSb -гетеролазеров, содержащих в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ -эмиттерах алюминий в пределах $0.12 \leq x \leq 0.40$, от толщины d активной области из GaSb . Показано, что наблюдаемые при $x=0.12$ повышенные значения J_p во всем интервале толщин активной области $0.2 \leq d \leq 2.2$ мкм хорошо объясняются диффузионной утечкой электронов через p - P -гетеробарьер. При комнатных температурах достаточно иметь $x \approx 0.3$, чтобы практически исключить влияние тока утечки электронов через гетеробарьер в AlGaAsSb/GaSb -лазерах.

1. Известно, что инжекционными лазерами на основе твердых растворов GaInAsP и GaInAsSb можно путем изменения состава раствора перекрывать спектральные диапазоны $1.0 \div 1.67$ и $1.78 \div 2.4$ мкм соответственно [1, 2]. Для перекрытия оставшегося интервала длин волн между этими диапазонами можно применять лазеры с активной областью из AlGaAsSb . Как показали недавние исследования, в этом соединении вполне реализуема непрерывная генерация на длинах волн $1.59 \div 1.78$ мкм при комнатной температуре [3]. Важность данного диапазона состоит в том, что в него попадают относительно сильные линии колебательно-вращательных полос поглощения, создаваемых низкими обертонами и составными частотами колебаний целого ряда неорганических и большого количества органических молекул. В то же время этому диапазону соответствует и одно из макрооконов прозрачности атмосферы. Эти два обстоятельства делают AlGaAsSb -лазеры перспективными для мониторинга воздушной среды.

Для этой системы в отличие от GaInAsP (см. литературу в [4]) до сих пор не имелось специальных работ по исследованию утечки электронов через гетеробарьеры, несмотря на то что это явление имеет важное значение для снижения порогового тока лазеров. Можно назвать лишь две работы [5, 6], где проблема затронута косвенно. В [5] показано, что лазеры с толщиной активной области $d=0.3 \div 0.5$ мкм из GaSb , содержащие в эмиттерах молярную долю алюминия x , равную 0.25 или 0.4, имеют одинаковую по величине пороговую плотность тока J_p . В [6] на основе диффузионной модели оценена плотность тока утечки электронов $J_{p\tau}$ при $x=0.2$ и $d=1$ мкм. Она составляла $\sim 10\%$ от J_p при комнатной температуре.

2. В ходе настоящей работы были изготовлены изопериодные с подложкой двухсторонние лазерные гетероструктуры (ДГС), имеющие разное количество алюминия в эмиттерах: $x=0.12, 0.21, 0.30$ и 0.40 ± 0.02 . Эмиттеры p - и n -типа были легированы германием и теллуrom соответственно, их толщины находились в пределах $1.5 \div 3.0$ мкм. Активный слой преднамеренно не легировали и он имел концентрацию равновесных дырок $p_0 = (1 \div 2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 1 приведены сводные данные о зависимости J_p от толщины активной области d исследованных ДГС. Каждая точка представляет собой усредненную

величину J_n по пяти лучшим лазерам из структуры с данной толщиной активной области.

Сразу же бросается в глаза то, что лазеры с $x=0.12$ имеют повышенные значения J_n по сравнению с другими ($x \geq 0.21$) при всех толщинах активной области.

3. Для количественного анализа полученных результатов представим плотность порогового тока J_n суммой рекомбинационного тока J_a через активную область и тока утечки:

$$J_n = J_a + J_{yr} = \left(j_0 + \frac{\alpha}{\Gamma\beta} \right) d + j_{yr}, \quad (1)$$

где j_0 и β — эмпирические параметры, связывающие плотность тока накачки и оптическое усиление в активной среде, Γ — фактор оптического ограничения, α — сумма внешних и внутренних оптических потерь в лазере. При расчете J_{yr}

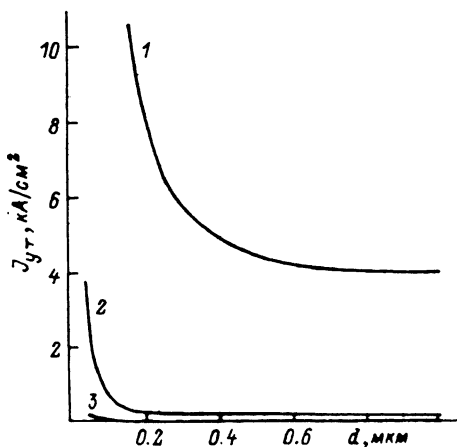
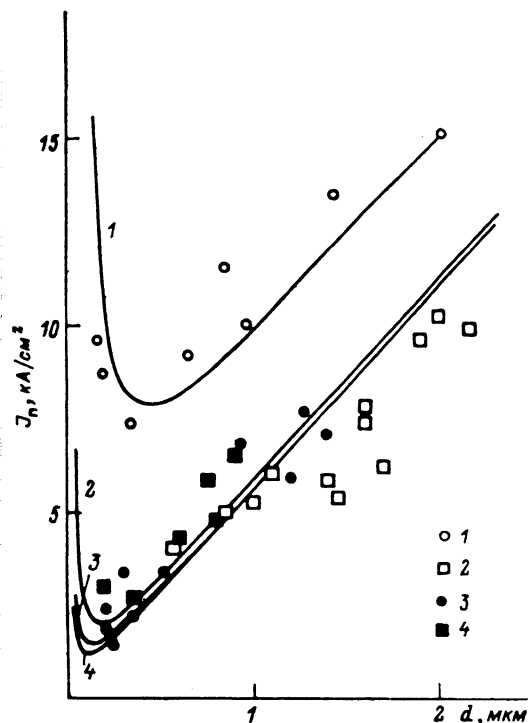


Рис. 1. Зависимость пороговой плотности тока J_n от толщины активной области d .

Рис. 2. Расчетные зависимости тока утечки J_{yr} от толщины активной области d .

Молярные доли алюминия в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ -эмиттерах: 1 — 0.12, 2 — 0.21, 3 — 0.30, 4 — 0.40 ± 0.02 .

x : 1 — 0.12, 2 — 0.21, 3 — 0.3.

мы ограничивались, как и авторы работы [7], учетом лишь диффузионного компонента электронного тока в P -эмиттере, так как аналогичный дырочный ток мал ввиду большой высоты барьера на гетерогранице. В случае многодолинного полупроводника, каким является $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ -эмиттер, J_{yr} приобретает вид

$$J_{yr} = \frac{kT (\mu_\Gamma n_\Gamma + \mu_L n_L + \mu_X n_X)}{L_n} \text{cth} \left(\frac{d_s}{L_n} \right), \quad (2)$$

где μ_i и n_i ($i=\Gamma, L, X$) — соответственно подвижности и концентрации электронов в Γ -, L - и X -минимумах зоны проводимости, L_n — длина диффузии электронов в эмиттере, d_s — толщина эмиттера. Концентрация n_i в i -минимуме эмиттера выражается в бальцмановском приближении аналогично формуле, приведенной в [7],

$$n_i = \frac{n_i^\Gamma (p_0^\Gamma + n^\Gamma) N_{c\Gamma}^\Gamma N_v^\Gamma}{N_{cL}^\Gamma N_v^\Gamma p_0^\Gamma} \exp \left[-\frac{\Delta E_i}{kT} + 0.3536 \frac{N_\Gamma^\Gamma}{N_{c\Gamma}^\Gamma} - 4.95 \cdot 10^{-3} \left(\frac{n_i^\Gamma}{N_{c\Gamma}^\Gamma} \right)^2 \right]. \quad (3)$$

Здесь через N обозначена эффективная плотность состояний; верхние индексы «а» или «э» показывают, что данная величина относится к активной области

или к эмиттеру соответственно; индексы s и v соответствуют зоне проводимости и валентной зоне; p_0 — равновесная концентрация дырок; n^a — концентрация инжектированных электронов; ΔE_s определяется выражением $\Delta E_s = E_s^a(x) - E_T^a(0)$.

Концентрации n_T^a и n^a находим из уравнения

$$[Bn_T^a(p^a + p_0) + Cn_T^a(p^a + p_0^a)^{1/2}]ed = (j_0 + d/\Gamma\beta) d, \quad (4)$$

где левая часть представляет собой плотность тока накачки, выраженную через коэффициент излучательной рекомбинации B и через CHSH оже-коэффициент C , а правая часть — ту же величину, выраженную через j_0 , β и Γ . Фактор оптического ограничения представим в следующем аналитическом приближении [9] $F = D^2/(2+D^2)$, где $D = (2\pi d/\lambda) \sqrt{n_a^2 - n_s^2}$ (λ — длина волны генерации; n_a и n_s — показатели преломления активной области и эмиттера соответственно). Из условия электронейтральности в активной области следует, что $p^a = n^a = n_T^a + n_L^a$. Таким образом, единственной неизвестной величиной в (4) остается n_T^a , так как отношение n^a/n_T^a определяется конкретными зонными параметрами (в данном случае $n^a \approx 2.3n_T^a$).

Коэффициент B , рассчитанный по модели Стерна [9], равен $1.2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$. Значение $1.5 \cdot 10^{-28} \text{ см}^3/\text{с}$ для C было получено путем сопоставления тока на излучательную рекомбинацию, рассчитанного по [9], с экспериментальными величинами J_n [10, 11] в условиях равного уровня возбуждения активной области из GaSb (при $x=0.3$). Параметры j_0 и β взяты соответственно равными $4.5 \text{ кА}/\text{см}^2 \cdot \text{мкм}$ и $47 \text{ см} \cdot \text{мкм}/\text{кА}$ [10]. Подвижности электронов в Γ -, L -, и X минимумах $\mu_{\Gamma} = 4200$, $\mu_L = 600$ и $\mu_X = 60 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ заимствованы из [12], а зависимости $\Delta E_{\Gamma}^{(v)} = 1.22x + 0.28x^2$, $\Delta E_L(x) = 0.08 + 0.8x$, $\Delta E_X(x) = 0.31 + 0.53x + 0.06x^2$ — из [13], $L_n = 6 \text{ мкм}$ — из [6]. Зависимость показателя преломления эмиттера от концентрации Al аппроксимирована выражением $n_s = 3.9 - 0.8x$ [14]. Эффективные массы электронов и дырок, необходимые для расчета N_s и N_c , получались путем линейной интерполяции из масс GaSb и AlSb (см. таблицу), так как содержание As в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ мало ($y \leq 0.005$).

Параметр	GaSb	AlSb	Параметр	GaSb	AlSb
m_{Γ}/m_0	0.042	0.121	m_X^{\downarrow}/m_0	0.22	0.23
m_L^{\downarrow}/m_0	0.946	1.357	m_{hh}/m_0	0.35	0.6
m_T^{\downarrow}/m_0	0.11	0.123	m_{h1}/m_0	0.042	0.1
m_X^{\downarrow}/m_0	1.51	1.64			

4. Результаты расчетов J_n для $d_s = 2 \text{ мкм}$ и при суммарных оптических потерях $\alpha = 50 \text{ см}^{-1}$, типичных для лазеров с широкими контактами на данном материале, приведены на рис. 1. Сравнение экспериментальных данных с расчетными кривыми показывает, что резкое увеличение J_n при уменьшении доли Al x от 0.21 до 0.12 хорошо объясняется утечкой инжектированных электронов через p - P -гетеробарьер. Как следует из рис. 2, для практически полного прекращения тока утечки при комнатных температурах достаточно увеличить d до 0.3. Дальнейшее увеличение доли Al могло бы снизить J_n благодаря улучшению оптического ограничения, однако в этом случае будет наблюдаться ухудшение качества гетерограниц и теплоотода в структуре.

Наконец, обращаем внимание на то, что в зависимости $J_n = f(d)$ в формуле (1) ток утечки J_{gr} становится при малых толщинах активной области также функцией от d . Это связано с необходимостью увеличения концентрации избыточных носителей в активной области лазера, чтобы компенсировать уменьшение фактора оптического ограничения Γ при $d \rightarrow 0$.

Список литературы

- [1] Arai S., Suematsu Y., Itaya Y. // IEEE J. Quant. Electron. 1980. V. QE-16. N 2. P. 197—204.
- [2] Акимова И. В., Бочкарев А. Э., Долгинов Л. М., Дракин А. Е., Дружинина Л. В., Елисеев П. Г., Свердлов Б. Н., Скрипкин В. А. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 4. С. 701—707.
- [3] Вирро А. Л., Елисеев П. Г., Лыук П. А., Фриденгал Я. К., Халлер Ю. Э. // Квант. электрон. 1988. Т. 15. В. 11. С. 2208—2209.
- [4] Chik K. D. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 9. P. 4688—4698.
- [5] Долгинов Л. М., Дракин А. Е., Дружинина Л. В., Елисеев П. Г., Мильвидский М. Г., Свердлов Б. Н., Скрипкин В. А. // Тр. ФИ АН СССР. 1983. Т. 141. С. 46—61.
- [6] Воронин В. Ф., Жуков Н. Д., Рябцев Г. И., Сосновский С. А. // ЖПС. 1986. Т. 45. В. 5. С. 773—779.
- [7] Безотосный В. В., Богатов А. П., Долгинов Л. М., Дракин А. Е., Елисеев П. Г., Мильвидский М. Г., Свердлов Б. Н., Шевченко Е. Г. // Тр. ФИ АН СССР. 1983. Т. 141. С. 18—45.
- [8] Botez D. // IEEE J. Quant. Electron. 1978. V. QE-14. N 4. P. 230—232.
- [9] Stern F. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. N 12. P. 5382—5386.
- [10] Вирро А. Л., Аарик Я. А., Лыук П. А., Фриденгал Я. К. // Квант. электрон. 1987. Т. 14. В. 11. С. 2156—2161.
- [11] Вирро А. Л., Аарик Я. А., Лыук П. А., Фриденгал Я. К. // Полупроводники и гетеропереходы. Таллинн, 1987. С. 71—74.
- [12] Гермогенов В. П., Диамант В. М., Коротченко З. В., Криворотов Н. П., Позолотин В. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 4. С. 623—627.
- [13] Anderson S. J., Scholl F., Harris J. S. // Proc. 6 Int. Symp. GaAs and Related compounds. London, 1977. P. 346—355.
- [14] Аарик Я. А., Бергманн Я. В., Вирро А. Л., Лыук П. А., Саммелсельг В. А. // Тез. докл. III Всес. конф. по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах. Одесса, 1982. Т. 2. С. 17—19.

Институт физики АН ЭССР
Тарту

Получена 12.06.1989
Принята к печати 21.02.1990