

06;07;12

Электрические и электролюминесцентные свойства светодиодов $\lambda = 3.85-3.95 \mu\text{m}$ на основе InAsSb в интервале температур 20–200°C

© А.А. Петухов, С.С. Кижаяев, С.С. Молчанов, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: andrey-rus29@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 27 апреля 2011 г.)

Приведены результаты исследования зависимости электрических и электролюминесцентных свойств светодиодов на основе гетероструктуры InAsSbP/InAsSb/InAsSbP ($\lambda \approx 3.8-4 \mu\text{m}$) от температуры (20–200°C). Показано, что уменьшение мощности излучения с увеличением температуры носит сверхэкспоненциальный характер и обусловлено, главным образом, ростом скорости оже-рекомбинации. Изменение положения максимума спектра излучения с температурой носит немонокотный характер, поскольку наблюдается излучательная рекомбинация как в активной области, так и в широкозонном слое. При комнатной температуре протекание тока через гетероструктуру определяется туннельным механизмом независимо от полярности приложенного напряжения. С увеличением температуры при прямом смещении проявляется термическая эмиссия носителей заряда, а при обратном — растет роль диффузионного тока.

Введение

Светодиоды (СД) средней инфракрасной области спектра (3–5 μm) перспективны в качестве источников излучения при создании приборов для экологического и технологического контроля окружающей среды [1]. Для решения ряда практических задач необходимы СД, работающие при повышенных температурах [2]. Однако этот вопрос слабо освещен в литературе.

Целью работы является изучение электрических и электролюминесцентных свойств СД на основе гетероструктуры InAsSbP/InAsSb/InAsSbP при температурах 20–200°C.

Исследуемые объекты и методики исследования

Светодиодные структуры выращивались по методу газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках *p*-InAs (100), легированных цинком до концентрации $p \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Эпитаксиальная часть состояла из барьерного слоя *p*-InAs_{0.55}Sb_{0.15}P_{0.30} ($p \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, легированные Zn) толщиной 0.7 μm , активной нелегированной области InAsSb_{0.095} (KJV-62) или InAsSb_{0.090} (KJV-65) толщиной 2 μm ($n \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) и нелегированного слоя *n*-InAs_{0.55}Sb_{0.15}P_{0.30} ($n \approx 4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) толщиной 0.7 μm . Для формирования светодиодных чипов по методу стандартной фотолитографии на выращенной гетероструктуре формировалась разделительная сетка глубиной $\sim 25 \mu\text{m}$ и размером $350 \times 350 \mu\text{m}$. Чипы монтировались пайкой на стандартные корпуса ТО-18.

Спектральные измерения проводились в квазипрерывном режиме при амплитуде токовых импульсов 100 mA и частоте 512 Hz. В качестве диспергирующего прибора использовался монохрома-

тор MS 35041, фотосигнал регистрировался с применением синхронного детектирования охлаждаемым до 77 K фотоприемником на основе InSb (Electro-Optical Systems Inc. IS-010-E-LN4). Сопротивление при нулевом смещении R_0 измерялось с помощью мостовой схемы при напряжении на светодиоде величиной — 10 mV.

Экспериментальная часть

На рис. 1 представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) структуры KJV-62 в зависимости от температуры (для KJV-65 ВАХ аналогичны). Согласно [3], в случае анизотипных гетеропереходов при прямых смещениях, больших некоторого значения, зависящего от температуры, протекание тока обусловлено туннельным механизмом, а ВАХ описывается выражением

$$I \sim \exp(AV) \exp(BT), \quad (1)$$

где A и B — константы, характеризующие зависимость тока от напряжения и температуры.

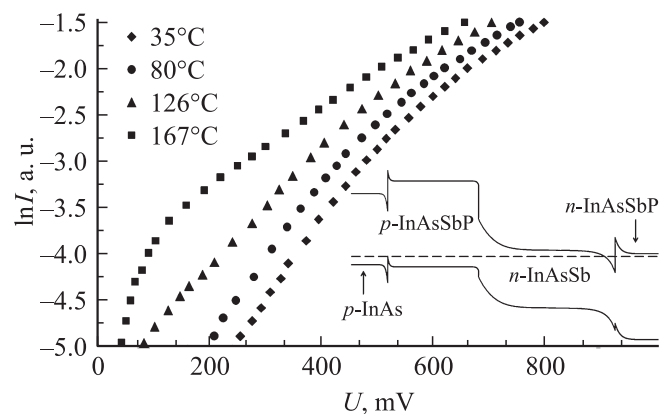


Рис. 1. Зависимость логарифма тока от напряжения при разных температурах для структуры KJV-62.

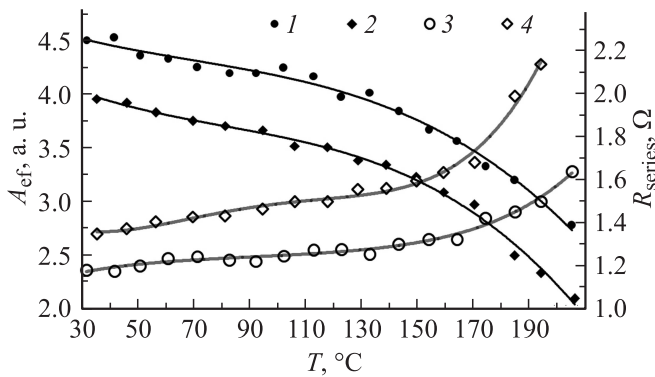


Рис. 2. Температурные зависимости величины $A_{\text{эф}}$: 1 — KJV-65, 2 — KJV-62 и последовательного сопротивления R_{series} : 3 — KJV-65, 4 — KJV-62.

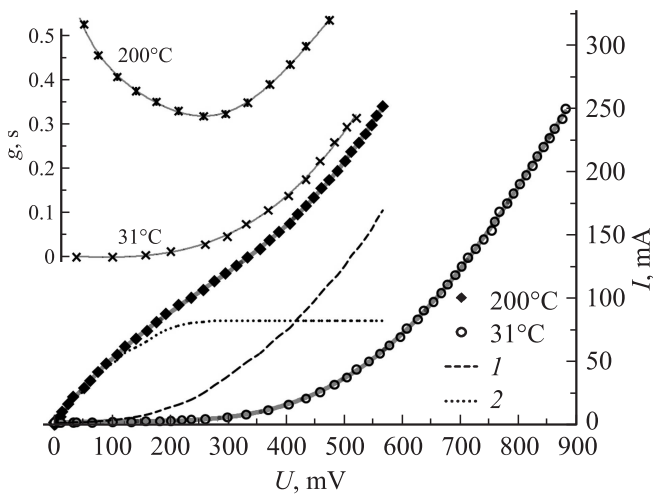


Рис. 3. ВАХ светодиода KJV-65 в зависимости от температуры: 1 и 2 — вклады туннельной и тепловой составляющих в суммарный ток при 200 °C (качественно). На вставке — зависимость дифференциальной проводимости светодиода от приложенного напряжения для двух температур (31 и 200 °C).

Обработка экспериментальных данных показала, что зависимость $\ln I = f(T, U = 0.7V)$ линейна до температуры $\approx 170^\circ\text{C}$. Величина B составляет $3.82 \cdot 10^{-3}$ и $6.23 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ соответственно для структур KJV-62 и KJV-65. Рассчитанное из ВАХ значение A (назовем его $A_{\text{эф}}$), напротив, непостоянно и уменьшается с температурой (рис. 2). Из рисунка видно, что $A_{\text{эф}}$ коррелирует с величиной последовательного сопротивления R_{series} , также рассчитанного из ВАХ. При протекании тока через светодиод часть приложенного напряжения падает на контактах прибора. Это приводит к отклонению ВАХ светодиода от зависимости (1), характеризующей $p-n$ -переход, поэтому зависимость $\ln I \sim U$ сублинейна. Следовательно, рассчитанное значение $A_{\text{эф}}$ меньше A . Очевидно, что чем больше последовательное сопротивление светодиода, тем меньше величина $A_{\text{эф}}$. Это видно из рис. 2 при сравнении $A_{\text{эф}}$ и R_{series} структур KJV-62 и KJV-65. Погрешность в измерениях ВАХ

позволяет лишь приблизительно оценить величину A : для обеих структур она составляет $20 < A < 30$.

С увеличением температуры изменяется вид ВАХ (рис. 3). Рассмотрим поведение дифференциальной проводимости $g = dI/dU$ в зависимости от приложенного напряжения (см. вставку на рис. 3). При комнатной температуре с ростом смещения g монотонно увеличивается (вплоть до достижения напряжения отсечки). При нагреве светодиода характер зависимости изменится: на графике появляется экстремум, при $U < 300 \text{ mV}$ ($T = 200^\circ\text{C}$) с ростом смещения дифференциальная проводимость уменьшается. Рост g в области малых смещений при увеличении температуры свидетельствует о том, что суммарный ток через структуру определяется не только туннельной составляющей. Существует механизм протекания тока, связанный с термической эмиссией носителей заряда, вклад которого увеличивается с ростом температуры [3]. Уменьшение g при $U < 300 \text{ mV}$ ($T = 200^\circ\text{C}$) вызвано насыщением данной компонентой тока при $U > 300 \text{ mV}$.

Напряжение отсечки U_{cut} линейно уменьшается с ростом температуры по закону $U_{\text{cut}}(\text{mV}) = 842.9 - 1.21 T(\text{K})$ для структуры KJV-62, $U_{\text{cut}}(\text{mV}) = 977.5 - 1.39 T(\text{K})$ для структуры KJV-65.

Известно [4], что при обратном смещении ток, текущий через $p-n$ -переход, может быть описан выражением

$$I \sim \exp(-E_g/\eta kT), \quad (2)$$

где η — постоянная, характеризующая механизм протекания тока. Если $\eta = 1$, то протекание тока обусловлено экстракцией носителей заряда через $p-n$ -переход (диффузионный ток), а при $\eta = 2$ — генерацией носителей в $p-n$ -переходе (генерационный ток). Поскольку R_0 измерялось при постоянном напряжении, то $R_0 \sim \exp(-E_g/\eta kT)$. Действительно, $\ln R_0$ в пределах погрешности эксперимента линейно зависел от $1/T$. Величина ширины запрещенной зоны E_g была рассчитана из спектров электролюминесценции, о чем будет написано ниже. Посредством линейной аппроксимации $\ln R = f(E_g/kT)$ было найдено значение η : 1.03 и 1.01 соответственно для KJV-62 и KJV-65. Таким образом, при малом отрицательном смещении на светодиоде протекание тока определяется диффузионным механизмом, величина которого экспоненциально растет с температурой [4].

С ростом обратного смещения должно происходить насыщение диффузионного тока [5], однако этого не происходит (рис. 4). Вычисления показали, что зависимость $\ln I \sim 1/T$ при $U = \text{const}$ линейна вплоть до температуры 170 °C, при которой происходит значительное увеличение последовательного сопротивления. Исходя из (2) была рассчитана зависимость величины η от температуры и приложенного напряжения (рис. 5). Из рисунка видно, что с ростом смещения η увеличивается и при комнатной температуре достигает величины ~ 5.6 . Согласно [4,6], это свидетельствует о существенной

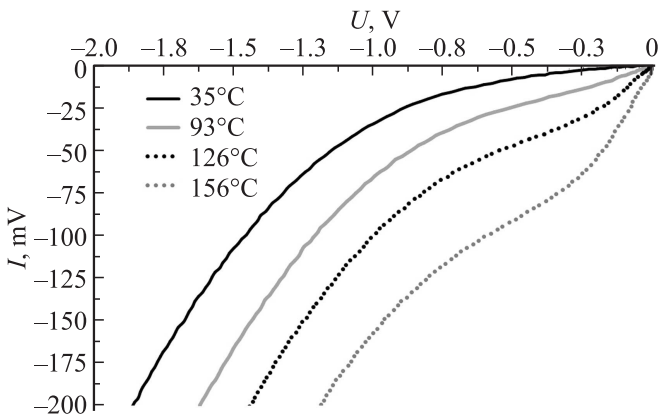


Рис. 4. Обратные ветви ВАХ KJV-62 в зависимости от температуры.

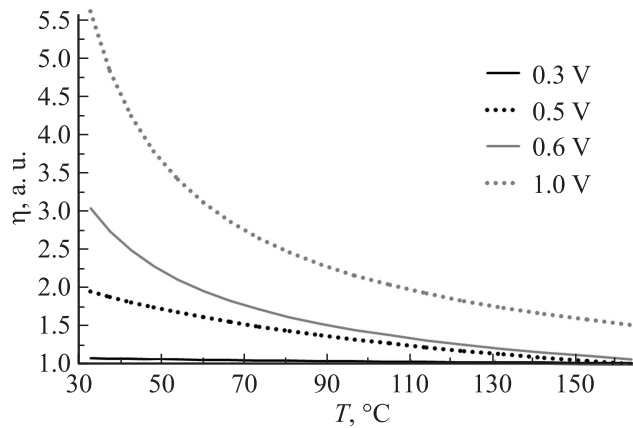


Рис. 5. Зависимость величины η от температуры и напряжения (KJV-62).

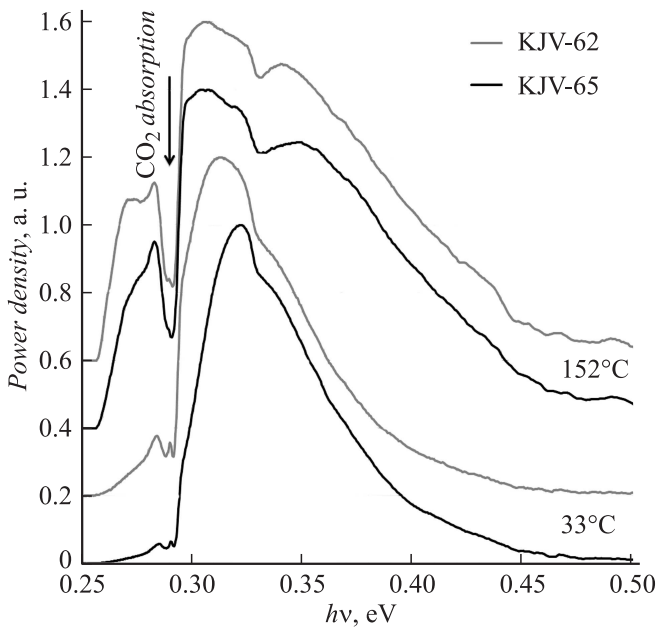


Рис. 6. Спектры излучения светодиодов в зависимости от температуры.

роли туннельной составляющей тока. С ростом температуры зависимость $\eta = f(U)$ ослабевает. Это связано с тем, что в отличие от диффузионного тока величина туннельного тока увеличивается с ростом напряжения и слабо зависит от температуры.

Таким образом, при обратном смещении протекание тока обусловлено диффузионным и туннельным механизмами. Вклад туннельного тока в суммарный увеличивается с ростом приложенного напряжения и максимален при комнатной температуре. По мере возрастания температуры все большую роль играет диффузионная составляющая тока.

На рис. 6 представлены спектры излучения светодиодов при комнатной температуре ($T = 33^\circ\text{C}$). Длина волны в максимуме спектральной плотности мощности для KJV-62 и KJV-65 составляет соответственно $3.95 \mu\text{m}$ (0.314 eV) и $3.84 \mu\text{m}$ (0.323 eV). При оптических переходах с сохранением волнового вектора энергия перехода из зоны проводимости в валентную зону должна быть меньше энергии максимума электролюминесценции $h\nu_{\text{max}}$ на величину $kT/2$ [7], т. е.

$$E_g^{\text{calc}} = h\nu_{\text{max}} - \frac{1}{2} kT.$$

Рассчитанная подобным образом величина ширины запрещенной зоны E_g^{calc} при комнатной температуре равна 0.301 (KJV-62) и 0.310 eV (KJV-65).

Из рис. 6 видно, что спектры излучения имеют уширение в коротковолновой области спектра, связанное с излучательной рекомбинацией в широкозонном n -слое. Однако спектральное положение области уширения соответствует меньшей энергии, нежели рассчитанная величина E_g $n\text{-InAs}_{0.55}\text{Sb}_{0.15}\text{P}_{0.30}$. В [8] изучалась фотолюминесценция слоев InAsSbP , выращенных по методу газовой фазной эпитаксии. Было установлено, что при содержании в четверном растворе менее 70% InAs для выращенных слоев характерны флуктуации состава. Появление неоднородностей приводило к уширению спектра фотолюминесценции, а также к сдвигу максимума в область больших длин волн по сравнению с теоретически рассчитанным значением. В нашем случае слой $n\text{-InAsSbP}$ содержит 55% InAs , а значит, неоднороден по составу. Носители заряда скапливаются и рекомбинируют в областях флуктуационных неоднородностей, характеризующихся меньшей величиной E_g , чем у $\text{InAs}_{0.55}\text{Sb}_{0.15}\text{P}_{0.30}$.

Одним из основных каналов рекомбинации носителей в узкозонных материалах является безызлучательная оже-рекомбинация. Для InAsSb и InAsSbP характерны два вида оже-процессов: ССНС (рекомбинация электрона и дырки с передачей выделившейся энергии второму электрону зоны проводимости) и СННС (рекомбинация носителей с переходом тяжелой дырки в спин-орбитально отщепленную подзону) [9].

Скорость ССНС-процесса $R_n = \gamma_n n^2 p$, где n и p — концентрации носителей, а γ_n — коэффициент рекомбинации. Температурная зависимость γ_n определяется

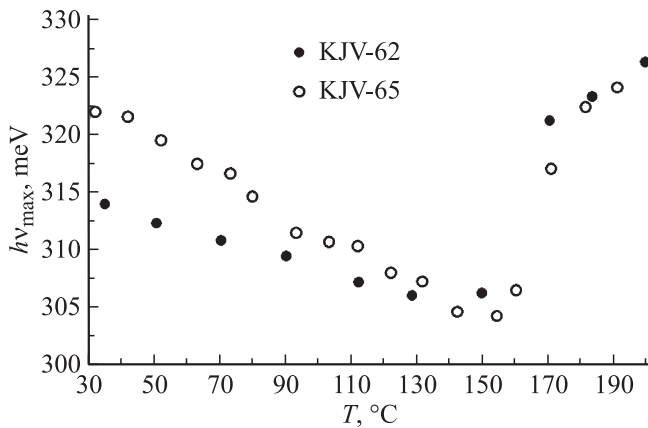


Рис. 7. Зависимость величины максимума спектров излучения от температуры.

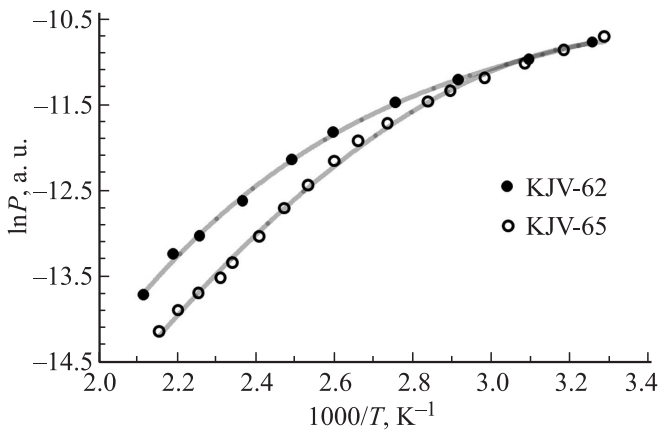


Рис. 8. Зависимость логарифма мощности излучения светодиодов от обратной температуры.

выражением $\gamma_n \sim T^{-1/2} \exp(-\epsilon^{\text{th}}/kT)$, где ϵ^{th} — пороговая энергия. Величину ϵ^{th} можно оценить по формуле $\epsilon^{\text{th}} \approx E_g m_c/m_h$, где m_c и m_h — эффективная масса электронов и тяжелых дырок соответственно. Откуда получаем, что пороговая энергия ССНС-процесса для $\text{InAsSb}_{0.15}\text{P}_{0.3}$ больше в ≈ 1.8 раза, чем ϵ^{th} для $\text{InAsSb}_{0.95}$ и $\text{InAsSb}_{0.90}$ [9,10]. Вследствие этого с повышением температуры скорость оже-рекомбинации растет быстрее в активной области, чем в широкозонном слое. Это приводит к изменению формы спектра (рис. 6) и монотонной зависимости энергии фотонов в максимуме излучения (рис. 7).

В случае СННС-процесса $R_p = \gamma_p n p^2$, где при $\Delta - E_g \gg kT$ $\gamma_p \sim \exp(-(\Delta - E_g)/kT)$ [9]. Расчет величин Δ и E_g по методике, предложенной в [11], показал, что с ростом содержания антимонида индия в тройном растворе InAsSb разность $\Delta - E_g$ увеличивается, т.е. скорость СННС-процесса уменьшается. Возможно, это приводит к более резкому спаду мощности излучения структуры KJV-65 по сравнению с KJV-62 при увеличении температуры (рис. 8).

Уменьшение мощности излучения с ростом температуры носит сверхэкспоненциальный характер, что указывает на действие нескольких механизмов безызлучательной рекомбинации. Авторы [12] предположили, что помимо оже-рекомбинации уменьшение мощности происходит и вследствие поглощения на свободных носителях.

Заключение

Исследованы электрические и электролюминесцентные свойства светодиодов на основе гетероструктуры $\text{InAsSbP}/\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$. Показано, что излучательная рекомбинация носителей заряда происходит не только в активной области, но и в неоднородном по составу широкозонном n -слое. Уменьшение мощности излучения с ростом температуры носит сверхэкспоненциальный характер и обусловлено, главным образом, оже-рекомбинацией ССНС- и СННС-типов. При комнатной температуре протекание тока через гетероструктуру определяется туннельным механизмом независимо от полярности приложенного напряжения. С увеличением температуры при прямом смещении проявляется термическая эмиссия носителей заряда, а при обратном смещении растет роль диффузионного тока.

Список литературы

- [1] Данилова Т.Н., Журтанов Б.Е., Именков А.Н., Яковлев Ю.П. // ФТП. 2005. Т. 39. Вып. 11. С. 1281–1311.
- [2] Айдаралиев М., Зотова Н.В., Карандашев С.А., Матвеев Б.А., Ременный М.А., Стусь Н.М., Талалакин Г.Н. // ФТП. 2000. Т. 34. Вып. 1. С. 102–105.
- [3] Шарма Б.Л., Пурохит Р.К. Полупроводниковые гетеропереходы. М.: Советское радио, 1979. 232 с.
- [4] Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы. М.: Высшая школа, 1987. 177 с.
- [5] Берг А., Дин П. Светодиоды. М.: Мир, 1979. 686 с.
- [6] Астахова А.П., Головин А.С., Ильинская Н.Д., Калинина К.В., Кижаяев С.С., Серебренникова О.Ю., Стоянов Н.Д., Narvath Zs.J., Яковлев Ю.П. // ФТП. 2010. Т. 44. Вып. 2. С. 278–284.
- [7] 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. 12. С. 1431–1433.
- [8] Duncan W.J., Ali A.S.M., Marsh E.M., Spurdens P.C. // J. Cryst. Growth. 1994. Vol. 143. P. 155–161.
- [9] Абакумов В.Н., Перель В.И., Ясневич И.Н. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках. СПб.: ПИЯФ, 1997. 375 с.
- [10] Mikhailova M.P. Handbook Series on Semiconductor Parameters / Ed. by M. Levinshtein, S. Rumyantsev, M. Shur. Vol. 2. London: World Scientific, 1999. 208 с.
- [11] Adachi S.J. // Appl. Phys. 1987. Vol. 61 (10). P. 4869–4876.
- [12] 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.