

Малозумящие фотодиоды на основе двойной гетероструктуры GaSb/GaInAsSb/AlGaAsSb для спектрального диапазона 1–4.8 мкм

© Б.Е. Журтанов, Н.Д. Ильинская, А.Н. Именков[†], М.П. Михайлова, К.В. Калинина, М.А. Сиповская, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев

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

(Получена 17 сентября 2007 г. Принята к печати 26 сентября 2007 г.)

Исследованы фотодиодные гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-GaInAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ с красной границей фоточувствительности 4.8 мкм. Показано, что большое содержание In в узкозонном слое и Al в широкозонном слое приводит к улучшению фотоэлектрических параметров за счет устранения туннельной утечки перехода $n\text{-GaInAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$. Получена обнаружительная способность $D_\lambda^* = 1.1 \cdot 10^9 \text{ смГц}^{1/2}\text{Вт}^{-1}$ при комнатной температуре.

PACS: 85.60.Dw, 79.60.Jv

1. Введение

Фотодиоды с широким спектром фоточувствительности, перекрывающие область поглощения света природными и промышленными газами, представляют все больший интерес [1]. Ранее нами сообщалось о создании фотодиодов на основе двойной гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-GaInAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$, перекрывающих спектральную область 1–4.8 мкм, не уступающих по своим параметрам структурам на основе гомо- $n\text{-}p$ -перехода в GaInAsSb [2].

В настоящей работе мы сообщаем об улучшении параметров фотодиодов на основе двойной гетероструктуры с более высоким содержанием In в узкозонном слое $n\text{-GaInAsSb}$ и Al в широкозонном слое $p\text{-AlGaAsSb}$.

2. Методика создания и исследования фотодиодов

Фотодиодные структуры (рис. 1) создавались методом жидкофазной эпитаксии на подложке $n\text{-GaSb}$ (100), легированной Te до концентрации электронов $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Последовательно выращивались нелегированные слои: узкозонный $n\text{-Ga}_{0.04}\text{In}_{0.96}\text{As}_{0.87}\text{Sb}_{0.13}$ и широкозонный $p\text{-Al}_{0.64}\text{Ga}_{0.36}\text{As}_{0.05}\text{Sb}_{0.95}$ с толщинами соответственно 2 и 1.5 мкм (рис. 1, *a*). Ширина запрещенной зоны узкозонного слоя составляла $\approx 0.26 \text{ эВ}$, а широкозонного слоя $\approx 1.3 \text{ эВ}$.

В фотодиоде на основе двойной гетероструктуры излучение проходит через широкозонный слой (оптическое „окно“) AlGaAsSb и генерирует электронно-дырочные пары в узкозонном слое GaInAsSb (рис. 1, *b*). $N\text{-}p$ -переход на границе узкозонного и широкозонного слоев служит для разделения электронно-дырочных пар. Изотипный $n\text{-}n$ -переход на границе подложки и узкозонного слоя предназначен в качестве контакта к узкозонному слою. Излучение, прошедшее в подложку, может отражаться от задней стороны структуры и,

возвращаясь в узкозонный слой, генерировать в нем дополнительные электронно-дырочные пары.

Из выращенных структур изготавливались фотодиоды с площадью $n\text{-}p$ -перехода 0.2 мм^2 и кольцевым оптическим контактом площадью 0.1 мм^2 методом фотолитографии. Мезы фотодиода монтировались подложечной стороной на кристаллодержателях ТО-18 с плоским столиком. Антиотражающее покрытие не использовалось во избежание искажений спектра фоточувствительности. Омический контакт на подложечной стороне был сплошным, отражающим излучение, падающее на него со стороны кристалла [3].

В работе исследовались вольт-амперные характеристики, спектры фототока короткого замыкания и спектры излучения при температуре фотодиода 300 К.

3. Результаты эксперимента и их анализ

3.1. Спектры фототока

Исследованные двойные гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-Ga}_{0.04}\text{In}_{0.96}\text{As}_{0.87}\text{Sb}_{0.13}/p\text{-Al}_{0.64}\text{Ga}_{0.36}\text{As}_{0.05}\text{Sb}_{0.95}$ обладают чувствительностью в диапазоне длин волн 1–5 мкм (рис. 2, кривая 1). В интервале длин волн 1.8–5 мкм

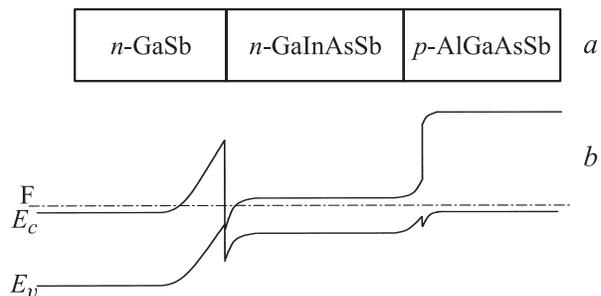


Рис. 1. *a* — схема расположения слоев малошумящего фотодиода на основе GaInAsSb, *b* — энергетическая диаграмма фотодиода.

[†] E-mail: Imenkov@iropt1.ioffe.ru

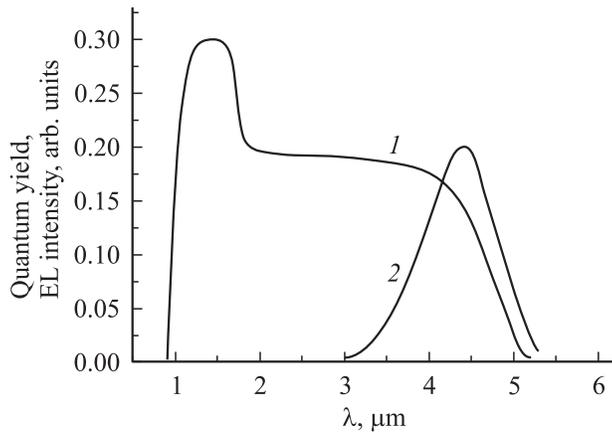


Рис. 2. Спектры квантовой фоточувствительности (1) и электролюминесценции (2) малозумящих фотодиодов на основе GaInAsSb.

фоточувствительность обусловлена генерацией электронно-дырочных пар в узкозонном слое *n*-GaInAsSb. В интервале длин волн 1–1.8 мкм вклад в фототок дает также генерация электронно-дырочных пар в *n*-GaSb, куда фотоны частично проникают через узкозонный слой. Фотоны с длиной волны меньше 1 мкм поглощаются в широкозонном приповерхностном слое *p*-AlGaAsSb и практически не дают вклада в фототок. В интервале длин волн 1.8–5 мкм спектр квантовой фоточувствительности достаточно плоский, как должно быть при наличии зеркального отражения излучения от задней стороны подложки [3]. При диффузном отражении спектр был бы еще более плоским. Квантовая фоточувствительность в интервале длин волн 1.8–4.5 мкм составляет, по оценкам, 15–20%, а в интервале длин волн 1–2 мкм достигает 30%, что все же в 2 раза меньше, чем в фотодиодах аналогичной конструкции, созданных для спектрального диапазона 1–2.5 мкм [3]. Одной из причин снижения квантовой фоточувствительности может быть ударная рекомбинация неосновных носителей заряда, скорость которой пропорциональна квадрату концентрации основных носителей заряда. Концентрация основных носителей заряда — электронов — определялась нами из спектров электролюминесценции.

3.2. Спектры электролюминесценции

Спектры излучения исследуемых структур (рис. 2, кривая 2) были однополосными с энергией фотона в максимуме $h\nu_m = 0.282$ эВ и шириной $\delta = 68$ мэВ. Форма спектра излучения соответствует межзонной рекомбинации дырок, инжектированных из широкозонного „окна“ в узкозонный слой, и позволяет вычислить ширину запрещенной зоны этого слоя E_g и концентрацию в нем электронов. Величина E_g вычислялась по полученным

нами полуимперическим формулам:

$$E_g = h\nu_m - \frac{kT}{2} - (\delta - 1.5kT)^2 \frac{0.3}{kT} \quad \text{при } \delta < 2.65kT, \quad (1)$$

$$E_g = h\nu_m - \delta + 1.75kT \quad \text{при } \delta > 2.65kT. \quad (2)$$

Глубина залегания уровня Ферми в зоне проводимости ξ_n в единицах kT может быть определена из соотношения

$$\xi_n = x_m + \ln\left(2x_m \frac{u_g + x_m}{u_g + 5x_m} - 1\right), \quad (3)$$

где $x_m = (h\nu_m - E_g)/kT$, $u_g = E_g/kT$.

Зная ξ_n , можно вычислить концентрацию электронов в узкозонном слое:

$$N = N_c e^{\xi_n} \quad \text{при } \xi_n < -1, \quad (4)$$

$$N = N_c \frac{1}{0.25 + e^{-\xi_n}} \quad \text{при } -1 < \xi_n < 5, \quad (5)$$

где N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости

$$N_c = 2.5 \cdot 10^{19} \left(\frac{kT}{0.026 m_0}\right)^{1.5}, \quad (6)$$

$m_n/m_0 = 0.023$ [4] — отношение эффективной массы электрона в зоне проводимости к массе свободного электрона.

Из спектров электролюминесценции с использованием формул (1)–(6) определены следующие значения параметров узкозонного слоя: $E_g = 0.26$ эВ, $\xi_n = -0.54$, $N_c = 8.7 \cdot 10^{16}$ см⁻³ и $N = 4.45 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Таким образом, было получено, что в узкозонном слое концентрация доноров в 5 раз меньше, чем в работе [2], что обеспечило увеличение квантовой фоточувствительности почти во столько же раз, благодаря уменьшению скорости ударной рекомбинации, о чем речь пойдет далее.

3.3. Вольт-амперные характеристики

Были измерены вольт-амперные характеристики диодной структуры при $T = 300$ К. Наблюдалось увеличение тока с ростом напряжения сверхлинейно как в прямом, так и в обратном направлении (рис. 3, кривая 1). В обратной ветви вольт-амперной характеристики не наблюдалось тока насыщения. Поэтому была сделана попытка выделить туннельную составляющую *n*–*p*-перехода при обратных напряжениях.

Предполагалось, что инжекционный ток I определяется падением напряжения на *n*–*p*-переходе V_{np} и на *n*–*n*-переходе V_{nn} :

$$I = I_{p0} e^{\frac{qV_{np}}{kT}} - I_{p0} = I_{n0} e^{\frac{qV_{nn}}{kT\beta}} - I_{n0} e^{\frac{qV_{nn}}{kT}(\frac{1}{\beta}-1)}, \quad (7)$$

где I_{p0} и I_{n0} — токи насыщения *n*–*p*- и *n*–*n*-переходов соответственно, β — коэффициент неидеальности.

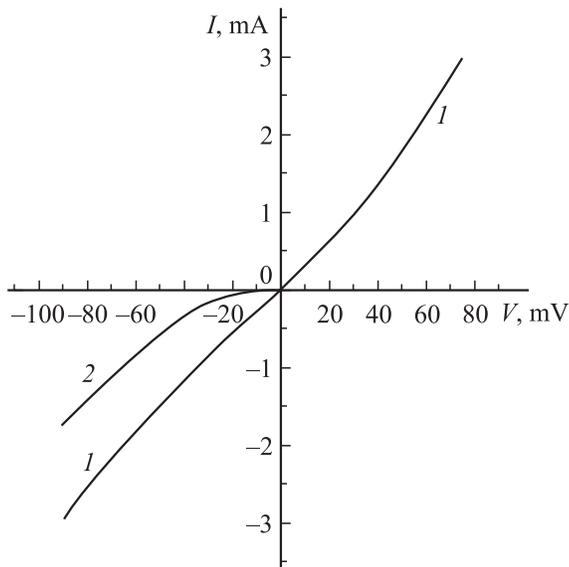


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика малошумящего длинноволнового фотодиода на основе GaInAsSb (1) и зависимость туннельного тока $n-p$ -перехода (2) от всего напряжения на фотодиоде.

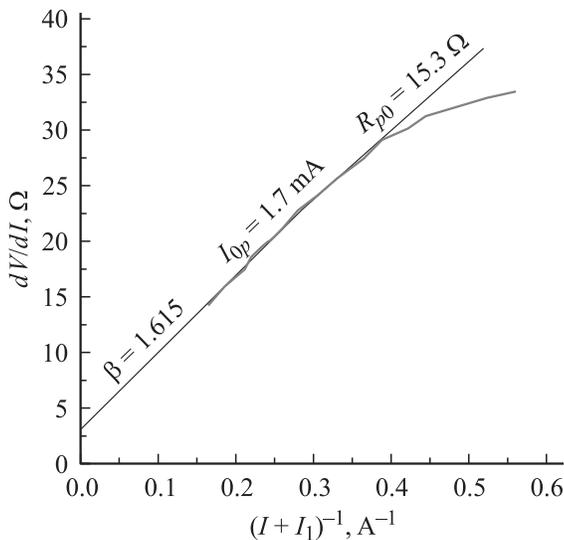


Рис. 4. Зависимость дифференциального сопротивления фотодиода $\frac{dV}{dI}$ от величины обратной суммы токов $I + I_1$.

Для расчета использовалась только прямая ветвь вольт-амперной характеристики.

Ток I создает еще и падение напряжения V_s на последовательном омическом сопротивлении R_s . Все напряжения суммируются, давая напряжение на диоде V . R_s определялось известным способом (рис. 4): экстраполяцией зависимости $\frac{dV}{dI}$ от $\frac{1}{I+I_1}$ к $\frac{1}{I+I_1} = 0$. Ток I_1 подбирался так, чтобы эта зависимость была прямолинейной при малых $\frac{1}{I+I_1}$. Ток I_1 отождествлялся

с током насыщения $n-p$ -перехода I_{p0} , поскольку второе слагаемое в формуле (7) для $n-p$ -перехода сохраняется при стремлении тока к бесконечности, а для $n-n$ -перехода стремится к нулю. По наклону этой зависимости определялся параметр β :

$$\beta = \frac{q}{kT} \frac{d \frac{dV}{dI}}{d \frac{1}{I+I_1}} - 1. \quad (8)$$

Из величины I_{p0} вычислялось дифференциальное сопротивление $n-p$ -перехода в нуле напряжений:

$$R_{p0} = kTq^{-1}I_{p0}^{-1}. \quad (9)$$

Дифференциальное сопротивление $n-n$ -перехода в нуле напряжений R_{n0} вычислялось вычитанием R_s и R_{p0} из дифференциального сопротивления всего фотодиода в нуле напряжений R_0 .

Таким образом, из вольт-амперной характеристики, представленной на рис. 3, были оценены следующие параметры: $R_0 = 33.3 \text{ Ом}$, $R_{p0} = 15.3 \text{ Ом}$, $R_{n0} = 14 \text{ Ом}$, $R_s = 4 \text{ Ом}$, $I_{p0} = 1.7 \text{ мА}$, $I_{n0} = 1.9 \text{ мА}$, $\beta = 1.43$. Это позволило определить инжекционную составляющую тока $n-p$ -перехода и вычитанием ее из полного тока найти туннельный ток. Туннельный ток (рис. 3, кривая 2) наблюдается только при обратных напряжениях, превышающих 10 мВ. В нуле напряжений туннельный ток отсутствует и не генерирует соответствующий шумовой ток в отличие от структуры, исследованной в работе [2], где исследовались структуры с содержанием Al в оптическом „окне“ 34%, а не 64%, как в настоящей работе.

3.4. Обнаружительная способность

Наибольшая фоточувствительность была получена при энергии фотона $h\nu = 0.3 \text{ эВ}$:

$$R_\lambda = \frac{\eta}{h\nu} = 0.56 \text{ А} \cdot \text{Вт}^{-1}. \quad (10)$$

Абсолютная величина квантовой фоточувствительности при этом составляет $\eta = 0.17$ электрон/фот. Расчетное значение темного шума $\langle i_n \rangle$ в исследуемой структуре можно оценить как

$$\langle i_n \rangle = (4kT\Delta f/R_0)^{0.5} = 2.2 \cdot 10^{-11} \text{ А} \cdot \text{Гц}^{-0.5}, \quad (11)$$

что в 2.6 раз меньше, чем в [2].

При этом пороговая чувствительность или шумовой эквивалент мощности

$$\text{NEP} = \langle i_n \rangle / R_\lambda = 3.9 \cdot 10^{-11} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-0.5}, \quad (12)$$

что на порядок меньше, чем в [2].

Плотность темного тока J_0 , от величины которого зависит обнаружительная способность, определяется полным дифференциальным сопротивлением фотодиода

в нуле напряжений $R_0 = 33.3 \text{ Ом}$ и площадью $n-p$ -перехода $S = 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$:

$$J_0 = \frac{kT}{qR_0S} = 0.39 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}. \quad (13)$$

При этом обнаружительная способность D_{λ}^* в максимуме чувствительности R_{λ} составила при $T = 300 \text{ К}$

$$D_{\lambda}^* = R_{\lambda}(4qJ_0\Delta f)^{-0.5} = 1.1 \cdot 10^9 \text{ см} \cdot \text{Гц}^{0.5} \cdot \text{Вт}^{-1}, \quad (14)$$

что в ~ 6 раз больше, чем в нашей предыдущей работе [2]. Обнаружительная способность ценна для сравнения различных фотоприемников, потому что не зависит от площади фотоприемника.

3.5. Роль ударной генерации

Для сравнения результатов эксперимента с теорией определим скорость генерации неосновных носителей заряда (дырок), обусловленную двумя основными процессами: излучательным и безызлучательным. Излучательная генерация дырок происходит при межзонном поглощении фотонов с энергией $h\nu > E_g$. Ударная генерация в полупроводнике n -типа происходит при переходе электрона из валентной зоны в зону проводимости с использованием энергии и импульса другого электрона, понижающего свою энергию в зоне проводимости (так называемый СНСС процесс). Для расчета мы использовали модифицированные формулы нашей работы [5], выведенные для вычисления порогового тока гетеролазеров. Будем использовать значения параметров узкозонного слоя, приведенные в [4]. Величина спин-орбитального расщепления валентной зоны Δ , по нашим оценкам, составляет $\Delta = 0.47 \text{ эВ}$, эффективная масса тяжелых дырок $m_h = 0.414m_0$ и собственная концентрация равновесных носителей заряда $n_i = 5.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Скорость излучательной генерации вычислим по модифицированной формуле

$$G_{\text{rad}} = \frac{2}{N_c} \frac{n_r E_g^2 q^2 1.36}{c^3 \hbar^2 m_n} \frac{E_g + \Delta}{3E_g + 2\Delta} \left(\frac{m_n}{m_{\text{ph}}}\right)^{3/2} n_i^2, \quad (15)$$

где $n_r = 3.6$ — коэффициент преломления, c — скорость света, \hbar — постоянная Планка.

Мы получили для исследуемого узкозонного твердого раствора величину $G_{\text{rad}} = 1.1 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1} \text{ см}^3$. При этом коэффициент излучательной рекомбинации $B = G_{\text{rad}}/n_i^2 = 4 \cdot 10^{-11} \text{ с}^{-1} \text{ см}^3$, что близко к значениям, приведенным в работах [4,6].

Скорость ударной генерации дырок в фотодиоде выражается формулой

$$G_{\text{СНСС}} = \frac{18}{\sqrt{\pi}} \frac{Nq^4 m_n}{x^2 \hbar^3} \left(\frac{kT}{E_g}\right)^{2.5} \left(\frac{E_g + \Delta}{3E_g + 2\Delta}\right)^{1.5} \times \left(\frac{3E_g + \Delta}{2E_g + \Delta}\right)^{0.5} e^{-\xi_n} F_{1/2}(\xi_n) e^{-\epsilon_3}, \quad (16)$$

где ϵ_3 — пороговая энергия ударной ионизации в единицах kT , x — диэлектрическая проницаемость. В первом приближении

$$\epsilon_3 = \frac{E_g}{kT} + \frac{E_g}{kT} \frac{m_n}{m_{\text{ph}} + 2m_n} \frac{2E_g + \Delta}{E_g + \Delta} \frac{3E_g + 2\Delta}{3E_g + \Delta}. \quad (17)$$

Из формул (16) и (17) получим $\epsilon_3 = 10.9$, $G_{\text{СНСС}} = 3.9 \cdot 10^{22} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-3}$.

Коэффициент ударной генерации получается $C_{n\text{СНСС}} = \frac{G_{\text{СНСС}}}{Nn_i^2} = 3.25 \cdot 10^{-26} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-3}$, что согласуется с [4,6].

Таким образом, скорость ударной генерации оказывается значительно больше, чем излучательной. Уменьшить ее вклад в несколько раз можно при понижении концентрации электронов в узкозонной области, приближаясь к собственной концентрации.

Суммарная скорость генерации дырок равна

$$G_{\Sigma} = G_{\text{rad}} + G_{\text{СНСС}} = 4 \cdot 10^{22} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-3},$$

при этом время жизни дырок составляет

$$\tau_p = \frac{n_i^2}{NG_{\Sigma}} = 1.5 \cdot 10^{-8} \text{ с}. \quad (18)$$

Диффузионная длина дырок в узкозонном n -слое составит

$$L_p = \sqrt{\frac{kT}{q} \mu_p \tau_p} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ см} \quad (19)$$

при подвижности дырок $\mu_p = 100 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Темновой ток, обусловленный излучательной и ударной генерацией, соответствующей процессу СНСС, составил

$$I_0 = qSG_{\Sigma}Lth \frac{l}{L} = 1.8 \cdot 10^{-3} \text{ А}, \quad (20)$$

что близко к экспериментально наблюдаемому току насыщения исследуемого $n-p$ -перехода $I_0 = 1.7 \text{ мА}$ и позволяет говорить о близости теории и эксперимента.

Надо отметить, что дифференциальное сопротивление $n-n$ -перехода GaSb/GaInAsSb R_{n0} уменьшает фототок короткого замыкания всего фотодиода I_{S0} по отношению к фототоку Φ короткого замыкания $n-p$ -перехода GaInAsSb/AlGaAsSb согласно формуле

$$I_{S0} = \frac{\Phi R_{p0}}{R_{p0} + R_{n0} + R_s}. \quad (21)$$

В нашем случае из-за потерь на последовательных сопротивлениях R_{n0} и R_s фототок снижается в 2 раза. Уменьшение скорости безызлучательного оже-процесса в узкозонном слое и уменьшение последовательных сопротивлений должно позволить увеличить обнаружительную способность.

4. Заключение

Созданы фотодиоды n -GaSb/ n -Ga_{0.04}In_{0.96}As_{0.87}Sb_{0.13}/ p -Al_{0.64}Ga_{0.36}As_{0.05}Sb_{0.95}, чувствительные в диапазоне 1–5 мкм, с большим содержанием In в активном узкозонном слое и большим содержанием Al в широкозонном слое оптического „окна“.

Большое содержание In в узкозонном слое позволило получить достаточно низкую концентрацию электронов в узкозонном слое $4.45 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что только на порядок превышает собственную концентрацию носителей заряда $n_i = 5.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Большое содержание Al в оптическом „окне“ позволило реализовать гетеропереход I типа на границе n -GaInAsSb и p -AlGaAsSb и расширить область объемного заряда и тем самым снизить туннельный ток.

Устранена туннельная утечка в прямом направлении и при обратных напряжениях, меньших 10 мВ, в результате использования широкозонного p -слоя с большим содержанием Al.

Установлено, что темновой ток обусловлен в основном ударной генерацией дырок в узкозонном слое и что излучательная составляющая в несколько раз меньше ударной. Ударная рекомбинация контролирует время жизни и диффузионную длину неосновных носителей заряда.

Получено значение обнаружительной способности при комнатной температуре до $D_\lambda^* = 1.1 \cdot 10^9 \text{ см} \cdot \text{Гц}^{0.5} \text{ Вт}^{-1}$ и показана возможность ее увеличения.

Работа поддержана грантами РФФИ № 06-02-01364 и 06-02-08279-офи.

Авторы выражают благодарность А.П. Астаховой за проведение экспериментов по электролюминесценции и за техническую поддержку.

Список литературы

- [1] Analytical Chemistry, **28** (8), 219 (1956).
- [2] А.П. Астахова, Б.Е. Журтанов, А.Н. Именков, М.П. Михайлова, М.А. Сиповская, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **33** (1), 23 (2007).
- [3] А.П. Астахова, Б.Е. Журтанов, А.Н. Именков, М.П. Михайлова, М.А. Сиповская, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **33** (19), 9 (2007).
- [4] *Handbook Series on Semiconductor Parameters*, ed. by M. Levinshtein, S. Rumyantsev and M. Shur, vol. 1, 2 (World Scientific, Singapore–N.J.–London–Hong Kong, 1996).
- [5] А.А. Андаспаева, А.Н. Баранов, Б.Л. Гельмонт, Б.Е. Журтанов, Г.Г. Зегря, А.Н. Именков, Ю.П. Яковлев, С.Г. Ястребов. ФТП, **25** (3), 394 (1991).
- [6] M.G. Mauk, V.M. Andreev. *Semicond. Sci. Technol.*, **18**, 5191 (2003).

Редактор Л.В. Беляков

Low-noise Photodiodes Based on GaSb/GaInAsSb/AlGaAsSb Double Heterostructure for 1–4.8 μm Spectral Range

B.E. Zhurtanov, N.D. Il'inskaya, A.N. Imenkov, M.P. Mikhailova, M.A. Sipovskaya, N.D. Stoyanov, Yu.P. Yakovlev

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

Abstract n -GaSb/ n -GaInAsSb/ p -AlGaAsSb heterostructure photodiodes with red cut-off edge at $\lambda = 4.8 \mu\text{m}$ were studied. It was established that high content of In in the narrow-gap layer and Al in the wide-gap layer leads to improving photoelectrical parameters of the photodiodes due to elimination of the tunnel current leakage at the n -GaInAsSb/ p -AlGaAsSb interface. Detectivity $D_\lambda^* = 1.1 \cdot 10^9 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$ at room temperature was achieved.