

Высокотемпературная люминесценция в светодиодной гетероструктуре $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ с высоким потенциальным барьером

© А.А. Петухов[†], Б.Е. Журтанов, К.В. Калинина, Н.Д. Стоянов, Х.М. Салихов, М.П. Михайлова, Ю.П. Яковлев

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

(Получена 14 февраля 2013 г. Принята к печати 25 февраля 2013 г.)

Исследованы электролюминесцентные свойства гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ с высоким потенциальным барьером в зоне проводимости на гетерогранице II типа $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}$ ($\Delta E_c = 0.79$ эВ). В спектре электролюминесценции наблюдалось две полосы с энергиями максимумов 0.28 и 0.64 эВ при 300 К, связанные с излучательной рекомбинацией в $n\text{-InGaAsSb}$ и $n\text{-GaSb}$ соответственно. Во всем исследованном диапазоне температур $T = 290\text{--}480$ К в активной области $n\text{-InGaAsSb}$ вследствие ударной ионизации горячими электронами, разогретыми за счет скачка потенциала в зоне проводимости, происходит образование дополнительных электронно-дырочных пар, дающих вклад в излучательную рекомбинацию, что приводит к нелинейному возрастанию интенсивности электролюминесценции и выходной оптической мощности с увеличением тока накачки. При нагреве в интервале температур $T = 290\text{--}345$ К наблюдалось сверхлинейное, а при $T > 345$ К линейное увеличение мощности излучения длинноволновой полосы. В данной работе впервые сообщается об увеличении мощности излучения светодиодной гетероструктуры с ростом температуры. Показано, что рост мощности излучения при увеличении температуры обусловлен уменьшением пороговой энергии ударной ионизации вследствие сужения запрещенной зоны активной области.

1. Введение

Гетероструктуры на основе твердых растворов InGaAsSb используются для создания свето- и фотодиодов среднего инфракрасного диапазона, актуального для решения задач газового анализа, экологического мониторинга и неинвазивной медицинской диагностики [1].

Практическое применение светодиодов средней инфракрасной области спектра, особенно при повышенных температурах, ограничено вследствие их недостаточной оптической мощности. В работах [2,3] сообщается о результатах исследования электролюминесценции в гетероструктурах $p\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-GaSb}/p\text{-GaAlAsSb}$ (энергия фотона $h\nu_{\max} = 0.67$ эВ при температуре $T = 300$ К) и $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAsSb}/n\text{-InAsSbP}$ (энергия фотона $h\nu_{\max} = 0.30$ эВ) в диапазоне температур $T = 290\text{--}470$ К. В обоих случаях при нагреве мощность излучения экспоненциально уменьшалась. Резкий спад квантовой эффективности с ростом температуры существенно ограничивает область практического применения подобных гетероструктур.

Ранее в работе [4] были исследованы электролюминесцентные свойства светодиодных гетероструктур II типа с высокими скачками потенциала в зоне проводимости на гетерогранице между узкозонной активной областью и широкозонным слоем: изотипной $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-InGaAsSb}$ и анизотипной $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$. В спектрах излучения исследованных гетероструктур при $T = 77$ и 300 К наблюдалось два пика люминесценции — длинноволновый

($h\nu_{\max} = 0.26$ эВ при $T = 300$ К) и коротковолновый ($h\nu_{\max} = 0.64$ эВ при $T = 300$ К), связанных соответственно с рекомбинацией носителей в активной области $n\text{-InGaAsSb}$ и в подложке $n\text{-GaSb}$. В исследованных гетероструктурах был обнаружен суперлинейный рост мощности излучения с увеличением тока накачки. Данный эффект был объяснен вкладом в излучательную рекомбинацию дополнительных электронно-дырочных пар, образованных вследствие эффекта ударной ионизации горячими электронами, разогретыми за счет скачка потенциала в зоне проводимости на гетерогранице в изотипной, $n\text{-GaSb}/n\text{-AlGaAsSb}/n\text{-InGaAsSb}$, и анизотипной, $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$, структурах.

Поскольку эффект ударной ионизации может быть использован для повышения квантовой эффективности инфракрасных светодиодов, представляет интерес исследование электролюминесценции светодиодов на основе гетеропереходов II типа с высокими скачками потенциала в зоне проводимости, в особенности при повышенных температурах.

В данной работе сообщается о результатах исследования электролюминесцентных свойств анизотипной гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ в диапазоне температур $T = 290\text{--}480$ К, в которой величина скачка потенциала на гетерогранице $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}$ больше пороговой энергии ионизации носителей заряда в активной области $n\text{-InGaAsSb}$.

2. Методика исследования

Образцы гетероструктур, аналогичные описанным в [4], были получены методом жидкофазной эпи-

[†] E-mail: andrey-rus29@rambler.ru

таксии на подложке n -GaSb (100) с концентрацией электронов $n \approx 1.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Активный узкозонный слой n -In_{0.956}Ga_{0.044}AsSb (ширина запрещенной зоны $E_g = 0.284 \text{ эВ}$ при $T = 300 \text{ К}$) толщиной $\sim 1 \text{ мкм}$ был легирован теллуром до $n \approx (1-2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Содержание алюминия в широкозонном слое p -AlGaAsSb ($E_g = 1.28 \text{ эВ}$) толщиной $\sim 0.5 \text{ мкм}$ составляло 64% (концентрация дырок $p \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Светодиодные чипы $0.4 \times 0.4 \text{ мм}$ создавались методом стандартной фотолитографии с верхним точечным контактом (Au) диаметром 0.1 мм . Образцы монтировались на корпусе ТО-18.

Спектральные измерения проводились на автоматизированной установке с применением синхронного детектирования, где в качестве диспергирующего прибора использовался монохроматор MS 35041. Фотосигнал регистрировался охлаждаемым до 77 К фотоприемником на основе InSb со встроенным предусилителем. Форма сигнала контролировалась осциллографом Agilent DSO-1002. Измерение спектров излучения проводилось в квазинепрерывном режиме (частота следования импульсов $f = 0.5 \text{ кГц}$, скважность $q = 2$). Ватт-амперные характеристики измерялись в импульсном режиме ($f = 0.5 \text{ кГц}$, $q = 250$).

В квазинепрерывном режиме при температуре $T > 350 \text{ К}$ и токе $I > 100 \text{ мА}$ сигнал с фотоприемника содержал пилообразную составляющую и экспоненциальный спад после окончания импульса тока. Как было отмечено в [5], это свидетельствует о существенном джоулевом разогреве гетероструктуры. Изучение формы импульса при пропускании излучения светодиода через интерференционные фильтры подтвердило данное предположение. В импульсном режиме разогрева активной области не наблюдалось (в том числе при скважности $q \ll 250$). Максимальная джоулева мощность, выделяющаяся в светодиоде, составляла $< 1 \text{ мВт}$.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В спектрах электролюминесценции светодиодов наблюдалось два пика: широкий длинноволновый (E_1) в области 0.28 эВ и коротковолновый (E_2) с энергией фотона 0.64 эВ ($T = 300 \text{ К}$). Максимум полосы E_1 , соответствующий излучению в узкозонной активной области, близок к значению ширины запрещенной зоны n -InGaAsSb ($E_g = 0.284 \text{ эВ}$ при $T = 300 \text{ К}$). Максимум полосы E_2 смещен в длинноволновую область спектра по сравнению с шириной запрещенной зоны GaSb ($E_g = 0.726 \text{ эВ}$) [6]. Это связано с фундаментальной особенностью гетероперехода II типа, для которого свойственно пространственное разделение электронов и дырок и их локализация в самосогласованных квантовых ямах на интерфейсе: электроны из зоны проводимости n -GaSb рекомбинируют с дырками валентной зоны твердого раствора, находящимися

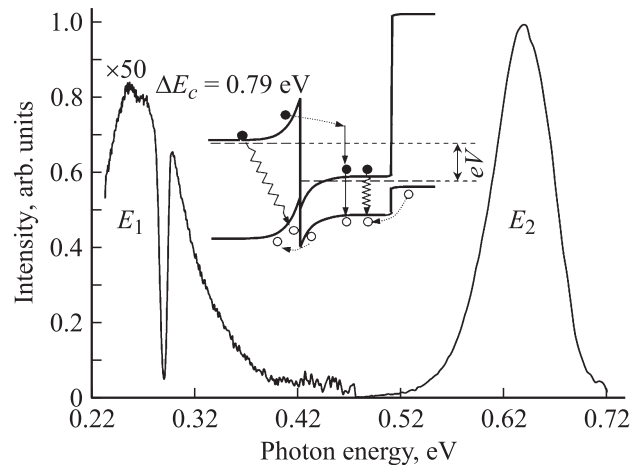


Рис. 1. Спектр электролюминесценции гетероструктуры n -GaSb/ n -InGaAsSb/ p -AlGaAsSb при температуре $T = 300 \text{ К}$, величине тока накачки $I = 200 \text{ мА}$, скважности $q = 2$. На вставке — зонная диаграмма гетероструктуры при прямом смещении V .

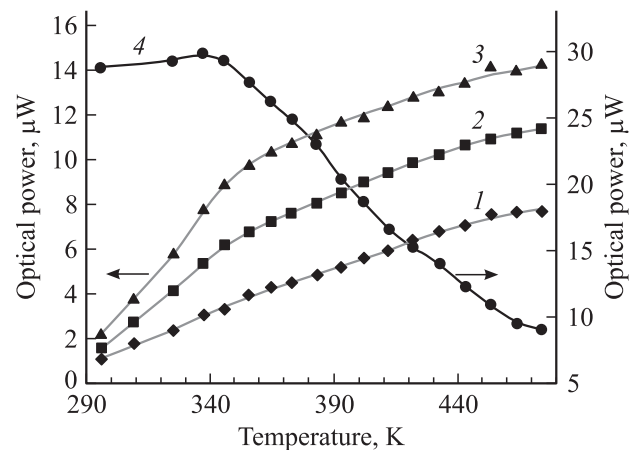


Рис. 2. Зависимости мощности длинноволновой полосы излучения P_1 от температуры при значениях тока $I = 310$ (1), 560 (2), 810 мА (3) и мощности коротковолновой полосы P_2 при токе 310 мА (4).

в квантовой яме на гетерогранице n -GaSb/ n -InGaAsSb (рис. 1) [4]. С увеличением температуры максимум полосы E_2 смещается в длинноволновую область спектра по закону $h\nu_{\text{max}} [\text{эВ}] = 0.716 - 3.15 \cdot 10^{-4} T [\text{К}]$ ($T = 290-480 \text{ К}$). При этом ширина на полувысоте полосы E_2 не меняется и составляет $(62 \pm 2) \text{ мэВ}$ ($I = 25-250 \text{ мА}$, $q = 2$).

Рассмотрим изменение оптической мощности излучения светодиода с ростом температуры при фиксированной амплитуде тока (рис. 2). В исследуемой нами структуре мощность излучения длинноволновой полосы P_1 с ростом температуры увеличивается. На зависимости $P_1 = f(T)|_{I=\text{const}}$ можно выделить два участка: $T < 340 \text{ К}$ и $T > 340 \text{ К}$. В области температур $T < 340 \text{ К}$ при увеличении тока характер зависимости

меняется от сверхлинейного (при $I < 1.5$ А) к сублинейному (при $I > 1.5$ А). При температурах $T > 340$ К зависимость оптической мощности от температуры близка к линейной, причем с ростом тока накачки производная $dP_1/dT = f(I)$ уменьшается от 0.10 мкВт/К при $I = 0.3$ А до 0.05 мкВт/К при 2.5 А.

Характер зависимости мощности излучения коротковолновой полосы P_2 от температуры, $P_2 = f(T)|_{I=const}$, с увеличением тока через гетероструктуру также изменяется. При токе $I = 0.3$ А оптическая мощность P_2 с увеличением температуры от 295 до ~ 340 К незначительно возрастает. Дальнейший нагрев приводит к линейному уменьшению мощности излучения. С ростом тока накачки гетероструктуры данная зависимость становится более резкой и при токе $I > 1.5$ А носит экспоненциальный характер (рис. 3).

Сравним относительное изменение оптической мощности в зависимости от температуры для длинноволновой полосы E_1 ($h\nu_{max} = 0.28$ эВ) и соответствующей ей по спектральному диапазону полосы излучения гетероструктуры p -InAsSbP/ n -InAsSb/ n -InAsSbP ($h\nu_{max} = 0.31$ эВ) [3], в которой протекание процесса ударной ионизации невозможно. В случае гетероструктуры на основе твердого раствора n -InAsSb при увеличении температуры от 290 до 470 К мощность излучения уменьшилась в ~ 30 раз ($I = 100$ мА), в то время как оптическая мощность длинноволновой полосы E_1 исследуемой структуры выросла более чем в 7 раз ($I = 310$ мА)! Аналогично, сравнивая изменение с температурой мощности излучения гетероструктуры p -GaSb/ n -InGaAsSb/ p -GaSb/ p -GaAlAsSb ($h\nu_{max} = 0.68$ эВ) [2] и коротковолновой полосы E_2 ($h\nu_{max} = 0.64$ эВ) рассматриваемой анизотипной структуры, наблюдаем, что при нагреве до 470 К оптическая мощность первой структуры уменьшилась в 19 раз ($I = 100$ мА), а второй — всего в 3 раза ($I = 310$ мА).

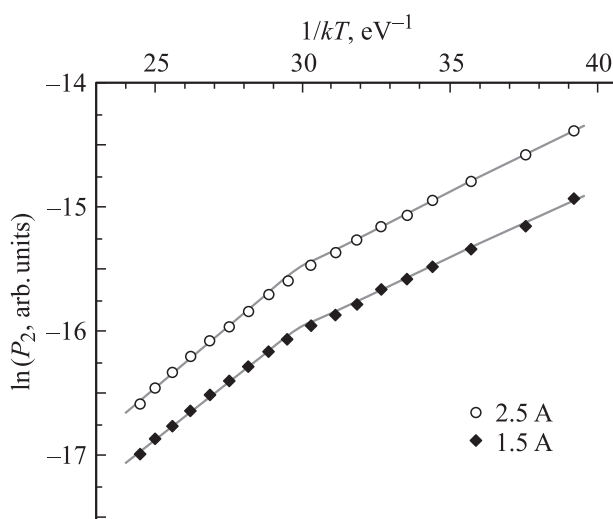


Рис. 3. Зависимости логарифма мощности излучения коротковолновой полосы P_2 от обратной температуры при двух значениях тока накачки (указаны).

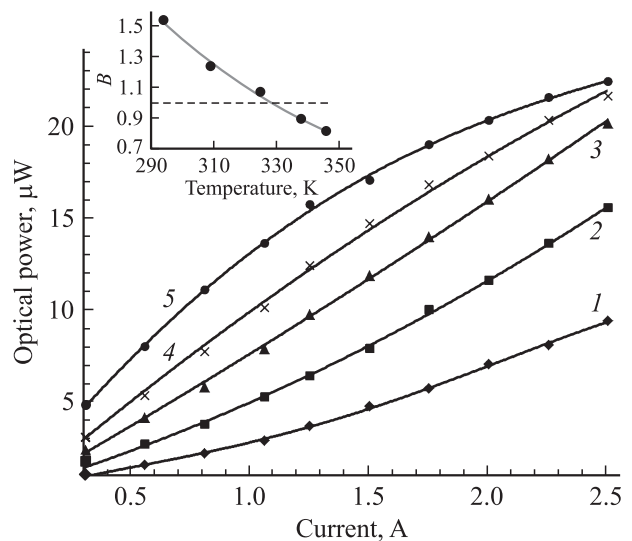


Рис. 4. Зависимости мощности излучения длинноволновой полосы P_1 от тока накачки при значениях температуры $T = 294$ (1), 309 (2), 325 (3), 338 (4), 383 К (5). На вставке — зависимость величины показателя степени B при аппроксимации ватт-амперной характеристики длинноволновой полосы E_1 степенной функцией $P_1 = AI^B$ от температуры.

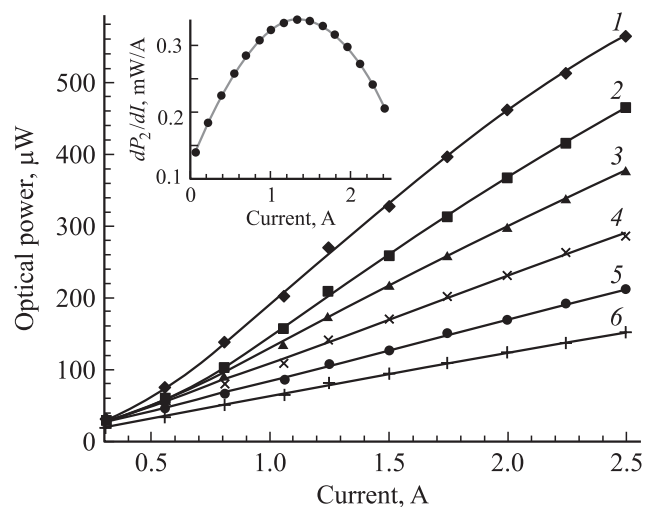


Рис. 5. Зависимости мощности излучения коротковолновой полосы P_2 от тока накачки при значениях температуры $T = 296$ (1), 309 (2), 325 (3), 374 (4), 373 (5), 402 К (6). На вставке — зависимость от тока накачки производной мощности коротковолновой полосы по току dP_2/dI при комнатной температуре.

В исследуемой нами гетероструктуре n -GaSb/ n -InGaAsSb/ p -AlGaAsSb при комнатной температуре с увеличением тока накачки мощность излучения длинноволновой полосы E_1 сверхлинейно возрастает и, как и в работе [4], может быть описана степенным законом: $P_1 = AI^B$, где P_1 — мощность излучения, I — ток накачки, A — подгоночный параметр, B — показатель степени, характеризующий нелинейность электролюминесценции (рис. 4). При $T = 294$ К

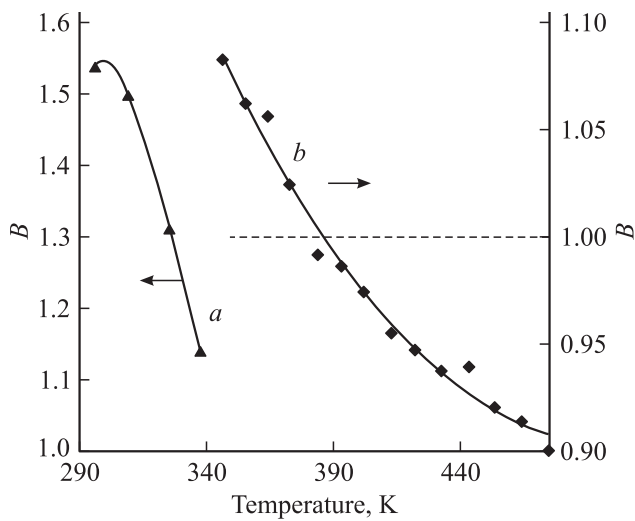


Рис. 6. Зависимость величины показателя степени B от температуры при аппроксимации ватт-амперной характеристики коротковолновой полосы E_2 степенной функцией $P_2 = AI^B$. a — аппроксимация в диапазоне токов 0.3–1.5 А, b — аппроксимация в диапазоне токов 0.3–2.5 А.

величина показателя степени составляет $B = 1.53$, что согласуется с данными работы [4]. В то же время для коротковолновой полосы E_2 ватт-амперная характеристика имеет более сложный характер (рис. 5). При токе $I < 1.2$ А мощность излучения E_2 также сверхлинейно возрастает с показателем степени $B = 1.54$, а при увеличении тока до значений $I > 1.2$ А зависимость $P_2 = f(I)$ носит сублинейный характер (см. вставку к рис. 5).

Как было отмечено выше, с ростом температуры мощность излучения длинноволновой полосы P_1 ($h\nu_{\max} = 0.26$ эВ при $T = 300$ К) увеличивается, а коротковолновой P_2 ($h\nu_{\max} = 0.64$ эВ при $T = 300$ К) уменьшается (рис. 2). При этом меняется вид ватт-амперных характеристик (рис. 4 и 5). В случае длинноволновой полосы E_1 с увеличением температуры показатель степени B уменьшается (см. вставку к рис. 4). При температуре $T > 350$ К зависимость оптической мощности от тока $P_1 = f(I)$ плохо аппроксимируется степенной функцией. Для коротковолновой полосы E_2 на фоне общего уменьшения мощности ватт-амперная характеристика спрямляется: при $T > 330$ К зависимость близка к линейной, $B = (1 \pm 0.1)$. Зависимость величины показателя степени от температуры для полосы E_2 представлена на рис. 6.

Для объяснения полученных результатов рассмотрим зонную диаграмму исследуемой гетероструктуры (рис. 1, вставка). При приложении прямого смещения V электроны из слоя n -GaSb, разогретые на скачке потенциала $\Delta E_c = \chi(\text{InGaAsSb}) - \chi(\text{GaSb}) = 0.79$ эВ (χ — электронное сродство), обладают энергией, превышающей ширину запрещенной зоны твердого раствора в ~ 2.8 раза, и поступают в узкозонный слой n -InGaAsSb, где по-

средством ударной ионизации могут создавать дополнительные электронно-дырочные пары. Пороговая энергия ионизации для электронов в узкозонном слое составляет $\varepsilon_{ie} = E_g[(2m_e + m_h)/(m_e + m_h)] \approx 0.30$ эВ (m_e и m_h — эффективные массы электронов и тяжелых дырок) [4,6]. Величина разрыва зоны проводимости существенно превосходит ε_{ie} ($\Delta E_c/\varepsilon_{ie} \approx 2.7$), поэтому возможны два акта ионизации. Кроме того, гетерограница снимает ограничения, накладываемые законом сохранения импульса, в связи с этим вероятность процесса ударной ионизации может быть значительной [7,8].

Часть дырок, генерированных в узкозонном слое, излучательно рекомбинирует с электронами, давая вклад в полосу E_1 , а другая часть дырок под действием электрического поля переходит в подложку GaSb и излучательно рекомбинирует с электронами с максимумом излучения, соответствующим коротковолновой полосе E_2 .

Рассмотрим причины нетипичной зависимости оптической мощности длинноволновой полосы E_1 от температуры $P_1 = f(T)$, а именно ее увеличение при нагреве. С ростом температуры ширина запрещенной зоны активной области InGaAsSb уменьшается: $dE_g/dT \approx -0.4$ мэВ/К [6]. Следовательно, уменьшается и пороговая энергия ударной ионизации электронами ε_{ie} . При $T = 500$ К величина разрыва в зоне проводимости ΔE_c более чем в 3 раза превышает ε_{ie} ($\Delta E_c/\varepsilon_{ie} \approx 3.9$), т.е. с ростом температуры количество неравновесных дырок в активной области, участвующих в излучательной рекомбинации, должно увеличиваться. Кроме того, вследствие разогрева носителей заряда также растет эффективность инжекции дырок в активную область из широкозонного слоя p -AlGaAsSb.

Для объяснения наблюдаемых эффектов рассмотрим соотношение для излучательной и безызлучательной рекомбинации [1]

$$R_{\text{tot}} \propto R_{\text{SRH}} n_{ac} + R_{\text{rad}} n_{ac}^2 + R_{\text{Auger}} n_{ac}^3, \quad (1)$$

где R_{tot} — общая скорость рекомбинации, n_{ac} — концентрация носителей заряда; R_{SRH} , R_{rad} и R_{Auger} — коэффициенты, характеризующие скорости различных видов рекомбинации. Член $R_{\text{SRH}} n_{ac}$ связан с безызлучательной рекомбинацией Шокли–Рида–Холла через уровни в запрещенной зоне, $R_{\text{rad}} n_{ac}^2$ — с излучательной рекомбинацией, а $R_{\text{Auger}} n_{ac}^3$ — с безызлучательной оже-рекомбинацией. Рекомбинация Шокли–Рида–Холла может играть существенную роль в инфракрасных светодиодах. В этом случае зависимость мощности излучения от тока накачки может иметь сверхлинейный характер [9]. Однако данный вид рекомбинации проявляется преимущественно при низких температурах и токе накачки $I \ll 100$ мА [1].

Основным каналом оже-рекомбинации в n -InGaAsSb является СНСС-процесс (рекомбинация электрона и дырки сопровождается передачей энергии второму электрону зоны проводимости). В антимониде галлия, помимо СНСС-процесса, высока вероятность безызлучательной рекомбинации СННС-типа (рекомбинация электрона

и тяжелой дырки с переходом второй дырки в спин-орбитально отщепленную зону) [10].

Как было отмечено выше, характер зависимости мощности излучения длинноволновой полосы от тока $P_1 = f(I)|_{T=\text{const}}$ с увеличением температуры меняется от сверхлинейного ($T < 340$ К) к сублинейному ($T > 340$ К) (рис. 4). В первую очередь это связано с увеличением скорости безызлучательной оже-рекомбинации СНСС-типа R_{CHCC} , поскольку $R_{\text{CHCC}} = \gamma_{\text{CHCC}} n^2 p$ (2), где n и p — концентрации электронов и дырок в активной области, $\gamma_{\text{CHCC}} \propto \exp(-\varepsilon_{\text{th}}^{\text{CHCC}}/kT)$ (3) — коэффициент рекомбинации, $\varepsilon_{\text{th}}^{\text{CHCC}}$ — пороговая энергия процесса. Вклад этого процесса в общую скорость рекомбинации R_{tot} увеличивается как с ростом температуры вследствие экспоненциального увеличения коэффициента рекомбинации (3), так и с увеличением тока накачки, поскольку растет концентрация носителей заряда (2).

Полученные данные свидетельствуют о том, что в узкозонной области InGaAsSb при температуре $\gtrsim 330$ К оже-рекомбинация доминирует над излучательной рекомбинацией. Во-первых, это проявляется в изменении характера зависимости $P_1 = f(I)|_{T=\text{const}}$, что было отмечено выше. Во-вторых, сверхлинейный участок зависимости мощности излучения от температуры $P_1 = f(T)|_{I=\text{const}}$ при нагреве в области $T \approx 330\text{--}340$ К переходит в сублинейный (рис. 2).

Поскольку в антимониде галлия помимо СНСС-процесса высока вероятность рекомбинации СННС-типа, суммарная скорость оже-рекомбинации R_{Auger} описывается выражением

$$R_{\text{Auger}} = \gamma_{\text{CHCC}} n^2 p + \gamma_{\text{CHNS}} n p^2,$$

причем $\gamma_{\text{CHNS}} \propto \exp(\varepsilon_{\text{th}}^{\text{CHNS}}/kT)$, $\varepsilon_{\text{th}}^{\text{CHNS}}$ — пороговая энергия СННС-процесса [10]. Согласно (1), с ростом тока накачки вклад R_{Auger} в суммарную скорость рекомбинации R_{tot} должен увеличиваться. Как было отмечено выше, при токе накачки $I > 1.5$ А мощность излучения коротковолновой полосы экспоненциально падает с увеличением температуры. Данный характер зависимости $P_2 = f(T)|_{I=\text{const}}$ свидетельствует о доминирующей роли оже-рекомбинации в R_{tot} , поскольку коэффициенты безызлучательной рекомбинации γ_{CHCC} и γ_{CHNS} экспоненциально увеличиваются с ростом температуры.

При $T \approx 390$ К энергия активации, найденная из экспериментальных данных как $\varepsilon_{\text{th}} = d \ln P / d(1/kT)$, достаточно резко меняется с температурой, от $\varepsilon_{\text{th}} \approx 0.11$ до 0.20 эВ (рис. 3). Рассчитанные значения пороговых энергий оже-процессов для антимонида галлия составляют $\varepsilon_{\text{th}}^{\text{CHNS}} \approx 0.07$ эВ [11] и $\varepsilon_{\text{th}}^{\text{CHCC}} \approx 0.22$ эВ [10]. Ширина запрещенной зоны GaSb ($E_g = 0.726$ эВ при $T = 300$ К) меньше энергии спин-орбитального расщепления Δ ($\Delta = 0.8$ эВ при $T = 300$ К), причем $|E_g - \Delta| \approx kT$. В этом случае коэффициент рекомбинации γ_{CHNS} должен резко спадать с увеличением $|E_g - \Delta|$ [11], что имеет место при повышении температуры, поскольку ширина запрещенной зоны GaSb уменьшается как

$dE_g/dT = -3.78 \cdot 10^{-4}$ эВ/К. Согласно этим оценкам, в антимониде галлия при $T < 390$ К скорости оже-процессов СНСС и СННС сравнимы, тогда как при более высокой температуре, $T > 390$ К, основную роль играет СНСС-рекомбинация.

В отличие от активной области InGaAsSb, безызлучательная рекомбинация в GaSb проявляется уже при комнатной температуре. При увеличении напряжения, приложенного к гетероструктуре, глубина потенциальной ямы для дырок на гетерогранице GaSb/InGaAsSb уменьшается. При этом область рекомбинации может смещаться от интерфейса в объем слоя GaSb, где вероятность безызлучательного СННС-процесса выше. Действительно, энергия, выделяющаяся при рекомбинации электронно-дырочной пары в объеме GaSb при $T = 300$ К, ближе по величине к энергии спин-орбитального расщепления Δ ($|E_g - \Delta| \approx 2.9kT$), чем в случае рекомбинации на интерфейсе ($(h\nu_{\text{max}} - \frac{1}{2}kT) - \Delta \approx 6.8kT$) [12]. В результате при увеличении тока накачки характер зависимости мощности излучения коротковолновой полосы от тока $P_2 = f(I)|_{T=\text{const}}$ меняется от сверхлинейного к сублинейному (при $I > 1.2$ А).

4. Заключение

В работе показано, что светодиодные гетероструктуры на основе соединений $A^{III}B^V$ с высоким потенциальным барьером в зоне проводимости, существенно превышающим ширину запрещенной зоны узкозонной активной области, перспективны в качестве высокотемпературных узкополосных источников излучения для средней инфракрасной области спектра. В спектре электролюминесценции исследуемой гетероструктуры n -GaSb/ n -InGaAsSb/ p -AlGaAsSb наблюдалось две полосы излучения: длинноволновая с энергией фотона $h\nu_{\text{max}} = 0.28$ эВ при $T = 300$ К, соответствующая излучательной рекомбинации в активной области n -InGaAsSb, и коротковолновая с $h\nu_{\text{max}} = 0.64$ эВ, связанная с рекомбинацией в широкозонном слое n -GaSb. В диапазоне температур $290\text{--}480$ К наблюдалось нелинейное возрастание оптической мощности с током накачки, которое объяснено образованием дополнительных электронно-дырочных пар в узкозонной области InGaAsSb вследствие ударной ионизации горячими электронами, разогретыми за счет скачка потенциала в зоне проводимости на гетерогранице n -GaSb/ n -InGaAsSb.

Впервые сообщается об увеличении мощности излучения светодиодной гетероструктуры с ростом температуры. При нагреве в интервале $T = 290\text{--}340$ К наблюдалось сверхлинейное, а при $T > 340$ К — линейное увеличение оптической мощности длинноволновой полосы ($h\nu_{\text{max}} = 0.28$ эВ). Показано, что рост мощности излучения длинноволновой полосы при увеличении температуры обусловлен снижением пороговой энергии

ударной ионизации вследствие уменьшения ширины запрещенной зоны активной области.

Изменение мощности электролюминесценции длинноволновой и коротковолновой полос в зависимости от тока накачки и температуры обусловлено конкуренцией взаимно обратных процессов: ударной ионизации и безызлучательной оже-рекомбинации. Оценки показывают, что в широкозонном слое n -GaSb реализуются два канала оже-рекомбинации — СННС и СНСС, при этом роль последнего механизма увеличивается с ростом температуры; СНСС-процесс является основным каналом безызлучательной рекомбинации при $T > 390$ К. В узкозонной активной области n -InGaAsSb во всем исследованном диапазоне температур наиболее вероятно протекание безызлучательного СНСС-процесса, скорость которого возрастает с температурой.

Работа поддержана грантом РФФИ № 12-02-00597 и Программой № 24 президиума РАН.

Список литературы

- [1] Н.Д. Стоянов, Б.Е. Журтанов, А.П. Астахова, А.Н. Именков, Ю.П. Яковлев. ФТП, **37** (8), 996 (2003).
- [2] А.А. Петухов, Б.Е. Журтанов, С.С. Молчанов, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев. ЖТФ, **81** (4), 91 (2011).
- [3] А.А. Петухов, С.С. Кижаев, С.С. Молчанов, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев. ЖТФ, **82** (1), 73 (2012).
- [4] К.В. Калинина, М.П. Михайлова, Б.Е. Журтанов, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев. ФТП, **47** (1), 75 (2013).
- [5] М. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. ФТП, **35** (5), 619 (2001).
- [6] M. Levinshtein, S. Rumyantsev, M. Shur. *Handbook series on semiconductor parameters* (London, World Scientific Publishing Co. Pre. Ltd., 1999).
- [7] A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya. Phys. Rev. B, **58** (7), 4039 (1998).
- [8] Г.Г. Зегря, А.Д. Андреев. ЖЭТФ, **109** (2), 615 (1996).
- [9] А.Н. Именков, Е.А. Гребенщикова, Б.Е. Журтанов, Т.Н. Данилова, М.А. Сиповская, Н.В. Власенко, Ю.П. Яковлев. ФТП, **38** (11), 1399 (2004).
- [10] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Яснеевич. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (СПб., Изд-во „Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН“, 1997).
- [11] Б.Г. Гельмонт, З.Н. Соколова, И.Н. Яснеевич. ФТП, **16** (4), 592 (1982).
- [12] С.С. Кижаев, С.С. Молчанов, Н.В. Зотова, Е.А. Гребенщикова, Ю.П. Яковлев, E. Hulicius, T. Simicek, K. Melichar, J. Pangrac. Письма ЖТФ, **27** (22), 66 (2001).

Редактор Л.В. Шаронова

High-temperature luminescence in n -GaSb/ n -InGaAsSb/ p -AlGaAsSb light-emitting structure with a high potential barrier

A.A. Petukhov, B.E. Zhurtanov, K.V. Kalinina, N.D. Stoyanov, H.M. Salikhov, M.P. Mikhailova, Yu.P. Yakovlev

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract High-temperature electroluminescence of the n -GaSb/ n -InGaAsSb/ p -AlGaAsSb light-emitting heterostructure with large conduction band offset at the II type n -GaSb/ n -InGaAsSb heterointerface ($\Delta E_c = 0.79$ eV) was studied. Two electroluminescence peaks with maximum photon energies 0.28 and 0.64 eV at 300 K corresponded to radiative recombination in n -InGaAsSb and n -GaSb, respectively, were observed. It was shown that nonlinear growth of electroluminescence intensity and output optical power with current increasing observed in the temperature range of $T = 290$ – 480 K was caused by generation of additional electron–hole pairs stimulated by impact ionization by hot electrons heated due to the conduction band offset at the n -GaSb/ n -InGaAsSb heterointerface. Superlinear growth of the long-wavelength band optical power was observed with the temperature increasing in the range $T = 290$ – 345 K, and liner growth at $T > 345$ K. For the first time in this paper we report the growth of LED heterostructure optical power with the temperature increasing. It is shown that this effect can be explained by decrease of the threshold energy of impact ionization due to narrowing of the active region band gap.