

06:07

Электролюминесцентные характеристики светодиодов среднего ИК-диапазона на основе гетероструктур InGaAsSb/GaAlAsSb при высоких рабочих температурах

© А.А. Петухов, Б.Е. Журтанов, С.С. Молчанов, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
E-mail: post@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 3 июня 2010 г.)

Приведены результаты исследования электролюминесцентных характеристик светодиода на основе гетероструктуры InGaAsSb/GaAlAsSb, излучающей в области $1.85 \mu\text{m}$, при температуре $20\text{--}200^\circ\text{C}$. Из результатов исследования следует, что с увеличением температуры мощность излучения экспоненциально уменьшается по закону $P \cong 0.4 \exp(2.05 \cdot 10^3 T)$. Показано, что, уменьшение мощности излучения обусловлено главным образом ростом скорости Оже-рекомбинации. Установлено, что помимо излучательной рекомбинации зона-зона происходит рекомбинация через акцепторные уровни, приводящая к уширению спектра излучения. С ростом температуры энергия активации акцепторных уровней уменьшается по закону $\Delta E \cong 32.9 - 0.075 T$, а также происходит смещение максимума спектра излучения светодиода в длинноволновую область ($h\nu_{\text{max}} = 0.693 - 4.497 \cdot 10^{-4} T$). При анализе экспериментальных результатов исходя из зависимости $E_g = h\nu_{\text{max}} - \frac{1}{2} kT$ получено выражение для изменения ширины запрещенной зоны активной области состава $\text{Ga}_{0.945}\text{In}_{0.055}\text{AsSb}$ с температурой $E_g \cong 0.817 - 4.951 \cdot 10^{-4} T$ при $290 \text{ K} < T < 495 \text{ K}$. Показано, что сопротивление гетероструктуры с ростом температуры экспоненциально уменьшается по закону $R_0 \cong 5.52 \cdot 10^{-2} \exp(0.672/2kT)$. В то же время напряжение отсечки U_{cut} , характеризующее высоту потенциального барьера p - n -перехода, с увеличением температуры уменьшается линейно ($U_{\text{cut}} = -1.59 T + 534$). Установлено, что протекание тока через структуру обусловлено генерационно-рекомбинационным механизмом во всем исследованном интервале температур.

Введение

Светодиоды средней инфракрасной области спектра перспективны в качестве источников излучения для сенсоров воды и углекислого газа. Характеристическая полоса поглощения воды и ее паров лежит в области $1.9 \mu\text{m}$, а углекислого газа — в области $2.0 \mu\text{m}$. На основе светодиодов среднего ИК-диапазона с узкими спектрами излучения ($\Delta\lambda_{0.5} < 0.1\lambda_{\text{max}}$) могут быть созданы быстродействующие сенсоры влажности и углекислого газа. Представляет интерес экспресс-анализ влажности в производственных процессах при изготовлении продуктов питания, бумаги, а также контроль содержания воды и нефти. Измерение концентрации углекислого газа необходимо как на производстве, например, для контроля состава дымовых газов, так и в быту для автоматизации систем кондиционирования.

Для регистрации паров воды и углекислого газа ранее были созданы высокоэффективные светодиоды на основе InGaAsSb/GaAlAsSb, перекрывающие спектральный диапазон $1.8\text{--}2.4 \mu\text{m}$, и исследованы их электролюминесцентные характеристики в диапазоне $77\text{--}300 \text{ K}$ [1–6]. Однако нередко возникает необходимость измерения концентрации паров воды и углекислого газа при температурах, значительно превышающих комнатную. В связи с этим представляет интерес изучение спектральных и электрических свойств светодиодов, излучающих в ближней инфракрасной области спектра при высоких температурах.

Целью данной работы является изучение электролюминесцентных характеристик светодиодов на основе гетероструктур InGaAsSb/GaAlAsSb при высоких рабочих температурах в интервале значений $20\text{--}200^\circ\text{C}$.

1. Изучаемые объекты и методика исследования

В качестве объекта исследования была выбрана светодиодная гетероструктура II типа, выращенная методом жидкофазной эпитаксии на подложке n -GaSb (100) (см. вставку на рис. 1). Для обеспечения минимальной концентрации дефектов в активной области на подложке был выращен буферный полуизолирующий слой p -GaSb, $p = (7\text{--}8) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, толщиной $3.5 \mu\text{m}$ (в процессе эпитаксии в качестве нейтрального растворителя использовался свинец). Структура содержала активную область толщиной $2.0 \mu\text{m}$ из четверного раствора $\text{Ga}_{0.945}\text{In}_{0.055}\text{AsSb}$, легированного теллуром до $n = (1\text{--}2) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Активная область и выращенный поверх нее слой p -GaSb толщиной $3.5 \mu\text{m}$ ($p = 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) образовывали p - n -переход II-типа. В качестве широкозонного барьера для электронов использовался слой p - $\text{Al}_{0.34}\text{Ga}_{0.66}\text{AsSb}$ толщиной $3.5 \mu\text{m}$. Поверх барьерного слоя был выращен контактный слой GaSb толщиной $0.5 \mu\text{m}$, легированный до $p = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Излучение выводилось через подложку. Для формирования светодиодов химическим травлением вытравливалась разделительная сетка, кристалл раскалывался на

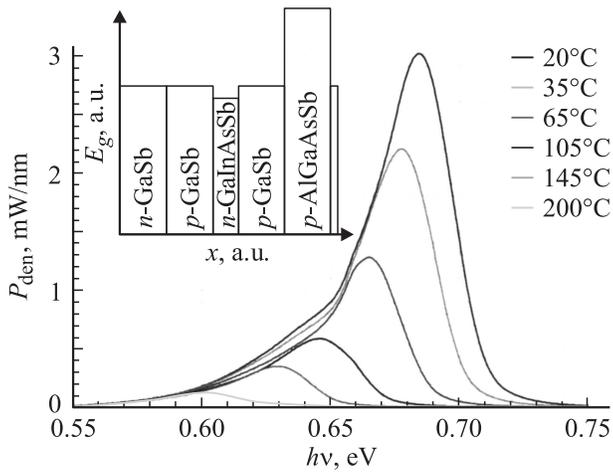


Рис. 1. Распределение спектральной плотности мощности излучения светодиода при различных значениях температуры.

чипы размером $350 \times 350 \mu\text{m}$, которые монтировались пайкой на стандартных корпусах ТО-5.

Спектральные измерения производились в квазинепрерывном режиме при амплитуде токовых импульсов 100 мА и частоте 512 Гц. В качестве диспергирующего прибора использовался монохроматор MS 35041, фотосигнал регистрировался с применением синхронного детектирования охлажденным до 77 К фотоприемником на основе InSb. Сопротивление R_0 измерялось с помощью мостовой схемы при подаче на светодиод обратного напряжения смещения величиной 10 мВ.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлено распределение спектральной плотности мощности излучения светодиода $P_{\text{ден}}$ при различных температурах. Как и следовало ожидать, с ростом температуры мощность излучения уменьшается, а максимум излучения смещается в длинноволновую область спектра. Кроме того, длинноволновое крыло спектра имеет уширение, которое в большей степени выражено при относительно низких температурах.

Ранее, из температурных зависимостей концентрации носителей, а также из фотоэлектрических измерений, было установлено существование трех акцепторных уровней: мелкого уровня с энергией активации 0.011–0.017 эВ, обусловленного неконтролируемыми примесями, и двух глубоких с энергией активации 0.03–0.035 и 0.07–0.09 эВ, которые связаны с природными структурными дефектами: вакансиями галлия и замещением сурьмы галлием [7]. Уширение спектра излучения может быть связано с излучательной рекомбинацией через данные акцепторные уровни.

Спектр излучения светодиода можно разложить на две гауссовы составляющие. При этом сумма составляющих совпадает с исходным спектром излучения в пределах

погрешности измерения. На рис. 2 представлено данное разложение для двух значений температуры 17 и 200°C.

На рис. 3 представлены графики зависимости энергии фотонов в максимуме излучения от температуры для

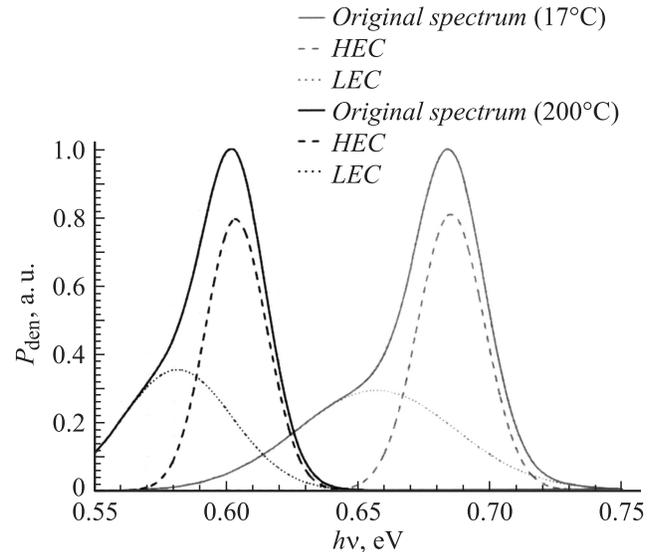


Рис. 2. Разложение спектра на две составляющие: высокоэнергетическую (HEC) и низкоэнергетическую (LEC).

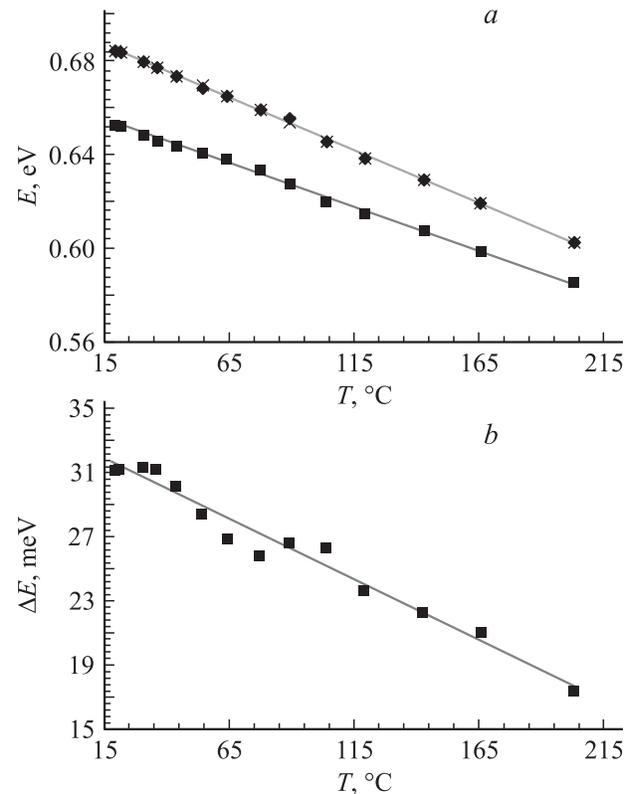


Рис. 3. *a* — графики зависимости энергии фотонов в максимуме излучения от температуры для исходного спектра, $h\nu_{\text{max}}^{\text{HEC}}(x)$, и его составляющих: $h\nu_{\text{max}}^{\text{HEC}}$ (●), $h\nu_{\text{max}}^{\text{LEC}}$ (■); *b* — разность энергий фотонов в максимуме излучения высоко- и низкоэнергетической составляющих ($\Delta E = h\nu_{\text{max}}^{\text{HEC}} - h\nu_{\text{max}}^{\text{LEC}}$).

исходного спектра и его составляющих (а), а также разность энергий составляющих спектра (b). Из рисунка видно, что суммарный максимум спектральной плотности мощности определяется высокоэнергетической составляющей (High-Energy spectrum Component, HEC), поскольку при сравнимой интегральной мощности излучения компонент спектра, для HEC характерна меньшая полуширина, чем для низкоэнергетической составляющей (Low-Energy spectrum Component, LEC). Например, при температуре 17°C полуширина спектра для HEC составляет ≈ 30 meV, а для LEC — ≈ 71 meV.

В рассматриваемом диапазоне температур зависимости $h\nu_{\max}^{\text{LEC}}$, $h\nu_{\max}^{\text{HEC}}$ и $h\nu_{\max}^{\Sigma}$ от температуры носят линейный характер, при этом

$$|d(h\nu_{\max}^{\text{HEC}})/dT| = |d(h\nu_{\max}^{\Sigma})/dT| = 4.497 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K},$$

а

$$|d(h\nu_{\max}^{\text{LEC}})/dT| = 3.732 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K}.$$

Неравенство производных $|d(h\nu_{\max}^{\text{LEC}})/dT|$ и $|d(h\nu_{\max}^{\text{HEC}})/dT|$ является следствием смещения HEC и LEC относительно друг друга с ростом температуры. Из рис. 3, b видно, что при комнатной температуре разность энергий компонентов спектра составляет ≈ 31 meV, что подтверждает предположение о связи уширения спектра с излучательной рекомбинацией через акцепторные уровни. Кроме того, энергия активации глубоких акцепторных уровней с ростом температуры линейно уменьшается пропорционально $|d(h\nu_{\max}^{\text{HEC}} - h\nu_{\max}^{\text{LEC}})/dT| \approx 75.5 \text{ meV/K}$.

Из [8] известно, что ширина запрещенной зоны E_g антимонида галлия изменяется с температурой по закону:

$$E_{g\text{GaSb}} = 0.813 - 3.78 \cdot 10^{-4} \left(\frac{T^2}{T + 94} \right),$$

причем изменение E_g с составом в четверном растворе $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ при $T = 300 \text{ K}$ можно оценить по формуле:

$$E_g \approx 0.725x + 0.290(1 - x) - 0.6x(1 - x).$$

Величина ширины запрещенной зоны активной области, рассчитаны по приведенным выше формулам, составляет $E_g^{\text{calc}} = 0.671 \text{ eV}$ (при $T = 300 \text{ K}$).

При оптических переходах с сохранением волнового вектора энергия перехода из зоны проводимости в валентную зону должна быть меньше энергии максимума электrolюминесценции на величину $kT/2$, т. е. $E_g = h\nu_{\max} - \frac{1}{2}kT$ [9,10]. Используя данную формулу и линейную аппроксимацию экспериментальной зависимости $h\nu_{\max}^{\Sigma} = f(T)$ (рис. 3, a), получим выражение для ширины запрещенной зоны активной области ($\text{Ga}_{0.945}\text{In}_{0.055}\text{AsSb}$, $n = (1-2) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$):

$$E_g \approx 0.817 - 4.951 \cdot 10^{-4} T \quad \text{при } 290 \text{ K} < T < 495 \text{ K}.$$

Отсюда для $T = 300 \text{ K}$ имеем $E_g \approx 0.669 \text{ eV}$, что всегда на 2 meV меньше рассчитанного выше по литературным данным значениям E_g^{calc} .

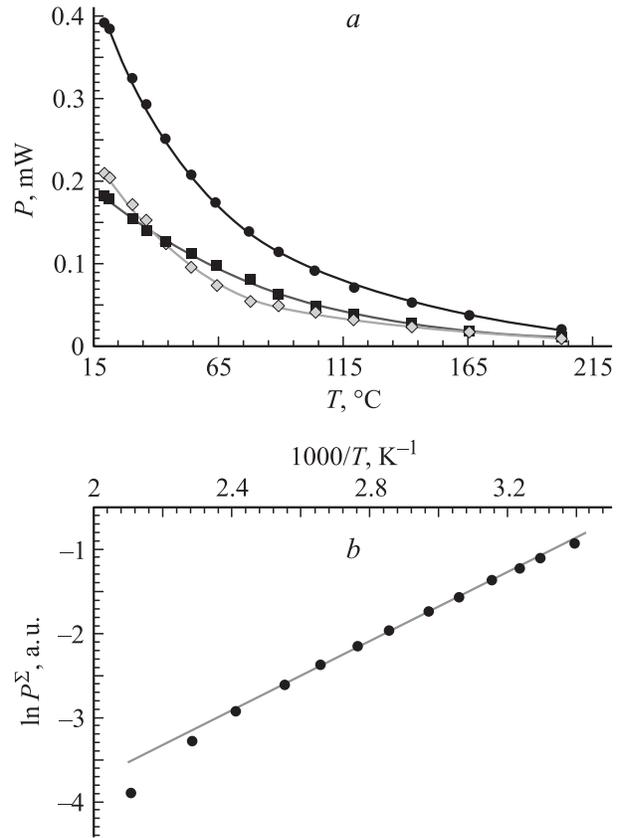


Рис. 4. а — зависимость суммарной интегральной оптической мощности излучения P^{Σ} (●) от температуры, вклады высоко- P^{HEC} (◇), и низкоэнергетических, P^{LEC} (■), составляющих; б — зависимость логарифма суммарной интегральной оптической мощности излучения от обратной температуры.

На рис. 4, a представлен график зависимости интегральной оптической мощности P^{Σ} от температуры, а также вклады высоко- (P^{HEC}) и низкоэнергетических (P^{LEC}) составляющих. Из рисунка видно, что при $T < 45^\circ\text{C}$ доминирует P^{HEC} , а при более высоких температурах — P^{LEC} . Следовательно, с ростом температуры вклад излучательной рекомбинации через акцепторные уровни в суммарную оптическую мощность увеличивается.

В соответствии с [3] уравнение для полной рекомбинации в узкозонных полупроводниковых материалах имеет следующий вид:

$$R_{\text{tot}} = q(AS_{RH}n_{\text{ac}} + B_{\text{rad}}n_{\text{nc}}^2 + C_{\text{Auger}}n_{\text{ac}}^3)h,$$

где R_{tot} — общая скорость рекомбинации, n_{ac} — концентрация носителей в активной области, q — заряд электрона, h — толщина активной области, AS_{RH} , B_{rad} и C_{Auger} — коэффициенты, характеризующие скорость различных видов рекомбинации. Член $AS_{RH}n_{\text{ac}}$ связан с безызлучательной рекомбинацией Шокли-Рид-Холла через уровни в запрещенной зоне, $B_{\text{rad}}n_{\text{ac}}^2$ — с излучательной рекомбинацией, а $C_{\text{Auger}}n_{\text{ac}}^3$ — с безызлучательной Оже-рекомбинацией.

С увеличением тока накачки светодиода происходит рост концентрации носителей n_{ac} в активной области структуры. При этом скорость рекомбинации Шокли–Рид–Холла линейно увеличивается, в то время как скорость излучательной и Оже-рекомбинации растет соответственно по квадратичному и кубическому законам. В связи с этим при токе светодиода $I \geq 100$ мА членом $A_{SRH} n_{ac}$ можно пренебречь [3].

Температурная зависимость излучательной рекомбинации имеет вид $B(T) = B_0 T_r / T$ [11], а вклад Оже-рекомбинации можно представить в виде $C_{Auger}(T) = C_0 \exp(-E_a/kT)$, где E_a — характеристическая энергия Оже-процесса (B_0 , T_r и C_0 — константы) [12,13].

Поскольку $B(T)$ с ростом температуры уменьшается по гиперболическому закону, а $C_{Auger}(T)$ экспоненциально увеличивается, то уменьшение интегральной оптической мощности излучения с температурой должно определяться именно ростом скорости Оже-рекомбинации и, следовательно, носить экспоненциальный характер.

Стоит отметить, что в полупроводниках n -типа наиболее вероятным является Оже-процесс, при котором неосновная дырка рекомбинирует с электроном, передавая выделившуюся энергию другому электрону зоны проводимости (CHCC-процесс) [3].

На рис. 4, *b* представлен график зависимости мощности излучения от температуры в координатах $\ln(P^{\Sigma})$ и $1/T$. Из рисунка видно, что с ростом температуры мощность излучения экспоненциально уменьшается, что подтверждает предположение о доминирующей роли Оже-рекомбинации в уменьшении мощности излучения с ростом температуры.

В [13] при исследовании электролюминесцентных свойств светодиодов на основе твердых растворов InGaAs, InAsSb и InAsSbP ($\lambda = 3.3\text{--}4.3 \mu\text{m}$) наблюдалось отклонение зависимости $P = f(T)$ от экспоненциальной при $T > 415$ К. Авторы [13] предположили, что при высоких температурах действует несколько механизмов, приводящих к безызлучательной рекомбинации, например Оже-рекомбинация и поглощение на свободных носителях. В нашем случае также наблюдается отклонение рассматриваемой зависимости от экспоненциальной, но при гораздо более высоких температурах $T > 470$ К (рис. 4, *b*).

Как известно [14], в случае легированных полупроводников существует область значений температуры, при которых концентрация носителей заряда n_{ac} постоянна и равна концентрации примеси (участок источника примесей). При более высоких температурах вследствие ионизации собственных атомов полупроводника $n_{ac} \sim \exp(-E_g/2kT)$ (полупроводник можно считать собственным). Увеличение n_{ac} с ростом температуры приводит к перераспределению доли излучательной и безызлучательной Оже-рекомбинации в R_{tot} и как следствие — к увеличению наклона графика функции $\ln(P^{\Sigma}) = f(1/T)$. Поскольку температура, при которой полупроводник становится собственным, тем меньше, чем меньше ширина запрещенной зоны (следствие приведенной выше

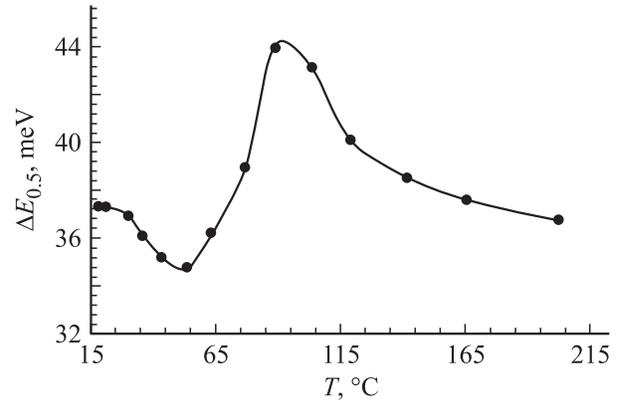


Рис. 5. Полуширина спектра излучения в зависимости от температуры.

формулы) [14], то в материалах с меньшим значением E_g наклон графика должен измениться при более низкой температуре, что и наблюдается при сравнении результатов данной работы и работы [13].

Полуширина спектра излучения $\Delta E_{0,5}$ с ростом температуры изменяется немонотонно (рис. 5), график зависимости имеет два экстремума: минимум при $\sim 54^\circ\text{C}$ и максимум при $\sim 90^\circ\text{C}$. С увеличением температуры происходит изменение относительных вкладов межзонной рекомбинации и рекомбинации через акцепторные уровни в суммарное распределение спектральной плотности мощности (рис. 4, *a*), а также смещение максимумов полос излучения, соответствующих данным переходам (рис. 3, *b*). Уменьшение $\Delta E_{0,5}$ при $T < 54^\circ\text{C}$ и $T > 90^\circ\text{C}$ связано с сокращением разности $\Delta E = h\nu_{\max}^{\text{HEC}} - h\nu_{\max}^{\text{LEC}}$, т.е. с уменьшением энергии активации акцепторных уровней. Из рис. 3, *b* видно, что при $54^\circ\text{C} < T < 90^\circ\text{C}$ вклад рекомбинации через акцепторные уровни (LEC) в суммарную мощность излучения максимален. Как было отмечено выше, полуширина LEC значительно больше, чем HEC, что и приводит к росту $\Delta E_{0,5}$ при $54 < T < 90^\circ\text{C}$.

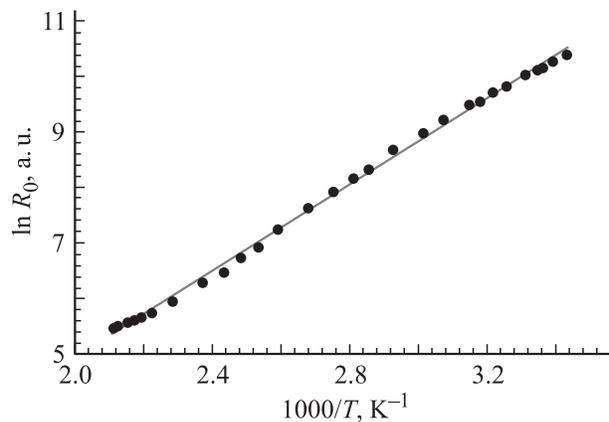


Рис. 6. Зависимость величины логарифма сопротивления светодиода от обратной температуры.

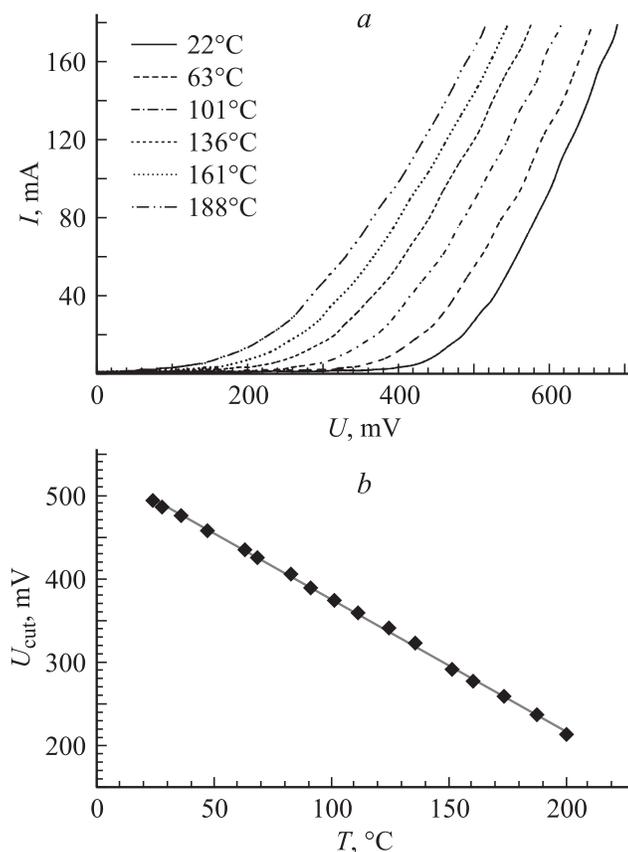


Рис. 7. Семейство вольт-амперных характеристик (a) и график зависимости напряжения отсечки U_{cut} от температуры (b).

Сопротивление светодиода R_0 с ростом температуры экспоненциально уменьшается (рис. 6). Величина обратного тока, протекающего через диод в рассматриваемом диапазоне температур, может определяться диффузионным или генерационно-рекомбинационным механизмом. В первом случае $I_{dif} \sim \exp(-E_g/kT)$, во втором — $I_{gen} \sim \exp(-E_g/2kT)$ [14]. Исходя из этого сопротивление светодиода определяется выражениями: $R_{0dif} \sim \exp(E_g/kT)$ и $R_{0gen} \sim \exp(E_g/2kT)$. Линейно аппроксимируя экспериментальную зависимость $\ln R_0 = f(1/T)$, получаем значение ширины запрещенной зоны соответственно 0.336 и 0.672 eV. Поскольку $E_g^{calc} \cong 0.672$ eV, ток, протекающий через диод, определяется генерационно-рекомбинационным механизмом во всем рассматриваемом диапазоне температур.

Семейство вольт-амперных характеристик и график зависимости напряжения отсечки U_{cut} от температуры представлены на рис. 7. Для рассматриваемой структуры в соответствии с [14] $U_{cut} \sim E_g - kT \ln(4N_c N_v / n_{n_0} p_{p_0}) \approx E_g - kT \ln(4N_c N_v / N_d N_a)$, т.е. $U_{cut} \sim E_g - \text{const} T$. Поскольку $E_g \sim -T$ (см. рис. 3, a), напряжение отсечки должно линейно уменьшаться с ростом температуры, что и видно из рис. 7. Отметим, что остаточное сопротивление остается постоянным вплоть до $\sim 200^\circ\text{C}$ и составляет $R_{series} \sim 1.3 \Omega$.

3. Заключение

Исследованы электролюминесцентные характеристики гетероструктуры на основе InGaAsSb/GaAlAsSb, излучающий в области $1.85 \mu\text{m}$, при высоких рабочих температурах в интервале значений $20\text{--}200^\circ\text{C}$. При анализе экспериментальных данных установлено, что уширение спектра излучения вызвано излучательной рекомбинацией через глубокие акцепторные уровни, связанные с природными структурными дефектами. Энергия активации акцепторных уровней при $T = 300$ K составляет ≈ 31 meV и линейно уменьшается с ростом температуры. Получено выражение для изменения ширины запрещенной зоны активной области состава $\text{Ga}_{0.945}\text{In}_{0.055}\text{AsSb}$ с температурой.

Показано, что вклад межзонной рекомбинации в суммарную мощность излучения при увеличении температуры уменьшается и при $T > 45^\circ\text{C}$ доминирует излучательная рекомбинация через акцепторные уровни. Установлено, что уменьшение суммарной мощности излучения с ростом температуры обусловлено увеличением скорости Оже-рекомбинации.

Сопротивление гетероструктуры с ростом температуры уменьшается экспоненциально, в то время как напряжение отсечки U_{cut} , характеризующее высоту потенциального барьера $p\text{--}n$ -перехода, с увеличением температуры уменьшается линейно. Из результатов исследований следует, что ток, протекающий через диод, определяется генерационно-рекомбинационным механизмом во всем рассматриваемом диапазоне значений температуры.

Авторы выражают благодарность О.В. Макарову, Э.В. Иванову и Е.В. Кузнецовой за техническую помощь.

Список литературы

- [1] Попов А.А., Шерстнев В.В., Яковлев Ю.П. // ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 18. С. 12–18.
- [2] Попов А.А., Шерстнев В.В., Яковлев Ю.П. // ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 2. С. 72–79.
- [3] Стоянов Н.Д., Журтанов Б.Е., Астахова А.П., Именков А.Н., Яковлев Ю.П. // ФТП. 2003. Т. 37. Вып. 8. С. 996–1009.
- [4] Астахова А.П., Гребенищикова Е.А., Иванов Э.В., Именков А.Н., Куницина Е.В., Пархоменко Я.А., Яковлев Ю.П. // ФТП. 2004. Т. 38. Вып. 12. С. 1466–1472.
- [5] Данилова Т.Н., Журтанов Б.Е., Именков А.Н., Яковлев Ю.П. // ФТП. 2005. Т. 39. Вып. 11. С. 1281–1311.
- [6] Стоянов Н.Д., Журтанов Б.Е., Именков А.Н., Астахова А.П., Михайлова М.П., Яковлев Ю.П. // ФТП. 2007. Т. 41. Вып. 7. С. 878–882.
- [7] Воронина Т.И., Джуртанов Б.Е., Лагунова Т.С., Сиповская М.А., Шерстнев В.В., Яковлев Ю.П. // ФТП. 1998. Т. 32. Вып. 3. С. 278–284.
- [8] Mikhailova M.P. Handbook Series on Semiconductor Parameters / Ed by M. Levinshtein, S. Rumyantsev, M. Shur. London: World Scientific, 1999. Vol. 2, P. 180–205.

- [9] Айдаралиев М., Зотова Н.В., Карандашов С.А., Матвеев Б.А., Ременный М.А., Стусь Н.М., Талалакин Г.Н. // ФТП, 2001. Т. 35. Вып. 12. С. 1431–1433.
- [10] Кижяев С.С., Молчанов С.С., Зотова Н.В., Гребеницкова Е.А., Яковлев Ю.П., Hulicius E., Simicek T., Melichar K., Pangrac J. // Письма в ЖТФ. Т. 27. Вып. 22. С. 66–72.
- [11] Krier A. Final report EPSRC. 2004.
- [12] Абакумов В.Н., Перель В.И., Ясиевич И.Н. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках. СПб.: ПИЯФ, 1997. 375 с.
- [13] Айдаралиев М., Зотова Н.В., Карандашев С.А., Матвеев Б.А., Ременный М.А., Стусь Н.М., Талалакин Г.Н. // ФТП. 2001. Т. 35. Вып. 5. С. 619–625.
- [14] Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы. М.: Высш. школа, 1987. 479 с.