

©1994 г.

## ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ В ГЕТЕРОСВЕТОДИОДАХ НА ОСНОВЕ GaInAsSb ПРЕДЕЛЬНОГО СОСТАВА

А.А. Попов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021, Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 2 февраля 1994 г. Принята к печати 9 февраля 1994 г.)

Исследована природа излучательной рекомбинации светодиодных гетероструктур на основе твердого раствора  $n$ -GaInAsSb, состав которого был предельно близок к области несмешиваемости. Показано, что в исследованном интервале токов накачки ( $I < 6$  А) и температур 77–300 К электролюминесценция вызвана туннельной рекомбинацией в области гетерограниц с большими разрывами зон проводимости ( $\Delta E_c/E_g \sim 100\%$ ), формирующихся между узкозонной активной областью  $n$ -GaInAsSb и эмиттерными слоями  $N$ -GaSb и  $P$ -GaAlAsSb. Установлено влияние величины разрыва зоны проводимости на  $N$ - $n$ -гетерогранице на зависимость положения максимума электролюминесценции от величины инжекционного тока и на эффективность излучательной рекомбинации в гетеросветодиодах на основе GaSb/GaInAsSb предельного состава.

### 1. Введение

Светодиодные гетероструктуры спектрального диапазона 2.4–2.6 мкм GaInAsSb/GaAlAsSb, изопериодные к GaSb, перспективны для аналитического детектирования молекул экологических загрязнителей по колебательным переходам поглощения, а также в будущем для низкодисперсных ZrF<sub>4</sub>-оптических волокон.

Такие гетероструктуры были созданы недавно [1] на основе твердых растворов GaSb–InAs–InSb, предельных по составу к области несмешиваемости (со стороны GaSb) [2]. Их отличительной чертой является наличие смещенных (тип IIa) гетеропереходов GaSb/GaInAsSb и GaInAsSb/GaAlAsSb с большими разрывами зон проводимости ( $\Delta E_c/E_g \sim 100\%$ ) на границах предельно узкозонной активной области GaInAsSb. Процессы рекомбинации вблизи таких переходов имеют интересные физические особенности, вызванные сильной электронной локализацией носителей в области изгиба зон по обе стороны гетерограницы. В отличие от составов твердых растворов GaInAsSb, далеких

от предельных и исследованных в [3], процессы рекомбинации в области гетерограниц наблюдаются не только при азотной, но и при комнатной температуре в широком интервале токов [1]. Однако природа рекомбинационных процессов в этих областях не исследована.

Настоящая работа посвящена исследованию излучательных рекомбинационных процессов в светодиодах на основе предельного соединения  $n$ -GaInAsSb.

## 2. Эксперимент

Исследовались 3 типа одиночных гетероструктур (см. вставки на рис. 1) на основе твердого раствора  $\text{Ga}_{0.72}\text{In}_{0.28}\text{Sb}_{0.77}$  (ширина запрещенной зоны  $E_{g0} = 490$  мэВ,  $T = 300$  К), состав которого был предельно близок к области несмешиваемости [2].

В структурах типа I узкозонный слой  $n$ -GaInAsSb был заключен между подложкой  $N$ -GaSb:Te ( $E_g = 0.73$  эВ, легированной теллуром до концентрации электронов  $n = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) и широкозонным эмиттером  $P$ -Ga<sub>0.66</sub>Al<sub>0.34</sub>As<sub>0.02</sub>Sb<sub>0.98</sub>:Ge ( $E_g = 1.27$  эВ, легированным германием до концентрации дырок  $p = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Структуры типа II и III (вставки на рис. 1, b, c) отличались от структуры типа I тем, что между подложкой  $N$ -GaSb и узкозонным предельным соединением  $n$ -GaInAsSb вводился промежуточный слой  $n$ -Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As<sub>y</sub>Sb<sub>1-y</sub> более широкозонного состава. Это было сделано с целью уменьшения гетеробарьеров на границе  $N$ - $n$  при неизменных характеристиках активной области. Содержание индия в промежуточном слое составляло  $x = 0.1$  (тип II,  $E_g = 0.63$  эВ) и  $0.16$  (тип III,  $E_g = 0.57$  эВ). Активный и промежуточный слой были легированы теллуром до концентрации электронов  $n \approx 5 \cdot 10^{16} - 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Толщина узкозонного

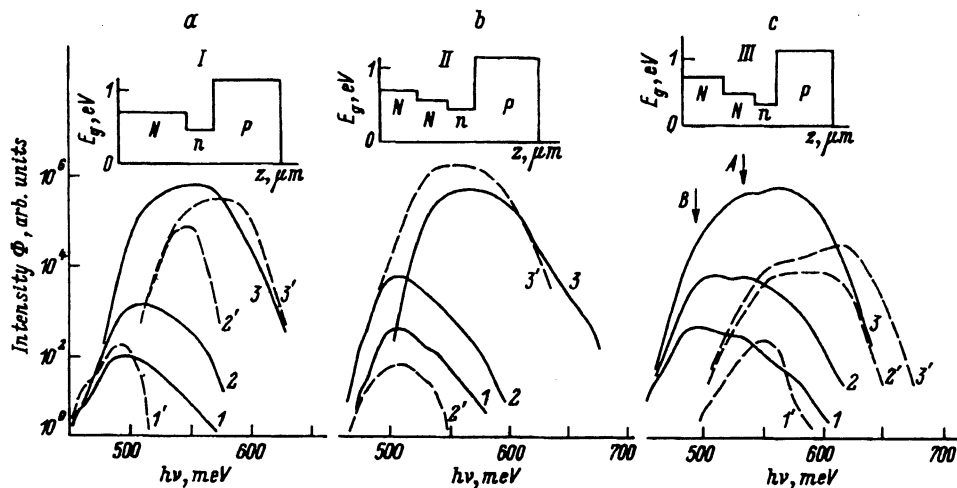


Рис. 1. Спектры электролюминесценции светодиодных гетероструктур трех типов с различной величиной гетеробарьеров  $N$ -GaSb/ $n$ -GaInAsSb (на границе с активной областью) в процентах от первоначальной величины: а — 100, б — 65, с — 21. Сплошные линии —  $T = 300$  К, штриховые —  $T = 77$  К. Токи накачки I, A: 1, 1' — 0.02; 2, 2' — 0.06; 3, 3' — 1. На вставках — «плоские» энергетические зонные диаграммы исследованных структур.

слоя составляла 0.3 мкм, промежуточного слоя 1 мкм, эмиттерного слоя 2.5 мкм. Величина рассогласования параметров решетки подложки и эпитаксиальных слоев не превышала значения  $\Delta a/a = 10^{-3}$ . Из таких структур методом фотолитографии изготавливались мезасветоды (диаметром 300 мкм) с сеточным омическим контактом к подложке  $N\text{-GaSb}$  (Au+3% Te) и точечным (диаметром 40 мкм) омическим контактом к  $P\text{-GaAlAsSb}$  (Au+5% Ge). Площадь  $p\text{-}n$ -перехода составляла  $7 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ .

Исследовалась зависимость спектров электролюминесценции от величины инжекторного тока  $I$  в интервале 0.01–6 А при температуре жидкого азота ( $T = 77 \text{ К}$ ) и комнатной температуре ( $T \approx 300 \text{ К}$ ). Измерения были выполнены в широком интервале токов как при постоянном (в интервале 0.01–0.15 А), так и при импульсном (в интервале 0.15–6 А) режимах питания. Длительность импульса составляла 1 мкс, частота повторения 1 кГц.

### 3. Полученные результаты

Рассмотрим полученные экспериментальные результаты. Спектры излучения образцов типа I были однополосными в широком интервале температур (300–77 К) и токов накачки (0.01–4 А). Положение максимума люминесценции  $h\nu$  зависело от величины инжекционного тока. Смещение наблюдалось в коротковолновую область спектра ( $h\nu \approx 480\text{--}607 \text{ мэВ}$ ,  $T = 300 \text{ К}$  и  $h\nu \approx 480\text{--}652 \text{ мэВ}$ ,  $T = 77 \text{ К}$ ) с ростом значения тока, причем длинноволновые спады полос люминесценции, снятые при нарастающих уровнях возбуждения, сдвигались (при  $T = 77 \text{ К}$ ) или насыщались ( $T = 300 \text{ К}$ ). При малых уровнях накачки ( $I < 0.06 \text{ А}$ ,  $T = 300 \text{ К}$  и  $I < 0.1 \text{ А}$ ,  $T = 77 \text{ К}$ ) спектр люминесценции находился в длинноволновой области ( $h\nu < E_g$ ) и содержал затянутый низкоэнергетический спад. При  $I = 6 \text{ А}$  наблюдалась вторая полоса с  $h\nu = 638 \text{ мэВ}$  ( $T = 300 \text{ К}$ ). Полуширина спектра  $\Delta h\nu$  изменялась с ростом тока в пределах 60–180 мэВ ( $T = 77 \text{ К}$ ) и 75–190 мэВ ( $T = 300 \text{ К}$ ), причем наиболее узкая линия наблюдалась вблизи значений токов 0.06 А ( $T = 300 \text{ К}$ ) и 0.03 А ( $T = 77 \text{ К}$ ).

Спектры излучения гетероструктур типа II также содержали одну полосу. При комнатной температуре и уровнях возбуждения 0.02–0.06 А энергия максимума  $h\nu \sim E_{g0}$ . При  $I > 0.06 \text{ А}$  полоса смещалась с ростом тока в коротковолновую область ( $h\nu \approx 506\text{--}596 \text{ мэВ}$ ). При температуре жидкого азота максимум излучения смещался в коротковолновую область ( $h\nu \approx 516\text{--}620 \text{ мэВ}$ ) в интервале токов 0.05–6 А, причем в интервале  $I < 0.12 \text{ А}$  спектральная полоса лежала в длинноволновой области ( $h\nu < E_g$ ). При  $I = 6 \text{ А}$  наблюдалась вторая полоса излучения ( $h\nu = 680 \text{ мэВ}$ ,  $T = 300 \text{ К}$  и  $h\nu = 760 \text{ мэВ}$ ,  $T = 77 \text{ К}$ ). Полуширина спектра  $\Delta h\nu$  изменялась с ростом тока в диапазоне значений 50–190 мэВ ( $T = 77 \text{ К}$ ) и 70–130 мэВ ( $T = 300 \text{ К}$ ). Наиболее узкая линия излучения наблюдалась при токе  $I = 0.02 \text{ А}$  ( $T = 300 \text{ К}$ ) и 0.12 А ( $T = 77 \text{ К}$ ), соответственно.

Спектры излучательной рекомбинации гетероструктур типа III содержали две полосы (A и B). При  $T = 300 \text{ К}$  положение максимума полосы A изменялось с током в интервале 484–504 мэВ ( $I$ : 0.01–0.06 А)

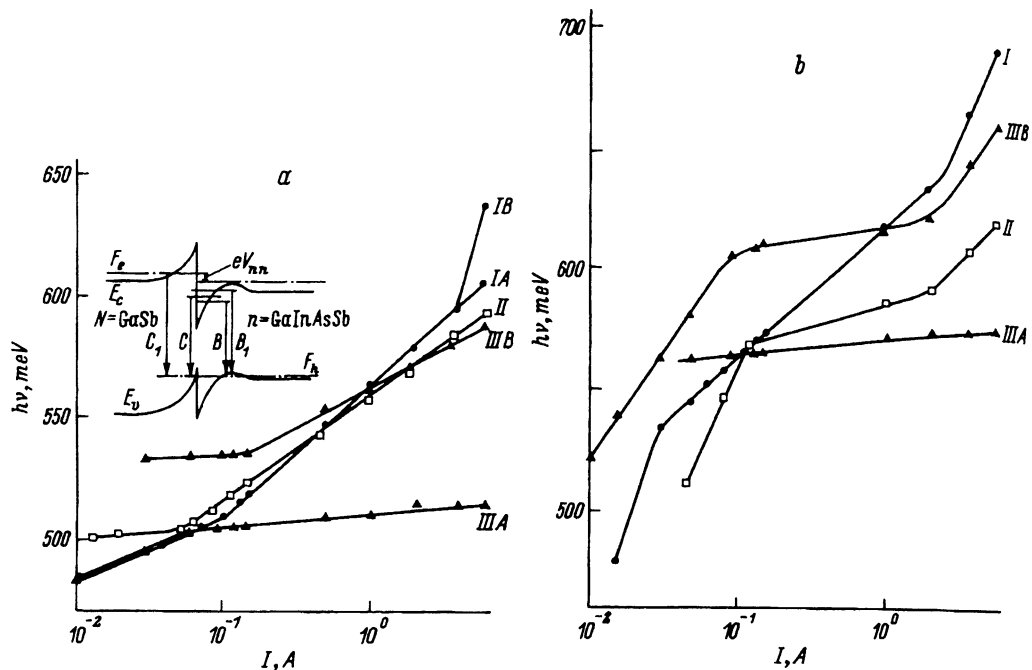


Рис. 2. Токзависимости положения максимума излучательной рекомбинации для гетероструктур 3 типов при комнатной температуре (а) и температуре жидкого азота (б). Римские цифры у кривых соответствуют типу структуры (см. рис. 1). Буквы у цифр указывают на полосы А и В в спектрах. На вставке — схема излучательной рекомбинации в области гетероперехода  $N-n\text{-GaSb/GaInAsSb}$  с большими разрывами зон.

и в интервале 504–515 мэВ ( $I$ : 0.06–6 А). Положение полосы В в интервале малых токов ( $I < 0.15$  А), наоборот, было практически неизменно —  $h\nu \approx 532\text{--}535$  мэВ, а при больших уровнях накачки ( $I > 0.15$  А) полоса смещалась —  $h\nu \approx 535\text{--}590$  мэВ. Низкоэнергетические склоны спектров, снятых при возрастающем значении инжекционного тока, сдвигались ( $I$ : 0.01–0.09 А) и перекрывались ( $I > 0.09$  А). При этом с ростом тока интенсивность полосы А уменьшалась, полосы В увеличивалась. При  $T = 77$  К положение максимума изменялось с током в интервале 522–657 мэВ ( $I$ : 0.01–6 А) для полосы А и в интервале 563–570 мэВ ( $I$ : 0.09–6 А) для полосы В. Низкоэнергетические склоны спектров, снятых при возрастающем значении инжекционного тока, сдвигались ( $I < 0.09$  А) и перекрывались ( $I > 0.09$  А). Полоса А по интенсивности преобладала над полосой В. Полуширина спектра изменялась с ростом тока в диапазоне 40–170 мэВ ( $T = 77$  К) и 90–175 мэВ ( $T = 300$  К).

Токзависимость положения максимума излучения для трех типов структур, построенная на основании спектров электролюминесценции, представлена на рис. 2. Зависимость имеет логарифмический характер ( $h\nu/\varepsilon) \sim \ln(I)$  и состоит из нескольких участков. При  $T = 300$  К характеристическая энергия  $\varepsilon$  участков составляла: 11 мэВ (в интервале токов 0.01–0.1 А) и 24 мэВ (0.1–6 А) для структур типа I; 3 мэВ ( $I < 0.06$  А) и 19 мэВ (0.06–6 А) для структур типа II; 11 мэВ

( $I < 0.1$  А) и 3 мэВ ( $I > 0.1$  А) для полосы А, 1 мэВ ( $I < 0.15$  А) и 15 мэВ (0.15–6 А) для полосы В структур типа III.

В области малых токов ( $I < 0.1$  А) положение и скорость сдвига полос были подобны для гетероструктур типов I и III. Для структур типа II в этом интервале токов  $h\nu \sim E_g$ . При уровнях возбуждения  $I > 0.15$  А наклон зависимостей уменьшался от типа I к типу III (24, 19 и 15 мэВ соответственно).

Токовая зависимость положения максимума излучения при температуре жидкого азота представлена на рис. 2, б. Для структур типа I она имеет следующие участки:  $\epsilon = 78$  мэВ ( $I < 0.03$  А),  $\epsilon = 23$  мэВ ( $I: 0.03$ –2 А) и  $\epsilon = 57$  мэВ ( $I > 2$  А). Для структур типа II:  $\epsilon = 78$  мэВ ( $I < 0.08$  А),  $\epsilon = 35$  мэВ (0.08–0.15 А),  $\epsilon = 3$  мэВ (0.15–2 А) и  $\epsilon = 27$  мэВ ( $I > 2$  А). Для структур типа III  $\epsilon = 78$  мэВ ( $I < 0.015$  А),  $\epsilon = 24$  мэВ (0.015–0.15 А),  $\epsilon = 3$  мэВ (0.15–2 А) и  $\epsilon = 37$  мэВ ( $I > 2$  А) для полосы А ( $h\nu \approx 522$ –660 мэВ);  $\epsilon = 3$  мэВ (0.03–6 А) для полосы В ( $h\nu \approx 563$ –574 мэВ).

Квантовый выход излучения гетероструктур 3 типов увеличивался при комнатной температуре с возрастанием тока в интервале 0.01–6 А, потом его рост замедлялся и вновь возрастал в интервале 0.1–0.5 А (структуры типа I и II) и в интервале 0.1–2 А (структуры типа III). При больших токах квантовый выход уменьшался. Характерно, что во всем диапазоне токов накачки и температуры наименьший квантовый выход наблюдается у структур типа I (без промежуточного слоя), а наибольший — у структур типа II (с промежуточным слоем  $x = 0.10$ ).

#### 4. Обсуждение результатов

Проанализируем полученные результаты. Экспериментально регистрируемые излучательные характеристики светодиодных гетероструктур имеют общие черты. Для всех структур энергетическое положение максимума излучения зависит от величины тока питания, причем зависимость носит логарифмический характер. Все токовые зависимости максимума излучения состояли при  $T = 300$  К из двух, а при  $T = 77$  К из трех участков. Рассмотрим участки, соответствующие малым уровням токов накачки. Можно заметить, что они подобны, а переход от первого ко второму участку ( $I \sim 0.06$  А,  $T = 300$  К и  $I \sim 0.1$  А,  $T = 77$  К) происходит, когда  $h\nu \sim 504$  мэВ ( $T = 300$  К) и  $h\nu \sim 560$  мэВ ( $T = 77$  К). Это примерно соответствует энергии  $E_{g_0} + 0.5kT$ . Отметим, что в этом интервале полуширина спектра излучательной рекомбинации уменьшается с ростом тока, а оптическая мощность растет. Для 3 типов исследованных светодиодов общие черты излучательных характеристик можно связать с рекомбинацией либо на гетерогранице  $n$ – $P$  GaInAsSb/GaAlAsSb, либо в объеме активной области, которые подобны у 3 типов гетероструктур.

Рассмотрим  $n$ – $P$ -гетеропереход II типа, который образует предельной соединением GaIn<sub>0.28</sub>As<sub>0.23</sub>Sb и эмиттерная область  $P$ -GaAlAsSb. При приложении к такому гетеропереходу прямого смещения, большего контактной разности потенциалов, по обе стороны от него формируются самосогласованные потенциальные ямы, локализирующие носители заряда противоположного знака по разные стороны от гетерограницы. О наблюдении при низких температурах рекомбинации в

спектральной области  $h\nu < E_g$  на  $n$ - $P$ -гетерогранице GaInAsSb/GaSb, для которой разрыв валентной зоны был мал ( $\Delta E_v/E_g < 28\%$ ), сообщалось ранее [3]. В исследуемых структурах разрыв валентной зоны больше по величине ( $\Delta E_v = 170$  мэВ [4],  $\Delta E_v/E_g \sim 35\%$ ). Поэтому в этих условиях локализация носителей в области гетероперехода усиливается, что должно иметь следствием расширение температурного и токового интервалов, в которых рекомбинация вблизи гетерограниц имеет место. Действительно, при подаче малого прямого смещения на диод (ток  $I < 0.06$  А) в спектре наблюдается люминесценция, соответствующая по энергетическим характеристикам туннельной излучательной рекомбинации электронов и дырок через  $n$ - $P$ -гетерограницу. Туннелируют, по-видимому, дырки, поскольку для такой гетерограницы барьер для них в валентной зоне  $\Delta E_v$  много меньше барьера для электронов в зоне проводимости  $\Delta E_c$ . О наличии туннелирования также свидетельствует затянутасть длинноволнового спада полос люминесценции при малых смещениях и слабое изменение длинноволнового спада с температурой. С увеличением уровня накачки квазиуровень Ферми для дырок в  $P$ -GaAlAsSb сравнивается с дном валентной зоны узкозонного предельного активного слоя. Поэтому при  $I \sim 0.06$ – $0.1$  А происходит насыщение интерфейсной излучательной рекомбинации в области  $N$ - $n$ -гетерограницы. Энергия максимума становится порядка ширины запрещенной зоны активной области  $h\nu \sim E_g$ . Одновременно при этих значениях тока происходит смена сверхлинейной зависимости выходной оптической мощности  $\Phi \sim I^n$  с  $n = 2$  на линейную с  $n = 1$  при  $T = 300$  К. При  $T = 77$  К показатель  $n$  изменяется от  $n = 4$  до  $n = 1.4$ .

Обратимся к различиям в излучательных характеристиках светодиодов. Они имеют место в интервале токов  $I \geq 0.06$ – $0.1$  А при комнатной и в интервале  $0.5$ – $5$  А при азотной температурах. Рассмотрим эти различия в связи с отличиями энергетических зонных диаграмм гетероструктур. Твердый раствор GaIn<sub>0.28</sub>As<sub>0.23</sub>Sb образует с подложкой  $N$ -GaSb смещенный гетеропереход ( $\Delta E_c = 480$  мэВ и  $\Delta E_v = 230$  мэВ [4]). Нарастивание промежуточного слоя GaIn <sub>$x$</sub> As<sub>1- $x$</sub> Sb с  $x = 0.10$  делит барьеры на  $N$ - $n$ -границе в соотношении  $\Delta E_{c1}/\Delta E_{c2} = 170/310$  [мэВ] [4], а нарастивание промежуточного слоя с  $x = 0.16$  приводит к соотношению  $\Delta E_{c1}/\Delta E_{c2} = 380/100$  [мэВ] [4]. При этом для гетероструктур II и III типов величина разрывов зоны проводимости на  $N$ - $n$ -гетерогранице с активной областью уменьшается и составляет 65 и 21% от первоначального значения (если для типа I принять эту величину за  $\sim 100\%$ ). Величина разрыва зон напрямую связана с поверхностной плотностью заряда  $\tau \sim (\Delta E_c)^{-1/2}$  и влияет на вероятность излучательной рекомбинации в области  $N$ - $n$ -границы, а также на глубину потенциальных ям на  $N$ - $n$ -гетеропереходе с активной областью. Сопоставление положения и формы спектров люминесценции с энергетической зонной диаграммой (вставка на рис. 2) позволяет сделать вывод о том, что излучение наблюдается вследствие рекомбинации носителей заряда в области гетерограницы  $N$ - $n$  GaSb/GaInAsSb.

При комнатной температуре в интервале токов  $0.5$ – $4$  А, когда положение квазиуровня Ферми для дырок близко к энергии связи уровня в дырочной яме, на гетерогранице с узкозонным соединением, возможно заселение локализованного состояния дырок со стороны широкозонно-

го материала. Однако для 3 типов гетероструктур глубина образующихся потенциальных ям и энергии связи дырочного уровня в яме различаются. Поэтому такому переходу в гетероструктурах 3 типов соответствует различная характеристическая энергия токового сдвига:  $\varepsilon = 24$  мэВ ( $h\nu$ : 504–607 мэВ) — тип I,  $\varepsilon = 19$  мэВ ( $h\nu$ : 504–596 мэВ) — тип II и  $\varepsilon = 15$  мэВ ( $h\nu$ : 545–590 мэВ) — тип III. При температуре жидкого азота дырочный квазиуровень Ферми в узкозонном материале расположен вблизи дна валентной зоны. Поэтому при  $T = 77$  К в интервале токов 0.1–2 А преобладает люминесценция, вызванная рекомбинацией электронов через  $N$ - $n$ -границу с локализованными дырками со стороны узкозонного материала ( $h\nu \approx 570$ –590 мэВ,  $\varepsilon = 13$  мэВ — тип I;  $h\nu \approx 568$ –590 мэВ,  $\varepsilon = 8$  мэВ — тип II;  $h\nu \approx 605$ –616 мэВ,  $\varepsilon = 4.3$  мэВ — тип III). При дальнейшем росте тока ( $I > 2$  А) напряжение на  $N$ - $n$ -переходе увеличивается. Это приводит к частичному спрямлению изгибов зон, истощению потенциальных ям и рекомбинации носителей со стороны широкозонного материала ( $h\nu \approx 625$ –678 мэВ,  $\varepsilon = 57$  мэВ — тип I;  $h\nu \approx 590$ –620 мэВ,  $\varepsilon = 27$  мэВ — тип II;  $h\nu \approx 612$ –657 мэВ,  $\varepsilon = 22$  мэВ — тип III). Поэтому интервал токов, в котором проявляется рекомбинация в области  $N$ - $n$ -границы, различается для структур 3 типов, причем токовый интервал, в котором она проявляется, зависит от высоты  $N$ - $n$ -гетеробарьера:  $I > 0.06$  А (тип I),  $I > 0.07$  А (тип II),  $I > 0.15$  А (тип III) при комнатной температуре и  $I > 0.15$  А (тип I),  $I > 0.15$  А (тип II),  $I > 0.12$  А (тип III) при температуре жидкого азота. Величина разрывов зон на  $N$ - $n$ -гетерогранице оказывает влияние на эффективность излучательной рекомбинации и наблюдаемую зависимость внешнего квантового выхода от типа гетероструктуры. С увеличением  $\Delta E_c$  эффективность излучательной рекомбинации уменьшается за счет более быстрого ускорения безызлучательного оже-процесса в области гетероперехода [5,6]. Это проявляется в виде возрастания квантового выхода в структурах с промежуточными слоями.

## 5. Заключение

Таким образом, электролюминесценция светодиодов на основе предельного твердого раствора GaInAsSb вызвана рекомбинацией носителей заряда в области гетеропереходов типа II с большими разрывами зон, формирующихся на границах активной области. Влияние рекомбинации в области изгиба зон гетерограниц проявляется во всем практически значимом диапазоне температур (77–300 К) и токов накачки ( $I < 6$  А). При малых токах электролюминесценция вызвана туннельной излучательной рекомбинацией на  $n$ - $P$ -гетерогранице GaInAsSb/GaAlAsSb. При напряжениях, больших контактной разности потенциалов, люминесценция вызвана рекомбинацией в области  $N$ - $n$ -гетерограницы. Снижение высоты  $N$ - $n$ -гетеробарьера ведет к ослаблению рекомбинации в области гетерограниц, уменьшению скорости токового сдвига положения максимума люминесценции, а также к сужению интервала токов, в котором она проявляется. Величина разрывов зон влияет также на соотношение каналов излучательной и безызлучательной рекомбинации, причем введение промежуточного слоя с величиной разрыва зон в 65% является оптимальным с точки зрения увеличения (в 1.5–2 раза) внешнего квантового выхода оптичес-

ской мощности по сравнению с исходными предельными структурами (с разрывом зон в 100%).

В заключение автор выражает признательность Ю.П. Яковлеву за поддержку работы.

#### Список литературы

- [1] А.Н. Именков, О.П. Капранчик, А.М. Литвак, А.А. Попов, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **16**, 19 (1990).
- [2] А.Н. Баранов, А.М. Литвак, А.А. Попов и др. Письма ЖТФ, **16**, 33 (1990).
- [3] А.Н. Титков, В.Н. Чебан, А.Н. Баранов и др. ФТП, **24**, 1056 (1990).
- [4] M. Nakao, S. Yashida, S. Gonda. Sol. St. Commun., **49**, 663 (1986).
- [5] Н.М. Колчанова, А.А. Попов, А.Б. Богословская, Г.А. Сукач. Письма ЖТФ, **19**, 61 (1993).
- [6] Г.Г. Зегря, А.А. Харченко. ЖЭТФ, **25**, 394 (1992).

E-mail: A.A. Попов — yak@les.pti.spb.su.

Редактор Т.А. Полянская

## Radiative Recombination in LED Heterostructures on the Basis of GaInAsSb Close to the Immiscibility Gap

*A.A. Popov*

A.F. Ioffe Physico-Technical Institute Russian Academy of Sciences, 194021  
St. Petersburg, Russia

The nature of radiative recombination in LED heterostructures based on  $n$ -GaInAsSb solid solution with the composition close to the immiscibility gap has been investigated. It has been shown that the electroluminescence in the temperature range 77–300 K under drive current up to 6 A was due to the tunneling recombination through type-II heterojunction with large conduction-band discontinuity, which is formed between  $N$ -GaSb and  $P$ -GaAlAsSb emitter and  $n$ -GaInAsSb narrow-gap active layer. The influence of the  $N$ - $n$  conduction-band discontinuity on radiative efficiency and EL peak shift has been observed.

---