УДК 621.383

Теория δ-легированного ИК-фотодиода нового типа

А. Ю. Селяков
ФГУП «НПО "Орион"», Москва, Россия

Предложена новая структура δ-легированного p-n-перехода, позволяющая подавить диффузионный и генерационный темновые токи, а также темновой ток, обусловленный рекомбинацией на контактах металл—полупроводник. Проанализирована физика работы такого ИК-фотодиода и определены оптимальные параметры каждого элемента предложенной структуры. Показано, что дифференциальное сопротивление предложенного δ-легированного p-n-перехода существенно больше, чем у обычного p-n-перехода, на основе того же полупроводника.

Диффузионный и генерационный механизмы темнового тока *p-n*-переходов являются фундаментальными механизмами, ограничивающими пороговые характеристики и рабочую температуру ИК-фотодиодов [1]. Диффузионный ток обусловлен генерацией—рекомбинацией носителей в квазинейтральных областях (КНО) [2, 3], а генерационный ток — генерацией—реком-

© Селяков А. Ю., 2004

бинацией носителей в области сильного поля (области пространственного заряда) p-n-перехода [4, 5]. Существенного снижения генерационного тока можно добиться в δ-легированных p-n-переходах, одним из свойств которых является большая напряженность встроенного электрического поля, существенно превышающая значение этой величины в обычных p-n-переходах [6—10].

В обычных фотодиодах наиболее распространенной является ситуация, когда эффективная ширина квазинейтральных областей n- и p-типа значительно превышает эффективную длину поглощения излучения и сравнима с диффузионными длинами неосновных носителей (L_p и L_n, соответственно). Причем, такая ситуация может реализоваться даже в относительно тонких КНО вследствие диффузии неравновесных носителей в плоскости, параллельной плоскости p-n-перехода, к точечному контакту. В этом случае диффузионный ток p-n-перехода определяется процессами генерации—рекомбинации в слоях КНО, примыкающих к области сильного поля и имеющих толщину, равную диффузионной длине неосновных носителей. Один из способов подавления диффузионного тока состоит в создании p-n-перехода с короткими КНО, толщина которых много меньше диффузионной длины неосновных носителей. В этом случае если контакт металл—полупроводник (металл—КНО) является омическим для основных носителей и блокирующим для неосновных, причем скорость поверхностной рекомбинации на контакте равна нулю, дифференциальное сопротивление p-n-перехода с короткими КНО R_0A превышает дифференциальное сопротивление p-n-перехода с длинными КНО $(R_0A)_\infty$, и определяется выражением [1]

$$\frac{1}{R_0A} = \frac{\tan h(l_{\alpha p} / L_n)}{(R_0A)_{n\infty}} + \frac{\tan h(l_{\alpha n} / L_p)}{(R_0A)_{p\infty}}, \qquad (1)$$

где $l_{\alpha n} < L_p$ и $l_{\alpha p} < L_n$ — толщины КНО n- и p-типа, соответственно;

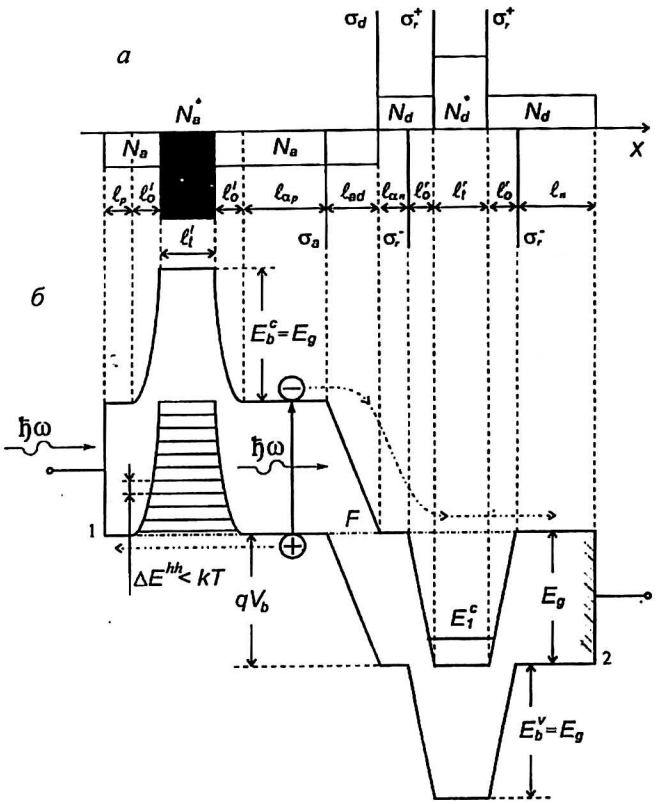
$1/(R_0A)_{n\infty}$ и $1/(R_0A)_{p\infty}$ — дифференциальные проводимости p-n-перехода с длинными КНО, обусловленные генерацией—рекомбинацией в КНО p- и n-типа, соответственно.

Другими словами, в p-n-переходе с короткими КНО дифференциальное сопротивление, связанное с генерацией—рекомбинацией в КНО p- и n-типа, может быть увеличено в $L_n/l_{\alpha p}$ и $L_p/l_{\alpha n}$ раз, соответственно, по сравнению с p-n-переходом с длинными КНО.

Ниже рассмотрен δ-легированный p-n-переход нового типа, в котором помимо генерационного тока могут быть также подавлены диффузионный ток и темновой, связанный с рекомбинацией носителей на контактах.

Структура и физика работы δ-легированного p-n-перехода нового типа

Предлагаемый фотодиод образован относительно тонкой (порядка 100 Å) сильно легированной p^+-областью и шестью δ-легированными слоями донорного и акцепторного типа, выращенными в определенном порядке в монокристаллическом невырожденном полупроводнике. Структура δ-легированного p-n-перехода изображена на рисунке, *а*, а зонная диаграмма — на рисунке, *б*.



Дельта-легированный p-n-переход нового типа:
а — структура; *б* — зонная диаграмма.
Показан случай, когда в качестве поглощающей области выбрана КНО p-типа; 1 — прозрачный электрод; 2 — непрозрачный электрод; ·-·-·-· — равновесное значение уровня Ферми; ⟨——·——⟩ — пространственное разделение фотоносителей

Для определенности будем считать, что слева от δ-легированного слоя σ_a и между δ-легированными слоями σ_a и σ_d находится невырожденный полупроводник p-типа с концентрацией акцепторов N_a, а справа от δ-легированного слоя σ_d — невырожденный полупроводник n-типа с концентрацией доноров N_d. Дельта-легированные слои донорного и акцепторного типов σ_d и σ_a, соответственно, формируют δ-легированный p-n-переход, предназначенный для разделения фотоносителей.

КНО p-типа толщиной $l_{\alpha p}$ и КНО n-типа толщиной $l_{\alpha n}$ предназначены для поглощения ИК-излучения. Дельта-легированные слои донорного и акцепторного типа σ_r^+ и σ_r^-, расположенные справа от δ-легированного p-n-перехода, а также сильно легированная p^+-область толщиной l_t^l, расположенная слева от δ-легированного p-n-перехода, формируют потенциальные барьеры, предназначенные для подавления темнового тока, обусловленного тепловой генерацией в КНО n- и p-типа, соответственно, и рекомбинацией на контактах. При этом электронный газ в соответствующих потенциальных ямах сильно вырожден, поэтому фотоносители, разделенные δ-легированным p-n-переходом, свободно проходят над потенциальными ямами, не захватываясь в них, и идут к контактам, давая вклад в фототок. Концентрация донорной примеси в области потенциального барьера, расположенного справа от δ-легированного p-n-перехода (в слое толщиной l_l^r), N_d^* больше, чем в КНО n-типа $N_d^* > N_d$. В случае, если в качестве поглощающей области выбрана область толщиной $l_{\alpha p}$, контактный электрод к области l_p должен быть прозрачным. Если в качестве поглощающей области выбрана область толщиной $l_{\alpha n}$, то прозрачным должен быть контактный электрод к области l_n.

Обсудим теперь физику работы и требования к параметрам рассматриваемой структуры. В первую очередь рассмотрим требования к поверхностным плотностям примесных атомов σ_d и σ_a в донорном и акцепторном δ-легированных слоях, а также к расстоянию l_{ad} между этими слоями (см. рисунок). Для простоты будем рассматривать случай, когда $\sigma_a = \sigma_d = \sigma$. Будем также считать, что толщина l_{ad} удовлетворяет условию $l_{ad} \le L_{Dn}, L_{Dp}$, где L_{Dn}, L_{Dp} — дебаевские длины экранирования в КНО n- и p-типа, соответственно. Тогда все электроны с донорных атомов δ-легированного слоя и σ_d перейдут на акцепторные атомы δ-легированного слоя и σ_a- и δ-легированные слои донорного и акцепторного типа будут представлять собой две разноименно заряженные плоскости, поверхностная плотность встроенных зарядов которых равна $+q\sigma$ и $-q\sigma$ (q — заряд электрона), соответственно. В результате между донорным и акцепторным δ-легированными слоями возникнет постоянное электрическое поле $F_{ad} = 4\pi q\sigma/\varepsilon$, где ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника.

При выполнении условия $qF_{ad}l_{ad} = qV_b < E_g$ (E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника, а V_b — разность потенциалов между разноименно заряженными δ-легированными слоями) в рассматриваемом p-n-переходе будут отсутствовать прямые туннельные переходы между зоной проводимости и валентной зоной. Пусть величина l_{ad} и концентрации N_a и N_d удовлетворяют также условию $qF_{ad}\, l_{ad} = qV_b = F_n - F_p < E_g$, где F_n, F_p — уровни Ферми в полупроводниках n- и p-типа с концентрацией доноров N_d и акцепторов N_a, соответственно. При выполнении приведенных выше условий в слоях n- и p-типа толщиной $l_{\alpha n}$ и $l_{\alpha p}$, соответственно, будут отсутствовать области пространственного заряда. Таким образом, при выполнении сформулированных требований в рассматриваемой структуре будет сформирован δ-легированный p-n-переход, темновой ток которого будет определяться процессами генерации—рекомбинации в области сильного поля (т. н. генерационный ток) [4, 5] и, при отсутствии потенциальных барьеров процессами генерации—рекомбинации в КНО n- и p-типа (т. н. диффузионный ток) [2, 3].

Предложенный δ-легированный p-n-переход нового типа представляет собой дальнейшее развитие идеи p-n-перехода с короткими КНО [1]. Потенциальные барьеры, сформированные в КНО p- и n-типа на расстоянии, много меньшем диффузионной длины неосновных носителей от области сильного поля $l_{\alpha p} << L_n$ и $l_{\alpha n} << L_p$ (см рисунок), должны иметь достаточно большие высоту и ширину для обеспечения малого надбарьерного и туннельного переносов неосновных носителей заряда. При этом высота потенциальных барьеров (и глубина соответствующих потенциальных ям) не должна превышать величину E_g, иначе произойдет перестройка энергетического спектра и резко возрастет вероятность туннелирования через барьер. Заметим, что потенциальный барьер в КНО n-типа должен обеспечивать малый коэффициент туннелирования неосновных носителей — тяжелых дырок, а потенциальный барьер в КНО p-типа должен обеспечивать малый коэффициент туннелирования электронов зоны проводимости. Из сказанного следует, что ширина потенциального барьера в КНО p-типа должна существенно превышать ширину потенциального барьера в КНО n-типа. Поэтому, как показывают оценки (проведенные в следующем разделе), энергетический спектр электронов в потенциальной яме, соответствующий барьеру в КНО n-типа будет дискретным, а энергетический спектр тяжелых дырок в потенциальной яме, соответствующий барьеру в КНО p-типа, будет квазинепрерывным. Фотоносители могут свободно проходить над потенциальными ямами (не захватываясь в них) к контактам, давая вклад в фототок, в случае, если электронный газ в таких ямах сильно вырожден. При этом, в случае дискретного энергетического спектра ямы, необходимо, чтобы наивысший энергетический уровень достаточно

далеко (больше чем на $3kT$, где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура) отстоял от уровня Ферми. Иными словами, для потенциальной ямы в КНО n-типа должно выполняться неравенство $F - E^c_{\max} > 3kT$, где $E^c_{\max}$ — максимальный уровень энергии электронов в потенциальной яме, а F — уровень Ферми. При максимальной глубине потенциальной ямы последнее неравенство легче всего выполняется в случае, если в яме уровень Ферми равен $F = E_g$, а концентрация доноров N_d справа от δ-легированного p-n-перехода равна эффективной плотности состояний в зоне проводимости $N_d = N_c$. В случае квазинепрерывного энергетического спектра потенциальной ямы глубиной E_g необходимо, чтобы в яме выполнялось условие $F = E_g$, а концентрация акцепторов N_a слева от δ-легированного p-n-перехода была равна эффективной плотности состояний в зоне тяжелых дырок $N_a = N_v$.

Таким образом, в предложенном δ-легированном p-n-переходе эффективные толщины КНО много меньше диффузионных длин неосновных носителей $l_{\alpha p} << L_n$ и $l_{\alpha n} << L_p$, а потенциальные барьеры в КНО по сути играют роль блокирующих контактов для неосновных носителей и омических для основных, т. е. обеспечиваются все условия [1], необходимые для эффективного подавления диффузионного тока. При этом важным преимуществом предложенного δ-легированного p-n-перехода является то, что в нем контакты металл—полупроводник представляют собой обычные омические контакты, хотя к последним все же будут предъявляться дополнительные требования, отличные от требований к обычным фотодиодам.

Рассмотрим теперь требования к поверхностным плотностям примесных атомов σ_r^+ и σ_r^- в донорных и акцепторных δ-легированных слоях, а также к расстояниям l_0^r и l_l^r между этими слоями (рисунок *а*), обеспечивающие формирование равнобочного трапецеидального потенциального барьера (ямы) в КНО n-типа. Как и в случае p-n-перехода, мы будем считать, что плотности примесных атомов в рассматриваемых слоях равны между собой $\sigma_r^+ = \sigma_r^- = \sigma_{0r}$. Предположим также, что область толщиной l_l^r легирована донорной примесью с концентрацией $N_d^* > N_d$ так, что в сформировавшейся потенциальной яме выполняется условие локальной электронейтральности. Тогда, если толщины l_0^r удовлетворяют условию $N_d^* l_0^r << \sigma_{0r}$, напряженность электрического поля между одноименно заряженными δ-легированными слоями (в области l_l^r) будет равна нулю, в квазинейтральной области n-типа, примыкающей к трапецеидальному барьеру слева и справа (слоях толщиной l_n и $l_{\alpha n}$) — будут отсутствовать области пространственного заряда, а между разноименно заряженными δ-легированными слоями (в областях l_0^r) возникнет постоянное электрическое поле $F^r_0 = 4\pi q\sigma_{0r}/\varepsilon$. При этом высота потенциального барьера будет равна E_g, если величина l_0^r выбирается из условия $E_g = q\,F_0^r l_0^r$.

Требования к толщинам потенциальных барьеров, обеспечивающие малую вероятность туннелирования, рассмотрим ниже, а сейчас проанализируем требования к толщине потенциальной ямы, обеспечивающие дискретный либо квазинепрерывный характер ее энергетического спектра. Энергетический спектр потенциальной ямы можно считать квазинепрерывным, если расстояние между энергетическими уровнями не превышает величину kT. Следовательно, необходимым, по меньшей мере, условием непрерывности энергетического спектра потенциальной ямы глубиной E_g является выполнение неравенства $n_{\max} > E_g/(kT)$, где $n_{\max}$ — число энергетических уровней в яме. Будем считать, что толщины слоев трапецеидального барьера удовлетворяют условию $l_0^r \le l_l^r$. В этом случае, для простоты, энергетический спектр трапецеидальной потенциальной ямы приближенно можно рассматривать в рамках модели симметричной прямоугольной потенциальной ямы [11], ширина которой равна $a = l_l^r + 2l_0^r$, а глубина равна E_g. В симметричной одномерной прямоугольной потенциальной яме всегда имеется, по крайней мере, один энергетический уровень, а максимальное число уровней в яме $n^a_{\max}$ можно рассчитать из неравенства [12]:

$$\left(a\sqrt{2m_a E_g}\right)/(\pi\hbar) + 1 > n^a_{\max}, \qquad (2)$$

где $m_a = m_c$, m_{lh} или m_{hh} (m_c, m_{lh} и m_{lh} — эффективные массы электронов проводимости, легких и тяжелых дырок, соответственно) в зависимости от рассматривамой потенциальной ямы и природы энергетического уровня;

$n^a_{\max}$ — максимальное целое число, при котором выполняется неравенство (2).

Подставим величину $n_{\max}$ из неравенства (2) в неравенство $n_{\max} > E_g/(kT)$ и после несложных преобразований получим, что энергетический спектр потенциальной ямы конечной глубины является непрерывным, если ее толщина удовлетворяет условию

$$a \ge \frac{\pi\hbar\sqrt{E_g}}{\sqrt{2m_a}kT}. \qquad (3)$$

В случае, если неравенство (3) не выполняется, энергетический спектр ямы имеет дискретный характер. Энергию дискретных уровней, образованных электронами проводимости в пря-

моугольной потенциальной яме E_n^c, можно рассчитать из уравнения [11, 12]

$$\frac{a\sqrt{2m_c E_n^c}}{\hbar} = \pi n^c - 2\arcsin\left(\sqrt{\frac{E_n^c}{E_g}}\right),$$

где n^c — номер уровня.

Плотность состояний двухмерного электронного газа определяется выражением $N(E) = m_c/(\pi\hbar^2)$ [13]. Домножив $N(E)$ на функцию Ферми и проинтегрировав по энергии, соответствующей движению в плоскости, ортогональной плоскости потенциальной ямы, получим, что в условиях сильного вырождения, поверхностная концентрация электронов $n_\perp^n$ на уровне E_n^c определяется выражением $n_\perp^n = \frac{m_c}{\pi\hbar^2}(E_g - E_n^c)$, где мы учли, что в рассматриваемой яме уровень Ферми равен ширине запрещенной зоны. Тогда полная поверхностная концентрация электронов в потенциальной яме с дискретным энергетическим спектром равна: $N_\perp = \frac{m_c}{\pi\hbar^2}\sum_n (E_g - E_n^c)$, а условие локальной электронейтральности потенциальной ямы в КНО n-типа имеет вид $N_d^* = N_\perp/(l_t^r + 2l_0^r)$. Оценки показывают, что в предлагаемой структуре на основе InSb концентрация легирующей примеси в слое толщиной l_t^r должна достигать величины порядка $N_d^* \cong 10^{18}$ см$^{-3}$.

Рассмотрим теперь требования к концентрации легирующей примеси N_a^* в сильно легированном слое p-типа и его толщине. Ниже показано, что энергетический спектр тяжелых дырок в соответствующей потенциальной яме должен быть квазинепрерывным, поэтому толщина сильно легированного слоя l_t^l должна удовлетворять условию (3) при $m_a = m_{hh}$. Из требования $F = E_g$ вытекает, что концентрация акцепторной примеси в рассматриваемом слое должна выбираться из условия $N_a^* = \frac{4N_v}{3\sqrt{\pi}}\left(\frac{E_g}{kT}\right)^{3/2}$. Оценки показывают, что в InSb концентрация N_a^* может достигать величин порядка 10^{20} см$^{-3}$. Технология выращивания слоев InSb p-типа со столь высокой концентрацией акцепторов рассмотрена в работе [14]. Таким образом, имеет место неравенство $N_a^* >> N_a$ и вблизи границ раздела КНО p-типа — p^+-область будут сформированы p^+-p-переходы. При этом отрицательный заряд тонкого слоя ионизованных акцепторов в p^+-области будет экранироваться дырками, перешедшими из p^+-слоя в КНО p-типа. Рассчитаем ширину области пространственного заряда (ОПЗ) дырок рассматриваемого p^+-p-перехода. В рассматриваемой ОПЗ уравнение Пуассона имеет вид

$$\varphi'' = -\frac{4\pi q}{\varepsilon}p(\varphi),$$

где

$$p(\varphi) = \frac{4N_v}{3\sqrt{\pi}}\left(\frac{E_g - q\varphi}{kT}\right)^{3/2}.$$

Проинтегрируем уравнение Пуассона в ОПЗ по φ и получим зависимость напряженности электрического поля в ОПЗ от потенциала:

$$\varphi' = \varphi'_{\max}\sqrt{1 - ((E_g - q\varphi)/E_g)^{5/2}},$$

где

$$\varphi'_{\max} = \sqrt{\frac{16\pi}{5\varepsilon}E_g N_a^*}.$$

Рассчитаем ширину ОПЗ l_0^l по формуле $l_0^l = \int_0^{E_g/q}\frac{d\varphi}{\varphi'}$. После несложных вычислений получим: $l_0^l = \frac{2}{5}\mathrm{B}\left(\frac{1}{2};\frac{2}{5}\right)\frac{E_g}{q\varphi'_{\max}}$, где $\mathrm{B}(\alpha,\beta) = \frac{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)}{\Gamma(\alpha+\beta)}$ есть вета-функция, а константа равна $\frac{2}{5}\mathrm{B}\left(\frac{1}{2};\frac{2}{5}\right) \cong 1{,}472$. Оценки показывают, что в InSb толщина слоя l_0^l составляет величину порядка $10\,\text{Å}$. Таким образом, выполняется условие $l_0^l << l_t^l$ и сильно легированная p^+-область формирует в КНО p-типа фактически прямоугольный потенциальный барьер.

Рассмотрим требования, которым должны удовлетворять толщины КНО $l_{\alpha n}$, $l_{\alpha p}$ и l_n, l_p, а также контакты металл—КНО. Очевидно, что в рассматриваемой структуре вклад в фототок дадут только те фотоносители, которые образуются в областях толщиной $l_{\alpha n}$ и $l_{\alpha p}$, примыкающих к области сильного поля либо в самой этой области. При этом в качестве поглощающей области нужно выбрать ту КНО, в которой скорость тепловой генерации меньше. Пусть, например, это область p-типа, толщина которой $l_{\alpha p}$ (см. рисунок), в этом случае должна выбираться из условия $l_{\alpha p} = 1/\alpha$, где α — коэффициент межзонного поглощения излучения. Заметим, что в узкозонных полупроводниках обычно выполняется условие L_n, L_p >> $1/\alpha$. Тогда из формулы (1) следует, что в рассматриваемой структуре вклад КНО p-типа в диффузионный ток будет в $1/(\alpha L_n)$ раз меньше, чем вклад КНО p-типа в обычном p-n-переходе. При этом для обеспечения макси-

мальной квантовой эффективности толщина l_p должна удовлетворять неравенству $l_p << 1/\alpha$, т. е. выбираться как можно меньше. Для эффективного подавления вклада в диффузионный ток КНО n-типа (где, по предположению, скорость тепловой генерации больше) толщина $l_{\alpha n}$ также должна выбираться как можно меньше. Ограничением снизу на толщины l_p и $l_{\alpha n}$ служит требование обеспечения низкой вероятности туннельных переходов из соответствующих потенциальных ям. Оценки показывают, что для удовлетворения этого требования толщины l_p и $l_{\alpha n}$ должны быть порядка ста ангстрем. Требования к толщине l_n в случае поглощения излучения в слое толщиной $l_{\alpha p}$ отсутствуют.

Требования к контактам металл—полупроводник в рассматриваемой структуре заключаются в том, что для предотвращения эффективного увеличения толщин областей $l_{\alpha n}$ и $l_{\alpha p}$, вследствие диффузии в направлении, параллельном плоскости слоев, контакты не должны быть точечными, а должны иметь площадь, равную площади p-n-перехода. Откуда следует, что один из контактов (в рассматриваемом случае поглощения излучения в области, толщиной $l_{\alpha p}$-контакт к КНО p-типа) должен быть прозрачным (см. рисунок *б*).

Условия эффективности потенциальных барьеров в КНО как блокирующих контактов

Проанализируем теперь условия, при которых потенциальные барьеры способны эффективно выполнять роль блокирующих контактов для неосновных носителей в КНО. Для этого рассмотрим два механизма прохождения носителей заряда через потенциальный барьер: первый — прохождение носителей, обладающих большой энергией поверх барьера; второй — туннелирование. Рассмотрим сначала прохождение неосновных носителей — электронов поверх потенциального барьера в зоне проводимости КНО p-типа. В рамках кинетической теории плотность электронного тока дается выражением

$$\mathbf{j}_n = -\frac{2q}{(2\pi\hbar)^3}\int \mathbf{v}(\mathbf{p}) f_a(\mathbf{p}) d\mathbf{p},$$

где $f_a(\mathbf{p})$ — антисимметричная часть функции распределения, а жирным шрифтом обозначены векторные величины [15].

Интеграл берется, строго говоря, по зоне Бриллюэна, но с учетом того, что функция распределения быстро убывает с ростом энергии, интегрирование можно вести по всему бесконечному $\mathbf{p}$-пространству. В рамках применимости т. н. диффузионно-дрейфового приближения записанный интеграл можно преобразовать к виду

$$\mathbf{j}_n = q\mu_n n\mathbf{F} + qD_n\nabla n,$$

где $\mathbf{F}$ — напряженность электрического поля;
n — концентрация электронов;
μ_n и D_n — подвижность и коэффициент диффузии электронов, соответственно.

Последние величины связаны соотношением Энштейна $D = (kT/q)\mu$. В т. н. диффузионном приближении для функции распределения (приближении Лоренца) подвижность равна [15]

$$\mu_n = \frac{4q}{3m_c(kT)^{5/2}\sqrt{\pi}}\int_0^\infty E^{3/2}\tau\exp\left(-\frac{E}{kT}\right)dE, \quad (4)$$

где $\tau = CE^r$ ($|r| < 1$) — время релаксации функции распределения;
E — энергия электрона;
C — константа.

В КНО напряженность электрического поля равна нулю, а плотность электронного тока равна $\mathbf{j}_n = qD_n\nabla n$. Тогда, используя (4) и соотношение Энштейна, получим:

$$\mathbf{j}_n = \frac{4q}{3m_c(kT)^{3/2}\sqrt{\pi}}\int_0^\infty E^{3/2}\tau\exp\left(-\frac{E}{kT}\right)dE\nabla n. \quad (5)$$

Выражение (5) справедливо в любой точке КНО, а величина $\mathbf{j}_n/q$ на границе раздела КНО—потенциальный барьер имеет смысл потока частиц, падающих на барьер. В качестве критерия эффективности потенциального барьера как блокирующего контакта естественно выбрать отношение потока частиц, преодолевших потенциальный барьер $\mathbf{j}_n^b/q$ к упавшему на барьер потоку $|\mathbf{j}_n^b|/|\mathbf{j}_n|$. Плотность тока электронов, обладающих энергией $E > E_b^c$, где E_b^c — высота потенциального барьера (см. рисунок), и прошедших поверх потенциального барьера, равна:

$$\mathbf{j}_n^b = \frac{4q}{3m_c(kT)^{3/2}\sqrt{\pi}}\int_{E_b^c}^\infty E^{3/2}\tau\exp\left(-\frac{E}{kT}\right)dE\nabla n. \quad (6)$$

Интегралы (5) и (6) рассчитаем т. н. методом Лапласа [16]. В результате получим

$$\mathbf{j}_n \cong \frac{4\sqrt{2}q}{3m_c(kT)^{1/2}}\sqrt{\left(\frac{3}{2}+r\right)C\left(kT\left(\frac{3}{2}+r\right)\right)^{\frac{3}{2}+r}} \times$$

$$\times\exp\left(-\left(\frac{3}{2}+r\right)\right)\nabla n; \quad (7)$$

$$\mathbf{j}_n^b \cong \frac{4q}{3m_c(kT)^{1/2}\sqrt{\pi}} C\left(E_b^c\right)^{\frac{3}{2}+r} \exp\left(-\frac{E_b^c}{kT}\right)\nabla n. \qquad (8)$$

В рассматриваемой структуре высота потенциальных барьеров выбирается равной ширине запрещенной зоны, т. е. $E_b^c = E_g$ и $E_b^v = E_g$. Тогда, из уравнений (7) и (8) следует, что с экспоненциальной точностью отношение $|\mathbf{j}_n^b|/|\mathbf{j}_n|$ равно:

$$|\mathbf{j}_n^b|/|\mathbf{j}_n| \approx \exp(-E_g/(kT)) << 1. \qquad (9)$$

Таким образом, как и следовало ожидать, перенос носителей заряда поверх потенциального барьера высотой E_g крайне мал. Для потенциального барьера в валентной зоне можно получить аналогичное соотношение между падающим и прошедшим поверх барьера дырочными потоками.

Рассмотрим теперь туннелирование через потенциальные барьеры в КНО. В рамках традиционной методики [3, 5] туннельный ток *p-n*-перехода рассчитывается как разность межзонного туннельного тока электронов зоны проводимости КНО *n*-типа в валентную зону КНО *p*-типа и межзонного туннельного тока электронов валентной зоны КНО *p*-типа в зону проводимости КНО *n*-типа. При этом для каждого из межзонных туннельных токов учитывается только одно направление движения носителей, а в соответствующих интегралах используются симметричные части функций распределения электронов и дырок, в то время как в кинетической теории потоки в системе определяются антисимметричной частью функции распределения [15]. Таким образом, традиционный метод расчета туннельного тока является, по меньшей мере, непоследовательным, а его применимость основана на том, что в *p-n*-переходе все приложенное напряжение падает на область пространственного заряда и квазиуровни Ферми основных носителей в КНО по разные стороны *p-n*-перехода не совпадают друг с другом. В рассматриваемом случае туннелирования через потенциальный барьер в КНО падение напряжения на барьере отсутствует и традиционная методика расчета туннельного тока неприменима.

Как и в приведенном выше случае прохождения носителей поверх барьера, рассмотрим сначала туннелирование неосновных носителей — электронов через потенциальный барьер в зоне проводимости КНО *p*-типа. Мы уже отмечали выше, что в случае отсутствия электрического поля плотность электронного тока дается выражением (5), а величина $\mathbf{j}_n/q$ на границе раздела КНО—потенциальный барьер имеет смысл потока частиц, падающих на барьер. Тогда плотность потока частиц, преодолевших потенциальный барьер посредством туннелирования, равна:

$$\frac{1}{q}\mathbf{j}_n^t = \frac{4}{3m_c(kT)^{3/2}\sqrt{\pi}} \int_0^{E_b^c} D_t E^{3/2} \tau \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE\nabla n, \qquad (10)$$

где $D_t = \exp(-2\int k\,dx)$ — коэффициент туннелирования, а интеграл в экспоненте берется по потенциальному барьеру.

Рассмотрим простейшую модель потенциального барьера — прямоугольный барьер толщиной l_t^l и высотой E_b^c (см. рисунок). Тогда коэффициент туннелирования $D_t = \exp\left(-2\frac{\sqrt{2m_c}\,l_t^l}{\hbar}\sqrt{E_b^c - E}\right)$.

Пренебрегая для простоты сохранением компоненты квазиимпульса, параллельной плоскости *p-n*-перехода, подставим выражение для D_t в уравнение (10) и получим:

$$\mathbf{j}_n^t = \frac{4q}{3m_c(kT)^{3/2}\sqrt{\pi}} \times$$

$$\times \int_0^{E_b^c} \exp\left(-2\frac{\sqrt{2m_c}\,l_t^l}{\hbar}\sqrt{E_b^c - E} - \frac{E}{kT}\right) E^{3/2} C E^r\, dE\nabla n. \qquad (11)$$

Функция, стоящая в показателе экспоненты в формуле (11), имеет минимум в точке E_0^c, определяемой выражением

$$E_b^c - E_0^c = 2(kT)^2\, m_c (l_t^l)^2\, \hbar^{-2}. \qquad (12)$$

В зависимости от толщины потенциального барьера l_t^l этот минимум может лежать на разных участках интервала $0 - E_b^c$.

Проанализируем возможные ситуации. Заметим, что выполнение условия $E_b^c \cong E_0^c$ (минимум почти совпадает с вершиной потенциального барьера) означает, что толщина потенциального барьера мала ($l_t^l \cong 0$) и вероятность туннелирования через такой тонкий барьер велика. Рассмотрим промежуточный случай положения минимума, когда выполняются условия $E_b^c > E_0^c$ и $E_0^c > 0$. Выше упоминалось, что в рассматриваемой структуре выполняются условия $E_b^c = E_g$ и $E_b^v = E_g$. Тогда в рассматриваемом случае из уравнения (12) следует, что толщина барьера удовлетворяет неравенству

$$l_t^l \le \frac{\hbar\sqrt{E_g}}{\sqrt{2m_c kT}}. \qquad (13)$$

Подставим это соотношение в формулу (2) и получим, что в потенциальной яме, соответст-

вующей барьеру в КНО p-типа, максимальное число энергетических уровней будет удовлетворять неравенству $n_{\max} \le \frac{E_g}{\pi kT}\sqrt{\frac{m_v}{m_c}}$, причем $n_{\max} \le \frac{E_g}{\pi kT}$ при $m_v = m_{lh}$ и $n_{\max} \le \frac{2E_g}{kT}$ — при $m_{hh}/m_c \approx 40$, что имеет место в InSb. Последние неравенства означают, что при выполнении условия $E_b^c > E_0^c > 0$ (13) в потенциальной яме, соответствующей рассматриваемому барьеру, энергетический спектр легких дырок будет дискретным, а спектр тяжелых дырок может быть как дискретным, так и квазинепрерывным. Однако при большом числе дискретных уровней энергии в потенциальной яме может оказаться сложно выполнить условие $F - E_{\max}^{hh} > 3kT$, обеспечивающее свободный проход фотодырок над ямой, поэтому толщину l_t' выгоднее выбирать так, чтобы энергетический спектр тяжелых дырок был квазинепрерывным. При увеличении толщины потенциального барьера, когда начинает выполняться условие $E_0^c < 0$ или $l_t' > \hbar\sqrt{E_g}/(\sqrt{2m_c}kT)$, используя формулу (2), получим, что энергетический спектр тяжелых и легких дырок в рассматриваемой потенциальной яме становится квазинепрерывным.

Для потенциального барьера в валентной зоне КНО n-типа, в промежуточном случае $E_b^v > E_0^v > 0$ можно получить неравенство, аналогичное по форме выражению (13):

$$l_t'' \le \frac{\hbar\sqrt{E_g}}{\sqrt{2m_{hh}}kT}. \qquad (14)$$

Подставим это соотношение в формулу (2) и получим, что в потенциальной яме, соответствующей барьеру в КНО n-типа, максимальное число энергетических уровней будет удовлетворять неравенству $n_{\max} \le \frac{E_g}{\pi kT}\sqrt{\frac{m_c}{m_v}} < \frac{E_g}{kT}$. Таким образом, при выполнении неравенства $E_b^v > E_0^v > 0$ (условие (14)) в потенциальной яме, соответствующей потенциальному барьеру в валентной зоне КНО n-типа, энергетический спектр электронов будет дискретным.

Проанализируем теперь туннелирование через потенциальный барьер при условии выполнения неравенства $E_b^c > E_0^c > 0$. В этом случае интеграл в формуле (11) удобно разбить на два $\int_0^{E_b^c} = I_1 + I_2 = \int_0^{E_0^c} + \int_0^{E_b^c}$ так, чтобы на каждом из отрезков интегрирования $0 - E_0^c$ и $E_0^c - E_b^c$ подынтегральная функция вела себя монотонно. Оценим сперва интеграл I_1, величина которого определяется областью максимального значения подынтегральной функции, т. е. областью интегрирования, прилегающей к точке $E = 0$. Разложим функцию, стоящую в показателе экспоненты формулы (11) вблизи точки $E = 0$, в ряд, и получившийся интеграл рассчитаем методом Лапласа [16]. В результате получим:

$$I_1 \cong \sqrt{2\pi\left(r+\frac{3}{2}\right)}kT\left\{kT\left(r+\frac{3}{2}\right)\right\}^{\frac{3}{2}}\tau\left\{kT\left(r+\frac{3}{2}\right)\right\}\times$$

$$\times\exp\left\{-\frac{2\sqrt{E_b^c(E_b^c-E_0^c)}}{kT}-\left(r+\frac{3}{2}\right)\right\}. \qquad (15)$$

В случае, если условие $E_0^c/E_b^c < 1$ хорошо выполняется, выражение (15) можно преобразовать к виду

$$I_1 \cong \sqrt{2\pi\left(r+\frac{3}{2}\right)}kT\left\{kT\left(r+\frac{3}{2}\right)\right\}^{\frac{3}{2}}\tau\left\{kT\left(r+\frac{3}{2}\right)\right\}\times$$

$$\times\exp\left\{-\frac{2E_b^c-E_0^c}{kT}-\left(r+\frac{3}{2}\right)\right\}. \qquad (16)$$

Простейшей оценкой сверху интеграла I_2 является произведение максимального значения подынтегральной функции (которое достигается в точке $E = E_b^c$) на отрезок интегрирования $E_0^c - E_b^c$:

$$I_2 \approx \tau(E_b^c)(E_b^c)^{3/2}(E_b^c - E_0^c)\exp(-E_b^c/(kT)). \qquad (17)$$

Из уравнений (16) и (17) видно, что при выполнении условия $E_b^c > E_0^c > 0$ с экспоненциальной точностью выполняется неравенство $I_1/I_2 \approx \exp(-(E_b^c - E_0^c)/(kT)) << 1$. В рассматриваемой структуре высота потенциальных барьеров выбирается равной ширине запрещенной зоны, т. е. $E_b^c = E_g$ и $E_b^v = E_g$. Тогда из уравнений (7), (11) и (17) следует, что с экспоненциальной точностью отношение упавшего и протуннелировавшего через барьер электронного потоков $|j_n^t|/|j_n|$ определяется выражением, имеющим тот же вид, что и при прохождении носителей над барьером:

$$|j_n^t|/|j_n| \approx \exp(-E_g/(kT)) << 1. \qquad (18)$$

В случае выполнения условия $E_0^c < 0$ функция, стоящая в показателе экспоненты в формуле (11), имеет монотонный характер, значение интеграла определяется областью максимального значения подынтегральной функции, т. е. обла-

стью интегрирования, прилегающей к точке $E = 0$ и дается формулой (15). В этом случае отношение упавшего и протуннелировавшего через барьер электронных потоков будет еще меньше, чем определяемое неравенством (18). Для потенциального барьера в КНО n-типа при выполнении условий $E_b^v > E_0^v > 0$ можно получить соотношения между падающим и протуннелировавшим через барьер дырочными потоками, аналогичные выражению (18). Таким образом, при выполнении условий (13) и (14) потенциальные барьеры являются эффективными блокирующими контактами для неосновных носителей в КНО, причем энергетический спектр тяжелых дырок в потенциальной яме в КНО p-типа будет квазинепрерывным, а спектр электронов в потенциальной яме в КНО n-типа — дискретным.

Эффективность подавления диффузионного тока потенциальными барьерами в КНО

Проанализируем, насколько эффективно потенциальные барьеры в КНО способны подавлять различные составляющие диффузионного тока. Как мы уже упоминали выше, в δ-легированном p-n-переходе, в котором ИК-излучение поглощается в области $l_{\alpha p}$, выполняется соотношение $l_n >> l_p$, причем на толщину l_n не накладывается каких либо ограничений. Поэтому без ограничения общности предположим, что выполняется соотношение $l_n > L_p$. Оценим теперь вклад генерации—рекомбинации носителей в части КНО n-типа толщиной l_n в дифференциальное сопротивление p-n-перехода. Заметим, что толщина потенциального барьера $l_l^r + 2l_0^r$ и толщина области $l_{\alpha n}$ достаточно малы, в том смысле, что выполняются неравенства $l_l^r + 2l_0^r << L_p$, $l_{\alpha n} << L_p$, поэтому можно считать, что в КНО n-типа потенциальный барьер расположен на границе КНО—область сильного поля, а падающий на барьер дырочный ток есть темновой ток p-n-перехода, обусловленный генерацией—рекомбинацией носителей в КНО n-типа. В одномерной модели p-n-перехода плотность темнового дырочного тока определяется выражением $j_p = ((kT)/(qR_{0p\infty}A))(\exp(qV/(kT)) - 1)$ [1—3]. Тогда из уравнений (9) и (18) следует, что дифференциальное сопротивление p-n-перехода, обусловленное прохождением носителей через потенциальный барьер в валентной зоне КНО n-типа, равно $R_{0p}A \approx R_{0p\infty}A\exp(E_g/(kT)) >> >> R_{0p\infty}AL_p\alpha$. Аналогичное соотношение получится в случае, когда в качестве поглощающей будет выбрана область $l_{\alpha n}$: $R_{0n}A \approx R_{0n\infty}A\exp(E_g/(kT)) >> >> R_{0n\infty}AL_n\alpha$.

В случае выполнения соотношений $l_n >> l_p$ и $l_n > L_p$ имеет смысл оценивать вклад рекомбинации носителей на контакте металл—полупроводник в дифференциальное сопротивление p-n-перехода только для контакта металл—КНО p-типа. Заметим, что толщина потенциального барьера в КНО p-типа и толщина поглощающей области малы, в том смысле, что выполняются неравенства $l_l^l + 2l_0^l << L_n$ и $l_{\alpha p} << L_n$. Тогда плотность диффузионного тока в области $l_{\alpha p}$ практически постоянна, и ее значение на границе раздела КНО—область сильного поля не зависит от положения потенциального барьера. В этом случае можно считать, что в КНО p-типа потенциальный барьер расположен на границе КНО—область сильного поля, а падающий на барьер электронный ток j_n есть темновой ток p-n-перехода, обусловленный рекомбинацией носителей на контакте металл—КНО p-типа. Если скорость рекомбинации на контакте металл—КНО p-типа бесконечна, то в рамках одномерной модели p-n-перехода плотность темнового электронного тока равна $j_n = ((kT)/(qR_{0n}A))\times \times(\exp(qV/(kT)) - 1)$, а дифференциальное сопротивление p-n-перехода, обусловленное рекомбинацией на таком контакте, определяется выражением $R_{0n}A \approx R_{0n\infty}A(l_{\alpha p}/L_n)$ [1]. Тогда из уравнений (9) и (18) следует, что дифференциальное сопротивление рассматриваемого δ-легированного p-n-перехода определяется выражением $R_{0n}A \approx R_{0n\infty}A(l_{\alpha p}/L_n)\exp(E_g/(kT))$. При записи этой формулы мы приняли во внимание, что $l_{\alpha p} >> l_p$, $l_l^l + 2l_0^l$. Аналогичное соотношение получится в случае, когда в качестве поглощающей будет выбрана область $l_{\alpha n}$, т. е. $R_{0p}A \approx \approx R_{0p\infty}A(l_{\alpha p}/L_p)\exp(E_g/(kT))$. Очевидно, что имеют место соотношения $1/(\alpha L_p)\exp(E_g/(kT)) >> >> \alpha L_p$ и $1/(\alpha L_n)\exp(E_g/(kT)) >> \alpha L_n$. Таким образом, потенциальные барьеры, толщина которых удовлетворяет условиям (13) и (14) эффективно подавляют различные составляющие диффузионного тока p-n-перехода, в том числе составляющую, обусловленную генерацией—рекомбинацией носителей в частях КНО p- и n-типа, расположенных между соответствующим потенциальным барьером и контактом, а также составляющую, обусловленную рекомбинацией на контактах металл—полупроводник.

Заключение

Дифференциальное сопротивление предложенного δ-легированного p-n-перехода существенно больше, чем у обычного p-n-перехода, на основе того же полупроводника. При достаточно низких рабочих температурах это превосходство является следствием малой ширины области

сильного поля δ-легированной структуры по сравнению с шириной ОПЗ обычного *p-n*-перехода, а при достаточно высоких — следствием того, что в предложенной структуре тепловая и фотогенерация происходят в одном и том же слое КНО толщиной $1/\alpha$. Таким образом, предложенный δ-легированный *p-n*-переход обеспечивает более высокие пороговые характеристики фотодиода в области низкофоновых применений и повышенные рабочие температуры при реальных фонах.

Литература

1. *Reine M. B., Sood A. K., Tredwell T. J.*// Semiconductors and semimetals. — New York: Academic Press, 1981. V. 18. № 6. P. 201.
2. *Shokley W.*// Bell System Technical Journal. 1949. V. 28. P. 435.
3. *Зи. С.* Физика полупроводниковых приборов. В двух кн. Кн. 1. — М.: Мир, 1984. С. 69.
4. *Sah C. T., Noyce R. N., Shockley W.*// Proc. IRE. 1957. V. 45. № 9. P. 1228.
5. *Пикус Г. Е.* Основы теории полупроводниковых приборов. — М.: Наука, 1965. С. 191.
6. *Осипов В. В., Селяков А. Ю., Foygel M.*// ФТП. 1998. Т. 32. Вып. 2. С. 221—226.
7. *Osipov V. V., Selyakov A. Yu., Foygel M.*// Phys. Stat. Sol.(a). 1998. V. 169. P. 161—170.
8. *Осипов В. В., Селяков А. Ю., Foygel M.*// ФТП. 1999. Т. 33. Вып 1. С. 101—105.
9. *Осипов В. В., Селяков А. Ю., Foygel M.*// Там же. Вып. 7. С. 870—875.
10. *Селяков А. Ю.*// Прикладная физика. 2002. № 4. С. 118.
11. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория. — М.: Наука, 1989. С. 71.
12. *Давыдов А. С.* Квантовая механика. — М.: Физматгиз, 1963. С. 137.
13. *Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф.* Электронные свойства двумерных систем. — М.: Мир, 1985. С. 27.
14. *Schoenfeld W., Antonell M. J., Abernathy C. R.*// Journal of Crystal Growth. 1998. V. 188. P. 50—55.
15. *Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г.* Физика полупроводников. — М.: Наука, 1977. С. 399.
16. *Федорюк М. В.* Асимптотика: Интегралы и ряды. — М.: Наука, 1987. С. 54.

Theory of new type δ-doped IR photodiode

A. Yu. Selyakov
ORION Research-and-Production Association, Moscow, Russia

New δ-doped p-n-junction structure was proposed. Diffusion and generation dark currents as well as dark current, caused by recombination in metal—semiconductor contact can be suppressed in the δ-doped p-n-junction. A theory of the photodiode was developed. Optimal parameters of each element of the δ-doped p-n-junction structure was determined. It is shown, that differential resistance of the δ-doped p-n-junction greatly exceed differential resistance of usual p-n-junction on the base of the same semiconductor.