

©1995 г.

ПРОЦЕССЫ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В ДВОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ InAsSbP/InAsSb/InAsSbP

*М.С.Бреслер, О.Б.Гусев, М.Айдаралиев, Н.В.Зотова, С.А.Карандашев,
Б.А.Матвеев, М.Н.Стусь, Г.Н.Талалакин*

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

(Получена 30 мая 1994 г. Принята к печати 7 июня 1994 г.)

Исследована фото- и электролюминесценция двойных гетероструктур InAsSbP/InAsSb/InAsSbP с активной областью *n*- и *p*-типа. На основе построенных энергетических зонных диаграмм исследованных структур проведен анализ механизмов излучательных переходов, ответственных за наблюдаемые спектры. Изучены особенности возбуждения двойных гетероструктур, связанные с вариационностью внешнего ограничивающего слоя. Показана возможность создания перестраиваемого источника излучения с двумя фиксированными длинами волн.

Введение и постановка задачи

Инжекционные лазеры на основе двойных гетероструктур (ДГС), работающие в спектральном диапазоне (3–5) мкм, играют важную роль в развитии таких направлений техники, как системы волоконно-оптических линий связи, газовый анализ, лазерная дальнометрия и т.п. В качестве материалов для инжекционных лазеров в этом спектральном диапазоне используются твердые растворы InAsSbP (ограничивающие слои) и InGaAsSb (активная область), прямозонные во всей области составов. В зависимости от состава твердого раствора $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-x}\text{Sb}_x$ (x в диапазоне 0–0.07, x в диапазоне 0–0.08) лазерными источниками излучения удается перекрыть область длин волн от 3.0 до 3.6 мкм [1]. Наиболее длинноволновые лазеры содержат в активной области твердый раствор InAsSb. Цель данной работы — исследование излучательной рекомбинации ДГС InAsSbP/InAsSb/InAsSbP, генерирующих в области 3.6 мкм при 77 К.

Технология получения двойных гетероструктур на основе InAsSb/InAsSbP

Гетероструктуры InAsSbP/InAsSb/InAsSbP были выращены жидкофазной эпитаксией на подложках n -InAs (111) с концентрацией электронов $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Выращивание проводилось в графитовой кассете печального типа в потоке водорода в интервале температур (630–680)°C. Активная область в исследованных гетероструктурах была n - или p -типа проводимости. В качестве акцепторной примеси использовался цинк, в качестве донорной — олово. Контроль состава твердой фазы эпитаксиальных слоев осуществлялся рентгеноспектральным анализом на установке САМЕВАХ с точностью 0.1%. Плотность наклонных дислокаций эпитаксиальных слоев не превышала $5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$. Характеристики полученных ДГС представлены на рис. 1. Как видно из рисунка, у структуры 2 отсутствует градиент состава в ограничивающих слоях, тогда как структуры 1 и 3 имеют градиент состава в поверхностном ограничивающем слое.

На рис. 2 для примера приведены данные по распределению состава, ширины запрещенной зоны E_g , показателя преломления \bar{n} , постоянной решетки a , рассогласования постоянной решетки $\Delta a/a$ (относительно подложки InAs) по толщине выращенной гетероструктуры для образца 1 (см. также таблицу). Получены достаточно хорошие электрическое ($\Delta E_g \simeq 80 \text{ мэВ}$) и оптическое ($\Delta \bar{n} \simeq 0.03$) ограничения для исследовавшихся ДГС.

Методика исследований

Для определения механизмов излучательной рекомбинации исследовались фото- и электролюминесценция. В случае фотолуминесценции в качестве источника накачки использовался неодимовый лазер ($\lambda = 1.06 \text{ мкм}$) мощностью $\simeq 100 \text{ мВт}$, работающий в непрерывном режиме. Накачивающее излучение модулировалось на частоте 500 Гц и фокусировалось на поверхности структур, находившихся непосредственно в жидком гелии ($T = 1.8 \text{ К}$) или азоте ($T = 77 \text{ К}$). Фотолуминесценция могла наблюдаться как со стороны эпитаксиального слоя InAsSbP в геометрии на отражение, так и с торцевой стороны структур.

При исследовании электролюминесценции на структуры подавались импульсы тока длительностью 5 мкс и частотой следования 500 Гц. Рекомбинационное излучение в обоих случаях после монохроматора регистрировалось охлаждаемым фотоспротивлением из антимонида индия по схеме синхронного детектирования.

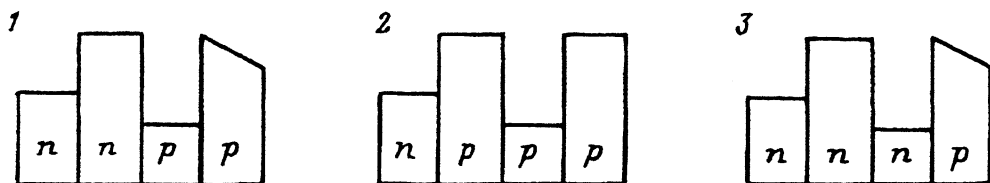


Рис. 1. Типы гетероструктур; номера на рисунке соответствуют номерам структур в тексте. Концентрация носителей в активной области $p(n)$, 10^{17} см^{-3} : 1 — 2, 2 — 5, 3 — 7.

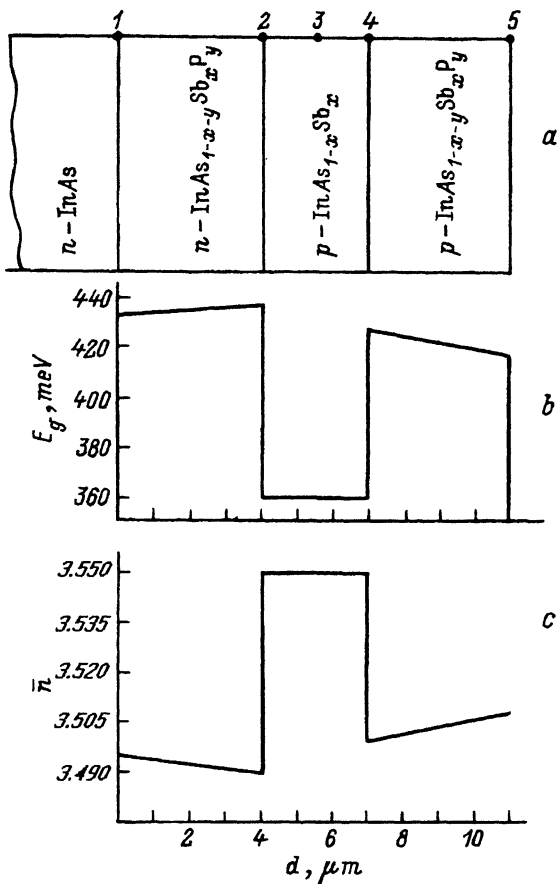


Рис. 2. Распределение состава (а), ширины запрещенной зоны (b) и показателя преломления (с) по толщине ДГС для структуры 1.

Точки определения состава.	x, мол. доля	y, мол. доля	a, Å	$\Delta a/a$, %	E_g , эВ	\bar{n}
1	0.094	0.11	6.0767	0.309	0.432	3.495
2	0.098	0.12	6.0765	0.309	0.437	3.493
3	0.068	0	6.0857	0.457	0.360	3.552
4	0.1	0.11	6.0793	0.351	0.427	3.502
5	0.1	0.098	6.081	0.388	0.417	3.510

Примечание. Точки определения состава указаны на рис. 2, а.

На рис. 3-5 представлены спектры фотолюминесценции структур 1-3, полученных при $T = 1.8\text{ K}$ и $T = 77\text{ K}$ при сборе излучения как со стороны эпитаксиального слоя InAsSbP (рис. 3,а; 4,а; 5,а), так и с торцов структур (рис. 3,б; 4,б; 5,б). Наиболее полный спектр получен для структуры 3. В нем наблюдаются четыре линии: при 346, 408, 425 и 437 мэВ (A, B, C, D). В спектре структуры 1 линии B и C не наблюдаются, в спектре структуры 2 отсутствует линия D .

Для интерпретации полученных результатов были построены энергетические зонные диаграммы исследованных структур. Положения краев валентных зон относительно германия для бинарных соединений InAs , InSb , InP взяты соответственно -0.28 , -0.09 , -0.69 эВ [2], а положения краев валентных зон эпитаксиальных слоев InAsSb и InAsSbP вычислены в линейном приближении. Ширина запрещенной зоны твердых растворов определялась по формуле [3]:

$$E_g(\text{эВ}) = (1 - x - y)E_g^{(\text{InAs})} + xE_g^{(\text{InSb})} + yE_g^{(\text{InP})} - x(1 - x - y)0.61 - xy1.6 - y(1 - x - y)0.1. \quad (1)$$

Энергетические зонные диаграммы схематически показаны на рис. 6.

Положение линии A хорошо объясняется излучательными переходами между зоной проводимости и акцептором в активной области ДГС. Действительно, если вычислить ширину запрещенной зоны активной области по формуле (1) и считать, что для соединений, близких по составу к арсениду индия, объемным переходам следует приписать переход между зоной проводимости и акцептором ($E_A \approx 20\text{ мэВ}$) [4], то получим для энергии такого перехода 350 мэВ, что соответствует наблюдаемому положению линии A .

Положения линий B (408 мэВ) и C (425 мэВ) соответствуют переходам (зона проводимости)-акцептор и зона-зона в подложке $n\text{-InAs}$. Представляет интерес вопрос, каким образом происходит возбуждение ее на столь значительной глубине от поверхности структур. Из зонных диаграмм (рис. 6) видно, что диффузия дырок при $T = 1.8\text{ K}$ практически невозможна для всех рассматриваемых структур из-за высокого энергетического барьера. Так как излучение ограничивающих слоев InAsSbP в структуре 2 (без градиента состава как внутреннего, так и внешнего слоев) отсутствует (рис. 4), возбуждение подложки объясняется непосредственным поглощением накачивающего излучения, прошедшего на глубину (8-10) мкм. Люминесценция арсенида индия через эпитаксиальный слой InAsSbP толщиной (7-10) мкм наблюдалась и в работе [5]. Достаточно сильную люминесценцию подложки при наблюдении с поверхности структуры 2 можно объяснить также существенным ослаблением поверхностной безызлучательной рекомбинации InAs , покрытого эпитаксиальным слоем InAsSbP [6].

Люминесценция твердого раствора InAsSbP (линия D) наблюдалась только в структурах 1 и 3, имеющих градиент E_g во внешнем ограничивающем слое, что объясняется стоком неосновных носителей к поверхности, в область меньшей ширины запрещенной зоны.

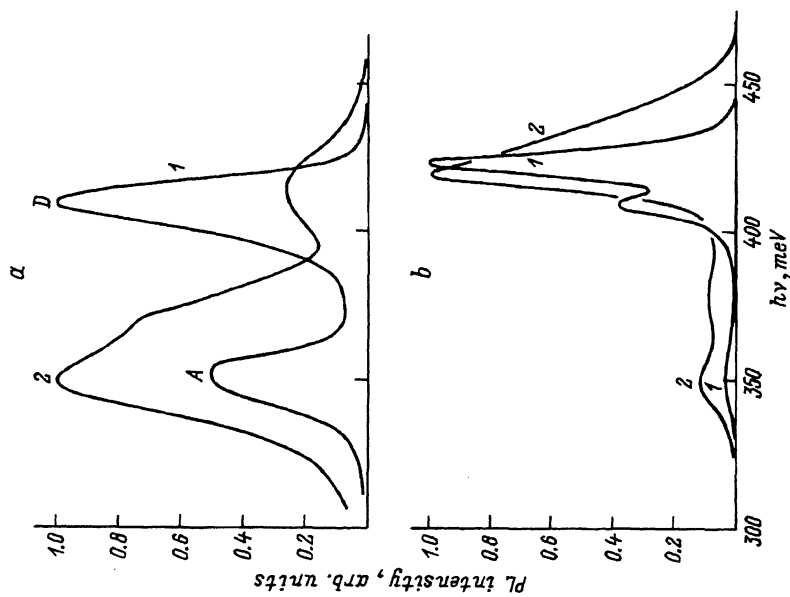


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции структуры 1 при $T = 1.8$ К (1) и при $T = 77$ К (2). а — сбор излучения со стороны эпитаксиального слоя, б — с торца структуры.

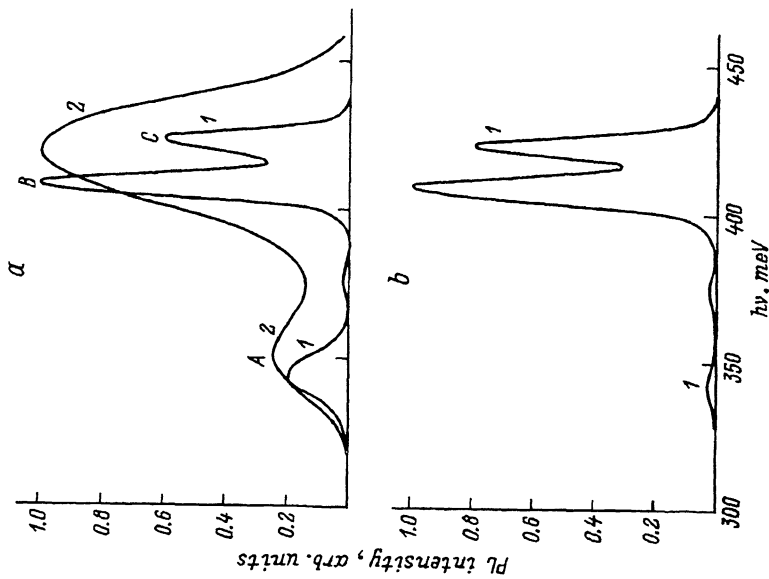


Рис. 4. Спектры фотолюминесценции структуры 2 при $T = 1.8$ К (1) и при $T = 77$ К (2). а — сбор излучения со стороны эпитаксиального слоя, б — с торца структуры.

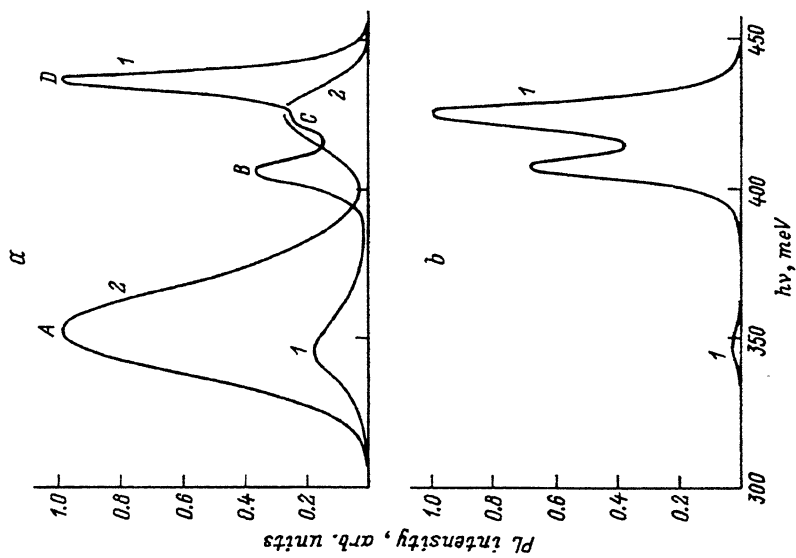


Рис. 5. Спектры фотолюминесценции структуры 3 при $T = 1.8$ К (1) и при $T = 77$ К (2). а — сбор излучения со стороны эпитаксиального слоя, б — с торца структуры.

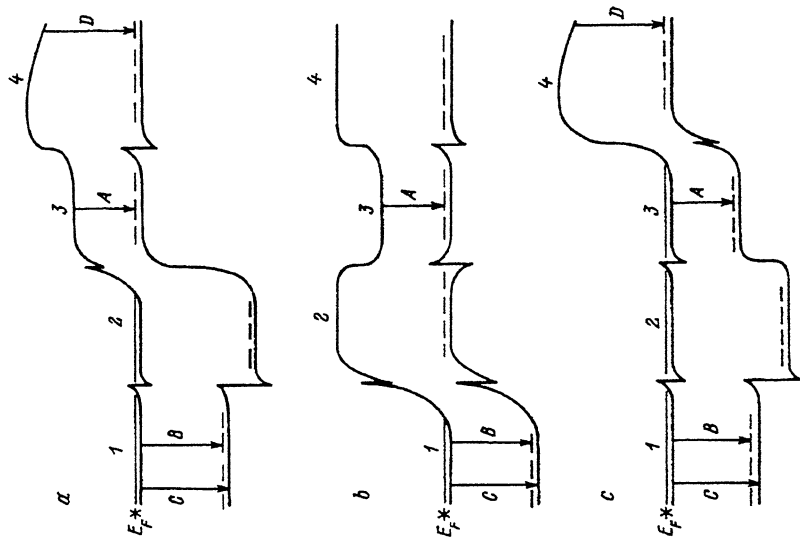


Рис. 6. Энергетические зонные диаграммы для ДКС с активной областью p -типа (а, б) и n -типа (с). 1 — подложка InAs, 2, 4 — ограничивающие слои InAsSb, 3 — активная область InAsSb.

При температуре жидкого азота в спектрах структур 1 и 3 (рис. 3,а; 5,а), происходит изменение отношения интенсивностей линий A и D : относительная интенсивность линии A значительно возрастает. Это, очевидно, обусловлено тем, что в случае варизонного поверхностного слоя InAsSbP повышение температуры от 1.8 К до 77 К облегчает сток неравновесных носителей в активную область ДГС. Подтверждением этого служит наблюдение люминесценции с торцов структур с градиентом E_g в эмиттерной области, где линия D при азотной температуре уширяется и приобретает асимметричный вид, что отражает рекомбинацию неосновных носителей по всей толщине варизонного слоя InAsSbP .

Кроме отмеченных линий, для структуры 1 при температуре жидкого азота наблюдается также линия при энергии 376 мэВ (рис. 3,а). Природа этой линии неясна, хотя можно предположить, что она связана с переходами на гетерогранице между слоями InAsSbP и InAsSb .

Результаты по электролюминесценции

Электролюминесценция исследовалась на лазерных структурах с широким контактом (250×300 мкм), приготовленных из образцов, учававшихся в экспериментах по фотолюминесценции. Спектры электролюминесценции при 77 К в спонтанном и стимулированном режимах показаны на рис. 7,8. Для всех лазерных структур характерна линия в области (345–370) мэВ, соответствующая объемной рекомбинации в узкозонном активном слое InAsSb . На рис. 9 в полулогарифмическом масштабе представлена зависимость положения максимума этой линии от плотности тока. Как видно из рисунка, эту зависимость можно аппроксимировать прямыми с разными наклонами.

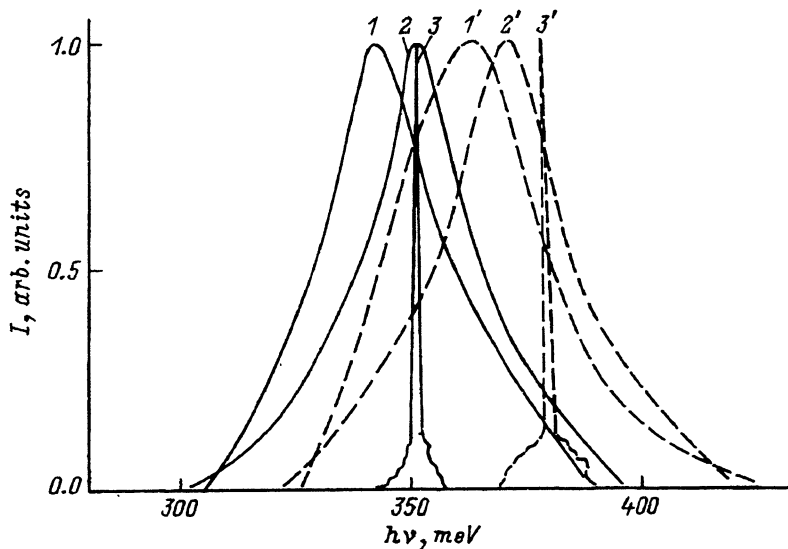


Рис. 7. Спектры электролюминесценции структур 1 (1, 2, 3) и 3 (1', 2', 3') в спонтанном и лазерном режимах при $T = 77$ К. Плотность тока возбуждения, $A/\text{см}^2$: 1 — 13, 2 — 26, 3 — 117, 1' — 21, 2' — 496, 3' — 1418.

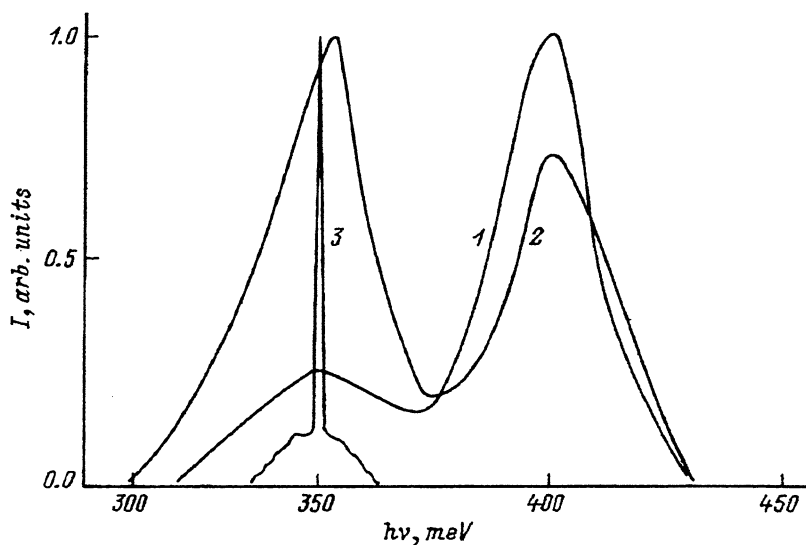


Рис. 8. Спектры электролюминесценции структуры 2 в спонтанном и лазерном режимах при $T = 77$ К. Плотность тока возбуждения, A/cm^2 : 1 — 64, 2 — 161, 3 — 270.

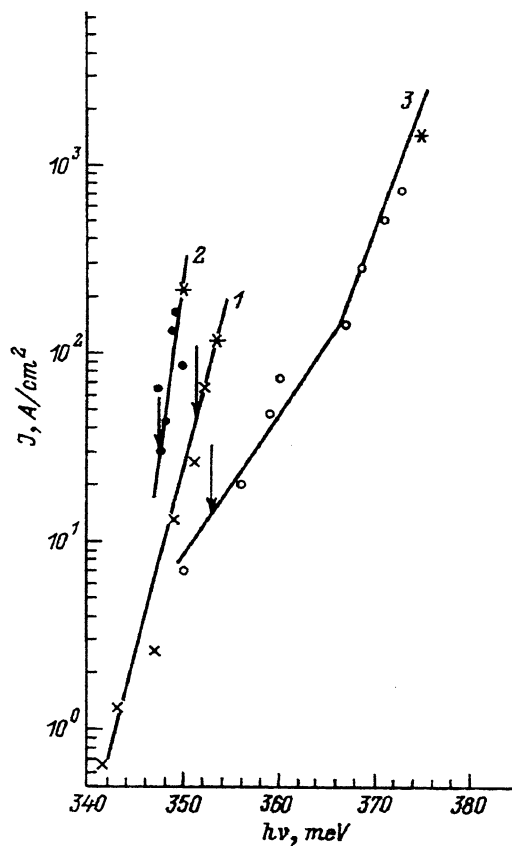


Рис. 9. Зависимость положения максимума линии электролюминесценции от плотности тока через ДГС при 77 К. Стрелками указаны положения линий фотолуминесценции, звездочками — положения линий лазерной генерации. Номера на кривых соответствуют номерам структур на рис. 1.

Для структуры 3 (с активной областью n -типа) наблюдаются два наклона этой прямой. Наклон при малых плотностях тока определяется заполнением хвостов плотности состояний валентной зоны, обусловленных хаотическим распределением примеси в материале активной области. При больших плотностях тока наклон определяется переходами неравновесных электронов из зоны проводимости в нелокализованные состояния в валентной зоне. Для структур 1 и 2 (с активной областью p -типа) хвосты плотности состояний активной зоны проводимости заполняются уже при малых токах, когда электролюминесценция практически не регистрируется. Поэтому в этом случае наблюдается лишь один наклон. Положение линии электролюминесценции в этом случае сдвинуто в область меньших энергий на величину, соответствующую энергии связи акцептора (≈ 20 мэВ) по сравнению со структурой 3.

На рис. 9 показано также положение линий лазерной генерации и максимумов линий фотолюминесценции. Как видно из рисунка, для структуры 3 (с активным слоем n -типа) положение линии фотолюминесценции соответствует случаю малых инжекционных токов ≈ 16 А/см², тогда как лазерный режим возникает при токах порядка 2500 А/см². Смещение линии электролюминесценции при этом достигает (25–30) мэВ. Это смещение объясняется тем, что в структурах с активной областью n -типа электролюминесценция наблюдается при переходах электронов в хвосты валентной зоны с характеристической энергией $\gamma = (e^2/\kappa)(N_t^{2/3}/n^{1/3})$, где $N_t = N_D + N_A$ — суммарная концентрация доноров и компенсирующих акцепторов, а $n = N_D - N_A$ — концентрация свободных электронов в компенсированном полупроводнике. Следует заметить, что хотя концентрация доноров, введенных в n -слой InAsSbP, довольно велика ($n \approx 5 \cdot 10^{17}$ см⁻³), фактически полупроводник в активной области имеет довольно высокую степень компенсации ($K \sim 0.8-0.9$). Оценка γ дает величину ~ 10 мэВ, что близко к низкоэнергетическому наклону для образца 3 в области более низких энергий, где этот наклон должен соответствовать амплитуде флуктуаций потенциала хаотически распределенных примесей. Плотность состояний в хвосте недостаточно велика, чтобы обеспечить равенство коэффициента усиления потерям, поэтому лазерная генерация возникает после заполнения хвостовых состояний при зона-зонном механизме рекомбинации. Для структур 1 и 2 с активной областью p -типа, где компенсация невелика, характеристическая энергия хвостов мала и заполнение зоны проводимости электронами начинается при малых уровнях возбуждения, смещение лазерной линии относительно линии фотолюминесценции невелико.

Особый интерес представляет структура 2, у которой p - n -переход расположен на гетерогранице с подложкой. Для нее в спектре спонтанной электролюминесценции (см. рис. 8), кроме линии, связанной с объемной рекомбинацией в активной области, наблюдается более коротковолновая линия (402 мэВ). Расчеты показывают (см. рис. 6), что гетеропереход n -InAs-InAsSbP является переходом второго типа с неглубокими карманами для неравновесных электронов (со стороны эпитаксиального слоя InAsSbP) и неравновесных дырок (со стороны InAs). Это приводит к эффективному туннелированию носителей обоих знаков на гетерогранице. Таким образом, линию при $h\nu = 402$ мэВ можно отождествить с рекомбинационными переходами на гетерогра-

нице. При малых плотностях тока для этой структуры преобладает коротковолновая линия, ее интенсивность возрастает с током значительно быстрее, чем интенсивность объемной рекомбинации в узкозонной активной области. Однако вблизи обычных величин порогового тока ($\sim 100 \text{ А/см}^2$) рекомбинационное излучение активной области начинает преобладать, что объясняется насыщением кармана для неравновесных электронов на гетерогранице.

Таким образом, структура 2 представляет собой перестраиваемый источник излучения: в зависимости от величины тока можно получить как излучение с энергией 346 мэВ ($\lambda = 3.58 \text{ мкм}$), так и с энергией 402 мэВ ($\lambda = 3.02 \text{ мкм}$) или обе линии одновременно.

Заключение

Методами фото- и электролюминесценции с помощью построенной энергетической зонной диаграммы исследованы механизмы излучательной рекомбинации двойной гетероструктуры $\text{InAsSbP/InAsSb/InAsSbP}$, на основе которой были сделаны лазеры на длине волны $\sim 3.6 \text{ мкм}$.

В лучших из исследованных ДГС величина порогового тока для лазерной генерации составляла 86 А/см^2 при 77 К, лазерное излучение наблюдалось до 140 К в непрерывном режиме [7]. Показана возможность создания перестраиваемого источника излучения с двумя фиксированными длинами волн.

Авторы благодарят Б.П. Захарченко и А.А. Рогачева за внимание к работе. Работа поддерживалась Российским фондом фундаментальных исследований (проекты 94-02-04415-а и 93-02-14184).

Список литературы

- [1] M. Aydaraliev, N.V. Zotova, S.A. Karandashev, B.A. Matveev, N.M. Stus, G.N. Talalakin. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 1575 (1993).
- [2] *Electronic structure of semiconductor heterojunctions*, ed. by G. Margaritondo (Dordrecht, 1988).
- [3] T. Fukui and Y. Horikoshi. *Japan. J. Appl. Phys.*, **20**, 587 (1981).
- [4] A. Mooradian, H.Y. Fan. *Proc. 7th Int. Conf. Phys. Semicond.* (Paris, 1964) p. 39.
- [5] Н.П. Есина, Н.В. Зотова, Б.А. Матвеев, Л.Д. Неуймина, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. *ФТП*, **19**, 2031 (1985).
- [6] N.V. Zotova, S.A. Karandashev, B.A. Matveev, A.V. Pentsov, S.V. Slobodchikov, N.M. Smirnova, N.M. Stus', G.N. Talalakin. *Chemical, Biochemical, and Environmental Fiber Sensors III*, ed. by R.A. Lieberman. *Proc. SPIE*, **1587**, 334 (1992).
- [7] М. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. *Письма ЖТФ*, **15**, 49 (1989).

Редактор Т.А. Полянская