

Особенности высокотемпературной электролюминесценции в светодиодной n -GaSb/ n -InGaAsSb/ p -AlGaAsSb гетероструктуре с высокими потенциальными барьерами

© Л.В. Данилов, А.А. Петухов, М.П. Михайлова, Г.Г. Зегря, Э.В. Иванов, Ю.П. Яковлев

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

E-mail: danleon84@mail.ru

(Получена 25 ноября 2015 г. Принята к печати 30 ноября 2015 г.)

Сообщается об исследовании электролюминесцентных свойств светодиодной гетероструктуры n -GaSb/ n -InGaAsSb/ p -AlGaAsSb с высокими потенциальными барьерами в интервале температур 290–470 К. В эксперименте наблюдался нетипичный температурный рост мощности длинноволновой полосы люминесценции с энергией 0.3 эВ. При повышении температуры до 470 К оптическая мощность излучения увеличивалась в 1.5–2 раза. Для объяснения необычной температурной зависимости мощности излучения был проведен теоретический анализ процессов рекомбинации и переноса носителей заряда в исследуемой гетероструктуре.

1. Введение

Светодиодные гетероструктуры на основе узкозонных соединений $A^{III}B^V$ используются для создания сенсоров для газового анализа и экологического мониторинга, работающих в среднем ИК-диапазоне (2–5 мкм). Для решения некоторых прикладных задач необходимо обеспечить стабильную работу таких светодиодов при высоких температурах, вплоть до 150°C. Поэтому актуальны исследования, направленные как на изучение свойств светодиодных гетероструктур при высоких рабочих температурах, так и на повышение их квантовой эффективности и мощности излучения [1].

Ранее в наших работах [2,3] сообщалось об исследовании высокотемпературной электролюминесценции светодиодов на основе гетероструктур n -GaInAsSb/ p -GaSb/ p -AlGaAsSb ($h\nu_{\max} = 0.68$ эВ при $T = 300$ К) и n -InAsSb/ p -InAsSbP ($h\nu_{\max} = 0.31$ эВ при $T = 300$ К) с низкими потенциальными барьерами в зоне проводимости ($\Delta E_c < E_g$, где ΔE_c — скачок потенциала в зоне проводимости на гетерогранице n -GaInAsSb/ p -GaSb или n -InAsSb/ p -InAsSbP, E_g — ширина запрещенной зоны активной области). Было показано, что при увеличении температуры в интервале 290–470 К мощность излучения светодиодов экспоненциально уменьшается вследствие увеличения скорости оже-рекомбинации в активной области гетероструктур.

В работе [4] впервые было проведено экспериментальное исследование электролюминесцентных свойств изотипной n -GaSb/ n -AlGaAsSb/ n -InGaAsSb и анизотипной n -GaSb/ n -InGaAsSb/ p -AlGaAsSb гетероструктур с высокими потенциальными барьерами в зоне проводимости ($\Delta E_c^1 = 1.14$ эВ, $\Delta E_c^2 = 0.79$ эВ), превышающими в несколько раз ширину запрещенной зоны узкозонного активного слоя ($E_g^1 = 0.282$ эВ, $E_g^2 = 0.284$ эВ при $T = 300$ К) и обеспечивающих высокую степень локализации электронов в активной области. При этом в эксперименте по исследованию высокотемпературной

электролюминесценции анизотипной гетероструктуры n -GaSb/ n -InGaAsSb/ p -AlGaAsSb [5] наблюдалось возрастание мощности излучения в 1.5–2 раза с увеличением температуры в интервале от 290 до 470 К.

Настоящая работа является продолжением исследований, начатых в работах [4,5], и посвящена объяснению нетипичной температурной зависимости мощности излучения в анизотипной светодиодной n -GaSb/ n -InGaAsSb/ p -AlGaAsSb гетероструктуре с высокими потенциальными барьерами.

2. Образцы и методика эксперимента

Светодиодная гетероструктура n -GaSb/ n -InGaAsSb/ p -AlGaAsSb была выращена методом жидкофазной эпитаксии. В качестве подложки использовался n -GaSb (100), легированный теллуром до концентрации $n \sim 1.8 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Эпитаксиальная часть гетероструктуры состояла из узкозонного слоя n -In_{0.956}Ga_{0.044}AsSb ($E_g = 0.284$ эВ при $T = 300$ К) толщиной ~ 1 мкм, легированного теллуром до $n \sim (1-2) \cdot 10^{17}$ см⁻³, и широкозонного покрывающего слоя p -Al_{0.64}Ga_{0.36}AsSb толщиной 0.5 мкм ($p \sim 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $E_g = 1.28$ эВ при $T = 300$ К). Подложка и активная область n -In_{0.956}Ga_{0.044}AsSb образуют разьединенный изотипный гетеропереход II-типа со скачком потенциала в зоне проводимости $\Delta E_c = 0.79$ эВ. Величина разрыва зон на границе анизотипного гетероперехода n -InGaAsSb/ p -AlGaAsSb составляет $\Delta E_v = 0.15$ эВ. Зонная диаграмма исследуемой структуры представлена на рис. 1.

Методами стандартной фотолитографии были сформированы чипы размером 0.4 × 0.4 мм. На подложку наносился сплошной слой металлизации Cr:Cu, а со стороны эпитаксиальных слоев — точечный контакт диаметром 0.1 мм. Спектральные измерения проводились на монохроматоре с использованием охлаждаемого жидким азотом фотодиода на основе InSb (Electro-Optical Systems

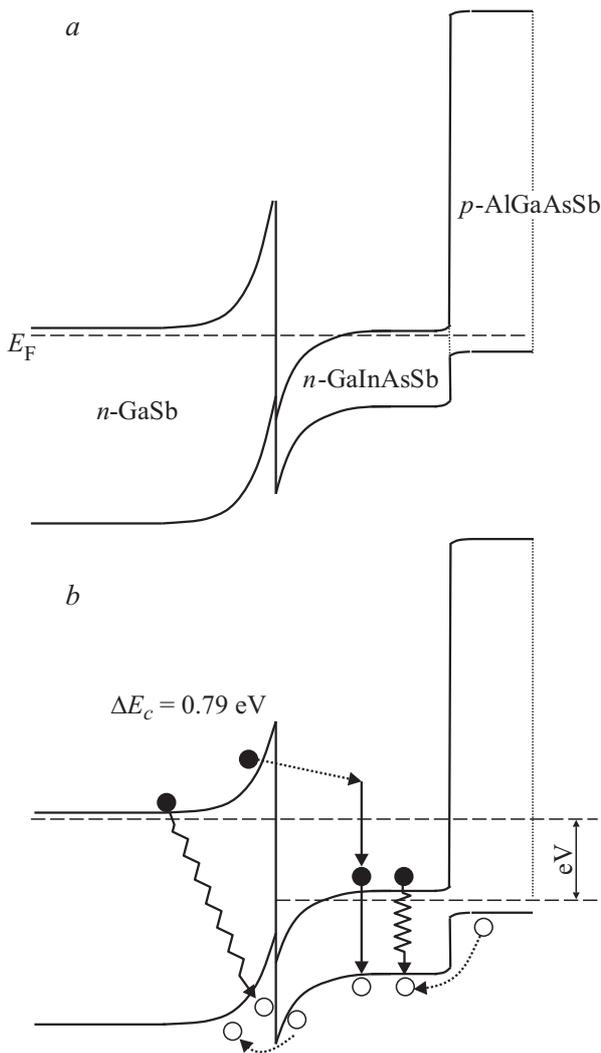


Рис. 1. *a* — зонная диаграмма светодиодной гетероструктуры *n*-GaSb/*n*-InGaAsSb/*p*-AlGaAsSb в термодинамическом равновесии; *b* — зонная диаграмма светодиодной гетероструктуры *n*-GaSb/*n*-InGaAsSb/*p*-AlGaAsSb при прямом смещении, меньшем напряжения отсечки.

Ис.) в импульсном режиме при частоте следования импульсов тока $f = 0.5$ кГц и скважности $q = 250$.

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

Рассмотрим результаты исследования электролюминесценции анизотипной гетероструктуры *n*-GaSb/*n*-InGaAsSb/*p*-AlGaAsSb, зонная диаграмма которой представлена на рис. 1. В спектре электролюминесценции гетероструктуры при комнатной температуре (рис. 2) присутствовали две полосы излучения: длинноволновая E_2 с энергией фотона $h\nu_{\max} = 0.28$ эВ при $T = 300$ К, соответствующая излучательной рекомбинации в активной области *n*-InGaAsSb, и коротковолно-

вая E_1 с $h\nu_{\max} = 0.64$ эВ, связанная с рекомбинацией в слое *n*-GaSb (рис. 1, *b*).

При повышении температуры мощность излучения длинноволновой полосы E_2 увеличивалась. В интервале температур $T = 290–340$ К наблюдалось сверхлинейное, а при температуре свыше $T > 340$ К — линейное увеличение мощности излучения длинноволновой полосы ($h\nu_{\max} = 0.28$ эВ). Оптическая мощность коротковолновой полосы E_1 , при увеличении температуры от 295 до 340 К и тока накачки величиной $I = 0.3$ А с ростом температуры практически не изменялась. Дальнейший нагрев приводил к линейному уменьшению мощности излучения полосы E_1 (рис. 3). При токе накачки $I > 1.5$ А мощность излучения коротковолновой полосы E_1 экспоненциально уменьшалась с ростом температуры.

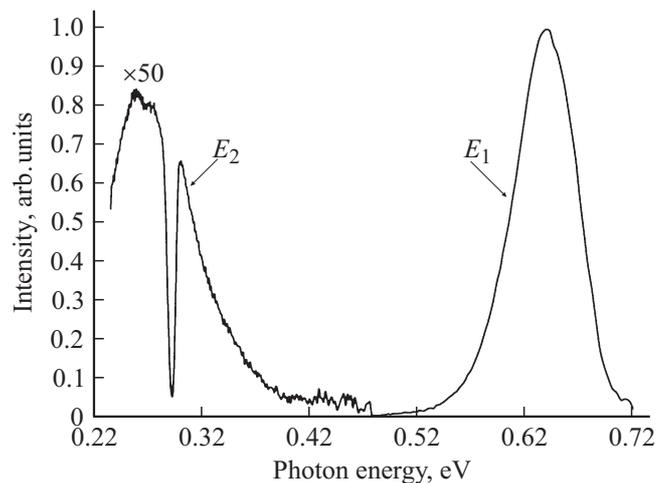


Рис. 2. Спектр электролюминесценции светодиодной гетероструктуры *n*-GaSb/*n*-InGaAsSb/*p*-AlGaAsSb при температуре $T = 300$ К (величина тока накачки $I = 200$ мА, скважность $q = 2$).

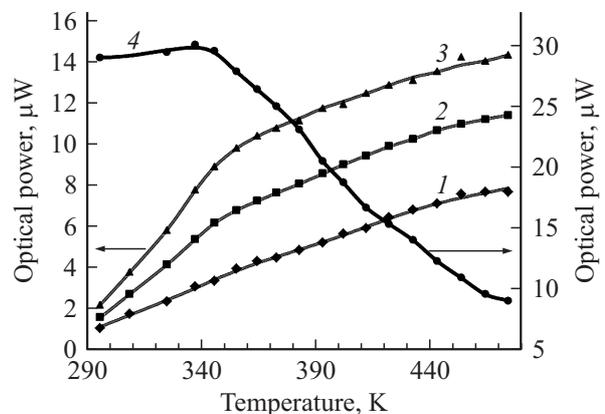


Рис. 3. Зависимость мощности излучения длинноволновой полосы E_2 от температуры при нескольких значениях тока, мА: 1 — 310, 2 — 560, 3 — 810 и мощности коротковолновой полосы E_1 при токе 310 мА (4).

Для объяснения полученных результатов рассмотрим процессы рекомбинации и переноса носителей заряда в исследуемой гетероструктуре. Как было показано выше, в спектре электролюминесценции наблюдается две полосы излучения, соответствующие оптическим переходам в активной области n -InGaAsSb, а также в подложке n -GaSb. Излучательная рекомбинация в подложке определяется прежде всего притоком дырок из активной области гетероструктуры, которые локализируются вблизи гетерограницы. Наряду с излучательной рекомбинацией необходимо учитывать процессы безызлучательной оже-рекомбинации, которая при высоких неравновесных концентрациях носителей заряда является основным каналом рекомбинации в узкощелевых полупроводниках [6]. При высоких температурах основным механизмом переноса носителей заряда через гетероинтерфейс можно считать термоэлектронную эмиссию. Однако в случае исследуемой нами структуры из-за значительной высоты потенциального барьера на гетерогранице n -GaSb/ n -InGaAsSb и высокой степени легирования подложки наряду с термоэmissionным механизмом необходимо учитывать туннельный перенос электронов сквозь диффузионный „пичок“ на гетерогранице. Исходя из данных соображений система уравнений непрерывности в интегральном виде для исследуемой гетероструктуры выглядит следующим образом:

$$j - j_e = \left(eC_1^{\text{CHCC}}(N_{d1} + n_1)^2 p_1 + eC_1^{\text{CHHS}}(N_{d1} + n_1) p_1^2 + eB_1(N_{d1} + n_1) p_1 \right) h_1,$$

$$j_e = \left(eC_2^{\text{CHCC}}(N_{d2} + n_2)^2 p_2 + eC_2^{\text{CHHS}}(N_{d2} + n_2) p_2^2 + eB_2(N_{d2} + n_2) p_2 \right) h_2, \quad (1)$$

Здесь мы предполагаем, что рекомбинация в подложке происходит преимущественно в малой области ($h_1 \sim 1$ мкм) вблизи гетерограницы (рис. 1, b). n_1, p_1 и n_2, p_2 — концентрации неравновесных электронов и дырок в подложке n -GaSb и активной области n -InGaAsSb соответственно; h_2 — ширина активного слоя InGaAsSb. Так как значения h_1 и h_2 много меньше диффузионной длины для материалов подложки и активного слоя, то можно считать концентрации неравновесных носителей заряда в подложке и активном слое не зависящими от координаты. Также в дальнейшем, исходя из условия электронейтральности полупроводника, считаем $n_1 \approx p_1$ и $n_2 \approx p_2$. $C_1^{\text{CHCC}}, C_1^{\text{CHHS}}$ и $C_2^{\text{CHCC}}, C_2^{\text{CHHS}}$ — коэффициенты оже-рекомбинации CHCC- и CHHS-процессов для подложки и активной области соответственно [6]; B_1, B_2 — коэффициенты излучательной рекомбинации для подложки и активного слоя соответственно [7]; N_{d1}, N_{d2} — концентрации легирующей примеси в подложке и активном слое соответственно; j_e — плотность тока электронов через гетерограницу n -GaSb/ n -InGaAsSb; j — плотность полного тока через гетеро-структуру.

Общий ток электронов через гетерограницу определяется суммой туннельной и термоэmissionной составляющих:

$$j_e = \frac{AT}{k} \int_0^{V_b^<} \theta(\xi) \exp\left(-\frac{E_c - E_F + \xi}{kT}\right) d\xi + \frac{AT}{k} \int_{V_b^<}^{\infty} \theta(\xi) \exp\left(-\frac{E_c - E_F + \xi}{kT}\right) d\xi, \quad (2)$$

где A — постоянная Ричардсона, k — постоянная Больцмана, $V_b^<$ — высота потенциального барьера над дном зоны проводимости E_c в подложке; E_F — уровень Ферми в подложке, d — толщина обедненной области, приходящейся на подложку. Функция $\theta(\xi)$ определяет прозрачность барьера

$$\theta(\xi) = \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_0^d \sqrt{2m_c(V_b - \xi)} dx\right),$$

где ξ — кинетическая энергия электрона с x -компонентой квазиимпульса. При значениях $\xi > V_b$ будем считать гетерограницу полностью прозрачной, $\theta(\xi) = 1$. Таким образом, для тока термоэлектронной эмиссии получаем хорошо известное выражение [8]:

$$j_{\text{ther}} = e(N_{d1} + n_1) \left(\frac{kT}{2\pi m_{c1}} \right)^{1/2} \left[\exp\left(-\frac{eV_b^<}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{eV_{b0}^<}{kT}\right) \right]. \quad (3)$$

Здесь $V_{b0}^<$ — значение контактного потенциала на гетерогранице n -GaSb/ n -InAsSb в состоянии термодинамического равновесия. При этом $V_b^<$ зависит от приложенного к образцу напряжения.

Для определения туннельного тока электронов через гетерограницу необходимо учитывать параболическую форму контактного потенциала обедненной области, $\varphi_b^<(x) = \frac{e^2 N_{d1}}{2\epsilon_1} x^2$, где x — направление роста гетеро-структуры. В таком случае для плотности туннельного тока имеем

$$j_{\text{tun}} = \frac{eN_{d1}}{\sqrt{2\pi m_{c1} kT}} \times \left[\int_0^{V_b^<} \theta(\xi) \exp\left(-\frac{\xi}{kT}\right) d\xi - \int_0^{V_{b0}^<} \theta(\xi) \exp\left(-\frac{\xi}{kT}\right) d\xi \right].$$

где

$$\theta(\xi) = \exp\left(-2\sqrt{\frac{\epsilon_1 m_{c1}}{e^2 \hbar^2 N_{d1}}} \left(\sqrt{V_b^< - \xi} + \xi \ln\left(\frac{\sqrt{\xi}}{\sqrt{V_b^<} + \sqrt{V_b^< - \xi}}\right) \right)\right). \quad (4)$$

Второй интеграл в выражении (4) соответствует туннельному току из активной области n -InGaAsSb в под-

ложку в состоянии термодинамического равновесия, $j_{\text{tun}} = 0$.

Зависимость величины контактного потенциала $V_b^<$ от приложенного напряжения и температуры можно определить из условия непрерывности модуля вектора электрической индукции на гетерогранице, $-\varepsilon_1 \frac{d\varphi_b^<}{dx} = -\varepsilon_2 \frac{d\varphi_b^>}{dx}$, а также одномерных уравнений Пуассона для обедненной (n -GaSb) и обогащенной (n -InGaAsSb) областей гетероперехода

$$\begin{aligned} \frac{d^2\varphi_b^<}{dx^2} &= -\frac{e}{\varepsilon_1} N_{d1}, \\ \frac{d^2\varphi_b^>}{dx^2} &= -\frac{e}{\varepsilon_2} \left(N_{d2} - N_{d2} \exp\left(\frac{e\varphi_b^>}{kT}\right) \right). \end{aligned} \quad (5)$$

В уравнении для обогащенного слоя статистика электронов описывается болцмановским законом распределения. Интегрируя уравнения (5), получаем соотношение между значениями контактных потенциалов $V_b^<$ и $V_b^>$ [9]:

$$\varepsilon_1 N_{d1} V_b^< = \varepsilon_2 N_{d2} \left(\frac{kT}{e} \left(\exp\left(\frac{eV_b^>}{kT}\right) - 1 \right) - V_b^> \right). \quad (6)$$

Общая контактная разность потенциалов на гетерогранице определяется суммой потенциалов обедненной и обогащенной областей изотипного гетероперехода $V_b = V_b^< + V_b^>$. Для определения зависимости величин контактных потенциалов от приложенного к гетеропереходу напряжения и температуры необходимо выразить V_b через параметры зонной структуры.

Из анализа зонной диаграммы рассматриваемого изотипного гетероперехода (рис. 1, *b*) очевидно следующее выражение для скачка потенциала на гетерогранице n -GaSb/ n -InGaAsSb:

$$\Delta E_c = eV_b + eV - kT \ln\left(\frac{N_{d1}}{N_{c1}}\right) + kT \ln\left(\frac{N_{d2}}{N_{c2}}\right), \quad (7)$$

где N_{c1} и N_{c2} — эффективные плотности состояний электронов в подложке и активном слое, V — приложенное к гетеропереходу напряжение. Третье и четвертое слагаемое в (7) соответствуют положению уровня Ферми относительно дна зоны проводимости в подложке и активной области соответственно.

Подставляя выражение (7) в трансцендентное уравнение (6), можно определить зависимости $V_b^<$ и $V_b^>$ от приложенного напряжения и температуры. На рис. 4 представлены результаты численного расчета значений контактных потенциалов изотипного гетероперехода n -GaSb/ n -InGaAsSb.

Как видно из рис. 4, *a*, при значениях напряжения $V < 0.5$ В величина контактного потенциала обогащенного слоя $V_b^>$ практически не изменяется и можно считать, что все напряжение падает на обедненной области гетероперехода, при этом $V_b^<$ линейно уменьшается. Температурная зависимость контактных потенциалов носит слабый линейный характер (рис. 4, *b*).

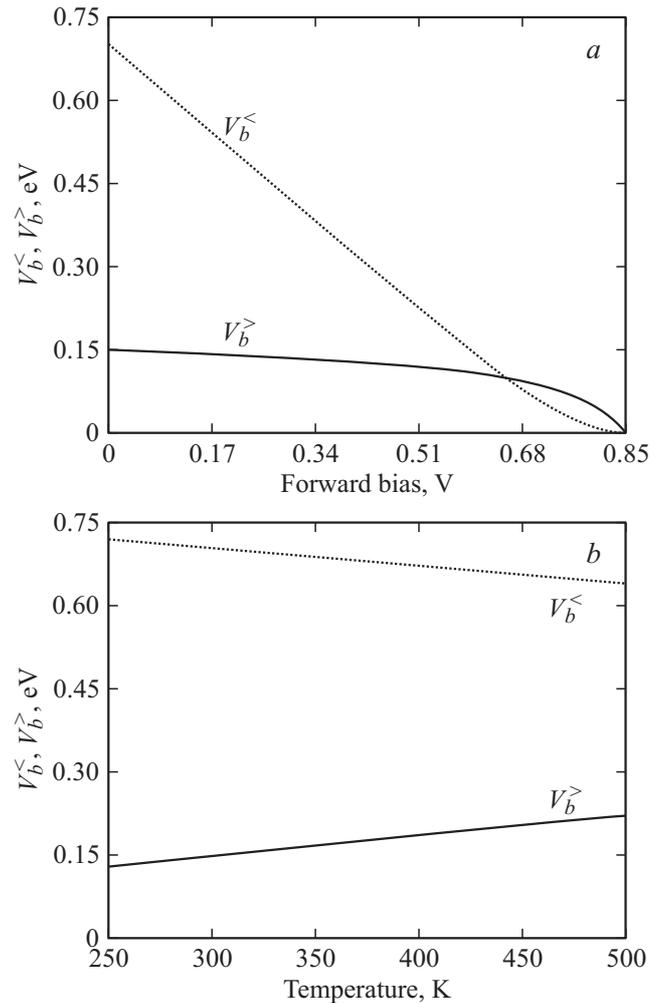


Рис. 4. *a* — зависимость величин контактных потенциалов $V_b^<$ и $V_b^>$ гетероперехода n -GaSb/ n -InGaAsSb от приложенного напряжения; *b* — зависимость величин контактных потенциалов $V_b^<$ и $V_b^>$ гетероперехода n -GaSb/ n -InGaAsSb от температуры без внешнего смещения.

Зная зависимость значений контактных потенциалов от приложенного напряжения и температуры можно перейти к определению термоэмиссионного j_{ther} , туннельного j_{tun} и полного $j_e = j_{\text{ther}} + j_{\text{tun}}$ токов электронов через гетерограницу n -GaSb/ n -InGaAsSb.

Для аналитического выражения туннельного тока в явном виде оказывается удобным представить выражение (4) в виде аппроксимации следующего вида:

$$\begin{aligned} j_{\text{tun}} &= e\beta(N_{d1} + n_1) \left(\frac{kT}{2\pi m_{c1}} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{\gamma}{kT}\right) \\ &\times \left(\exp\left(-\frac{eV_b^<}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{eV_{b0}^<}{kT}\right) \right), \end{aligned} \quad (8)$$

где β и γ — подгоночные параметры, слабо зависящие от приложенного к гетеропереходу напряжения (рис. 5).

Таким образом, выражение для общего тока электронов через гетерограницу n -GaSb/ n -InGaAsSb можно

записать в следующем виде:

$$j_e = e(N_{d1} + n_1) \left(\frac{kT}{2\pi m_{c1}} \right)^{1/2} \left(\beta \exp\left(\frac{\gamma}{kT}\right) + 1 \right) \times \left(\exp\left(-\frac{eV_b^<}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{eV_{b0}^<}{kT}\right) \right). \quad (9)$$

На рис. 6 представлены сравнительные зависимости плотности термоэмиссионного и туннельного тока электронов через гетерограницу *n*-GaSb/*n*-InGaAsSb.

Как можно видеть, туннельная составляющая электронного тока преобладает над термоэмиссионной во

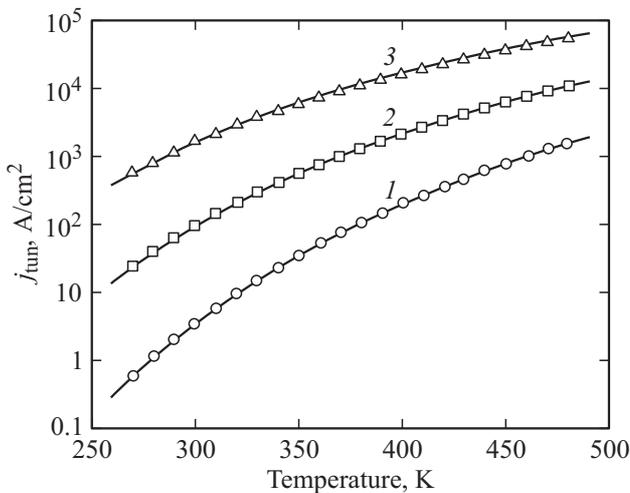


Рис. 5. Аппроксимация температурной зависимости плотности туннельного тока электронов через границу гетероперехода *n*-GaSb/*n*-InGaAsSb при нескольких значениях прямого смещения, В: 1 — 0.3 (подгоночные параметры $\beta = 0.21$, $\gamma = 0.094$ эВ), 2 — 0.4 ($\beta = 0.21$, $\gamma = 0.086$ эВ), 3 — 0.5 ($\beta = 0.20$, $\gamma = 0.078$ эВ). Фигурными значками обозначены результаты точного расчета плотности туннельного тока электронов.

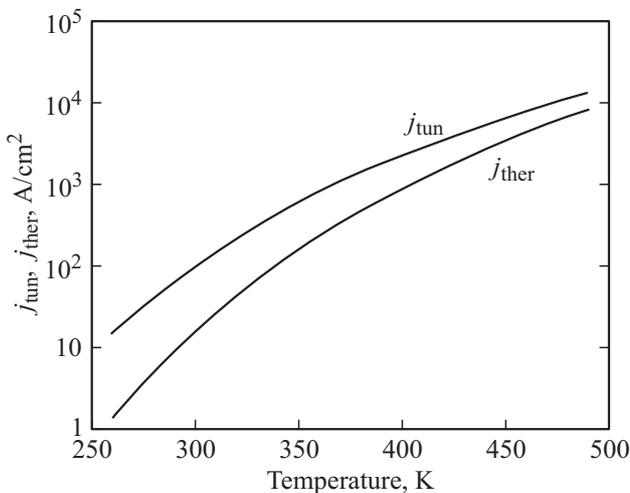


Рис. 6. Температурная зависимость туннельной и термоэмиссионной плотности тока электронов через границу гетероперехода *n*-GaSb/*n*-InGaAsSb при прямом смещении, $V = 0.4$ В.

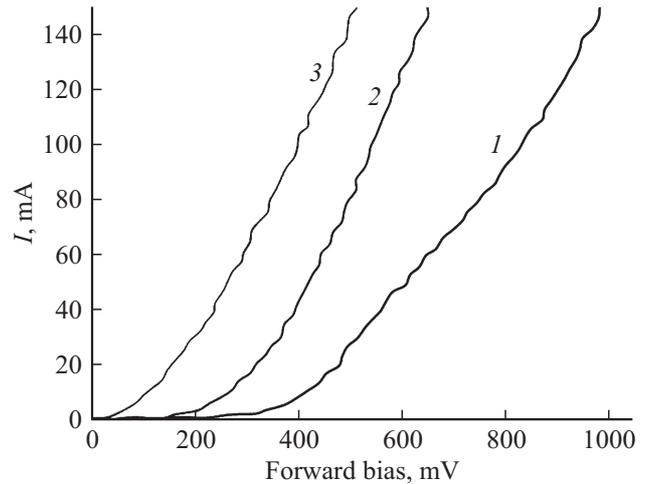


Рис. 7. Вольт-амперная характеристика светодиодной гетероструктуры *n*-GaSb/*n*-InGaAsSb/*p*-AlGaAsSb при нескольких значениях температуры, К: 1 — 290, 2 — 370, 3 — 470.

всем исследуемом диапазоне температур, однако имеет более слабую зависимость от приложенного напряжения и рабочей температуры.

На рис. 7 представлены вольт-амперные характеристики исследуемой гетероструктуры при нескольких значениях температуры. Из вида представленной зависимости $I(V)$ можно заключить, что величина тока накачки, при которой проводилось исследование электролюминесцентных свойств рассматриваемой гетероструктуры ($I > 200$ мА), соответствует омическому участку ВАХ. При значениях приложенного к образцу напряжения, большего напряжения отсечки ($V > 0.5$ В для $T > 300$ К), преобладает дрейфовый ток через структуру $j = en\mu E$, при этом значение напряженности электрического поля в *p*-слое AlGaAsSb значительно выше напряженности поля в подложке и активном слое. Это связано со значительно меньшей подвижностью дырок ($\mu_p \approx 200$ см²/В·с) в широкозонном *p*-слое по сравнению с подвижностью электронов в подложке *n*-GaSb ($\mu_{n1} \approx 2500$ см²/В·с) и активном слое *n*-InGaAsSb ($\mu_{n2} \approx 2 \cdot 10^4$ см²/В·с). Соотношение напряженностей поля в подложке и накрывающем слое можно оценить выражением $E_p/E_n = N_{d1}\mu_{n1}/N_p\mu_p$. Таким образом, значение напряженности поля в *p*-слое AlGaAsSb более чем в 20 раз превышает напряженность поля в подложке. На рис. 8 представлена энергетическая диаграмма исследуемой гетероструктуры при прямом смещении, большем напряжения отсечки V_{cut} .

Часть приложенного напряжения, соответствующего напряжению отсечки, распределяется между двумя гетеропереходами — изотипным *n*-GaSb/*n*-InGaAsSb и анизотипным *n*-InGaAsSb/*p*-AlGaAsSb. Остальная часть внешнего напряжения приводит к возрастанию напряженности электрического поля в объеме подложки и накрывающего *p*-слоя и, как следствие, к дрейфовому характеру тока через структуру. Смещение, приходящееся

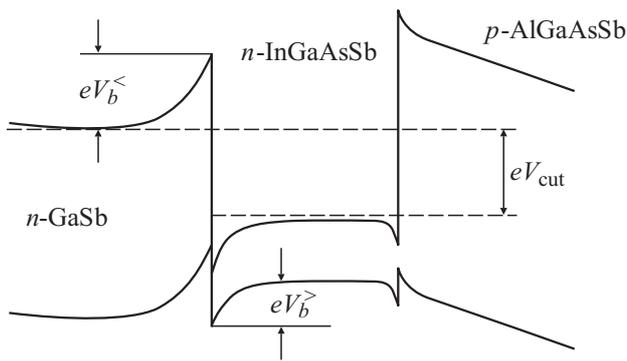


Рис. 8. Зонная диаграмма светодиодной гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ при прямом смещении, большем напряжения отсечки, $V > V_{\text{cut}}$ ($V_{\text{cut}} = 0.5 \text{ В}$).

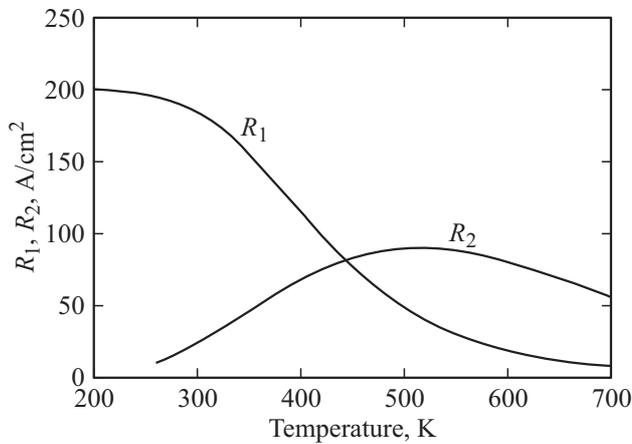


Рис. 9. Температурная зависимость скорости излучательной рекомбинации в подложке и активной области светодиодной гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ при прямом смещении, $V = 0.5 \text{ В}$.

на анизотипный гетеропереход, можно оценить исходя из величины разрыва зон на гетерогранице $\sim \Delta E_v/e$. Таким образом, при напряжении отсечки $\sim 0.5 \text{ В}$ смещение на гетеропереходах составит: $V_1 = 0.35 \text{ В}$ для гетероперехода $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}$ и $V_2 = 0.15 \text{ В}$ для $n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ гетероперехода. Принимая во внимание то, что напряжение, приложенное к изотипному гетеропереходу, приходится в основном на обедненную область перехода (см. рис. 4, а), ток электронов через гетерограницу (9) может быть переписан в следующем виде:

$$j_e = e(N_{d1} + n_1) \left(\frac{kT}{2\pi m c_1} \right)^{1/2} \left(\beta \exp\left(\frac{\gamma}{kT}\right) + 1 \right) \times \left(\exp\left(-\frac{eV_{b0}^< - V_1}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{eV_{b0}^<}{kT}\right) \right). \quad (10)$$

Решая систему уравнений (1) с учетом выражения (10), находим концентрации носителей заряда в

активной области и области подложки. Имея зависимости $n_1(T)$ и $n_2(T)$, можно определить скорости излучательной рекомбинации в подложке и активной области гетероструктуры, $R_1(T) = eB_1(T)(N_{d1} + n_1(T))n_1(T)h_1$ и $R_2(T) = eB_2(T)(N_{d2} + n_2(T))n_2(T)h_2$ соответственно. На рис. 9 представлены рассчитанные температурные зависимости скоростей излучательной рекомбинации в области подложки $n\text{-GaSb}$ и активном слое $n\text{-InGaAsSb}$ при прямом смещении, равному напряжению отсечки $V_{\text{cut}} = 0.5 \text{ В}$.

Представленные кривые качественно согласуются с экспериментальными температурными зависимостями оптической мощности излучения, полученными при исследовании электролюминесцентных свойств рассматриваемой гетероструктуры (см. рис. 3). На основе проведенного теоретического анализа процессов рекомбинации и переноса носителей заряда в исследуемой гетероструктуре необычный температурный рост мощности излучения длинноволновой полосы спектра может быть объяснен увеличением термоэмиссионного и туннельного токов электронов через диффузионный контактный потенциал, образованный на гетерогранице $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}$. Как видно из рис. 9, рост скорости излучательной рекомбинации длинноволновой полосы продолжается вплоть до температуры 500 К , после чего следует участок медленного спада интенсивности рекомбинации. Уменьшение интенсивности излучения объясняется усилением роли безызлучательной оже-рекомбинации с ростом температуры. Температурная зависимость скорости оже-рекомбинации выражается через коэффициент ШСС-процесса, являющегося преобладающим в полупроводниках n -типа [6], $C_1^{\text{ШСС}} = \exp\left(-\frac{q_{\text{th}}^2}{q_T^2}\right)$, где q_{th} — пороговый импульс, зависящий от параметров зонной структуры полупроводника, q_T — тепловой импульс, $q_T = \sqrt{\frac{2m_c kT}{\hbar^2}}$ (в параболическом приближении).

Ход температурной зависимости коротковолновой полосы излучения определяется главным образом уменьшением притока дырок в подложку, за счет увеличения интенсивности рекомбинации в активном слое структуры, а также температурной зависимостью скорости излучательной рекомбинации в объемных полупроводниках, $B_{3D} = T^{-3/2}$ [10].

4. Заключение

В заключение отметим, что исследуемая светоизлучающая гетероструктура $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ хоть и обладает меньшей мощностью излучения в диапазоне $2\text{--}5 \text{ мкм}$ по сравнению со структурами с низкими потенциальными барьерами, работающими при комнатной температуре, где все излучение концентрируется в основном в узкощелевом активном слое, однако является более эффективной для работы при высоких температурах $T > 300 \text{ К}$. Высокая температурная стабильность

исследуемой структуры достигается в первую очередь за счет большой величины разрыва зон ΔE_c на границе изотипного гетероперехода $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}$, что приводит к образованию высокого контактного потенциала на гетерогранице. Данный потенциал является своего рода естественным дозатором для перехода электронов из подложки в активную область гетероструктуры. Тем самым появляется возможность плавно увеличивать концентрацию носителей заряда в активной области структуры и, как следствие, отодвинуть подавляющий рост безызлучательной оже-рекомбинации до температур, значительно превышающих комнатную. Таким образом, подобные полупроводниковые гетероструктуры с высокими потенциальными барьерами могут эффективно использоваться в качестве источников ИК-излучения для задач, не требующих высокой мощности излучения, но имеющих необходимость в стабильной работе в области высоких переменных температур.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 14-02-31409-мол_а и НШ-5062.2014.2.

Список литературы

- [1] M. Mikhailova, N. Snjyanov, I. Andreev, B. Zhurtanov, S. Kizhaev, E. Kunitsyna, Kh. Salikhov, Yu. Yakovlev. Proc. SPIE **6585**, 658 526-1-9 (2007).
- [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. Кижаяв, 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] А.А. Петухов, Б.Е. Журтанов, К.В. Калинина, Н.Д. Стоянов, Х.М. Салихов, М.П. Михайлова, Ю.П. Яковлев. ФТП, **47**, 1270 (2013).
- [6] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (СПб., Изд-во „Петерб. ин-т ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН“, 1997).
- [7] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, Г.Г. Зегря, Д.А. Фирсов, В.А. Шальгин, И.Н. Ясиевич, Е.В. Берегулин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках и размерно-квантовых структурах* (СПб., Наука, 2001).
- [8] V.L. Sharma, R.K. Purohit. *Semiconductor heterojunctions* (Pergamon Press, 1974).
- [9] S.M. Sze *Physics of semiconductor devices* (Wiley-Interscience, 1981).
- [10] Н.Л. Баженов, К.Д. Мынбаев, Г.Г. Зегря. ФТП, **49**, 1206 (2015).

Редактор А.Н. Смирнов

Features of high-temperature electroluminescence in LED $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ heterostructure with high potential barriers

L.V. Danilov, A.A. Petukhov, M.P. Mikhailova, G.G. Zegrya, E.V. Ivanov, Yu.P. Yakovlev

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

Abstract The paper reports on a study of electroluminescent properties in LED heterostructure $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ with high potential barriers in the temperature range 290–470 K. In the experiment, the unusual temperature increasing of the longwavelength luminescence band power with the energy of 0.3 eV was observed. The optical radiation power increased by 1.5–2 times when the temperature rises to 470 K. To explain the unusual temperature depending of the radiation power the theoretical analysis of recombination processes and carrier transport in the studied heterostructure was made.