

06.2; 06.3; 07

© 1992

## ДЛИННОВОЛНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ГЕТЕРОСВЕТОДИОДАХ НА ОСНОВЕ $GaInAsSb/GaAlAsSb$

Н.М. Колчанова, А.А. Попов,  
Ю.П. Яковлев

1. Данная работа является продолжением ранее начатых работ по созданию и изучению светодиодных структур  $n-GaSb/n-GaInAsSb/p-GaAlAsSb$  на основе узкозонного материала  $InGaAsSb$ . Изменяя состав четверного соединения  $InGaAsSb$ , ранее были получены высокоэффективные источники спонтанного и когерентного излучения, перестраиваемые в интервале длин волн 1.8–2.35 мкм [1]. Как показали исследования механизмов рекомбинации в таких структурах [2, 3], излучение возникает в них за счет межзонной излучательной рекомбинации неравновесных носителей в активной области твердого раствора  $InGaAsSb$ . Кроме того, в работах [2, 3] было высказано предположение, что в таких светодиодах наряду с межзонной присутствует интерфейсная рекомбинация дырок с неравновесными электронами, локализованными на мелких уровнях квантовых состояний, возникающих на  $n-n$  границе гетероперехода 11-рода  $nGaSb-nInGaAsSb$ .

В настоящей работе представлены первые результаты наблюдения длинноволнового излучения в области 3.6–3.8 мкм в ранее исследованных структурах на основе узкозонного твердого раствора  $n-InGaAsSb$ .

2. Нами были исследованы светодиоды двух типов на основе изопериодного узкозонного слоя  $n-InGaAsSb$  постоянного состава (рис. 1). Гетеросветодиоды первого типа (рис. 1, а) выращивались на подложке  $n-GaSb$  ( $n = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) методом жидкофазной эпитаксии и состояли из узкозонного активного слоя  $n-In_{0.22}Ga_{0.78}As_{0.19}Sb_{0.98}$  ( $n = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ; толщина 1.5 мкм; ширина запрещенной зоны  $E_g^{FK} = 0.6 \text{ эВ}$ ), заключенного между широкозонными эмиттерными слоями  $n$ - и  $p-Al_{0.32}Ga_{0.68}As_{0.02}Sb_{0.98}$  ( $n = 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $p = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , толщина  $n$ -области – 2.5 мкм,  $p$ -4.0 мкм, ширина запрещенной зоны  $E_g^{FK} = 1.37 \text{ эВ}$ ). В структурах второго типа широкозонный слой  $n-AlGaAsSb$  отсутствовал (рис. 1, б). Слои  $n$ -типа легировались  $Te$ , а  $p$ -типа –  $Ge$ . Величины рассогласования решеток подложки и слоев составляли не более  $5 \cdot 10^{-4}$ .

Из полученных гетероструктур изготавливались мезасветодиоды диаметром 300 мкм со сплошным омическим контактом ( $Ac + 5\% Te$ )

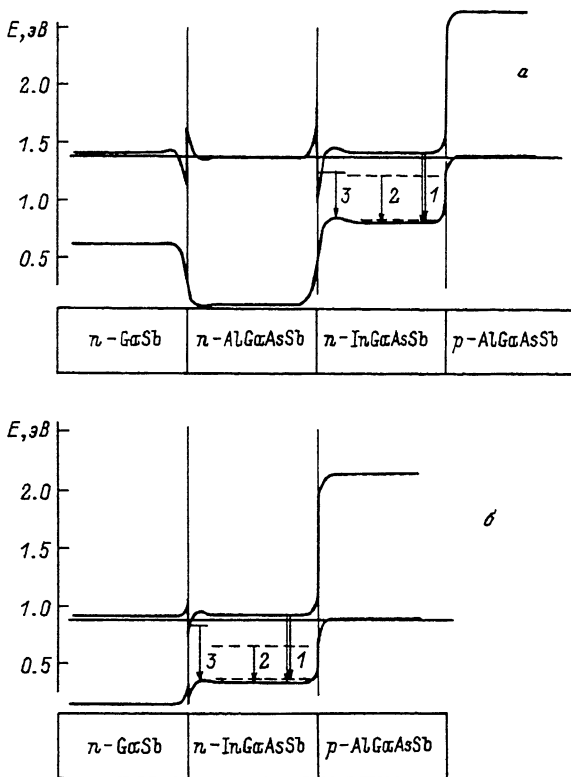


Рис. 1. Энергетические схемы исследованных гетероструктур при  $T=77$  К:  $nGaSb/nAlGaAsSb/nInGaAsSb/AlGaAsSb$  (а) и  $nGaSb/nInGaAsSb/pAlGaAsSb$  (б).

к  $n-GaSb$  и точечным ( $Au+5\%Ge$ , диаметром 40 мкм) контактом к  $pAlGaAsSb$ .

3. Рассмотрим электролюминесцентные свойства светодиодных структур в длинноволновой области спектра (2.5–4 мкм) при  $T=77$  К (рис. 2).

При малых токах ( $I < 20$  мА) спектры излучения состояли из одной полосы (рис. 2, а), энергия максимума которой близка к значению ширины запрещенной зоны узкозонного материала (активной области),  $E_g$  которого при  $T=77$  К составляет 0.6 эВ. Это полоса излучения, которую будем называть основной полосой, хорошо изучена; исследована ее зависимость от уровня накачки, температуры и т. д. [2]. Поэтому в дальнейшем мы ее обсуждать не будем. При увеличении тока ( $I > 20$  мА) появляется широкая полоса излучения в области длин волн 3.6–3.8 мкм. Величина и форма ее зависят от приложенного напряжения: если в начале это широкая полоса (кривая 1 на рис. 2, б), то по мере роста приложенного напряжения в ней можно выделить две составляющие, ко-

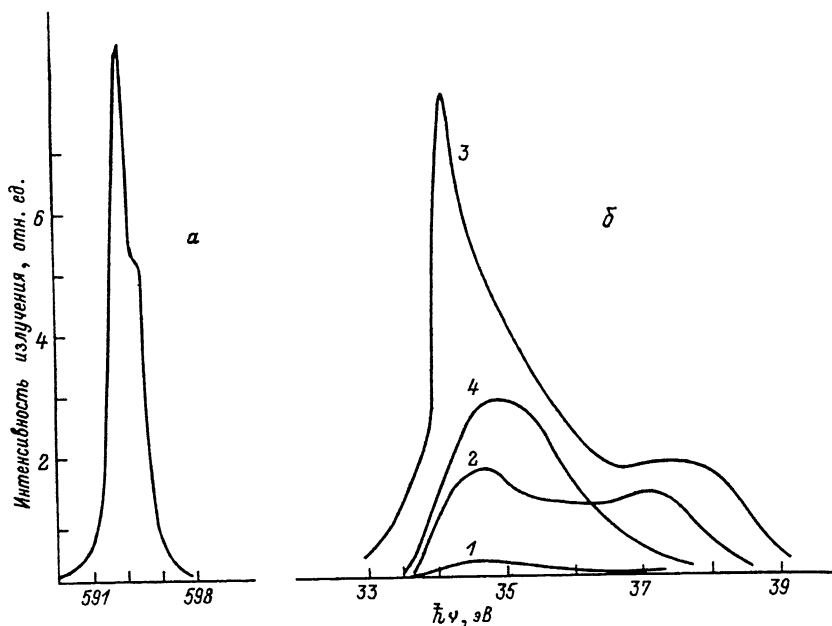


Рис. 2. Спектры электролюминесценции гетероструктуры  $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$  и  $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$  при  $T=77\text{ K}$ . а - основная полоса излучения; б - длинноволновая полоса излучения; структура 1-го типа: 1-20 мА, 2-50 мА, 3-1 А; структура II типа - 4-1 А. Масштаб интенсивности на рис. б увеличен в  $10^3$  по к рис. а.

которые представляют полосы примерно равной интенсивности (кривая 2). При дальнейшем увеличении тока ( $I > 0.5\text{ A}$ ) интенсивность низкоэнергетичной части полосы резко возрастает по отношению к интенсивности ее высокоэнергетичного крыла (кривая 3). Теперь доминирующим становится излучение, энергия максимума которого составляет  $0.342\text{ эВ}$  ( $3.62\text{ мкм}$ ); интенсивность его растет, полоса сужается. В таких условиях, когда в длинноволновом излучении сформировалась четкая, относительно узкая полоса, была исследована зависимость положения максимума излучения ( $h\nu_{\text{max}}$ ) и его интенсивность от уровня накачки. Наблюдался линейный рост интенсивности излучения без заметного смещения положения максимума полосы излучения. Отметим, что интенсивность этой полосы в  $\sim 10^3$  раз меньше интенсивности основной полосы излучения.

Для выяснения природы длинноволнового излучения мы исследовали гетероструктуру второго типа (рис. 1, б). Излучение в длинноволновой области также имело место (кривая 4, рис. 2, б). Оно представляло широкую полосу, подобную той, которую мы имели при малых напряжениях в структуре первого типа. Однако получить пик длинноволнового излучения, подобный представленному на рис. 2, б

(кривая 3) на структурах второго типа не удалось, ни при каких значениях приложенного напряжения.

4. Проанализируем кратко основные результаты исследования — наличие длинноволнового излучения в структуре  $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$  в области 3.6–3.8 мкм, что соответствует энергии 0.34–0.35 эВ. Значение энергии излучения существенно меньше ширины запрещенной зоны активного слоя и ранее на таких структурах не наблюдалось.

При обсуждении природы длинноволновой полосы излучения полезно рассмотреть энергетические диаграммы исследованных гетероструктур, схематический вид которых в статическом режиме при  $T=77\text{ K}$  приведен на рис. 1. Видно, что энергия, при которой наблюдается длинноволновое излучение существенно меньше энергии ширины запрещенной зоны любого из используемых материалов. Это говорит о том, что излучение не связано с переходами зона–зона или зона–мелкий уровень, а обусловлено рекомбинацией неравновесных носителей через глубокие состояния, существующие в системе. Сложный спектр длинноволнового излучения (две и более перекрывающиеся полосы) свидетельствует о том, что излучательный процесс идет несколькими каналами. Бесспорно в нем принимают участие глубокие центры, имеющиеся в запрещенной зоне активной области  $\text{InGaAsSb}$  (переход 2). Экспериментально в этом материале они ранее не были обнаружены, но они существуют в бинарных соединениях группы  $A^3B^5$  и, по-видимому, должны иметь место в многокомпонентных соединениях на их основе. Через эти глубокие центры идет излучательная рекомбинация, что приводит к появлению широкой длинноволновой полосы, наблюдаемой в обоих типах структур (кривая 1, 2, 4, рис. 2, б). Однако на структуре типа 1 при  $I > 0.5\text{ A}$  появляется длинноволновое излучение на 3.62 мкм, которое не было обнаружено на структурах типа 2. Структуры 1 и 2 различаются только состояниями на  $n\text{-}n$  границе (рис. 1). В первом случае это  $n\text{-AlGaAsSb}-n\text{-InGaAsSb}$  граница, во втором — это  $n\text{-GaSb}-n\text{-InGaAsSb}$ . Анализ рис. 1 показывает, что только в структуре типа 1 возможно появление глубоких состояний в квантовой яме на гетерогранице. Поэтому отсутствие в эксперименте узкого пика длинноволнового излучения на структурах второго типа (кривая 4 на рис. 2, б) свидетельствует о том, что длинноволновой пик излучения 3.62 мкм в спектрах электролюминесценции структур первого типа вызван излучательными переходами связанными с гетерограницей  $n\text{-AlGaAsSb}-n\text{-InGaAsSb}$ . Если в структурах второго типа за рекомбинацию в длинноволновой области ответственны глубокие состояния в запрещенной зоне активного слоя, то в структурах типа 1 на излучательный спектр, связанный с рекомбинацией неравновесных носителей через глубокие состояния, находящиеся внутри запрещенной зоны полупроводника, накладывается излучение, обусловленное локализацией электронно–дырочных пар в квазидвумерной плазме, возникающей на  $n\text{-}n$  гетерогранице второго рода  $n\text{AlGaAsSb}-n\text{InGaAsSb}$  о возможности существования которой сообщалось в работе [4].

Таким образом, в гетероструктурах на основе  $InGaAsSb$  можно получить длинноволновое излучение в области 3.6–3.8 мкм, которое обусловлено несколькими механизмами рекомбинации с участием глубоких центров, расположенных как в объеме активной области, так и на ее границе с широкозонным  $n-AlGaAsSb$ , образующим с  $n-InGaAsSb$  гетеропереход П рода. Механизмы рекомбинации будут обсуждены в следующей работе.

В заключение авторы благодарят Капранчика О.П. за помощь в измерениях.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Андаспаева А.А., Баранов А.Н., Гусейнов А.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 15. С. 71–75.
- [2] Андаспаева А.А., Баранов А.Н., Гусейнов А.А. и др. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 10. С. 1708–1714.
- [3] Баранов А.Н., Гусейнов А.А., Рогачев А.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. В. 6. С. 342–344.
- [4] Алтухов П.Д., Моныхов А.М., Рогачев А.А. и др. // ФТТ. 1985. Т. 27. В. 2. С. 576–578.

Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе РАН,  
С.-Петербург

Поступило в Редакцию  
7 августа 1992 г.