

Мощные диоды Шоттки с участком отрицательного дифференциального сопротивления на вольт-амперной характеристике

© А.Г. Тандоев, Т.Т. Мнацаканов[†], С.Н. Юрков

Национальный исследовательский университет „Московский энергетический институт“, 111250 Москва, Россия

[†] E-mail: mnatt@yandex.ru

Поступила в Редакцию 9 сентября 2020 г.

В окончательной редакции 14 сентября 2020 г.

Принята к публикации 18 сентября 2020 г.

Показано, что при больших плотностях тока, превышающих некоторую величину j_{st1} , в базовой области диодов Шоттки наряду с диффузионным режимом переноса осуществляется так же режим диффузии, стимулированной квазинейтральным дрейфом. Было исследовано влияние этого недавно обнаруженного режима на вид вольт-амперных характеристик диодов Шоттки при больших плотностях тока. Показано, что в случае, когда величина отношения ширины базовой области к амбиполярной диффузионной длине становится больше единицы, на вольт-амперной характеристике появляется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Результаты аналитического исследования были проверены и подтверждены с помощью численного моделирования.

Ключевые слова: режимы переноса носителей заряда в полупроводниках, мощные диоды Шоттки, вольт-амперная характеристика, влияние режимов переноса носителей на характеристики мощных структур.

DOI: 10.21883/FTP.2021.01.50390.9521

1. Введение

В настоящее время диоды Шоттки (ДШ) являются одними из наиболее распространенных приборов полупроводниковой электроники. Преимущества ДШ перед приборами с $p-n$ -переходами по ряду важных динамических параметров — быстродействию, коммутационным потерям и т.д. обусловлены отсутствием накопления неравновесных носителей заряда в базовой области в рабочих режимах протекания прямого тока. Однако в аварийных режимах (в режиме короткого замыкания или в режиме ударного тока) плотность прямого тока может в десятки раз превосходить плотность тока в рабочем режиме [1–3]. В работах [4–6] отмечалась возможность инжекции неосновных носителей заряда контактом Шоттки и протекание прямого тока в режиме высокого уровня инжекции (ВУИ) в базовой области [4–6]. Наиболее полное исследование протекания прямого тока в условиях ВУИ, проведенное в рамках диффузионного приближения, представлено в работе [7].

В работах [8,9] были рассмотрены вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодных структур с $p-n$ -переходами при плотностях токов, когда в базовой области n -типа осуществлялся режим ВУИ. Было показано, что если отношение W_n/L (W_n — толщина базового слоя, L — амбиполярная диффузионная длина) достигает величины $\sim 8-10$, то наряду с известными квазинейтральными режимами переноса (диффузионным и дрейфовым) необходимо учитывать режим диффузии, стимулированной квазинейтральным дрейфом (DSQD mode), и было исследовано влияние этого режима на

вид прямой ВАХ. В работе [8] было показано, что режим DSQD проявляется и при малой величине отношения W_n/L , если распределение концентрации носителей заряда сильно перекошено. Такая ситуация характерна для ДШ, у которых наблюдается существенная асимметрия инжектирующих способностей переходов Ме– p/p (металл–полупроводник) и $n-n^+$.

В работах [10,11] был представлен аналитический расчет ВАХ ДШ для структур, у которых отношение W_n/L было меньше единицы, распределение носителей заряда монотонно возрастало, а во всей базовой области осуществлялся режим ВУИ. Было показано, что влияние области DSQD приводит к парадоксальной зависимости падения напряжения от уровня легирования базовой области N_d : с ростом N_d падение напряжения увеличивалось.

Недавно в работе [12] был представлен новый механизм формирования S -образной ВАХ ДШ при плотностях тока, когда во всей базовой области осуществлялся ВУИ. Если отношение W_n/L в результате, например, радиационного воздействия возрастало и становилось больше единицы, то распределение неравновесных носителей заряда переставало быть монотонным, и на распределении появлялся минимум. Слева от точки минимума производная dp/dx отрицательна и перенос в этой области осуществляется в режиме квазинейтрального дрейфа. С ростом плотности тока точка минимума сдвигалась в сторону перехода Ме– p/p , и при достижении некоторой величины J_{st} , вычисленной в работе [12], „слипалась“ с ним. При этом распределение неравновесных носителей заряда становилось монотонным, а область, в которой перенос осуществлялся в режиме

квазинейтрального дрейфа, исчезала. Это приводило к перестроению квазинейтрального электрического поля и определяло S-образный вид ВАХ ДШ.

В настоящей работе продолжено исследование ВАХ ДШ при плотностях тока, превосходящих величину J_{st} . Результаты аналитического исследования будут проверены и подтверждены с помощью численного моделирования.

2. Постановка задачи

Рассмотрим ДШ с базовой областью n-типа, у которой отношение W_n/L больше единицы (например $W_n/L \approx 1.5$). Будем полагать, что плотность прямого тока превышает величину J_{st} и во всей базовой области реализуется ВУИ.

На рис. 1 схематично представлена рассматриваемая структура. Начало координат $x = 0$ выбрано на границе квазинейтральной части базы и области пространственного заряда контакта Ме–п/п.

Для расчета ВАХ ДШ необходимо так же, как в работах [10–12], решить уравнение непрерывности при ВУИ в базовом слое с граничными условиями:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{j}{j_d} \left(1 - \frac{j}{j_{cr}}\right) \frac{N_d^2}{p^2 L} \frac{dp}{dx} = \frac{p}{L^2}, \quad (1)$$

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0} = -\frac{j}{2qD_p} + \frac{j_{s0}}{qD} \frac{p^2(0)}{n_i^2} - \frac{j}{j_d} \left(1 - \frac{j}{j_{cr}}\right) \frac{N_d^2}{p(0)L}, \quad (2)$$

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=W_n} = \frac{j}{2qD_n} - \frac{j_{sp}}{qD} \frac{p^2(W_n)}{n_i^2}, \quad (3)$$

где $j_d = \frac{2qD_p(b+1)N_d}{L}$, $j_{cr} = \frac{q(\mu_{n0} + \mu_{p0})N_d}{F_{sn}^{-1} - F_{sp}^{-1}}$, $L = \sqrt{\frac{2b}{b+1} D_p \tau}$ — амбиполярная диффузионная длина, μ_{n0} и μ_{p0} — подвижности электронов и дырок в слабом электрическом поле, F_{sn} и F_{sp} — характерные значения электрического поля, при которых дрейфовые скорости электронов и дырок

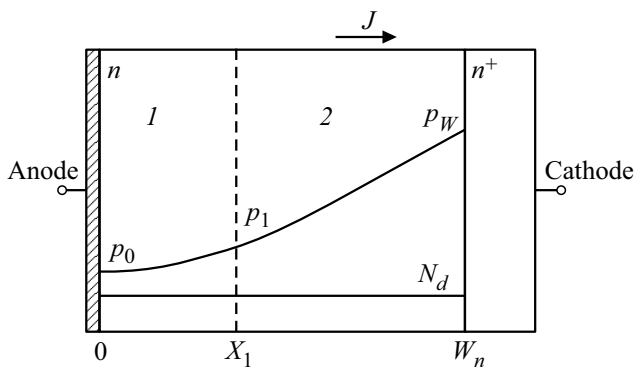


Рис. 1. Схематическое изображение ДШ и распределения концентрации неравновесных носителей заряда в базовой области ДШ в интервале плотностей тока j от величины j_{st1} до j_{cr} .

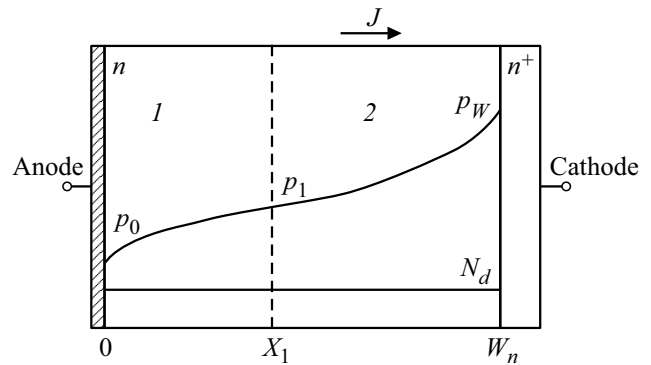


Рис. 2. Схематическое изображение ДШ и распределения концентрации неравновесных носителей заряда в базовой области ДШ при плотности тока j , превышающую величину j_{cr} .

насыщаются, $j_{s0} = A^* T^2 \exp(-q\phi_{B0}/kT)$ — плотность тока насыщения перехода Ме–п/п, A^* — эффективная постоянная Ричардсона, j_{sp} — плотность тока насыщения $n^+ - n$ -перехода.

Сильная асимметрия инжектирующих способностей Ме–п/п- и $n - n^+$ -переходов (j_{s0} на 4–5 порядков больше, чем j_{sp}) приводит к большому перекосу распределения неравновесных носителей заряда. Действительно, концентрация неравновесных носителей заряда вблизи перехода Ме–п/п $p(0)$ значительно меньше величины $p(W)$ — концентрации неравновесных носителей заряда вблизи $n - n^+$ -перехода. Так как плотность тока превышает величину J_{st} , распределение носителей заряда монотонно возрастает от анодного перехода к катодному [12].

Если плотность тока j меньше чем j_{cr} , то во всей базовой области, так же, как в работе [10], дрейфовый член отрицателен. В этом случае в базовой области образуется область DSQD, примыкающая к Ме–п/п-переходу, обозначенная на рис. 1 цифрой 1, и область диффузионного переноса, находящаяся между областью DSQD и $n - n^+$ -переходом, которая обозначена на том же рисунке цифрой 2.

Если же плотность тока превышает величину j_{cr} , то во всей базовой области дрейфовый член положителен. В результате, так же, как и в работе [11], образуется область DSQD, в которой диффузионный член отрицателен. На рис. 2 эта область обозначена цифрой 1, а область диффузионного переноса — цифрой 2.

Рассмотрим в начале диапазон плотностей тока от J_{st} до j_{cr} . При некоторой плотности тока J_{st1} область DSQD впервые выходит своей левой границей к переходу Ме–п/п. Существование области квазинейтрального дрейфового переноса при j меньше чем J_{st} , требует отрицательной величины производной dp/dx . (Обычно величина J_{st} меньше, чем j_{cr} .) Величина J_{st} определялась в работе [12] из условия равенства нулю протяженности области с квазинейтральным дрейфовым переносом. С другой стороны, существование области DSQD требует положительной величины производной dp/dx . По

этой причине величина плотности тока J_{st1} оказывается больше, чем J_{st} , даже с учетом того, что применение метода региональных приближений [13] предполагает пренебрежение переходными областями. В дальнейшем величина плотности тока J_{st1} будет определена.

3. ВАХ диода Шоттки при плотности тока в диапазоне от j_{st1} до j_{cr}

Для нахождения приближенного решения нелинейного уравнения (1) воспользуемся, так же, как и в работах [10–12], методом региональных приближений [13].

Как было отмечено в предыдущем разделе, при плотности тока J_{st1} , область 1 (область DSQD) на рис. 1 впервые выходит своей левой границей к переходу Ме–п/п, распределение концентрации неравновесных носителей заряда становится монотонно возрастающим, а дрейфовый член в уравнении (1) во всей базовой области отрицательным. Так же, как и в работе [10], точка с координатой x_1 разбивает базовый слой ДШ на две области, обозначенные на рис. 1 цифрами 1 и 2.

Низкая инжектирующая способность перехода Ме–п/п обуславливает сравнительно низкую концентрацию неравновесных носителей заряда в области 1. Поэтому в уравнении непрерывности (1) можно пренебречь членом, описывающим рекомбинационные потери, а само уравнение приобретает вид

$$\frac{d^2p}{dx^2} - \frac{j}{j_d} \left(1 - \frac{j}{j_{cr}}\right) \frac{N_d^2}{p^2L} \frac{dp}{dx} = 0. \quad (4)$$

Граничная концентрация неравновесных носителей заряда может быть получена с помощью граничного условия (2) и после несложных преобразований приобретает вид

$$p(0) = p_0 = n_i \sqrt{\frac{b}{b+1} \frac{j}{j_{s0}} \left\{ 1 + \frac{b+1}{b} \frac{qDp^*}{jL} \left[\left(\frac{p_1}{p^*}\right)^3 + \frac{p^*}{p_1} \right] \right\}}, \quad (5)$$

где $p^* = N_d \sqrt{j/j_d(1 - j/j_{cr})}$ и $p_1 = p(x_1)$.

Вторым граничным условием для уравнения (4), так же, как и в работе [12], является:

$$\frac{j}{j_d} \left(1 - \frac{j}{j_{cr}}\right) \frac{N_d^2}{p_1^2L} \frac{dp}{dx} \Big|_{x_1} = \frac{p_1}{L^2}. \quad (6)$$

Решение уравнения непрерывности в области 1 имеет вид

$$\frac{p^*}{cL} \left(\frac{p-p_0}{p^*} + \frac{p^*}{cL} \ln \left| \frac{\frac{p}{p^*} - \frac{p^*}{cL}}{\frac{p_0}{p^*} - \frac{p^*}{cL}} \right| \right) = \frac{x}{L}, \quad (7)$$

где

$$c = \frac{p^*}{L} \left[\left(\frac{p_1}{p^*}\right)^3 + \frac{p^*}{p_1} \right]. \quad (8)$$

Протяженность области 1 x_1 определяется выражениями (7) и (8) при $p = p(x_1) = p_1$:

$$\frac{x_1}{L} = \frac{\left(\frac{p^*}{p_1}\right)^2}{1 + \left(\frac{p^*}{p_1}\right)^4} \times \left\{ 1 - \frac{p_0}{p_1} - \frac{\left(\frac{p^*}{p_1}\right)^4}{1 + \left(\frac{p^*}{p_1}\right)^4} \ln \left| \frac{p_0}{p_1} \left[1 + \left(\frac{p^*}{p_1}\right)^4 \right] - \left(\frac{p^*}{p_1}\right)^4 \right| \right\}. \quad (9)$$

Область 2 на рис. 1 ограничена точками с координатами x_1 и W_n . Для этой области справедливы все результаты, полученные в работе [12]. Повторим их кратко.

Высокая инжектирующая способность $n^+ - n$ -перехода обеспечивает большую концентрацию носителей заряда в области 2 и позволяет пренебречь в уравнении непрерывности (1) дрейфовым членом [13]. В результате в области 2 уравнение (1) приобретает диффузионный вид:

$$\frac{d^2p}{dx^2} = \frac{p}{L^2}. \quad (10)$$

Общее решение уравнения (10), представляющее сумму нарастающей и спадающей экспонент, неудобно для дальнейшего анализа. Понижая порядок уравнения (10), так же, как в работе [12], приведем его к виду

$$\frac{dp}{dx} = \sqrt{C_1 + \left(\frac{p}{L}\right)^2}. \quad (11)$$

Неизвестную константу C_1 определим, так же, как в работе [12], из условия (6), где производная $(dp/dx)|_{x_1}$ определяется уравнением (11). В результате получим

$$C_1 = \left[\left(\frac{p_1}{p^*}\right)^4 - 1 \right] \left(\frac{p_1}{L}\right)^2. \quad (12)$$

Решение уравнения (11) с граничным условием

$$p(W_n) = p_w \quad (13)$$

имеет вид

$$\ln \frac{p_w + \sqrt{C_1L^2 + p_w^2}}{p + \sqrt{C_1L^2 + p^2}} = \frac{W_n - x}{L}. \quad (14)$$

Выражения (12) и (14) позволяют определить протяженность области 2. Предполагая, что при $x = x_1$ $p = p_1$, получим

$$\frac{W_n - x_1}{L} = \ln \left\{ \frac{p_w}{p_1} \cdot \frac{\left(\frac{p^*}{p_1}\right)^2 + \sqrt{\left[1 - \left(\frac{p^*}{p_1}\right)^4\right] \left(\frac{p_w}{p_1}\right)^2 + \left(\frac{p^*}{p_1}\right)^4}}{1 + \left(\frac{p^*}{p_1}\right)^2} \right\}. \quad (15)$$

Концентрация неравновесных носителей заряда вблизи $n^+ - n$ -перехода p_w определяется с помощью граничного условия (3) и имеет стандартный вид [10,11]. В рассматриваемом диапазоне плотности тока (во всей базовой области реализуется ВУИ) величина p_w хорошо аппроксимируется выражением

$$p_w = n_i \sqrt{\frac{1}{b+1} \frac{j}{j_{sp}}}. \quad (16)$$

Зависимость $p_1 = p_1(j)$ определяется уравнением

$$\frac{x_1}{L} + \frac{W_n - x_1}{L} = \frac{W_n}{L}. \quad (17)$$

Протяженности областей 1 и 2, входящие в уравнение (17), заданы выражениями (9), (5), (15) и (16).

Найдем теперь плотность тока J_{st1} , при которой область DSQD впервые соприкоснется своей левой границей с переходом Ме–п/п. При этом еще выполняется условие, связывающее концентрации неравновесных носителей в граничных точках области DSQD, полученное в работе [12]. Отметим, что при этом координата левой границы области DSQD становится равной нулю, а концентрация неравновесных носителей в этой точке — Ме–п/п граничной концентрацией p_{01} :

$$\left(\frac{p_1}{p^*}\right)^3 + \frac{p^*}{p_1} \approx \frac{p^*}{p_{01}}. \quad (18)$$

Условие (18) позволяет связать величину p_1 с граничной концентрацией p_{01} приближенным соотношением

$$\frac{p_1}{p^*} \approx \frac{\left(\frac{p^*}{p_{01}}\right)^{1/3}}{1 + \frac{1}{3} \left(\frac{p_{01}}{p^*}\right)^{4/3}}. \quad (19)$$

Величина p_{01} определяется, так же, как и в работе [12], выражением

$$p_{01} = n_i \sqrt{\frac{b}{b+1} \frac{j}{j_{s0}}}. \quad (20)$$

Необходимо помнить, что выражения (18)–(20) справедливы только при плотности тока j_{st1} , когда область DSQD впервые соприкоснется своей левой границей с переходом Ме–п/п.

Величину плотности тока j_{st1} найдем как корень уравнения (17), в котором протяженность области 1 — (9) и области 2 — (15) находились с учетом соотношения (19), а величины p_{01} и p_w определялись выражениями (20) и (16) соответственно.

Падение напряжения на ДШ определяется падением напряжения на областях 1, 2 и падением напряжения на переходах Ме–п/п и $n^+ - n$. Найденные решения позволяют рассчитать все эти величины. Для областей 1

и 2 были получены следующие выражения:

$$U_1 = \frac{2b}{(b+1)^2} \frac{kT}{q} \frac{jL}{qDp^*} \frac{\left(\frac{p^*}{p_1}\right)^3}{1 + \left(\frac{p^*}{p_1}\right)^4} \times \ln \frac{1}{\left| \frac{p_0}{p_1} \left[1 + \left(\frac{p^*}{p_1}\right)^4 \right] - \left(\frac{p^*}{p_1}\right)^4 \right|}, \quad (21)$$

$$U_2 = \frac{2b}{(b+1)^2} \frac{kT}{q} \frac{jL}{qDp^*} \frac{\left(\frac{p^*}{p_1}\right)^3}{\sqrt{1 - \left(\frac{p^*}{p_1}\right)^4}} \times \ln \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{p^*}{p_1}\right)^4} + 1}{\sqrt{1 - \left(\frac{p^*}{p_1}\right)^4} \frac{p_1}{p_w} + \sqrt{\left[1 - \left(\frac{p^*}{p_1}\right)^4 \right] \left(\frac{p_1}{p_w}\right)^2 + \left(\frac{p^*}{p_1}\right)^4}}. \quad (22)$$

Падение напряжения на переходах Ме–п/п и $n^+ - n$ имеет стандартный вид:

$$U_{Me\,n^+} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_0 p_w}{n_i^2}. \quad (23)$$

Полное падение напряжения на ДШ равно:

$$U_{sh} = U_1 + U_2 + U_{Me\,n^+}. \quad (24)$$

Рассмотрим случай, когда величина L растет, а отношение W_n/L становится меньше единицы. Учтем, что с ростом L распределение концентрации неравновесных носителей заряда в базовой области становится близким к линейному, а величина производной dp/dx перестает зависеть как от x , так и от L и становится близкой к значению p_w/W_n , так как $p_w \gg p_0$. По этой причине величина p_1 , как это следует из (6), растет с ростом L при фиксированном значении плотности тока j и при некотором значении L начнет выполняться условие

$$\left(\frac{p^*}{p_1}\right)^4 < \left(\frac{p_1}{p_w}\right)^2 \ll 1. \quad (25)$$

При выполнении условия (25) уравнение (17) упрощается и после несложных преобразований принимает вид

$$\frac{p_1}{p^*} \approx \left(\frac{p_w}{p^*} \frac{L}{W_n}\right)^{1/3}. \quad (26)$$

С учетом условия (25) и приближенного равенства (26) нетрудно показать, что падение напряжения на базовом слое ДШ $U_w = U_1 + U_2$ становится равным

$$U_w = \frac{2b}{(b+1)^2} \frac{kT}{q} \frac{jW_n}{qDp_w} \ln \left| \frac{P_w}{p_0 - p^* \left(\frac{p^*}{p_1}\right)^3} \right|. \quad (27)$$

Полученные из более общих соображений соотношения (26) и (27) совпадают с выражениями, полученными ранее в работе [10] для ДШ, у которого отношение W_n/L было меньше единицы.

4. ВАХ диода Шоттки при плотности тока, большей чем j_{cr}

Как отмечалось выше, при плотности тока j , большей чем j_{cr} , дрейфовый член в уравнении (1) становится положительным во всей базовой области. Подобный случай для ДШ с величиной отношения W_n/L , меньшей единицы, был рассмотрен в работе [11]. Рассмотрим, так же, как и в предыдущих разделах, структуры с отношением W_n/L , превышающим единицу. Такая структура схематично изображена на рис. 2. Точка с координатой x_1 , по аналогии с работой [11], разбивает базовую область на две части. В области, примыкающей к Me–п/п-переходу, обозначенной на рис. 2 цифрой 1, концентрация неравновесных носителей заряда сравнительно мала. Это позволяет так же, как и в предыдущем разделе, пренебречь рекомбинационным членом в уравнении непрерывности (1). В результате перенос носителей заряда в области 1 осуществляется в режиме DSQD. В отличие от случая, рассмотренного в разд. 3, дрейфовый член теперь положителен, диффузионный член становится отрицательным, а уравнение непрерывности (1) приобретает вид

$$\frac{d^2p}{dx^2} + \frac{j}{j_d} \left(\frac{j}{j_{cr}} - 1 \right) \frac{N_d^2}{p^2L} \frac{dp}{dx} = 0. \quad (28)$$

Граничная концентрация неравновесных носителей заряда $p(0)$, так же, как в разд. 3, получена с помощью граничного условия (2). Она отличается от выражения (5) и имеет вид

$$p(0) = p_0 = n_i \sqrt{\frac{b}{b+1} \frac{j}{j_{s0}} \left\{ 1 + \frac{b+1}{b} \frac{qDp_1^*}{jL} \left[\left(\frac{p_1}{p_1^*} \right)^3 - \frac{p_1^*}{p_1} \right] \right\}}, \quad (29)$$

где

$$p_1^* = N_d \sqrt{\frac{j}{j_d} \left(\frac{j}{j_{cr}} - 1 \right)}. \quad (30)$$

Вторым граничным условием для уравнения (28) является очевидное соотношение

$$\frac{j}{j_d} \left(\frac{j}{j_{cr}} - 1 \right) \frac{N_d^2}{p_1^2L} \frac{dp}{dx} \Big|_{x_1} = \frac{p_1}{L^2}. \quad (31)$$

Решение уравнения (28) с граничными условиями (29) и (31) отличается от полученного в разд. 3 решения (7) и имеет вид

$$\frac{p_1^*}{cL} \left(\frac{p-p_0}{p_1^*} - \frac{p_1^*}{cL} \ln \left| \frac{\frac{p}{p_1^*} + \frac{p_1^*}{cL}}{\frac{p_0}{p_1^*} + \frac{p_1^*}{cL}} \right| \right) = \frac{x}{L}, \quad (32)$$

где

$$c = \frac{p_1^*}{L} \left[\left(\frac{p_1}{p_1^*} \right)^3 - \frac{p_1^*}{p_1} \right]. \quad (33)$$

Протяженность области 1 также отличается от выражения, полученного в разд. 3:

$$\frac{x_1}{L} = \frac{\left(\frac{p_1^*}{p_1} \right)^2}{1 - \left(\frac{p_1^*}{p_1} \right)^4} \left\{ 1 - \frac{p_0}{p_1} + \frac{\left(\frac{p_1^*}{p_1} \right)^4}{1 - \left(\frac{p_1^*}{p_1} \right)^4} \times \ln \left| \frac{p_0}{p_1} \left[1 - \left(\frac{p_1^*}{p_1} \right)^4 \right] + \left(\frac{p_1^*}{p_1} \right)^4 \right| \right\}. \quad (34)$$

Рассмотрим теперь область 2, которая опять ограничена точками x_1 и W_n . Повторяя все рассуждения для области 2 приведенные в предыдущем разделе получим, что протяженность этой области определяется выражением (15), в котором величина p^* заменена на p_1^* :

$$\frac{W_n - x_1}{L} = \ln \left\{ \frac{p_w}{p_1} \frac{\left(\frac{p_1^*}{p_1} \right)^2 + \sqrt{\left[1 - \left(\frac{p_1^*}{p_1} \right)^4 \right] \left(\frac{p_1}{p_w} \right)^2 + \left(\frac{p_1^*}{p_1} \right)^4}}{1 + \left(\frac{p_1^*}{p_1} \right)^2} \right\}. \quad (35)$$

Величина p_w определяется выражением (16). Зависимость $p_1 = p_1(j)$ определяется, как и в разд. 3 уравнением (17), в котором протяженности областей 1 и 2 задаются соотношениями (34) и (35) соответственно.

Падение напряжения на всей структуре по-прежнему определяется падениями напряжений на областях 1, 2 и на переходах. Вычислим величину падения напряжения U_1 , используя решения уравнения непрерывности (32), (33):

$$U_1 = \frac{2b}{(b+1)^2} \frac{kT}{q} \frac{jL}{qDp_1^*} \frac{\left(\frac{p_1^*}{p_1} \right)^3}{1 - \left(\frac{p_1^*}{p_1} \right)^4} \times \ln \left| \frac{1}{\frac{p_0}{p_1} \left[1 - \left(\frac{p_1^*}{p_1} \right)^4 \right] + \left(\frac{p_1^*}{p_1} \right)^4} \right|. \quad (36)$$

Падение напряжения на области 2 по форме совпадает с выражением (22), в котором величина p^* заменена на p_1^* :

$$U_2 = \frac{2b}{(b+1)^2} \frac{kT}{q} \frac{jL}{qDp_1^*} \frac{\left(\frac{p_1^*}{p_1} \right)^3}{\sqrt{1 - \left(\frac{p_1^*}{p_1} \right)^4}} \times \ln \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{p_1^*}{p_1} \right)^4} + 1}{\sqrt{1 - \left(\frac{p_1^*}{p_1} \right)^4} \frac{p_1}{p_w} + \sqrt{\left[1 - \left(\frac{p_1^*}{p_1} \right)^4 \right] \left(\frac{p_1}{p_w} \right)^2 + \left(\frac{p_1^*}{p_1} \right)^4}}. \quad (37)$$

Падение напряжения на переходах описывается соотношением (23), в котором величины p_0 и p_w задаются выражениями (29) и (16) — соответственно.

Полное падение напряжения на ДШ описывается соотношением (24), в котором величины U_1 и U_2 задаются выражениями (36) и (37) соответственно, а падение напряжения на переходах — выражением (23).

Можно показать, проведя рассуждения по аналогии с разд. 3, что в случае, когда величина отношения W_n/L становится меньше единицы, уравнение (17) упрощается и принимает вид (26), в котором величина p^* заменена на p_1^* . Падение напряжения на базовой области ДШ при этом становится равным

$$U_w = \frac{2b}{(b+1)^2} \frac{kT}{q} \frac{jW_n}{qDp_w} \ln \left| \frac{p_w}{p_0 + p_1^* \left(\frac{p_1^*}{p_1}\right)^3} \right|. \quad (38)$$

Выражение (38) совпадает с выражением, полученным в работе [11] для ДШ с величиной отношения W_n/L меньше единицы.

5. Обсуждение результатов и сравнение с численным экспериментом

Рассматривался кремниевый ДШ со следующим набором параметров. Концентрация легирующей примеси в базовой области n -типа N_d была равна $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Толщина базового слоя W_n равнялась 100 мкм. Величина отношения W_n/L была выбрана равной 1.5. Плотность тока насыщения перехода Me-p/p j_{s0} равнялась $1 \cdot 10^{-7} \text{ А/см}^2$, а n^+-n -перехода j_{sp} была равна $1 \cdot 10^{-12} \text{ А/см}^2$. Такой же набор параметров был выбран при обсуждении результатов в работе [12]. Величина j_{cr} при выбранном значении концентрации легирующей примеси N_d была равна 1720 А/см^2 .

На рис. 3 представлены зависимости протяженности области 1 — области DSQD и области 2 — области диффузионного переноса от плотности тока j . Плотность прямого тока варьировалась от величины j_{st1} до $2 \cdot j_{cr}$. Для ДШ с рассматриваемым набором параметров величина j_{st1} , рассчитанная по методу, описанному в разд. 3, равнялась 520 А/см^2 . При приближении плотности тока к величине j_{cr} протяженность области 1 уменьшалась и стремилась к нулю, а протяженность области 2 увеличивалась и стремилась к величине W_n . После того как плотность тока становилась больше чем j_{cr} , протяженность области 1 начинала монотонно возрастать, а области 2 — уменьшаться.

На рис. 4 представлена зависимость падения напряжения на областях 1, 2, суммарного падения напряжения на Me-p/p и n^+-n -переходах и полного падения напряжения на ДШ от плотности прямого тока j . Плотность прямого тока изменялась в том же диапазоне величин, как и на рис. 3. С ростом плотности тока j и при

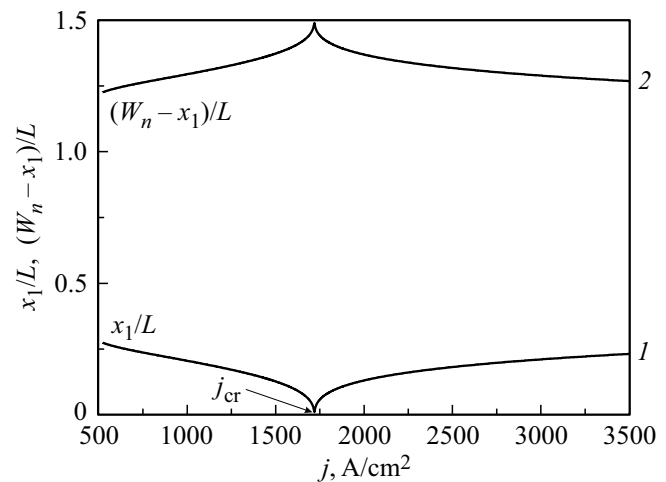


Рис. 3. Зависимость размера области DSQD (1) и области диффузионного переноса носителей заряда (2) от плотности тока j .

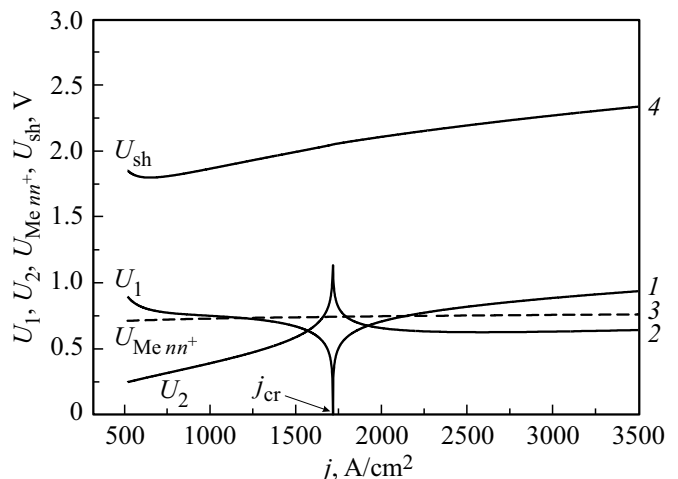


Рис. 4. Зависимость падения напряжения на области DSQD (1), области диффузионного переноса носителей заряда (2), суммарного падения напряжения на Me-p/p и n^+-n -переходах (3), полного падения напряжения на ДШ (4) от плотности тока j .

приближении к величине j_{cr} падение напряжения на области 1 U_1 уменьшалось и стремилось к нулю, а падение напряжения на области 2 U_2 увеличивалось. При дальнейшем росте, когда плотность тока становилась больше чем j_{cr} , падение напряжения на области 1 начинало возрастать, а на области 2 — сначала уменьшаться, а затем слабо возрастать. Падение напряжения на Me-p/p и n^+-n -переходах во всем диапазоне плотностей тока изменялось логарифмически слабо. Немонотонная зависимость U_1 и U_2 от плотности тока j приводила к немонотонной зависимости U_{sh} — полного падения напряжения на ДШ. Следствием этого явилось появление на ВАХ ДШ участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением R_d .

Для проверки правильности модели было проведено сравнение результатов, полученных с помощью представленной модели, с результатами численного эксперимента. Расчет проводился с использованием программы INVESTIGATION (ISSLEDOVANIE). Эта же программа использовалась при проверке результатов в работе [12]. Подробное описание этой программы можно найти в работах [14,15]. Расчет проводился для кремниевого ДШ со следующим набором параметров. Толщина базового слоя n -типа W_n была равна 100 мкм, толщина эмиттерного слоя n^+ -типа равнялась 20 мкм. Концентрация донорной примеси в базовом слое N_d была выбрана равной $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, концентрация донорной примеси в эмиттере была равна $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Высота барьера Шоттки для электронов ϕ_{Bn} равнялась 0.85 эВ. Были выбраны следующие значения времен жизни неравновесных носителей заряда при ВУИ: $\tau = 2.1$ (1), 2.8 (2), 3.8 (3), 5.4 (4), 8.5 (5), 15.1 мкс (6). Этим значениям соответствовали следующие величины отношения W_n/L : 1 — $\frac{W_n}{L} = 1.6$, 2 — $\frac{W_n}{L} = 1.4$, 3 — $\frac{W_n}{L} = 1.2$, 4 — $\frac{W_n}{L} = 1.0$, 5 — $\frac{W_n}{L} = 0.8$, 6 — $\frac{W_n}{L} = 0.6$.

Такой же набор параметров ДШ был использован при численной проверке аналитической модели, представленной в работе [12]. Результаты расчета ВАХ ДШ представлены на рис. 5. При увеличении времени жизни неравновесных носителей заряда τ и соответствующем уменьшении величины отношения W_n/L S-образность ВАХ сначала уменьшалась, а затем пропадала совсем.

На рис. 6 приведены ВАХ ДШ, рассчитанные в соответствии с представленной в разд. 3 и 4 моделью. Расчет проводился для структур с тем же набором параметров для плотностей тока, превышающих значения j_{st1} (верхняя часть графиков ВАХ). Кроме того, на этом же рисунке приведены ВАХ ДШ, рассчитанные по аналитической модели, представленной в работе [12] (нижняя часть графиков ВАХ). Эти кривые были рассчитаны для плотностей тока, когда во всей базовой области был реализован ВУИ, но значение j не превосходило введенную в работе [12] величину j_{st} . Сравнение рис. 5 и 6 показывает, что, несмотря на количественные различия, представленная модель качественно правильно описывает особенности ВАХ ДШ. Эти различия связаны с погрешностью метода региональных приближений [13]. При уменьшении величины отношения W_n/L наблюдалось уменьшение S-образности ВАХ. Как видно из рис. 6, уменьшение величины отношения W_n/L приводило к уменьшению величин плотностей тока j_{st} и j_{st1} . Физически это объясняется уменьшением рекомбинационных потерь неравновесных носителей заряда при уменьшении отношения W_n/L и увеличением концентрации неравновесных носителей заряда вблизи Ме–п/п-перехода. Это приводит к уменьшению электрического поля, необходимого для поддержания в области, прилегающей к Ме–п/п-переходу, тока с требуемой плотностью j . Уменьшение отношения W_n/L приводит к уменьшению протяженности области, в которой перенос носителей заряда осуществляется

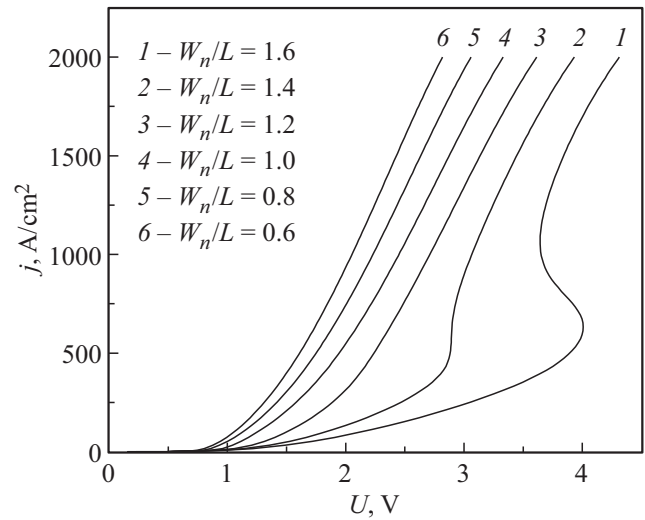


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики ДШ, рассчитанные с помощью программы INVESTIGATION (ISSLEDOVANIE) для различных значений отношения ширины базовой области к амбиполярной диффузионной длине W_n/L , приведенных на рисунке.

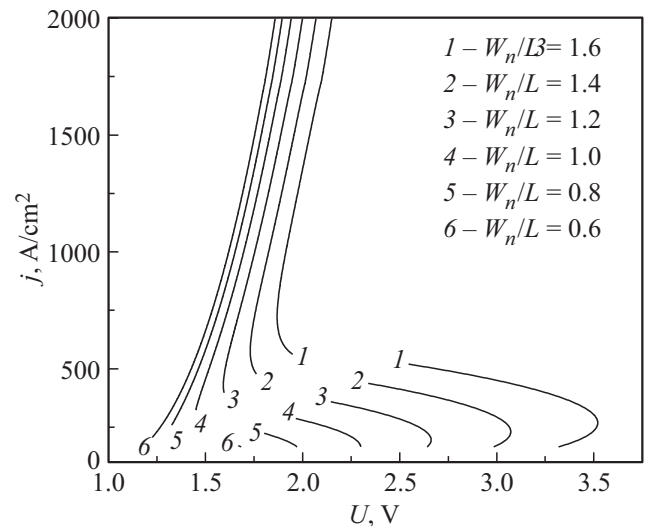


Рис. 6. Вольт-амперные характеристики ДШ, рассчитанные с помощью аналитической модели, представленных в данной работе и в работе [12]. Расчет проводился для различных значений отношения ширины базовой области к амбиполярной диффузионной длине W_n/L , приведенных на рисунке.

в режиме квазинейтрального дрейфа, рассмотренной в работе [12]. По этой причине уменьшается плотность тока j_{st} , при котором происходит „схлопывание“ этой области и j_{st1} , при которой левая граница области DSQD впервые приближается к Ме–п/п-переходу.

6. Заключение

В работе было продолжено исследование ВАХ ДШ, начатое в работе [12]. Был рассмотрен случай, когда

плотность тока превышала величину j_{st1} . В базовой области перенос носителей заряда осуществлялся в режиме ВУИ, а величина отношения W_n/L принимала произвольные значения. При разработке модели было использовано граничное условие для перехода Ме–п/п, которое ранее успешно применялось в работах [10,11]. Это граничное условие учитывало слабую инжектирующую способность контакта Шоттки.

В работе было показано, что если величина отношения W_n/L превышает единицу, то у ДШ наблюдается немонотонная зависимость падения напряжения от плотности тока. Это приводило к появлению на ВАХ ДШ области с отрицательным дифференциальным сопротивлением. При уменьшении величины отношения W_n/L область на ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением уменьшалась и при некоторой величине отношения W_n/L не возникала.

Результаты, полученные с помощью аналитической модели, были подтверждены численным экспериментом, выполненным с помощью программы INVESTIGATION (ISSLEDOVANIE).

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проект FSWF-2020-0022).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] L.M. Hillkirk. *Solid State Electron.*, **48**, 2181 (2004).
- [2] M.E. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov, P.A. Ivanov, J.W. Palmour, M.K. Das, B.A. Hull. *Semicond. Sci. Technol.*, **23**, 085011 (2008).
- [3] J.W. Palmour, M.E. Levinshtein, P.A. Ivanov, Q.J. Zhang. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **48**, 235103 (2015).
- [4] D.L. Scharfetter. *Solid State Electron.*, **8**, 299 (1965).
- [5] A. Yu, E. Snow. *Solid State Electron.*, **12**, 155 (1969).
- [6] B. Elfsten, P.A. Tove. *Solid State Electron.*, **28**, 721 (1985).
- [7] W.T. Ng, S. Liang, C.A.T. Salama. *Solid State Electron.*, **33**, 39 (1990).
- [8] T.T. Mnatsakanov, M.E. Levinshtein, A.G. Tandoev, S.N. Yurkov. *J. Appl. Phys.*, **105**, 044506 (2009).
- [9] T.T. Mnatsakanov, A.G. Tandoev, M.E. Levinshtein, S.N. Yurkov. *Semicond. Sci. Technol.*, **24**, 075006 (2009).
- [10] T.T. Mnatsakanov, M.E. Levinshtein, A.G. Tandoev, S.N. Yurkov, J.W. Palmour. *Solid State Electron.*, **121**, 41 (2016).
- [11] T.T. Mnatsakanov, A.G. Tandoev, M.E. Levinshtein, S.N. Yurkov, J.W. Palmour. *Phys. Semicond. Dev.*, **51**, 8 (2017).
- [12] А.Г. Тандоев, Т.Т. Мнацаканов, С.Н. Юрков. *ФТП*, **54**(5), 470 (2020).
- [13] M. Lampert, P. Mark. *Current injection in solids*, (N.Y.–London, Academic Press, 1970). J.W. Palmour. *Semicond. Sci. Technol.*, **26**, 085016 (2011).

[14] T.T. Mnatsakanov, I.L. Rostovtsev, N.I. Philatov. *Solid State Electron.*, **30**, 579 (1987).

[15] T.T. Mnatsakanov. *Phys. Status Solidi B*, **143**, 225 (1987).

Редактор А.Н. Смирнов

Power Schottky-diodes with negative part of differential current-voltage characteristics

A.G. Tandoev, T.T. Mnatsakanov, S.N. Yurkov

Moscow Power Engineering Institute,
111250 Moscow, Russia

Abstract It is shown that at high current densities ($j > j_{st1}$) the carrier transport in base layer of Schottky-diodes in addition to commonly accepted diffusive and drift currents is defined by recently discovered diffusion stimulated by quasi-neutral drift (DSQD). The influence of this recently discovered component of current on current-voltage characteristics of Schottky-diode has been investigated. It was shown that in case if the ratio of base width W to ambipolar diffusive length L is higher than 1 ($W/L > 1$) a part with negative differential resistance appears on the current-voltage characteristics of Schottky-diode. The results of analytical investigation are confirmed by numerical calculation using „INVESTIGATION“ program.