

УДК 621.383

Температура VLIP-режима δ -легированного ИК-фотодиода нового типа

А. Ю. Селяков

ФГУП «НПО «Орион»», Москва, Россия

Рассчитаны пороговые характеристики δ -легированного ИК-фотодиода нового типа. Показано, что температура VLIP-режима T_{VLIP} такого ИК-фотодиода существенно больше, чем у обычного фотодиода на основе p-n-перехода из того же полупроводника. Так, температура VLIP-режима δ -легированного ИК-фотодиода нового типа на основе InSb равна 160 К, а при $T = 200$ К его обнаружительная способность равна $D^ = 3 \cdot 10^{10}$ Вт⁻¹ см·Гц^{1/2}, при этом температура VLIP-режима ИК-фотодиода нового типа на основе InAs равна 195 К, а VLIP-режима фотодиода нового типа на основе InAs_{0,88}Sb_{0,12} — 175 К.*

В работе [1] предложен δ -легированный ИК-фотодиод нового типа (рис. 1), в котором подавлены как генерационный, так и диффузионный механизмы темнового тока. В работе [1] также

проанализирована физика работы предложенного фотодиода и определены оптимальные параметры каждого элемента его структуры (толщины слоев, концентрация легирующих примесей в

каждом слое и т. д.). Очевидно, что малый темновой ток δ -легированного p - n -перехода нового типа должен обеспечить более высокие пороговые характеристики и рабочую температуру ИК-фотодиода на его основе. В данной работе рассчитаны пороговые характеристики таких δ -легированных ИК-фотодиодов среднего ИК-диапазона на основе различных соединений $A^{III}B^V$.

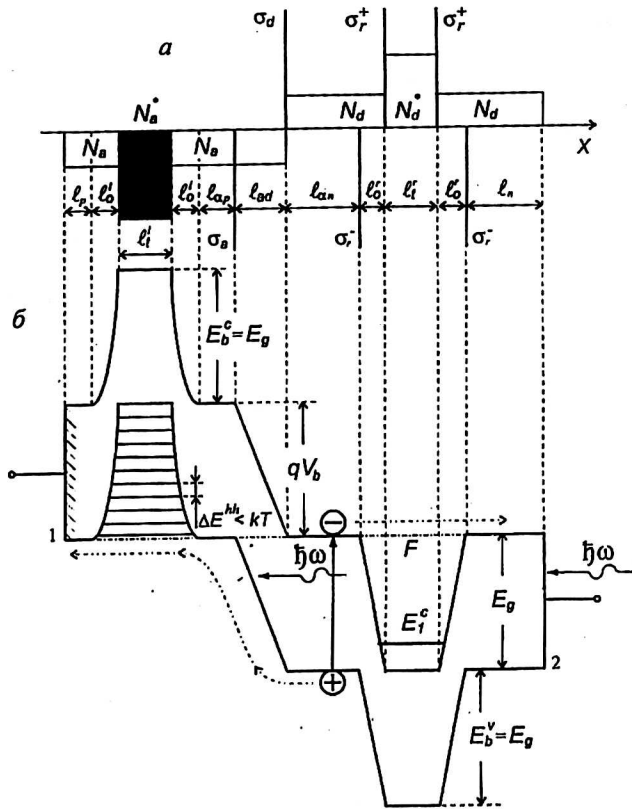


Рис. 1. Дельта-легированный p - n -переход нового типа: а — структура; б — зонная диаграмма.

Показан случай, когда в качестве поглощающей области выбрана КНО n -типа; 1 — непрозрачный электрод; 2 — прозрачный электрод; - - - - на рис. б — равновесное значение уровня Ферми; — — — — пространственное разделение фотоносителей

Пороговые характеристики δ -легированного ИК-фотодиода нового типа

Основной пороговой характеристикой ИК-фотоприемника является удельная обнаружительная способность D_λ^* , которая в режиме короткого замыкания, по определению, равна [2]

$$D_\lambda^* = \frac{R_\lambda^\lambda \sqrt{A \Delta f}}{\sqrt{\Delta I^2}}, \quad (1)$$

где $R_\lambda^\lambda = q\hbar / (\hbar\omega)$ — токовая чувствительность фотодиода;

q — заряд электрона;
 η — квантовая эффективность;
 $\hbar\omega$ — энергия кванта падающего излучения;
 A — площадь фотоприемника;
 Δf — полоса частот усилительного тракта;

ΔI^2 — дисперсия флуктуаций тока, протекающего через фотодиод.

В режиме короткого замыкания последняя определяется выражением [2]

$$\Delta I^2 = 2q \left(q\eta N_b^\lambda + \frac{2kT}{qR_0A} \right) A \Delta f,$$

где R_0A — дифференциальное сопротивление фотодиода;

N_b^λ — плотность потока фоновых квантов [3];

k — постоянная Больцмана;

T — температура.

Подставим последние выражения в формулу (1) и получим

$$D_\lambda^* = \frac{q\eta}{\hbar\omega} \left(2q^2\eta N_b^\lambda + \frac{4kT}{R_0A} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (2)$$

Из выражения (2) видно, что т. н. условие BLIP-режима (т. е. условие режима работы фотоприемника, когда флуктуации выходного сигнала определяются флуктуациями фонового излучения), имеет вид

$$2q^2\eta N_b^\lambda \geq \frac{4kT}{R_0A}. \quad (3)$$

Температура, при которой начинает выполняться условие (3), называется температурой BLIP-режима T_{BLIP} .

Рассмотрим два механизма темнового тока [1]. Первый обусловлен генерацией—рекомбинацией носителей в области сильного поля δ -легированного p - n -перехода (области толщиной l_{ad} — см. рис. 1) — т. н. генерационный ток, а второй — генерацией—рекомбинацией носителей в квазинейтральных областях (КНО) δ -легированного p - n -перехода (областях толщиной l_{an} и l_{ap} — см. рис. 1) — т. н. диффузионный ток. Тогда суммарная дифференциальная проводимость p - n -перехода $1/(R_0A)$ будет определяться выражением

$$\frac{1}{R_0A} = \frac{1}{(R_0A)_{gr}} + \frac{1}{(R_0A)_d}. \quad (4)$$

В приближении однородного поля дифференциальное сопротивление обычного p - n -пе-

рехода, связанное с генерационным током, можно записать в виде [4]

$$\frac{1}{(R_0A)_{gr}} = \frac{qn_i}{\tau_0 F}, \quad (5)$$

где F — напряженность встроенного электрического поля;

τ_0 — постоянная времени в области сильного поля;

n_i — собственная концентрация носителей.

В δ -легированном p - n -переходе выполняется приближение постоянного поля, поэтому для расчета его дифференциального сопротивления $(R_0A)_{gr}$ можно использовать выражение (5), в котором $F = E_g/(ql_{ad})$ (см. рис. 1), а E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника.

В работе [1] также показано, что дифференциальное сопротивление δ -легированного ИК-фотодиода нового типа, обусловленное генерацией—рекомбинацией в КНО, определяется выражением

$$\frac{1}{(R_0A)_d} = \frac{\tan h(l_{op}/L_n)}{(R_0A)_{noc}} + \frac{\tan h(l_{on}/L_p)}{(R_0A)_{poc}}, \quad (6)$$

где $l_{on} < L_p$ и $l_{op} < L_n$ — толщины КНО n - и p -типов, соответственно, примыкающих к области сильного поля δ -легированного p - n -перехода (см. рис. 1);

L_p и L_n — диффузионные длины неосновных носителей в КНО n - и p -типов, соответственно.

Величины $1/(R_0A)_{noc}$ и $1/(R_0A)_{poc}$ — дифференциальные проводимости p - n -перехода с длинными КНО (превышающими диффузионные длины неосновных носителей), которые обусловлены генерацией—рекомбинацией в КНО p - и n -типов, соответственно, и определяются выражениями [4]

$$\frac{1}{(R_0A)_{noc}} = \frac{q^{3/2}}{\sqrt{kT}} \sqrt{\frac{\mu_n}{\tau_n}} \frac{n_i^2}{N_a},$$

$$\frac{1}{(R_0A)_{poc}} = \frac{q^{3/2}}{\sqrt{kT}} \sqrt{\frac{\mu_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_d},$$

где μ_n, μ_p — подвижности электронов и дырок, соответственно;

τ_n, τ_p — времена жизни электронов и дырок, соответственно;

N_d, N_a — концентрации легирующей примеси донорного и акцепторного типов в КНО n - и p -типов, соответственно.

Используя теорию, развитую в работе [1], рассчитаем оптимальные параметры структуры δ -легированного ИК-фотодиода нового типа на

основе InSb. Концентрации легирующей примеси слева и справа от δ -легированного p - n -перехода выберем из условия $N_d \approx N_c$ и $N_a \approx N_v$ при $T \approx 160$ К, т. е. $N_d = 1,5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$; $N_a = 2,7 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. Тол-

щину l_{ad} выберем равной 30 \AA , что обеспечивает выполнение условия $l_{ad} < L_{Dn}, L_{Dp}$, где L_{Dn}, L_{Dp} — дебаевские длины экранирования в КНО n - и p -типов, соответственно. Плотность встроенного заряда в δ -легированных слоях, формирующих p - n -переход $\sigma_a = \sigma_d = \sigma$, рассчитаем из условия $E_g/(ql_{ad}) = 4\pi q\sigma/\epsilon$, где ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Расчеты показывают, что $\sigma = 6 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$. Высоту потенциальных барьеров в КНО выберем максимально возможной, т. е. равной E_g . Тогда концентрация легирующей примеси в сильно легированной p^+ -области N_a^* (см. рис. 1), рассчитанная из условия локальной электронейтральности потенциальной ямы глубиной E_g с квазинепрерывным энергетическим спектром тяжелых дырок равна $N_a^* = 1,2 \cdot 10^{20}$ см $^{-3}$. При

этом толщина слоя l_0' равна 20 \AA . Толщину слоя l_0'' выберем равной 25 \AA . В этом случае для обеспечения необходимой высоты потенциального барьера плотность встроенного заряда $\sigma_r^{+(-)}$ должна быть равна $7,8 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$. Толщину потенциальных барьеров в КНО выберем из условия минимизации токопереноса неосновных носителей через потенциальные барьеры в КНО (условия (14) и (15) работы [1]). Расчеты пока-

зывают, что при $l_0' = 313 \text{ \AA}$ и $l_0'' = 160 \text{ \AA}$ потенциальные барьеры будут эффективными блокирующими контактами для неосновных носителей в соответствующих КНО. Вместе с тем при таких толщинах слоев l_0'' и l_0' энергетический спектр тяжелых дырок в потенциальной яме, сформированной в КНО p -типа, будет квазинепрерывным, а энергетический спектр электронов в потенциальной яме, сформированной в КНО n -типа, — дискретным, причем энергетический зазор между наивысшим энергетическим уровнем и уровнем Ферми будет больше $3kT$. Концентрацию донорной примеси N_d^* в слое КНО n -типа толщиной l_0'' (см. рис. 1) рассчитаем из условия локальной электронейтральности соответствующей потенциальной ямы. Расчеты показывают, что данное условие будет выполняться в потенциальной яме в слое КНО n -типа глубиной E_g при выбранных толщинах слоев l_0'' и l_0' , если $N_d^* = 8,5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. Заметим, что при выбранных значениях параметров N_d^*, l_0'' и $\sigma_r^{+(-)}$ выполняется условие формирования трапециевидного потенциального барьера (ямы) в КНО n -типа $N_d^* l_0'' \ll \sigma_r^{+(-)}$.

Обзор механизмов рекомбинации в узкозонных полупроводниках $A^{III}B^V$ дан в работе [5]. Расчеты, проведенные на основе данных этой работы, показывают, что при выбранных концентрациях N_d и N_a и рабочих температурах $T \geq 160$ К в InSb p -типа доминирует Оже-рекомбинация, а в InSb n -типа — рекомбинация Шокли-Рида, причем скорость тепловой генерации в p -области больше, чем в n -области.

Таким образом, в δ -легированном ИК-фотодиоде нового типа на основе InSb в качестве поглощающей области выгодно выбирать КНО n -типа, т. е. толщину области l_{an} , равной $1/\alpha = 1$ мкм, где α — коэффициент межзонного поглощения излучения [6], а толщину КНО p -типа l_{ap} выбирать малой, примерно равной 100 \AA . Из сказанного следует, что в δ -легированном ИК-фотодиоде нового типа на основе InSb засветка должна осуществляться со стороны n -области, электрод 2 (см. рис. 1) должен быть прозрачным, а толщина области l_n — выбираться как можно меньше (порядка 100 \AA).

При выбранных параметрах структуры δ -легированного ИК-фотодиода нового типа на основе InSb эффективные толщины КНО много меньше соответствующих диффузионных длин неосновных носителей, в то время как потенциальные барьеры в КНО являются эффективными блокирующими контактами для неосновных носителей и омическими контактами — для основных. Иными словами, дифференциальное сопротивление рассматриваемого ИК-фотодиода, обусловленное процессами генерации—рекомбинации в КНО, определяется формулами (6) и (7), а дифференциальное сопротивление, обусловленное процессами генерации—рекомбинации в области сильного поля — выражением (5) (значение τ_0 в области сильного поля δ -легированного p - n -перехода на основе InSb принималось равным 10^{-7} с [7]), а для расчета удельной обнаружительной способности и температуры VLIP-режима можно использовать выражения (2), (4) и (3), соответственно. Расчеты показывают, что при выбранных параметрах структуры температура VLIP-режима δ -легированного ИК-фотодиода нового типа на основе InSb T_{VLIP} равна 160 К, а температурная зависимость удельной обнаружительной способности имеет вид, изображенный на рис. 2, а. Здесь и далее квантовая эффективность η принималась равной 0,7; расчет проводился в предположении, что температура фона равна 300 К, а плоский угол зрения на фон $\vartheta = 60^\circ$. При этих условиях в рассматриваемом спектральном диапазоне фоновый поток равен $3,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

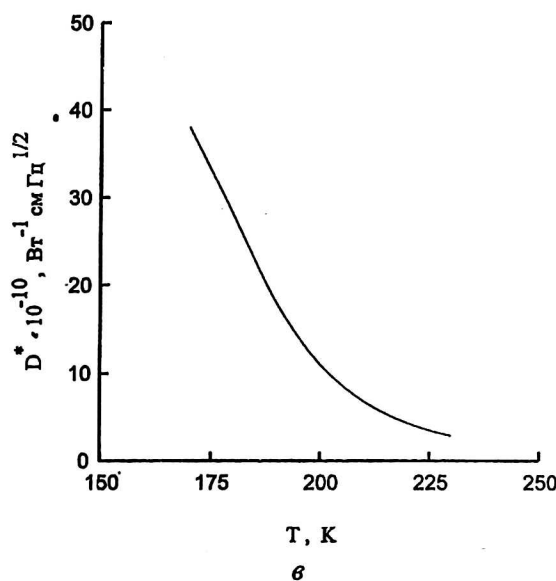
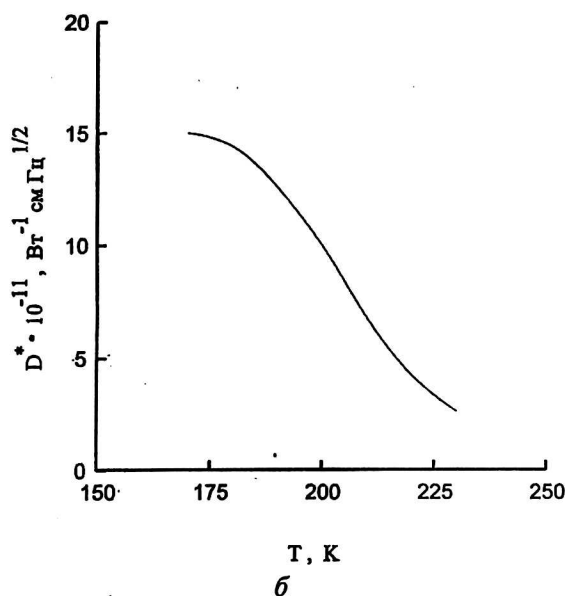
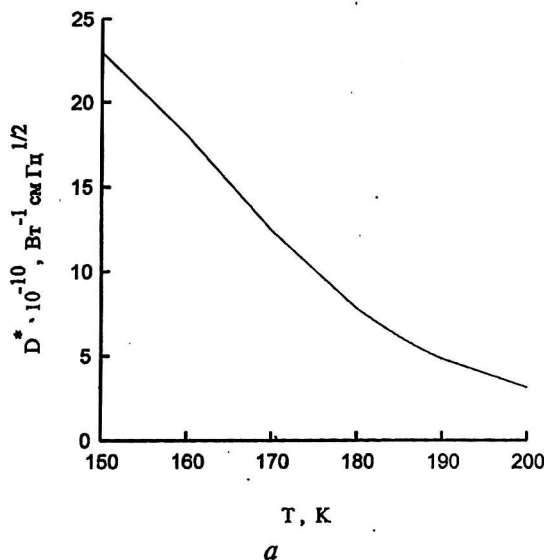


Рис. 2. Удельная обнаружительная способность δ -легированного ИК-фотодиода нового типа на основе: а — InSb; б — InAs; в — InAs_{0,88}Sb_{0,12}

Теперь рассчитаем оптимальные параметры структуры δ -легированного ИК-фотодиода нового типа на основе InAs. Концентрации легирующей примеси слева и справа от δ -легированного p - n -перехода выберем из условия $N_d \approx N_c$ и $N_a \approx N_v$, при $T \approx 190$ К, т. е. $N_d = 6,4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 4,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Толщину l_{ad} выберем равной 30 \AA , что обеспечивает выполнение условия $l_{ad} \approx L_{Dn}, L_{Dp}$. Плотность встроенного заряда в δ -легированных слоях, формирующих p - n -переход $\sigma_a = \sigma_d = \sigma$, рассчитаем из условия $E_g/(ql_{ad}) = 4\pi q\sigma/\epsilon$.

Расчеты показывают, что $\sigma = 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Высоту потенциальных барьеров в КНО выберем равной E_g . Тогда концентрация легирующей примеси в сильно легированной p^+ -области, рассчитанная из условия локальной электронейтральности потенциальной ямы глубиной E_g с квазинепрерывным энергетическим спектром тяжелых дырок, равна $N_a^* = 2,7 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. При

этом толщина слоя l_0^l равна 17 \AA . Толщину слоя l_0^r выберем равной 35 \AA . В этом случае для обеспечения необходимой высоты потенциального барьера плотность встроенного заряда $\sigma_r^{+(-)}$ должна быть равна $8,6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Толщину потенциальных барьеров в КНО выберем из условия минимизации токопереноса неосновных носителей через потенциальные барьеры в КНО.

Расчеты показывают, что при $l_1^l = 296 \text{ \AA}$ и $l_1^r = 50 \text{ \AA}$ потенциальные барьеры будут эффективными блокирующими контактами для неосновных носителей в соответствующих КНО. Вместе с тем при таких толщинах слоев l_1^l и l_1^r энергетический спектр тяжелых дырок в потенциальной яме, сформированной в КНО p -типа, будет квазинепрерывным, а энергетический спектр электронов в потенциальной яме, сформированной в КНО n -типа — дискретным, причем энергетический зазор между наивысшим энергетическим уровнем и уровнем Ферми будет больше $3kT$.

Концентрацию донорной примеси N_d^* в слое КНО n -типа толщиной l_1^r рассчитаем из условия локальной электронейтральности соответствующей потенциальной ямы. Данное условие будет выполняться в потенциальной яме в слое КНО n -типа глубиной E_g при выбранных толщинах слоев l_1^l и l_0^r , если $N_d^* = 3,9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Заметим, что при выбранных значениях параметров N_d^* , l_0^r и $\sigma_r^{+(-)}$ выполняется условие формирования трапециoidalного потенциального барьера (ямы) в КНО n -типа $N_d^* l_0^r \ll \sigma_r^{+(-)}$.

При выбранных концентрациях N_d и N_a и при рабочих температурах $T \geq 170$ К в InAs n - и p -типов доминирует Оже-рекомбинация, причем в InAs p -типа доминирует механизм Оже-рекомбинации, связанный с переходом дырки в спин-отщепленную зону [5, 8, 9]. Скорость таких переходов весьма велика, поэтому в p - n -переходе на основе InAs скорость тепловой генерации в КНО p -типа больше, чем в КНО n -типа.

Таким образом, в δ -легированном ИК-фотодиоде нового типа на основе InAs в качестве поглощающей области выгодно выбирать КНО n -типа, т. е. толщину области $l_{\alpha n}$ равной $1/\alpha = 1 \text{ мкм}$, где α — коэффициент межзонного поглощения излучения [6], а толщину КНО p -типа $l_{\alpha p}$ α выбрать малой, примерно равной 100 \AA . Из сказанного следует, что в δ -легированном ИК-фотодиоде нового типа на основе InAs засветка должна осуществляться со стороны n -области, электрод 2 (см. рис. 1) должен быть прозрачным, а толщина области l_n выбираться

как можно меньше, т. е. порядка 100 \AA .

При выбранных параметрах структуры δ -легированного ИК-фотодиода нового типа на основе InAs эффективные толщины КНО много меньше соответствующих диффузионных длин неосновных носителей, в то время как потенциальные барьеры в КНО являются эффективными блокирующими контактами для неосновных носителей и омическими контактами — для основных. Иными словами, дифференциальное сопротивление рассматриваемого ИК-фотодиода, обусловленное процессами генерации—рекомбинации в КНО, определяется формулами (6) и (7), а дифференциальное сопротивление, обусловленное процессами генерации—рекомбинации в области сильного поля, — выражением (5) (значение τ_0 в области сильного поля δ -легированного p - n -перехода на основе InAs принималось равным $2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ [10]), а для расчета удельной обнаружительной способности и температуры ВЛIP-режима можно использовать выражения (2), (4) и (3), соответственно. Расчеты показывают, что при выбранных параметрах δ -легированной структуры, η и ϑ температура ВЛIP-режима δ -легированного ИК-фотодиода нового типа на основе InAs равна 195 К , а температурная зависимость удельной обнаружительной способности имеет вид, изображенный на рис. 2, б. В расчете принималось, что при температуре фона 300 К и $\vartheta = 60^\circ$ в рассматриваемом спектральном диапазоне фоновый поток равен $3,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Теперь рассчитаем оптимальные параметры структуры δ -легированного ИК-фотодиода нового типа на основе соединения $\text{InAs}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$. Длинноволновая граница поглощения λ_{co} данно-

го соединения равна 4,19 мкм [5]. Концентрации легирующей примеси слева и справа от δ -легированного p - n -перехода выберем из условия $N_d \approx N_c$ и $N_a \approx N_v$ при $T \approx 170$ К, т. е. $N_d = 2 \times 10^{16}$ см $^{-3}$; $N_a = 2,8 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. Толщину l_{ad} вы-

берем равной 30 Å, что обеспечивает выполнение условия $l_{ad} \approx L_{Dn}, L_{Dp}$. Плотность встроенного заряда в δ -легированных слоях, формирующих p - n -переход $\sigma_a = \sigma_d = \sigma$ рассчитаем из условия $E_g/(ql_{ad}) = 4\pi q\sigma/\epsilon$. Расчеты пока-

зывают, что $\sigma = 6,6 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$. Высоту потенциальных барьеров в КНО выберем равной E_g . Тогда концентрация легирующей примеси в сильно легированной p^+ -области, рассчитанная из условия локальной электронейтральности потенциальной ямы глубиной E_g , с квазинепрерывным энергетическим спектром тяжелых дырок, равна $N_a^* = 1,9 \cdot 10^{20}$ см $^{-3}$. При этом

толщина слоя l_0^l равна 17 Å. Толщину слоя l_0^r

выберем равной 35 Å. В этом случае для обеспечения необходимой высоты потенциального барьера плотность встроенного заряда $\sigma_r^{+(-)}$ должна быть равна $5,7 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$. Толщину потенциальных барьеров в КНО выберем из условия минимизации токопереноса неосновных носителей через потенциальные барьеры в КНО.

Расчеты показывают, что при $l^l = 357$ Å и $l^r = 110$ Å потенциальные барьеры будут эффективными блокирующими контактами для неосновных носителей в соответствующих КНО. При таких толщинах слоев l_0^r и l_0^l энергетический спектр тяжелых дырок в потенциальной яме, сформированной в КНО p -типа, будет квазинепрерывным, а энергетический спектр электронов в потенциальной яме, сформированной в КНО n -типа, — дискретным, причем энергетический зазор между наивысшим энергетическим уровнем и уровнем Ферми будет больше $3kT$. Концентрацию донорной примеси N_d^* в слое КНО n -типа толщиной l^r рассчитаем из условия локальной электронейтральности соответствующей потенциальной ямы.

Расчеты показывают, что данное условие будет выполняться в потенциальной яме в слое КНО n -типа глубиной E_g при выбранных толщинах слоев l^l и l_0^r , если $N_d^* = 1,4 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. Заметим, что при выбранных значениях параметров N_d^* , l_0^r и $\sigma_r^{+(-)}$ выполняется условие формирования трапецеидального потенциально-го барьера (ямы) в КНО n -типа $N_d^* l_0^r \ll \sigma_r^{+(-)}$.

При выбранных концентрациях N_d и N_a и рабочих температурах $T \geq 170$ К в $\text{InAs}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ n - и p -типов доминирует Оже-рекомбинация,

причем в $\text{InAs}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ p -типа доминирует механизм Оже-рекомбинации, связанный с переходом дырки в спин-отщепленную зону [11]. Скорость таких переходов весьма велика, поэтому в p - n -переходе на основе $\text{InAs}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ скорость тепловой генерации в КНО p -типа больше, чем в КНО n -типа.

Таким образом, в δ -легированном ИК-фотодиоде нового типа на основе $\text{InAs}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ в качестве поглощающей области выгодно выбирать КНО n -типа, т. е. толщину области l_{an} , равной $1/\alpha = 1$ мкм, где α — коэффициент межзонного поглощения излучения (в $\text{InAs}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ $\alpha = 10^4$ см $^{-1}$), а толщину КНО p -типа l_{ap} выбрать малой, примерно равной 100 Å.

Из сказанного следует, что в δ -легированном ИК-фотодиоде нового типа на основе $\text{InAs}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ засветка должна осуществляться со стороны n -области, электрод 2 (см. рис. 1) должен быть прозрачным, а толщина области l_n

выбираться как можно меньше, порядка 100 Å.

Таким образом, при выбранных параметрах структуры δ -легированного ИК-фотодиода нового типа на основе $\text{InAs}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ эффективные толщины КНО много меньше соответствующих диффузионных длин неосновных носителей, в то время как потенциальные барьеры в КНО являются эффективными блокирующими контактами для неосновных носителей и омическими — для основных. Иными словами, дифференциальное сопротивление рассматриваемого ИК-фотодиода, обусловленное процессами генерации—рекомбинации в КНО, определяется формулами (6) и (7), а дифференциальное сопротивление, обусловленное процессами генерации—рекомбинации в области сильного поля, — выражением (5) (значение τ_0 в области сильного поля δ -легированного p - n -перехода на основе $\text{InAs}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ принималось равным $2 \cdot 10^{-8}$ с), а для расчета удельной обнаружительной способности и температуры BLIP-режима можно использовать выражения (2), (4) и (3), соответственно.

Расчеты показывают, что при выбранных параметрах δ -легированной структуры, η и ϑ температура BLIP-режима δ -легированного ИК-фотодиода нового типа на основе $\text{InAs}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ T_{BLIP} равна 175 К, а температурная зависимость удельной обнаружительной способности имеет вид, изображенный на рис. 2, в. В расчете принималось, что при температуре фона 300 К и $\vartheta = 60^\circ$ в рассматриваемом спектральном диапазоне фоновый поток равен $6,8 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$.с $^{-1}$. Расчетные значения D^*_λ δ -легированного ИК-фотодиода нового типа на основе соединения $\text{InAs}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ при высоких температурах выше,

чем реализованные в InAsSb/InAsSbP гетерофотодиодах на тот же спектральный диапазон [12].

Заклучение

Проведенные расчеты показывают, что в δ -легированных ИК-фотодиодах нового типа при рабочих температурах, характерных для термоэлектрического охлаждения, можно реализовать достаточно высокие пороговые характеристики, сравнимые с пороговыми характеристиками обычных ИК-фотодиодов, работающих при криогенных температурах. Поэтому экспериментальная проверка свойств предложенной δ -легированной структуры представляется чрезвычайно актуальной.

Литература

1. Селяков А. Ю. Теория δ -легированного ИК-фотодиода нового типа // Наст. журн. № 5. С. 85—94.

2. Фотоприемники видимого и ИК-диапазонов/ Под ред. Р. Дж. Киеса. — М.: Радио и связь, 1985, гл. 2. С. 13.

3. Трищенко М. А. Фотоприемные устройства и ПЗС. — М.: Радио и связь, 1992, гл. 1. С. 10.

4. Reine M. B., Sood A. K., Tredwell T. J.// Semiconductors and semimetals. — New York: Academic Press, 1981. V. 18. № 6. P. 201.

5. Rogalski A. New ternary alloy systems for infrared detectors. — Printed in the USA: SPIE Optical Engineering Press, 1994.

6. Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. — М.: Мир, 1967, гл. 3. С. 58.

7. Косогов О. В., Новиков В. Б., Дрокин С. Н., Демидова Л. В., Мозжорин Ю. Д., Тихонов В. Г.// Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. 1989. Вып. 1(198). С. 63—65.

8. Андрушко А. И., Салихов Х. М., Слободчиков С. В.// ФТП. 1986. Т. 20. Вып. 3. С. 403—406.

9. Гельмонт Н. П., Соколова З. Н., Ясевич И. Н.// Там же. 1982. Т. 16. Вып. 4. С. 592—600.

10. Астахов В. П., Данилов Ю. А., Дудкин В. Ф., Лесников В. П., Сидорова Г. Ю., Сулов Л. А., Таубкин И. И., Эскин Ю. М.// Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 3. С. 1—5.

11. Есина Н. П., Зотова Н. В.// ФТП. 1980. Т. 14. Вып. 2. С. 316—322.

12. Gong X. Y., Kan H., Makino T., Iida T., Gao Yu.// Jap. J. Appl. Phys. 1999. V. 38. Part 1. № 2A. P. 685—688.

Temperature of BLIP-mode of new type δ -doped IR-photodiode

A. Yu. Selyakov

ORION Research-and-Production Association, Moscow, Russia

Detectivity of new type δ -doped IR-photodiode was calculated. It is shown that temperature of BLIP-mode of the photodiode fundamentally larger than those of usual photodiode on the base of p-n-junction from the same semiconductor. Temperature of BLIP-mode of the photodiode on the base of InSb is equal 160 K, at $T = 200$ K it's detectivity is equal $D^ = 3 \cdot 10^{10} \text{ W}^{-1} \text{ cm Hz}^{1/2}$, the temperature of BLIP-mode of the photodiode on the base of InAs is equal 195 K, and the temperature of BLIP-mode of the photodiode on the base of $\text{InAs}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ is equal 175 K.*

* * *