Дифференциальная емкость p^+-p-перехода

© Н.А. Шеховцов¶

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина,
61077 Харьков, Украина

(Получена 1 марта 2011 г. Принята к печати 27 апреля 2011 г.)

Исследована дифференциальная емкость p^+-p-перехода, которая образована изменением заряда в области перехода с учетом электрического поля в квазинейтральной p-области. Получена зависимость емкости и тока p^+-p-перехода от напряжения в области перехода. Показано, что изменение знака емкости p^+-p-перехода с ростом уровня инжекции вызвано уменьшением биполярной дрейфовой подвижности в p-области. Показано, что изменение знака емкости p^+-p-перехода при увеличении обратного напряжения определяет уменьшение заряда в области перехода за счет преобладания роста отрицательного заряда ионов акцепторов над ростом положительного заряда дырок.

1. Введение

В работе [1] экспериментально показано, что у германиевых p^+-p-переходов с проводимостью p-области, близкой к собственной, характер зависимости дифференциальной емкости от тока изменяется с увеличением температуры перехода. При температуре $T = 300\,\mathrm{K}$ емкость p^+-p-перехода с ростом прямого тока увеличивается, а при увеличении обратного тока изменяет знак с положительного на отрицательный. При температурах $T \geq 310\,\mathrm{K}$ емкость p^+-p-перехода с ростом прямого тока достигает максимума, а затем уменьшается и изменяет знак. Теория $h-l$-переходов [2–6] не объясняет такое изменение характера зависимости емкости p^+-p-перехода от тока при увеличении температуры перехода.

В связи с этим исследованы зависимости дифференциальной емкости и тока p^+-p-перехода от напряжения на области перехода. Рассмотрена емкость p^+-p-перехода, которая образована изменением заряда в области перехода с учетом изменения электрического поля в квазинейтральной p-области в режиме прямого и обратного включения. В режиме прямого включения p^+-p-перехода поле в квазинейтральной p-области определено с учетом зависимости биполярной дрейфовой подвижности от концентрации неравновесных пар электрон–дырка.

Показано, что изменение характера зависимости емкости p^+-p-перехода от тока инжекции при увеличении температуры перехода обусловлено уменьшением биполярной дрейфовой подвижности в p-области с приближением ее проводимости к собственной.

Показано, что изменение знака емкости p^+-p-перехода с ростом обратного тока вызвано уменьшением заряда в области перехода за счет преобладания увеличения отрицательного заряда ионов акцепторов над увеличением положительного заряда дырок.

2. Уравнения динамического равновесия p^+-p-перехода

Распределение электрического поля и потенциала в области пространственного заряда (ОПЗ) n^+-n- и p^+-p-переходов при термодинамическом равновесии исследовались в работах [7–11]. В [11] предложен способ получения точного распределения поля и потенциала в ОПЗ p^+-p-перехода при термодинамическом равновесии (см. рисунок).

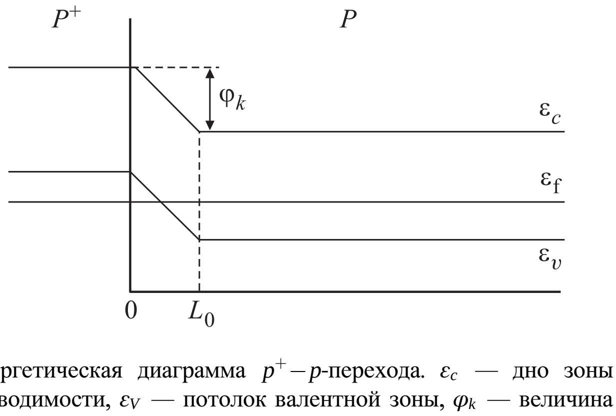
В ОПЗ p^+-p-перехода заряд электронов значительно меньше заряда дырок. Поэтому рекомбинацией электронов и дырок в ОПЗ перехода можно пренебречь. В этом случае токи дырок и электронов в ОПЗ перехода не зависят от координаты x. Состояние динамического равновесия p^+-p-перехода определит система уравнений:

$$\frac{j_p}{qD_p} = \frac{p(x)}{kT}\frac{d\varphi(x)}{dx} - \frac{dp(x)}{dx}, \tag{1}$$

$$\frac{j_n}{qD_n} = \frac{n(x)}{kT}\frac{d\varphi(x)}{dx} + \frac{dn(x)}{dx}, \tag{2}$$

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = \frac{4\pi q^2}{\varepsilon}\left[p(x) - (p_T - n_T) - n(x)\right] \tag{3}$$

совместно с условием динамического равновесия ОПЗ перехода. Здесь j_p — ток дырок, j_n — ток электронов, $p(x)$ и $n(x)$ — распределение концентрации дырок и электронов соответственно; p_T и n_T — концентрации



Энергетическая диаграмма p^+-p-перехода. ε_c — дно зоны проводимости, ε_V — потолок валентной зоны, φ_k — величина потенциального барьера области перехода, L_0 — ширина области перехода.

¶ E-mail: shekhov@isc.kharkov.ua

дырок и электронов в p-области при термодинамическом равновесии перехода; $\varphi(x) = -q\psi(x)$, где q — заряд электрона, $\psi(x)$ — положительный потенциал, k — постоянная Больцмана, T — температура Кельвина, ε — диэлектрическая проницаемость решетки полупроводника; $D_p/\mu_p = D_n/\mu_n = kT/q$, где D_p и D_n — коэффициенты диффузии, а μ_p и μ_n — подвижности дырок и электронов.

Граничные условия для системы уравнений (1)−(3) представим в виде

$$\varphi(L) = 0, \tag{4}$$

$$\varphi(0) = q(U_k \mp U), \tag{5}$$

$$p(L) = p_L, \tag{6}$$

$$p(0) = p_0(0) \pm \Delta p(0) = p_T e^{\frac{qU_k}{kT}}\left[1 \pm \Delta p(0) p_T^{-1} e^{-\frac{qU_k}{kT}}\right], \tag{7}$$

$$n(L) = n_L, \tag{8}$$

$$n(0) = n_0(0) \pm \Delta n(0) = n_T e^{-\frac{qU_k}{kT}}\left[1 \pm \Delta n(0) n_T^{-1} e^{\frac{qU_k}{kT}}\right], \tag{9}$$

$$n(0) = n_L e^{-\frac{q(U_k \mp U)_k}{kT}} \mp \Delta n(0), \tag{10}$$

$$\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_{x=L} = \left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_L. \tag{11}$$

Здесь L — ширина (ОПЗ) перехода, U — напряжение, которое изменяет разность потенциалов U_k; $p_0(0)$ и $n_0(0)$ — концентрации дырок и электронов при термодинамическом равновесии перехода; верхние знаки (плюс и минус) — для прямого, а нижние — для обратного включения перехода; $q^{-1}[d\varphi(x)/dx]_L = E(L)$ — электрическое поле. Величины p_L, n_L, $\Delta p(0)$, $\Delta n(0)$ и $[d\varphi(x)/dx]_L$ зависят от напряжения U.

Представление $\Delta n(0)$ в виде (9) и (10) дает возможность выразить $\Delta n(0)$ через n_L.

В правой части условия (10) первый член представляет концентрацию электронов у поверхности p^+-области при распределении их концентрации в ОПЗ перехода с $U_k \mp U$ по закону Больцмана. Необходимо отметить, что условие (10) можно использовать только в случае пренебрежимо малого изменения $U_k \mp U$ при замене распределения $n(x)$ распределением Больцмана.

Связь концентраций n_L и p_L определяет условие квазинейтральности p-области, которое на границе ОПЗ перехода при $x = L$ имеет вид

$$n_L = n_T \pm \Delta p(L) = n_T + (p_L - p_T), \tag{12}$$

где $p_L - p_T > 0$ при прямом включении перехода и $p_L - p_T < 0$ при обратном включении перехода.

Величину $\Delta p(0)$ определяет условие квазинейтральности p^+-области, которое у ее поверхности при $x = 0$ имеет вид

$$\Delta p(0) = \Delta n(0). \tag{13}$$

Граничное условие (11) показывает, что электрическое поле на границе ОПЗ перехода с квазинейтральной p-областью не равно нулю при прямом и обратном включении перехода.

В режиме прямого включения p^+-p-перехода электрические поля ОПЗ перехода и квазинейтральной p-области направлены в противоположные стороны. При инжекции дырок p^+-областью в p-область квазинейтральность p-области устанавливает заряд электронов, которые приходят из внешней цепи. Поэтому на плоскости раздела ОПЗ перехода и квазинейтральной p-области не весь заряд дырок компенсируется зарядом электронов. Нескомпенсированный заряд дырок этой плоскости является общим для ОПЗ перехода и квазинейтральной p-области. Таким образом, электрические поля ОПЗ перехода $E(L)$ и квазинейтральной p-области $E(L+0)$ отличны от нуля и $E(L) = -E(L+0)$, т. е.

$$\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_L = \left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_{L+0}. \tag{14}$$

В режиме обратного включения p^+-p-перехода электрические поля ОПЗ перехода $E(L)$ и квазинейтральной p-области $E(L+0)$ имеют одинаковое направление и $E(L) = E(L+0)$, т. е.

$$\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_L = \left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_{L+0}. \tag{15}$$

На границе ОПЗ p^+-p-перехода и квазинейтральной p-области выполняется условие непрерывности тока

$$j = j(L+0), \tag{16}$$

где $j = j_p + j_n$ — ток ОПЗ перехода, $j(L+0)$ — ток квазинейтральной p-области при $x = L$. Вдоль квазинейтральной p-области ток $j(L+0)$ не изменяется, а соотношение диффузионного и дрейфового тока может изменяться.

Распределение концентрации дырок $p(x)$, электронов $n(x)$ и токи j_p и j_n в ОПЗ p^+-p-перехода при прямом и обратном включении получим интегрированием уравнений (1) и (2) методом вариации постоянной.

Напряжение на ОПЗ p^+-p-перехода U смещает границу ОПЗ и n-области $x = L_0$ и изменяет концентрации дырок p_T и электронов n_T. Распределение концентрации дырок, которое получаем интегрированием уравнения (1) при $j_p = 0$ от L до x с $\varphi(L) = 0$ и $p(L) = p_L$ имеет вид $p_L \exp[\varphi(x)/kT]$. Поэтому решение уравнения (1) ищем в виде

$$p(x) = c(x) e^{\frac{\varphi(x)}{kT}}. \tag{17}$$

Распределение концентрации электронов, которое получаем интегрированием уравнения (2) при $j_n = 0$ от x до L с $\varphi(L) = \pm qU$ и $n(L) = n_L$, имеет вид $n_T \exp(\mp qU/kT)\exp[-\varphi(x)/kT]$. Чтобы варьируемая величина была постоянной, т. е. чтобы протекание тока j_n не изменяло равновесную концентрацию электронов n_T в p-области, решение уравнения (2) ищем в виде

$$n(x) = c(x) e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}} \tag{18}$$

3. Режимы включения p^+-p-перехода

3.1. Прямое включение

Из уравнения (1) с учетом (17), (4)–(7) получаем распределение концентрации дырок $p(x)$ в виде

$$p(x) = p_T \left\{ p_L p_T^{-1} + \left[\left(1 + \Delta p(0) p_T^{-1} e^{-\frac{qU_k}{kT}} \right) e^{\frac{qU}{kT}} - p_L p_L^{-1} \right] \times \left(\int\limits_L^0 e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}} dx \right)^{-1} \int\limits_L^x e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}} dx \right\} e^{\frac{\varphi(x)}{kT}} \tag{19}$$

и ток j_p в виде

$$j_p = qD_p p_T \left[\left(1 + \Delta p(0) p_T^{-1} e^{-\frac{qU_k}{kT}} \right) e^{\frac{qU}{kT}} - p_L p_T^{-1} \right] \times \left(\int\limits_0^L e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}} dx \right)^{-1}. \tag{20}$$

Из уравнения (2) с учетом (18), (4), (5), (8)–(10) получаем распределение концентрации электронов $n(x)$ в виде

$$n(x) = n_T \left\{ n_L n_T^{-1} + \left[n_L n_T^{-1} - e^{-\frac{qU}{kT}} \left(1 + \Delta n(0) n_T^{-1} e^{\frac{qU_k}{kT}} \right) \right] \times \left(\int\limits_L^0 e^{\frac{\varphi(x)}{kT}} dx \right)^{-1} \int\limits_L^x e^{\frac{\varphi(x)}{kT}} dx \right\} e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}} \tag{21}$$

и ток j_n в виде

$$j_n = qD_n n_T \left[n_L n_T^{-1} - e^{\frac{qU}{kT}} \left(1 + \Delta n(0) n_T^{-1} e^{\frac{qU_k}{kT}} \right) \right] \times \left(\int\limits_0^L e^{\frac{\varphi(x)}{kT}} dx \right)^{-1}, \tag{22}$$

а также в виде

$$j_n = qD_n \Delta n(0) e^{\frac{q(U_k - U)}{kT}} \left(\int\limits_0^L e^{\frac{\varphi(x)}{kT}} dx \right)^{-1}. \tag{23}$$

Зависимость величины заряда в ОПЗ p^+-p-перехода от напряжения U получим из уравнения (3). Уравнение (3) с учетом (19) и (21) умножим на $2d\varphi(x)/dx$, интегрируем от L до x с учетом (4), (11) и получаем

$$\frac{d\varphi(x)}{dx} = -\left(\frac{8\pi q^2 kT p_T}{\varepsilon} \right)^{1/2} \left\{ p_L p_T^{-1} \left(e^{\frac{\varphi(x)}{kT}} - 1 \right) + \left[\left(1 + \Delta p(0) p_T^{-1} e^{-\frac{qU_k}{kT}} \right) e^{\frac{qU}{kT}} - p_L p_T^{-1} \right] \left(\int\limits_L^0 e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}} dx \right)^{-1} \times \left[e^{\frac{\varphi(x)}{kT}} \int\limits_L^x e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}} dx + L - x \right] - (1 - n_T p_T^{-1}) \frac{\varphi(x)}{kT} - n_L p_T^{-1} \left(1 - e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}} \right) - n_T p_T^{-1} \left[n_L n_T^{-1} - e^{-\frac{qU}{kT}} \times \left(1 + \Delta n(0) n_T^{-1} e^{\frac{qU_k}{kT}} \right) \right] \left(\int\limits_L^0 e^{\frac{\varphi(x)}{kT}} dx \right)^{-1} \times \left[e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}} \int\limits_L^x e^{\frac{\varphi(x)}{kT}} dx + L - x \right] + \frac{\varepsilon}{8\pi q^2 kT p_T} \left(\frac{d\varphi(x)}{dx} \right)_L^2 \right\}^{1/2}. \tag{24}$$

При получении уравнения (24) произведения экспоненты, интеграла и $d\varphi(x)/dx$ проинтегрированы по частям.

Величину $(d\varphi(x)/dx)_L$ определяет условие непрерывности тока (16). Из уравнений (20) и (22) видно, что $j_p \gg j_n$. Поэтому для получения $(d\varphi(x)/dx)_L$ в более простом виде условие (16) можно заменить условием непрерывности тока дырок в виде

$$j_p = j_p(L + 0). \tag{25}$$

Ток $j_p(L+0)$ получим при следующих допущениях. Полагаем, что длина p-области $l \ll L_n$ — диффузионной длины электронов в ней, а базовый контакт p-области не оказывает существенного влияния на рекомбинацию электронов и дырок. Тогда диффузионным током в p-области можно пренебречь. Подвижность неравновесных носителей заряда μ (биполярную дрейфовую подвижность) определяет формула [12,13]

$$\mu = (p_T - n_T)(p_T \mu_n^{-1} + n_T \mu_p^{-1})^{-1}, \tag{26}$$

где μ_n и μ_p — подвижности равновесных электронов и дырок. Формула (26) получена при умножении уравнения непрерывности для дырок на $\sigma_n = q\mu_n n_T$, а уравнения непрерывности для электронов — на $\sigma_p = q\mu_p p_T$ [12,13]. При умножении уравнения непрерывности для дырок на $\sigma_n = q\mu_n n$, а уравнения непрерывности для электронов на $\sigma_p = q\mu_p p$, где $n = n_T + \Delta n$ и $p = p_T + \Delta p$, получаем дрейфовую подвижность неравновесных носителей заряда μ в виде

$$\mu=(p-n)(p\mu_n^{-1}+n\mu_p^{-1})^{-1}=(p_T-n_T)(p\mu_n^{-1}+n\mu_p^{-1})^{-1}, \tag{27}$$

таккак $\Delta p\cong\Delta n$. Направление дрейфа квазинейтрального образования определяет заряд дырок $q(\Delta p-\Delta n)$, которые инжектирует $p^+{-}n$-переход. Из (27) следует, что с ростом концентраций p и n за счет увеличения концентраций Δp и Δn подвижность μ уменьшается. Поэтому дрейфовый ток дырок в квазинейтральной p-области представим с учетом (14) в виде

$$j_p(L+0)=-\left[p_T\mu_p+(p_L-p_T)\mu\right]\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_L$$
$$=-p_T\mu_p\left[1+\mu\mu_p^{-1}(p_Lp_T^{-1}-1)\right]\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_L. \tag{28}$$

Из уравнения (25) с учетом (20), (28) и соотношения Эйнштейна получаем

$$\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_L=-kT\left[\left(1+\Delta p(0)p_T^{-1}e^{-\frac{qU_k}{kT}}\right)e^{\frac{qU}{kT}}-p_Lp_T^{-1}\right]$$
$$\times\left(\int_0^L e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}}dx\right)^{-1}\left[1+\mu\mu_p^{-1}(p_Lp_T^{-1}-1)\right]^{-1}. \tag{29}$$

Получение энергетической зависимости $\varphi(x)$ и ширины ОПЗ $p^+{-}p$-перехода L из уравнения (24) представляет собой сложную задачу. Поэтому интегралы и величины L в (24) определим из результатов описания термодинамического равновесия $p^+{-}p$-перехода. Из уравнения (24) при $j_p=j_n=0$, $p_L=p_T$, $n_L=n_T$ и замене $\varphi(x)$ на $\varphi_0(x)$ получаем уравнение состояния термодинамического равновесия $p^+{-}p$-перехода в виде

$$\frac{d\varphi_0(x)}{dx}=-\left(\frac{8\pi q^2kTp_T}{\varepsilon}\right)^{1/2}\left[e^{\frac{\varphi_0(x)}{kT}}-1-\left(1-n_Tp_T^{-1}\right)\right.$$
$$\left.\times\frac{\varphi_0(x)}{kT}-n_Tp_T^{-1}\left(1-e^{-\frac{\varphi_0(x)}{kT}}\right)\right]^{1/2}. \tag{30}$$

В ОПЗ $p^+{-}p$-перехода заряд дырок значительно больше заряда ионов акцепторов и электронов. Поэтому уравнение (30) можно представить в приближенном виде

$$\frac{d\varphi_0(x)}{dx}=-\left(\frac{8\pi q^2kTp_T}{\varepsilon}\right)^{1/2}e^{\frac{\varphi_0(x)}{2kT}}\left(1-e^{-\frac{\varphi_0(x)}{kT}}\right)^{1/2}. \tag{31}$$

При

$$\int_0^x\left(1-e^{-\frac{\varphi_0(x)}{kT}}\right)^{1/2}dx\cong\int_0^x dx \tag{32}$$

из (31) с учетом (4), (5) получаем

$$L=\left(\frac{\varepsilon kT}{2\pi q^2p_T}\right)^{1/2}\left(1-e^{-\frac{q(U_k\mp U)}{2kT}}\right), \tag{33}$$

$$\int_L^0 e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}}dx=\int_L^0 e^{-\frac{\varphi_0(x)}{kT}}dx$$
$$=-\frac{1}{3}\left(\frac{\varepsilon kT}{2\pi q^2p_T}\right)^{1/2}\left(1-e^{-\frac{3q(U\mp U_k)}{kT}}\right); \tag{34}$$

а с учетом $\varphi_0(0)=qU_k$, $\varphi_0(L)=\pm qU$ и $\varphi(0)=q(U_k\mp U)$ получаем

$$\int_L^0 e^{\frac{\varphi(x)}{kT}}dx=e^{\mp\frac{qU}{kT}}\int_L^0 e^{\frac{\varphi_0(x)}{kT}}dx$$
$$=-\left(\frac{\varepsilon kT}{2\pi q^2p_T}\right)^{1/2}e^{\frac{qU_k}{2kT}}\left(1-e^{-\frac{q(U\mp U_k)}{2kT}}\right)e^{\mp\frac{qU}{kT}}. \tag{35}$$

При прямом включении $p^+{-}p$-перехода электрические поля ОПЗ перехода и квазинейтральной p-области направлены в противоположные стороны. Поэтому заряд Q, который определяет дифференциальную емкость $p^+{-}p$-перехода в режиме прямого включения, представим в виде

$$Q=\frac{\varepsilon}{4\pi q}\left\{\left|\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_{x=0}\right|-\left|\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_{L+0}\right|\right\}$$
$$=\frac{\varepsilon}{4\pi q}\left|\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_{x=0}-\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_{L}\right|. \tag{36}$$

Представляем (24) с учетом (4), (29) и (33)–(35) и (29) с учетом (34) в (36) и получаем заряд Q в виде

$$Q=qp_T\left(\frac{\varepsilon kT}{2\pi q^2p_T}\right)^{1/2}\left\{\left(1+\Delta p(0)p_T^{-1}e^{-\frac{qU_k}{kT}}\right)e^{\frac{qU_k}{kT}}\right.$$
$$-p_Lp_T^{-1}-3\left[\left(1+\Delta p(0)p_T^{-1}e^{-\frac{qU_k}{kT}}\right)e^{\frac{qU}{kT}}-p_Lp_T^{-1}\right]$$
$$\times\left(1-e^{-\frac{q(U_k-U)}{2kT}}\right)\left(1-e^{-\frac{3q(U_k-U)}{2kT}}\right)^{-1}-\left(1-n_Lp_T^{-1}\right)$$
$$\times\frac{q(U_k-U)}{kT}-n_Lp_T^{-1}\left(1-e^{-\frac{q(U_k-U)}{2kT}}\right)+n_Tp_T^{-1}\left[n_Ln_T^{-1}\right.$$
$$\left.\times e^{\frac{qU}{kT}}-\left(1+\Delta n(0)n_T^{-1}e^{\frac{qU_k}{kT}}\right)\right]\left(1-e^{-\frac{q(U_k-2U)}{2kT}}\right)e^{-\frac{qU_k}{2kT}}$$
$$+2.25F^{-2}\left[\left(1+\Delta p(0)p_T^{-1}e^{-\frac{qU_k}{kT}}\right)e^{\frac{qU}{kT}}-p_Lp_T^{-1}\right]^2$$
$$\left.\times\left(1-e^{-\frac{3q(U_k-U)}{2kT}}\right)^{-2}\right\}^{1/2}-qp_T\left(\frac{\varepsilon kT}{2\pi q^2p_T}\right)^{1/2}1.5F^{-1}$$
$$\times\left[\left(1+\Delta p(0)p_T^{-1}e^{-\frac{qU_k}{kT}}\right)e^{\frac{qU}{kT}}-p_Lp_T^{-1}\right]\left(1-e^{-\frac{3(U_k-U)}{2kT}}\right)^{-1} \tag{37}$$

где

$$F_{\pm}=1+\mu\mu_p^{-1}(p_Lp_T^{-1}-1). \tag{38}$$

С учетом (12) при

$$\Delta p(0)p_T^{-1}e^{-\frac{qU_k}{kT}} \ll 1;\quad e^{-\frac{3q(U_k-U)}{2kT}} \ll 1;\quad e^{-\frac{q(U_k-U)}{kT}} \ll 1;$$

$$n_T p_T^{-1}\Big[n_L n_T^{-1}e^{-\frac{qU}{kT}} - \big(1+\Delta n(0)n_T^{-1}e^{\frac{qU_k}{kT}}\big)\Big] \times\Big[\Big(1-e^{-\frac{q(U_k-2U)}{2kT}}\Big)e^{-\frac{qU_k}{2kT}}\Big] \ll n_L p_p^{-1} \quad (39)$$

из (37) получаем

$$Q = qp_T\left(\frac{\varepsilon kT}{2\pi q^2 p_L}\right)^{1/2}\Bigg\{\Bigg[e^{\frac{qU_k}{kT}} - 2p_L p_T^{-1} - 3\big(e^{\frac{qU}{kT}} - p_L p_T^{-1}\big) \times\big(1-e^{-\frac{q(U_k-U)}{2kT}}\big) - \big(1-n_T p_T^{-1}\big)\frac{q(U_k-U)}{kT} + 1 - n_T p_T^{-1} +2.25F^{-2}\big(e^{\frac{qU}{kT}} - p_L p_T^{-1}\big)^2\Bigg]^{1/2} - 1.5F^{-1}\big(e^{\frac{qU}{kT}} - p_L p_T^{-1}\big)\Bigg\}. \quad (40)$$

3.2. Обратное включение

Из уравнения (1) с учетом (17), (4)−(7) получаем распределение концентрации дырок $p(x)$ в виде

$$p(x) = p_T\Bigg\{p_L p_T^{-1} - \Big[p_L p_T^{-1} - \big(1-\Delta p(0)p_T^{-1}e^{-\frac{qU_k}{kT}}\big)e^{-\frac{qU}{kT}}\Big] \times\left(\int_L^x e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}}dx\right)^{-1}\int_L^x e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}}dx\Bigg\}e^{\frac{\varphi(x)}{kT}} \quad (41)$$

и ток j_p в виде

$$j_p = -qD_p p_T\Big[p_L p_T^{-1} - \big(1-\Delta p(0)p_T^{-1}e^{-\frac{qU_k}{kT}}\big)e^{-\frac{qU}{kT}}\Big] \times\left(\int_L^0 e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}}dx\right)^{-1}. \quad (42)$$

Из уравнения (2) с учетом (18), (4), (5), (8)−(10) получаем распределение концентрации электронов $n(x)$ в виде

$$n(x) = n_T\Bigg\{n_L n_T^{-1} + \Big[\big(1-\Delta n(0)n_T^{-1}e^{\frac{qU_k}{kT}}\big)e^{\frac{qU}{kT}} - n_L n_T^{-1}\Big] \times\left(\int_L^0 e^{\frac{\varphi(x)}{kT}}dx\right)^{-1}e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}}\int_L^x e^{\frac{\varphi(x)}{kT}}dx\Bigg\}e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}} \quad (43)$$

и ток j_n в виде

$$j_n = -qD_n n_T\Big[\Big(1-\Delta n(0)n_T^{-1}e^{\frac{qU_k}{kT}}\Big) - n_L n_T^{-1}e^{-\frac{qU}{kT}}\Big] \times\left(\int_L^0 e^{\frac{\varphi(x)}{kT}}dx\right)^{-1}, \quad (44)$$

а также в виде

$$j_n = -qD_n\Delta n(0)e^{\frac{q(U_k+U)}{kT}}\left(\int_L^0 e^{\frac{\varphi(x)}{kT}}dx\right)^{-1}. \quad (45)$$

Уравнение (3) с учетом (41) и (43) умножаем на $2d\varphi(x)/dx$ и интегрируем от L до 0 с учетом (4), (5), (11), (33)−(35). Тогда получим

$$\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_{x=0} = -\left(\frac{8\pi q^2 kTp_T}{\varepsilon}\right)^{1/2}\Bigg\{\big(1-\Delta p(0)p_T^{-1}e^{-\frac{qU_k}{kT}}\big) \times e^{\frac{qU_k}{kT}} - p_L p_T^{-1} + 3\Big[p_L p_T^{-1} - \big(1-\Delta p(0)p_T^{-1}e^{-\frac{qU_k}{kT}}\big) \times e^{-\frac{qU}{kT}}\Big]\big(1-e^{-\frac{q(U_k+U)}{2kT}}\big)\big(1-e^{-\frac{3q(U_k+U)}{2kT}}\big)^{-1} - n_L p_T^{-1} \times\big(1-e^{-\frac{q(U_k+U)}{kT}}\big) - \big(1-n_T p_T^{-1}\big)\frac{q(U_k+U)}{kT} - n_T p_T^{-1} \times\Big[1-\Delta n(0)n_T^{-1}e^{\frac{qU_k}{kT}} - e^{\frac{qU}{kT}}n_L n_T^{-1}\Big]\big(1-e^{-\frac{qU_k}{2kT}}\big)e^{-\frac{qU_k}{2kT}} + \frac{\varepsilon}{8\pi q^2 kTp_p}\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_L^2\Bigg\}^{1/2}. \quad (46)$$

Обратный дрейфовый ток дырок в квазинейтральной p-области p^+-p-перехода образован дрейфом равновесных дырок. Поэтому ток $j_p(L+0)$ представим с учетом (15) в виде

$$j_p(L+0) = p_L\mu_p\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_L. \quad (47)$$

Из уравнения (25) с учетом (42), (47), (34) и соотношения Эйнштейна получаем

$$\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_L = -1.5\left(\frac{8\pi q^2 kTp_T}{\varepsilon}\right)^{1/2}\big(p_L p_T^{-1}\big)^{-1} \times\Big[p_L p_T^{-1} - \big(1-\Delta p(0)p_T^{-1}e^{-\frac{qU_k}{kT}}\big)e^{-\frac{qU}{kT}}\Big]\big(1-e^{-\frac{3q(U_k+U)}{2kT}}\big)^{-1}. \quad (48)$$

При обратном включении p^+-p-перехода электрические поля ОПЗ перехода и квазинейтральной p-области имеют одинаковое направление. Поэтому заряд Q, который определяет дифференциальную емкость p^+-p-перехода в режиме обратного включени, представим в виде

$$Q = \frac{\varepsilon}{4\pi q}\left\{\left|\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_{x=0}\right| + \left|\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_{L+0}\right|\right\} = \frac{\varepsilon}{4\pi q}\left|\left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_{x=0} + \left(\frac{d\varphi(x)}{dx}\right)_L\right|. \quad (49)$$

Подставляем (46), (48) в (49) и при

$$\Delta p(0)p_T^{-1}e^{-\frac{qU_k}{kT}} \ll 1;\quad e^{-\frac{3q(U_k+U)}{kT}} \ll 1;\quad e^{-\frac{q(U_k+U)}{kT}} \ll 1;$$

$$n_T p_T^{-1}\Big[\big(1-\Delta n(0)n_T^{-1}e^{\frac{qU_k}{kT}}\big) - e^{\frac{qU}{kT}}n_L n_T^{-1}\Big] \times\big(1-e^{-\frac{qU_k}{2kT}}\big)e^{-\frac{qU_k}{2kT}} \ll n_L p_T^{-1} \quad (50)$$

с учетом (12) получим заряда в виде

$$Q=qp_T\left(\frac{\varepsilon kT}{2\pi q^2 p_T}\right)^{1/2}\left\{\left[e^{\frac{qU_k}{kT}}-2p_Lp_T^{-1}+3\left(p_Lp_T^{-1}-e^{-\frac{qU}{kT}}\right)\right.\right.$$

$$\times\left(1-e^{-\frac{q(U_k+U)}{2kT}}\right)-\left(1-n_Tp_T^{-1}\right)\frac{q(U_k+U)}{kT}$$

$$\left.+1-n_Tp_T^{-1}+2.25(p_Lp_T^{-1})^{-2}\left(p_Lp_T^{-1}-e^{-\frac{qU}{kT}}\right)^2\right]^{1/2}$$

$$\left.+1.5(p_Lp_T^{-1})^{-1}\left(p_Lp_T^{-1}-e^{-\frac{qU}{kT}}\right)\right\}^{1/2}. \qquad (51)$$

В (40) и (51) концентрацию дырок p_L определяет напряжение U, которое изменяет разность потенциалов U_k.

4. Зависимость граничных концентраций дырок и электронов от напряжения на области p^+-p-перехода

Граничные условия для концентраций электронов и дырок ОПЗ p^+-p-перехода работы [14] аналогичны граничным условиям $p-n$-перехода Шокли [15]. Зависимость концентрации носителей заряда на границе ОПЗ $p-n$-перехода получалась и анализировалась в ряде работ [15–21].

Граничные условия ОПЗ $p-n$-перехода работ [15–21] получены на основе различных приближений в представлении ОПЗ перехода без рассмотрения условий динамического равновесия перехода.

В данной работе полагаем, что условия динамического равновесия p^+-p-перехода определяют действие принципа Ле-Шателье–Брауна [22] и фактора, который ограничивает действие этого принципа. В соответствии с принципом Ле-Шателье–Брауна в ОПЗ p^+-p-перехода с внешним напряжением изменение распределения концентраций дырок и электронов ослабляет действие внешнего напряжения. Это значит, что изменения в ОПЗ p^+-p-перехода направлены на установление состояния с током, равным нулю (бестоковое состояние), которое не может быть реализовано.

Установлению бестокового состояния в p^+-p-переходе препятствует недостаток заряда дырок и электронов при прямом включении и избыток заряда дырок и электронов при обратном включении. Это положение справедливо для заряда дырок и электронов в отдельности.

Заряд в ОПЗ p^+-p-перехода в бестоковом состоянии и заряд, который препятствует установлению бестокового состояния, определяют заряд в ОПЗ перехода при динамическом равновесии. Это положение определяет зависимость граничной концентрации носителей заряда ОПЗ p^+-p-перехода от напряжения на ОПЗ перехода.

В связи с этим рассмотрим бестоковое состояние p^+-p-перехода для режимов прямого и обратного включения перехода. В бестоковом состоянии p^+-p-перехода распределение концентрации дырок $p_1(x)$ получим из (19) или (41) при $j_p=0$ и замене $p(x)$ на $p_1(x)$ и $\varphi(x)$ на $\varphi_1(x)$ в виде

$$p_1(x)=p_L\,e^{\frac{\varphi_1(x)}{kT}}, \qquad (52)$$

а распределение концентрации электронов $n_1(x)$ получим из (21) или (43) при $j_n=0$ и замене $n(x)$ на $n_1(x)$ и $\varphi(x)$ на $\varphi_1(x)$ в виде

$$n_1(x)=n_L\,e^{-\frac{\varphi_1(x)}{kT}}. \qquad (53)$$

Уравнение (3) при замене $p(x)$ на $p_1(x)$, $n(x)$ на $n_1(x)$ и $\varphi(x)$ на $\varphi_1(x)$ с учетом (52) и (53) принимает вид

$$\frac{d^2\varphi_1(x)}{dx^2}=\frac{4\pi q^2 p_T}{\varepsilon}\left[p_Lp_T^{-1}e^{\frac{\varphi_1(x)}{kT}}-(1-n_Tp_T^{-1})\right.$$

$$\left.-n_Lp_T^{-1}e^{-\frac{\varphi_1(x)}{kT}}\right]. \qquad (54)$$

Граничные условия для уравнения (54) представим в виде

$$\varphi_1(L_1)=0, \qquad (55)$$

$$\varphi_1(0)=q(U_k\mp U_i), \qquad (56)$$

$$p_1(0)=p_Le^{\frac{\varphi_1(0)}{kT}}=p_0(0)\pm\Delta n_1(0)$$

$$=p_Le^{\frac{qU_k}{kT}}\left[1\pm\Delta n_1(0)p_T^{-1}e^{-\frac{qU_k}{kT}}\right], \qquad (57)$$

$$\Delta n_1(0)=\pm\left[n_1(0)-n_0(0)\right]=\pm n_Le^{-\frac{qU_k}{kT}}\left(e^{\pm\frac{qU_1}{kT}}-1\right), \qquad (58)$$

$$\left(\frac{d\varphi_1(x)}{dx}\right)_{x=L_1}=0. \qquad (59)$$

Здесь L_1 — ширина ОПЗ перехода, U_1 — напряжение, которое изменяет разность потенциалов U_k; верхние знаки — для режима прямого включения, а нижние — для обратного включения.

Интегрируем уравнение (54) от L_1 до 0 с учетом (55)–(59) и получаем

$$\left(\frac{d\varphi_1(x)}{dx}\right)_{x=0}=-\left(\frac{8\pi q^2 kT p_T}{\varepsilon}\right)^{1/2}$$

$$\times\left[\left(1+\Delta n_1(0)p_T^{-1}e^{-\frac{qU_k}{kT}}\right)e^{\frac{qU_k}{kT}}-p_Lp_T^{-1}\right.$$

$$\left.-(1-n_Tp_T^{-1})\frac{q(U_k\mp U_1)}{kT}-n_Lp_T^{-1}\left(1-e^{-\frac{q(U_k\mp U_1)}{kT}}\right)\right]^{1/2}. \qquad (60)$$

Заряд в ОПЗ $p^+{-}p$-перехода в бестоковом состоянии равен

$$Q_1 = \frac{\varepsilon}{4\pi q}\left|\left(\frac{d\varphi_1(x)}{dx}\right)_{x=0}\right|$$
$$= qp_T\left(\frac{\varepsilon kT}{2\pi q^2 p_T}\right)^{1/2}\Bigg\{\left(1 \pm \Delta n_1(0)p_T^{-1}e^{-\frac{qU_k}{kT}}\right)e^{\frac{qU_k}{kT}} - p_L p_T^{-1}$$
$$- (1 - n_T p_T^{-1})\frac{q(U_k \mp U_1)}{kT} - n_L p_T^{-1}\left(1 - e^{-\frac{q(U_k \mp U_1)}{kT}}\right)\Bigg\}^{1/2}. \quad (61)$$

С учетом (12) при

$$\Delta n_1(0)p_T^{-1}e^{-\frac{qU_k}{kT}} \ll 1; \quad e^{-\frac{q(U_k \mp U_1)}{kT}} \ll 1 \quad (62)$$

из (61) получаем

$$Q_1 = qp_T\left(\frac{\varepsilon kT}{2\pi q^2 p_T}\right)^{1/2}\Bigg[e^{\frac{qU_k}{kT}} - 2p_L p_T^{-1} - (1 - n_T p_T^{-1})$$
$$\times \frac{q(U_k \mp U_1)}{kT} + 1 - n_T p_T^{-1}\Bigg]^{1/2}. \quad (63)$$

Установлению бестокового состояния в $p^+{-}p$-переходе в режиме прямого включения препятствует недостаток заряда дырок ΔQ_p^-, который с учетом (6) и (33) и $p_0(L_0) = p_T$ представим в виде

$$\Delta Q_p^- = q\left[p(L) - p_0(L_0)\right]L = qp_T\left(\frac{\varepsilon kT}{2\pi q^2 p_T}\right)^{1/2}$$
$$\times (p_L p_T^{-1} - 1)\left(1 - e^{-\frac{q(U_k - U)}{2kT}}\right). \quad (64)$$

Установлению бестокового состояния в $p^+{-}p$-переходе в режиме обратного включения препятствует избыток заряда дырок ΔQ_p^+, который с учетом (6) и (33) представим в виде

$$\Delta Q_p^+ = q\left[p_0(L_0) - p(L)\right]L = qp_T\left(\frac{\varepsilon kT}{2\pi q^2 p_T}\right)^{1/2}$$
$$\times (1 - p_L p_T^{-1})\left(1 - e^{-\frac{q(U_k + U)}{2kT}}\right). \quad (65)$$

Установлению бестокового состояния в $p^+{-}p$-переходе также препятствует недостаток заряда электронов в режиме прямого включения и избыток заряда электронов в режиме обратного включения. Однако каждый из этих зарядов электронов пренебрежимо мал по сравнению с соответствующим зарядом дырок.

Таким образом, условие динамического равновесия $p^+{-}p$-перехода в режиме прямого включения опишет уравнение

$$Q = Q_1 - \Delta Q_p^- \quad (66)$$

и в режиме обратного включения уравнение

$$Q = Q_1 + \Delta Q_p^+. \quad (67)$$

Условия динамического равновесия $p^+{-}p$-перехода в режимах прямого и обратного включения можно также описать отдельными уравнениями для дырок и электронов, которые аналогичны уравнениям (66) и (67).

Уравнение (66) с учетом (40), (63), (64) принимает вид

$$\Bigg[e^{\frac{qU_k}{kT}} - 2p_L p_T^{-1} - 3\left(e^{\frac{qU}{kT}} - p_L p_T^{-1}\right)\left(1 - e^{-\frac{q(U_k - U)}{2kT}}\right)$$
$$- (1 - n_T p_T^{-1})\,\frac{q(U_k - U)}{kT} + 1 - n_T n_T^{-1}$$
$$+ 2.25F^{-2}\left(e^{\frac{qU}{kT}} - p_L p_T^{-1}\right)^2\Bigg]^{1/2} - 1.5F^{-1}\left(e^{\frac{qU}{kT}} - p_L p_T^{-1}\right)$$
$$= \Bigg[e^{\frac{qU_k}{kT}} - 2p_L p_T^{-1} - (1 - n_T p_T^{-1})\,\frac{q(U_k - U_1)}{kT}$$
$$+ 1 - n_T p_T^{-1}\Bigg]^{1/2} - (p_L p_T^{-1} - 1)\left(1 - e^{-\frac{q(U_k - U)}{2kT}}\right). \quad (68)$$

Уравнение (67) с учетом (51), (63), (65) примет вид

$$\Bigg[e^{\frac{qU_k}{kT}} - 2p_L p_T^{-1} + 3\left(p_L p_T^{-1} - e^{-\frac{qU}{kT}}\right)\left(1 - e^{-\frac{q(U_k + U)}{2kT}}\right)$$
$$- (1 - n_T p_T^{-1})\,\frac{q(U_k + U)}{kT} + 1 - n_T p_T^{-1} + 2.25(p_L p_T^{-1})^{-2}$$
$$\times \left(p_L p_T^{-1} - e^{-\frac{qU}{kT}}\right)^2\Bigg]^{1/2} + 1.5(p_L p_T^{-1})^{-1}\left(p_L p_T^{-1} - e^{-\frac{qU}{kT}}\right)$$
$$= \Bigg[e^{\frac{qU_k}{kT}} - 2p_L p_T^{-1} - (1 - n_T p_T^{-1})\,\frac{q(U_k + U_1)}{kT}$$
$$+ 1 - n_T p_T^{-1}\Bigg]^{1/2} + (1 - p_L p_T^{-1})\left(1 - e^{-\frac{q(U_k + U)}{2kT}}\right). \quad (69)$$

Уравнения (68) и (69) можно решить приближенно. Для диапазона прямых и обратных напряжений U, при которых первый член в квадратных скобках значительно больше остальных членов, корень квадратный извлекаем приближенно. Произведением с $\exp(-qU_k/2kT)$ пренебрегаем, так как оно значительно меньше остальных членов уравнения. Тогда при

$$e^{-\frac{q(U_k \mp U)}{2kT}} \ll 1 \quad (70)$$

уравнение (68) с учетом (38) принимает вид

$$(p_L p_T^{-1})^2 + (2.5\mu_p\mu^{-1} - 2)p_L p_T^{-1}$$
$$- \left(1.5e^{\frac{qU}{kT}} + 1\right)\mu_p\mu^{-1} + 1 = 0, \quad (71)$$

а уравнение (69) принимает вид

$$(p_L p_T^{-1})^2 + 0.5p_L p_T^{-1} - 1.5e^{-\frac{qU}{kT}} = 0. \quad (72)$$

Отрицательный корень уравнений (71) и (72) не имеет физического смысла. С учетом этого из (71) получаем

$$p_L p_T^{-1} = \left[\left(1.5e^{\frac{qU}{kT}} + 1\right)\mu_p\mu^{-1} + (1.25\mu_p\mu^{-1} - 1)^2 - 1\right]^{1/2} - 1.25\mu_p\mu^{-1} + 1 \quad (73)$$

и при $\mu = \text{const}$

$$\frac{d}{dU}\left(p_L p_T^{-1}\right) = \frac{q}{kT}\,0.75e^{\frac{qU}{kT}}\mu_p\mu^{-1}\left[\left(1.5e^{\frac{qU}{kT}} + 1\right)\mu_p\mu^{-1} + (1.25\mu_p\mu^{-1} - 1)^2 - 1\right]^{-1/2}, \quad (74)$$

а из (72) получаем

$$p_L p_T^{-1} = \left[1.5e^{-\frac{qU}{kT}} + (0.25)^2\right]^{1/2} - 0.25, \quad (75)$$

$$\frac{d}{dU}\left(p_L p_T^{-1}\right) = -\frac{q}{kT}\,0.75e^{-\frac{qU}{kT}}\left[1.5e^{-\frac{qU}{kT}} + (0.25)^2\right]^{-1/2}. \quad (76)$$

Из равенства токов j_n в виде (22) и в виде (23) получаем

$$\Delta n(0) = 0.5n_T e^{-\frac{qU_k}{kT}}\left(n_L n_T^{-1} e^{\frac{qU}{kT}} - 1\right), \quad (77)$$

а из равенства токов j_n в виде (44) и в виде (45) получаем

$$\Delta n(0) = 0.5n_T e^{-\frac{qU_k}{kT}}\left(1 - n_L n_T^{-1} e^{-\frac{qU}{kT}}\right). \quad (78)$$

Необходимо отметить, что уменьшение отношения $p_L p_T^{-1}$ с ростом U в (75) ограничено значением $(p_T - n_T)p_T^{-1}$, так как дальнейшее уменьшение концентрации дырок p_L приводит к появлению в квазинейтральной p-области отрицательного заряда ионов акцепторов.

5. Дифференциальная емкость p^+-p-перехода

Дифференциальную емкость p^+-p-перехода, у которого вся ОПЗ расположена в p-области, определяет формула [1]

$$C = \frac{dQ}{d(U_k \mp U)} = \frac{dQ/dU}{d(U_k \mp U)/dU} = \mp\frac{dQ}{dU}. \quad (79)$$

Зависимость емкости p^+-p-перехода C от прямого напряжения U получим подстановкой (40) в (79) в виде

$$\begin{aligned}
C = -\frac{dQ}{dU} &= 0.5q\left(\frac{\varepsilon p_T}{2\pi kT}\right)^{1/2}\left\{3F^{-1}e^{\frac{qU}{kT}} - 3\left[\left(e^{\frac{qU}{kT}} - p_L p_T^{-1}\right)\right.\right.\\
&\times \left.\left. F^{-2}\mu\mu_p^{-1} + F^{-1}\right]\frac{kT}{q}\frac{d}{dU}\left(p_L p_T^{-1}\right)\right\} + 0.5q\left(\frac{\varepsilon p_T}{2\pi kT}\right)^{1/2}\\
&\times \left\{3e^{\frac{qU}{kT}} - 1 + n_T p_T^{-1} - 4.5\left(e^{\frac{qU}{kT}} - p_L p_T^{-1}\right)e^{\frac{qU}{kT}}F^{-2}\right.\\
&- 1.5e^{-\frac{qU_k}{2kT}}\left(3e^{\frac{3qU}{2kT}} - p_L p_T^{-1}e^{\frac{qU}{2kT}}\right) + \left[4.5\left(e^{\frac{qU}{kT}} - p_L p_T^{-1}\right)F^{-2}\right.\\
&+ \left. 4.5\left(e^{\frac{qU}{kT}} - p_L p_T^{-1}\right)^2F^{-3}\mu\mu_p^{-1} - \left(1 - 3e^{-\frac{q(U_k-U)}{kT}}\right)\right]\frac{kT}{q}\\
&\times \left.\frac{d}{dU}\left(p_L p_T^{-1}\right)\right\}\left[e^{\frac{qU_k}{kT}} - 2p_L p_T^{-1} - 3\left(e^{\frac{qU}{kT}} - p_L p_T^{-1}\right)\right.\\
&\times \left(1 - e^{-\frac{q(U_k-U)}{2kT}}\right) - \left(1 - n_T p_T^{-1}\right)\frac{q(U_k - U)}{kT}\\
&+ \left. 1 - n_T p_T^{-1} + 2.25F^{-2}\left(e^{\frac{qU}{kT}} - p_L p_T^{-1}\right)^2\right]^{-1/2},
\end{aligned} \quad (80)$$

где F, $p_L p_T^{-1}$ и $\frac{d}{dU}(p_L p_T^{-1})$ определены формулами (38), (73) и (74). Зависимость емкости p^+-p-перехода C от обратного напряжения U получим подстановкой (51) в (79) в виде

$$\begin{aligned}
C = \frac{dQ}{dU} &= 0.5q\left(\frac{\varepsilon p_T}{2\pi kT}\right)^{1/2}\left\{3\left(p_L p_T^{-1}\right)^{-1}e^{-\frac{qU}{kT}}\right.\\
&+ 3\left(p_L p_T^{-1}\right)^{-2}e^{-\frac{qU}{kT}}\frac{kT}{q}\frac{d}{dU}\left(p_L p_T^{-1}\right) + \left[3e^{-\frac{qU}{kT}} - 1\right.\\
&+ n_T p_T^{-1} + 4.5\left(p_L p_T^{-1}\right)^{-2}\left(p_L p_T^{-1} - e^{-\frac{qU}{kT}}\right)e^{-\frac{qU}{kT}}\\
&+ 4.5\left(\left(p_L p_T^{-1}\right)^{-2}e^{-\frac{qU}{kT}} - \left(p_L p_T^{-1}\right)^{-3}e^{-\frac{2qU}{kT}}\right)\frac{kT}{q}\frac{d}{dU}\\
&\times \left(p_L p_T^{-1}\right) + \left(1 - 3e^{-\frac{q(U_k+U)}{2kT}}\right)\frac{kT}{q}\frac{d}{dU}\left(p_L p_T^{-1}\right)\\
&- \left. 1.5e^{-\frac{qU_k}{2kT}}\left(3e^{-\frac{3qU}{2kT}} - p_L p_T^{-1}e^{-\frac{qU}{kT}}\right)\right]\left[e^{\frac{qU_k}{kT}} - 2p_L p_T^{-1}\right.\\
&+ 3\left(p_L p_T^{-1} - e^{-\frac{qU}{kT}}\right)\left(1 - e^{-\frac{q(U_k+U)}{2kT}}\right) - \left(1 - n_T p_T^{-1}\right)\\
&\times \frac{q(U_k + U)}{kT} + 1 - n_T p_T^{-1} + 2.25\left(p_L p_T^{-1}\right)^{-2}\\
&\times \left.\left.\left(p_L p_T^{-1} - e^{-\frac{qU}{kT}}\right)^2\right]^{-1/2}\right\},
\end{aligned} \quad (81)$$

где $p_L p_T^{-1}$ и $\frac{d}{dU}(p_L p_T^{-1})$ определены формулами (75) и (76).

При $U = 0$ из (80) с учетом (73), (74) и $\nu = \mu_p$, а также из (81) с учетом (75) и (76) получаем

$$C(U=0) = 0.5q\left(\frac{\varepsilon p_T}{2\pi kT}\right)^{1/2}\Big\{1.2 + \big(1.4 + n_T p_T^{-1} - 1.2e^{-\frac{qU_k}{kT}}\big)\left[e^{\frac{qU_k}{kT}} - 1 - (1 - n_T p_T^{-1})\,\frac{qU_k}{kT} - n_T p_T^{-1}\right]^{-1/2}\Big\}. \tag{82}$$

Рассчитанные по формуле (82) значения емкости германиевых p^+-p-переходов, которые исследованы в работе [1], при $T = 300\,\mathrm{K}$ близки к экспериментальным значениям.

При низких уровнях инжекции p^+-p-перехода $\mu = \mu_p$ и $F = p_L p_T^{-1}$. С учетом этого из (80), (73), (74) при $p_T \gg n_T$ получаем, что с ростом прямого напряжения U емкость C увеличивается.

При концентрациях p_T и n_T одного порядка и $p_T - n_T < p_T$ из (26) получаем $\mu < \mu_p$ и при $\mu\mu_p^{-1} p_L p_T^{-1} \gg 1$ из (38) получаем $F \gg 1$. Поэтому при низких уровнях инжекции p^+-p-перехода с ростом прямого напряжения U емкость C в (80) увеличивается. При высоких уровнях инжекции p^+-p-перехода из (27) при $p = p_L$ и $n = n_L$ получаем

$$\mu\mu_p^{-1} p_L p_T^{-1} = (1 - n_T p_T^{-1})(n_L p_L^{-1} + \mu_p \mu_n^{-1})^{-1}. \tag{83}$$

При $\mu\mu_p^{-1} \ll 1$ и $n_L p_L^{-1} \cong 1$ из (38) с учетом (83) получаем

$$F = 1 + (1 - n_T p_T^{-1})(1 + \mu_p \mu_n^{-1})^{-1} \cong 1. \tag{84}$$

Из (74) и (84) следует, что увеличение прямого напряжения U, т.е. рост уровня инжекции p^+-p-перехода, приводит к выполнению неравенства

$$\mu\mu_p^{-1} F^{-2}\,\frac{kT}{q}\,\frac{d}{dU}\,(p_L p_T^{-1}) > F^{-1} \tag{85}$$

и к отрицательной емкости C в (80). Поэтому увеличение температуры p^+-p-перехода изменяет зависимость роста емкости C от прямого напряжения U на зависимость с изменением знака емкости, что получено экспериментально в [1].

Из (81) с учетом (75) и (76) следует, что с увелиением обратного напряжения U емкость C уменьшается и изменяет знак. Увеличение температуры p^+-p-перехода, т.е. смена $n_L p_T^{-1} \ll 1$ на $n_T p_T^{-1} < 1$, не изменяет характер зависимости C от U. Эти результаты также получены экспериментально в [1].

6. Зависимость тока p^+-p-перехода от напряжения

Измерение напряжения U на ОПЗ p^+-p-перехода затруднено. Величину тока через p^+-p-переход j можно измерить с высокой точностью. Для расчета зависимости емкости p^+-p-перехода C от тока j необходимо получить зависимость j от U.

Из (20) и (22) с учетом (34), (35), (77), (12) при

$$\Delta p(0) p_T^{-1} e^{-\frac{qU_k}{kT}} \ll 1; \quad e^{-\frac{q(U_k \mp U)}{2kT}} \ll 1; \quad e^{-\frac{3q(U_k \mp U)}{2kT}} \ll 1 \tag{86}$$

для режима прямого включения p^+-p-перехода получаем

$$j_p = 3qD_p p_T\left(\frac{\varepsilon kT}{2\pi q^2 p_T}\right)^{-1/2}\left[e^{\frac{qU}{kT}} - p_L p_T^{-1}\right], \tag{87}$$

$$j_n = 0.5qD_n n_T e^{-\frac{qU_k}{2kT}}\left(\frac{\varepsilon kT}{2\pi q^2 p_T}\right)^{-1/2} \times \Big\{\big[1 + p_T n_T^{-1}(p_L p_T^{-1} - 1)\big]e^{\frac{qU}{kT}} - 1\Big\}, \tag{88}$$

где $p_L p_T^{-1}$ определено формулой (73).

Из (42) и (44) с учетом (34), (35), (78), (12), (86) для режима обратного включения p^+-p-перехода получаем

$$j_p = -3qD_p p_T\left(\frac{\varepsilon kT}{2\pi q^2 p_T}\right)^{-1/2}\left[p_L p_T^{-1} - e^{-\frac{qU}{kT}}\right], \tag{89}$$

$$j_n = -0.5qD_n n_T e^{-\frac{qU_k}{2kT}}\left(\frac{\varepsilon kT}{2\pi q^2 p_T}\right)^{-1/2} \times \Big\{1 - \big[1 - p_T n_T^{-1}(1 - p_L p_T^{-1})\big]e^{-\frac{qU}{kT}}\Big\}, \tag{90}$$

где $p_L p_T^{-1}$ определено формулой (75). При $p_T \gg n_T$ в уравнениях (89) и (90) можно считать $p_L p_T^{-1} = 1$.

7. Заключение

Положительная емкость p^+-p-перехода образована уменьшением заряда в ОПЗ перехода при уменьшении разности потенциалов $U_k - U$, т.е. при увеличении прямого напряжения U, и увеличением заряда в ОПЗ перехода при увеличении разности потенциалов $U_k - U$, т.е. при уменьшении прямого напряжения U.

Изменение знака емкости p^+-p-перехода с ростом уровня инжекции вызвано изменением уменьшения заряда в ОПЗ перехода на его увеличение за счет уменьшения биполярной дрейфовой подвижности в p-области.

Изменение знака емкости p^+-p-перехода с положительного на отрицательный с ростом обратного напряжения определяет уменьшение заряда в ОПЗ перехода за счет преобладания роста отрицательного заряда ионов акцепторов над ростом положительного заряда дырок.

Список литературы

[1] Н.А. Шеховцов. ФТП, **43** (4), 456 (2009).
[2] J.B. Gunn. J. Electron. Control, **4** (1), 17 (1958).
[3] Z.T. Kuzniki. Electron. Technol., **12** (2), 15 (1979).
[4] Z.T. Kuzniki. Electron. Technol., **12** (3), 89 (1979).

[5] Л.И. Баранов, В.Б. Гаманюк, Д.А. Усанов. *Физика полупроводников и полупроводниковая электроника* (Саратов, Изд-во Сарат. ун-та, 1970) т. 3, с. 8.
[6] А.Н. Шеховцов, Н.А. Шеховцов. Радиофизика и электроника (Сб. тр. ИРЭ НАНУ, Харьков), **5** (1), 147 (2000).
[7] Л.И. Баранов, В.Б. Гаманюк, Д.А. Усанов. Радиотехника и электроника, **13** (8), 1434 (1968).
[8] В.Б. Гаманюк, Д.А. Усанов. Радиотехника и электроника, **15** (3), 637 (1970).
[9] Л.И. Баранов, В.Б. Гаманюк, Д.А. Усанов. *Физика полупроводников и полупроводниковая электроника* (Саратов, Изд-во Сарат. ун-та, 1970) т. 3, с. 3.
[10] В.С. Елисеев, А.В. Зеленцов. Электрон. техн., Сер., **3** (1), 49 (1989).
[11] Н.А. Шеховцов. Вестн. Харьк. нац. ун-та им. В.Н. Каразина. Радиофизика и электроника (Харьков), вып. 12, 54 (2008).
[12] Р. Смит. *Полупроводники* (М., Мир, 1962) с. 252.
[13] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1963) с. 362.
[14] G. Anant, A. Sabnis. Solid-State Electron., **22** (7), 667 (1979).
[15] W. Shockley. Bell Syst. Techn., **28** (3), 435 (1949).
[16] T. Misava. J. Phys. Soc. Jpn., **11** (7), 728 (1956).
[17] N.H. Fletcher. J. Electron., **2** (6), 609 (1957).
[18] J.R. Hauser. Solid-State Electron., **14** (2), 133 (1971).
[19] Н.М. Дударов. Сб.: *Вопросы электросвязи* (Рига, Зинатне, 1972).
[20] И.Н. Горбатый. Радиотехника и электроника, **33** (10), 2147 (1988).
[21] В.А. Киреев. *Краткий курс физической химии* (М., Химия, 1969) с. 219.

Редактор Л.В. Беляков

Differential capacity of p^+-p-junction

N.A. Shekhovtsov

Karazin Kharkov National University,
61077 Kharkov, Ukraine

Abstract Differential capacity of p^+-p-junction formed by a charge change in region of junction in view of an electrical field of quasi-neutral p-region is investigated. The dependence of capacity and current of p^+-p-junction on junction voltage is obtained. It was shown, that a change of p^+-p-junction capacity sign at growth of injection level is created by means of a decrease of bipolar drift mobility into p-region. It was shown, that a change of p^+-p-junction capacity sign at reverse current growth is a result of a charge decrease into junction due to domination of negative charge growth of ion-acceptors over growth of positive charge of holes.