

# Вольт-амперная характеристика мощных диодных структур с резкой асимметрией инжектирующей способности эмиттеров

© А.Г. Тандоев, Т.Т. Мнацаканов<sup>†</sup>, С.Н. Юрков

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

<sup>†</sup> E-mail: mnatt@yandex.ru

Поступила в Редакцию 18 февраля 2021 г.

В окончательной редакции 25 февраля 2021 г.

Принята к публикации 25 февраля 2021 г.

Рассмотрены диодные структуры с сильной асимметрией инжектирующей способности эмиттеров. В рассматриваемых структурах отношение толщины базового слоя к амбиполярной диффузионной длине было  $\sim 1$ . При большой плотности тока сильная асимметрия инжектирующей способности переходов приводит к реализации, наряду с обычно учитываемыми диффузионным и квазинейтральным дрейфовым режимами переноса носителей заряда, к возникновению и реализации недавно обнаруженного режима DSQD (диффузии, стимулированной квазинейтральным дрейфом). В работе показано, что с ростом плотности тока область, в которой реализуется квазинейтральный дрейфовый режим переноса носителей заряда, схлопывается. При этом на вольт-амперной характеристике диода возникает S-образный участок даже при сравнительно небольших значениях отношения  $W/L$  ( $W$  — толщина базового слоя,  $L$  — амбиполярная диффузионная длина).

**Ключевые слова:** перенос носителей заряда в полупроводниках, мощные полупроводниковые диоды, вольт-амперная характеристика диода.

DOI: 10.21883/FTP.2021.06.50921.9636

## 1. Введение

Одним из примеров диодной структуры с резкой асимметрией инжектирующих способностей эмиттеров является диод Шоттки (ДШ). ДШ — один из наиболее распространенных приборов полупроводниковой электроники. Протекание прямого тока через ДШ в рабочем режиме не сопровождается накоплением заряда неравновесных носителей в базовой области. Этим обуславливаются преимущества ДШ перед диодами с  $p-n$ -переходами по быстродействию, коммутационным потерям и т.д. Однако в аварийных режимах (например, в режимах ударного тока или короткого замыкания) плотность тока может превосходить рабочую плотность тока в десятки раз. При таких плотностях тока в базовой области ДШ реализуется режим высокого уровня инжекции (ВУИ). Исследованию особенностей вольт-амперных характеристик (ВАХ) ДШ при ВУИ в базовой области был посвящен ряд работ (см., например [1–5]). В работе [1] ВАХ ДШ исследовались в рамках диффузионного приближения. В работах [2,3] были рассмотрены ДШ, в которых отношение толщины базовой области  $W_n$  к амбиполярной диффузионной длине  $L$  было  $< 1$ , при этом было показано, что в базовом слое кроме области, в которой перенос носителей заряда осуществляется в диффузионном режиме, существует область, в которой перенос осуществляется в режиме диффузии, стимулированной квазинейтральным дрейфом (область DSQD). Наличие области DSQD приводило к зависимости падения напряжения на ДШ от уровня легирования базовой области  $N_d$  даже при таких плотностях тока,

при которых во всей базовой области реализовался ВУИ. При этом с увеличением величины  $N_d$  падение напряжения на ДШ увеличивалось.

В работах [4,5] были рассмотрены ВАХ ДШ при ВУИ, в которых в результате облучения величина отношения  $W_n/L$  становилась  $> 1$ . В работе [4] рассматривался диапазон плотностей тока, при котором распределение концентрации неравновесных носителей становилось не монотонным и на распределении появлялась точка минимума. Так как инжектирующая способность анодного контакта Шоттки существенно меньше инжектирующей способности катодного  $n^+ - n$ -перехода, точка минимума находилась вблизи контакта Шоттки. Было показано, что в этом случае кроме области с диффузионным переносом и области DSQD между контактом Шоттки и точкой минимума возникала область, в которой перенос осуществлялся в режиме квазинейтрального дрейфа. С ростом плотности тока точка минимума приближалась к анодному контакту и при некоторой величине  $j_{st}$ , определенной в работе [4], соприкасалась с ним. В результате область квазинейтрального дрейфа исчезала. Это приводило при росте плотности тока к увеличению электрического поля, имеющего в примыкающей к контакту Шоттки квазинейтральной части базовой области форму плато и одновременно к уменьшению протяженности этого плато. Такое рассмотрение позволяло качественно описать механизм формирования S-образности ВАХ ДШ.

Другим примером структуры с резкой асимметрией инжектирующих способностей эмиттеров является описанный в работе [6] диод, изготовленный на основе карбида кремния, в котором величина отношения

$W_n/L$  была  $> 1$ . В этом диоде в базовой области на границе с анодным  $p^+ - n$ -переходом по технологическим причинам возникал тонкий нарушенный слой, в котором наблюдался резкий „провал“ времени жизни. Это приводило к сильному снижению инжектирующей способности анодного  $p^+ - n$ -перехода. В этой же работе были приведены экспериментальные ВАХ этого диода при ВУИ в базовой области, на которых наблюдалась S-образность.

В данной работе представлено последовательное рассмотрение процесса переноса неравновесных носителей заряда в диодных структурах с сильной асимметрией инжектирующих способностей эмиттеров при величине отношения  $W_n/L > 1$  (например,  $W_n/L \approx 1.5$ ).

## 2. Постановка задачи

Рассмотрим диодную структуру с базовой областью  $n$ -типа проводимости и с сильной асимметрией инжектирующих способностей эмиттерных переходов ( $j_{sp} \ll j_{sn}$ , где  $j_{sp}, j_{sn}$  — плотности токов насыщения катодного и анодного эмиттеров при ВУИ). Будем полагать, что во всей базовой области реализуется ВУИ. Начало координат  $x = 0$  выберем на границе квазинейтральной части базы и области пространственного заряда анодного эмиттера. Процесс переноса неравновесных носителей заряда через базовую область, как и в работах [2–5], описывается уравнением непрерывности с граничными условиями:

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

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

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

$$j_d = \frac{2qD_p(b+1)N_d}{L}, \quad j_{cr} = \frac{q(\mu_{n0} + \mu_{p0})N_d}{F_{sn}^{-1} - F_{sp}^{-1}},$$

где  $L = \sqrt{\frac{2b}{b+1} D_p \tau}$  — амбиполярная диффузионная длина,  $D$  — амбиполярный коэффициент диффузии,  $D_n$  и  $D_p$  — коэффициенты диффузии электронов и дырок,  $\tau$  — время жизни неравновесных носителей заряда при ВУИ,  $\mu_{n0}$  и  $\mu_{p0}$  — подвижности электронов и дырок в слабом электрическом поле,  $F_{sn}$  и  $F_{sp}$  — характерные значения электрического поля, при которых дрейфовые скорости электронов и дырок насыщаются.

В дальнейшем будем рассматривать случай, когда плотность тока не превосходит величину  $j_{cr}$ . Отметим, что задача (1)–(3) не линейна и ее аналитическое решение неизвестно. Обычно такие задачи решают с помощью метода региональных приближений [7], как это было сделано в работах [2–5]. Применение метода региональных приближений предполагает пренебрежение

переходными областями, в которых члены уравнения непрерывности (1) являются величинами одного порядка и в которых нельзя выделить преобладающий механизм переноса носителей заряда. Применение метода региональных приближений оправдано в тех случаях, когда характерные размеры областей с преобладающим режимом переноса существенно превосходят размеры переходных областей. Например, в работах [2–5] переходной областью между областью с диффузионным переносом и областью DSQD пренебрегали. Это оправдывалось экспоненциальным спадом концентрации при удалении от катодного перехода. Действительно, при этом диффузионный и рекомбинационный члены в уравнении непрерывности (1) спадали экспоненциально, а дрейфовый член в уравнении (1) экспоненциально нарастал по абсолютной величине [7], что обеспечивало малость переходной области.

В рассматриваемых диодных структурах инжекционная способность анодного перехода много меньше инжекционной способности катодного перехода ( $j_{sp} \ll j_{sn}$ ). По этой причине с учетом того, что величина отношения  $W_n/L$  в рассматриваемых структурах  $> 1$ , точка минимума  $x_m$  на распределении концентрации неравновесных носителей  $p(x)$  лежит в базовой области вблизи анодного перехода. Действительно, в работе [4] были рассмотрены условия, при выполнении которых, во-первых, распределение концентрации неравновесных носителей  $p(x)$  имеет точку минимума  $x_m$  при  $j < j_{cr}$ ,

$$\frac{W_n}{L} \leq \left(\frac{W_n}{L}\right)_m = \ln \left[ \frac{p(W_n)|_{j_{cr}}}{p(0)|_{j_{cr}}} + \sqrt{\left(\frac{p(W_n)|_{j_{cr}}}{p(0)|_{j_{cr}}}\right)^2 - 1} \right],$$

$$p(0)|_{j_{cr}} = n_i \sqrt{\frac{b}{b+1} \frac{j_{cr}}{j_{sn}}}, \quad p(W_n)|_{j_{cr}} = n_i \sqrt{\frac{1}{b+1} \frac{j_{cr}}{j_{sp}}},$$

а во-вторых, левее точки  $x_m$  область с диффузионным характером переноса отсутствует:

$$j < j_{drift}, \quad \text{где} \quad j_{drift} < j_{cr} \left[ 1 - \frac{b}{b+1} \frac{j_d}{j_{sn}} \left(\frac{n_i}{N_d}\right)^2 \right].$$

Оценки показывают, что при  $j_{sn} = 10^{-7}$  А/см<sup>2</sup>,  $j_{sp} = 10^{-12}$  А/см<sup>2</sup>,  $b = \mu_{n0}/\mu_{p0} \approx 3$  величина  $(W_n/L)_m \approx 5.9$  и превышает все рассмотренные в работе значения отношения  $W_n/L$ . Величина  $j_{drift}$  обычно превосходит величину  $j_{st}$ , введенную в работе [4], при которой координата точки минимума  $x_m$  становится равной нулю, а распределение неравновесных носителей  $p(x)$  становится монотонно возрастающим. Таким образом, рассмотренные выше условия выполнены.

В окрестности точки минимума  $x_m$  производная  $dp/dx$  мала, а сама концентрация  $p(x)$  меняется слабо. Вследствие этого диффузионный, рекомбинационный и дрейфовый члены в уравнении (1) меняются достаточно плавно, переходная область в окрестности точки  $x_m$

расширяется, становясь сравнимой и даже превосходящей по размеру область квазинейтрального дрейфового переноса. Так как концентрация неравновесных носителей в переходной области имеет точку минимума, напряженность электрического поля в этой области достигает максимума, а вклад в падение напряжения на переходной области сравним или превосходит вклад, вносимый областью квазинейтрального дрейфового переноса.

Следует также отметить, что в области квазинейтрального дрейфового переноса производная  $dp/dx$  отрицательна, а в области DSQD — положительна (в рассматриваемом случае плотность тока  $j$  меньше, чем  $j_{cr}$ ). Поэтому при сшивании концентрации неравновесных носителей заряда без учета переходной области величина  $p(x)$  будет претерпевать излом. Эти соображения оправдывают рассмотрение переходной области.

### 3. Расчет распределения концентрации неравновесных носителей заряда в области, содержащей точку минимума

Рассмотрим область, содержащую точку минимума  $x_m$ . Поскольку в окрестности точки минимума концентрация  $p(x)$  меняется слабо, величину концентрации неравновесных носителей можно представить в виде

$$p(x) = p_0 + \delta p(x) = p_0 \left( 1 + \frac{\delta p}{p_0} \right), \quad (4)$$

где  $p_0 = p(0)$  и  $|\delta p| \ll p_0$ .

Выражение для плотности тока дырок  $j_p$  при ВУИ имеет вид

$$j_p = \frac{j}{b+1} - \frac{qDp^{*2}}{Lp} - qD \frac{dp}{dx}, \quad (5)$$

где

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

С учетом (4) и малости отношения  $|\delta p|/p_0$  выражение для плотности тока дырок (5) принимает вид

$$j_p = \frac{j}{b+1} - \frac{qDp^{*2}}{Lp_0} \left( 1 - \frac{\delta p}{p_0} \right) - qD \frac{d\delta p}{dx}. \quad (6)$$

Подставляя выражения (4) и (6) в стационарное уравнение непрерывности при ВУИ

$$-\frac{1}{q} \frac{dj_p}{dx} = \frac{p}{\tau},$$

получим уравнение относительно  $\delta p$ :

$$\frac{d^2 \delta p}{dx^2} - \frac{1}{L} \left( \frac{p^*}{p_0} \right)^2 \frac{d\delta p}{dx} - \frac{\delta p}{L^2} = \frac{p_0}{L^2}. \quad (7)$$

В отличие от нелинейного уравнения (1), уравнение (7) — линейное неоднородное.

Уравнение (7) позволяет единообразно описать переходную область и область квазинейтрального дрейфового переноса, лежащую между анодным переходом и переходной областью. Действительно, в работе [4] было получено решение в области квазинейтрального дрейфового переноса в рамках метода региональных приближений:

$$p(x) = \frac{p_0}{\sqrt{1 + 2(p_0/p^*)^2(x/L)}} \approx p_0 \left( 1 + \frac{\delta p}{p_0} \right),$$

где

$$\frac{\delta p}{p_0} = - \left( \frac{p_0}{p^*} \right)^2 \frac{x}{L}.$$

Так как  $(p_0/p^*)^2 \ll 1$ , то даже если размер области квазинейтрального дрейфового переноса  $x_1/L$  оказался  $\sim 1$  (согласно [4] размер этой области для рассматриваемых структур  $< 1$ ), выражение (4), а следовательно и линеаризованное уравнение (7) справедливы и в области квазинейтрального дрейфового переноса.

Выражение (4) позволяет получить граничные значения для величины  $\delta p$ . Действительно, при  $x = 0$

$$\delta p(0) = 0. \quad (8)$$

Пусть точка с координатой  $x_1$  является правой границей переходной области, справа от нее начинается область DSQD и  $p(x_1) = p_1$ . Тогда в соответствии с выражением (4)

$$\delta p(x_1) = p_1 - p_0. \quad (9)$$

Решением уравнения (7) с граничными условиями (8), (9) является

$$\delta p(x) = C_1 e^{K_1 x} + C_2 e^{K_2 x} - p_0, \quad (10)$$

где

$$C_1 = \frac{p_1 - p_0 e^{K_2 x_1}}{e^{K_1 x_1} - e^{K_2 x_1}}, \quad C_2 = - \frac{p_1 - p_0 e^{K_1 x_1}}{e^{K_1 x_1} - e^{K_2 x_1}} \quad (11)$$

и

$$K_1 = \frac{1}{2L} \left( \frac{p^*}{p_0} \right)^2 \left[ 1 + \sqrt{1 + 4 \left( \frac{p_0}{p^*} \right)^4} \right],$$

$$K_2 = \frac{1}{2L} \left( \frac{p^*}{p_0} \right)^2 \left[ 1 - \sqrt{1 + 4 \left( \frac{p_0}{p^*} \right)^4} \right]. \quad (12)$$

Величины  $K_1$  и  $K_2$  являются корнями характеристического уравнения

$$K^2 - \frac{1}{L} \left( \frac{p^*}{p_0} \right)^2 K - \frac{1}{L^2} = 0.$$

Выражение (4) и полученное выше решение (10) позволяют представить концентрацию неравновесных носителей заряда  $p(x)$  в виде

$$p(x) = C_1 e^{K_1 x} + C_2 e^{K_2 x}, \quad (13)$$

где  $C_1, C_2, K_1$  и  $K_2$  определяются соответственно выражениями (11) и (12).

Необходимо подчеркнуть еще раз, что само уравнение (7), его решение (10)–(12) и выражение (13) справедливы только в окрестности точки минимума распределения концентрации неравновесных носителей заряда  $x_m$  и описывают область квазинейтрального дрейфового переноса совместно с переходной областью, которые находятся между анодным переходом и областью DSQD.

Используя граничное условие (2), выражения (4), (6) и (8), можно показать, что с точностью до малых величин порядка  $(p_0/p^*)^4$  и  $[(1 - j/j_{cr})/(b + 1)](N_d/p_0)$  концентрация неравновесных носителей заряда в квазинейтральной части базовой области на границе с анодным эмиттером равна

$$p_0 = n_i \sqrt{\frac{b}{b+1} \frac{j}{j_{sn}}}. \quad (14)$$

#### 4. Расчет распределения концентрации неравновесных носителей заряда в области DSQD и в области с диффузионным режимом переноса

Область DSQD и область с диффузионным режимом переноса были подробно рассмотрены в работе [4]. Поэтому ограничимся их кратким описанием. Как отмечалось выше, достаточно резкое изменение концентрации неравновесных носителей заряда в этих областях позволяет провести расчеты в рамках региональных приближений.

В области DSQD справедливо уравнение непрерывности

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{1}{L} \left(\frac{p^*}{p}\right)^2 \frac{dp}{dx} = 0, \quad (15)$$

с граничными условиями:

$$\frac{1}{L} \left(\frac{p^*}{p_1}\right)^2 \frac{dp}{dx} \Big|_{x_1} = \frac{p_1}{L^2}, \quad (16)$$

$$\frac{1}{L} \left(\frac{p^*}{p_2}\right)^2 \frac{dp}{dx} \Big|_{x_2} = \frac{p_2}{L^2}, \quad \text{где } p_2 = p(x_2). \quad (17)$$

Здесь  $x_1$  и  $x_2$  — левая и правая граничные точки области DSQD. Решение задачи (15)–(17) можно представить в

виде

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{(p^*/p_2)}{1 + (p^*/p_2)^4} \right]^2 \left\{ \frac{p}{p_2} \left[ 1 + \left(\frac{p^*}{p_2}\right)^4 \right] - \left(\frac{p^*}{p_2}\right)^4 \right. \\ & \left. + \left(\frac{p^*}{p_2}\right)^4 \ln \left| \left\{ \frac{p}{p_2} \left[ \left(\frac{p_2}{p^*}\right)^4 + 1 \right] - 1 \right\} \left[ \left(\frac{p_2}{p^*}\right)^3 + \frac{p^*}{p_2} \right]^4 \right| \right\} \\ & = \frac{x - x_1}{L}, \end{aligned} \quad (18)$$

а размер области DSQD определяется выражением

$$\begin{aligned} \frac{x_2 - x_1}{L} & = \left[ \frac{(p^*/p_2)}{1 + (p^*/p_2)^4} \right]^2 \\ & \times \left\{ 1 + 4 \left(\frac{p^*}{p_2}\right)^4 \ln \left[ \left(\frac{p_2}{p^*}\right)^4 + 1 \right] \right\}. \end{aligned} \quad (19)$$

Потребуем для концентрации неравновесных носителей заряда  $p(x)$  в точке  $x_1$  выполнения условий:

$$p(x_{1-}) = p(x_{1+}) = p_1 \quad \text{и} \quad \frac{dp}{dx} \Big|_{x_{1-}} = \frac{dp}{dx} \Big|_{x_{1+}}. \quad (20)$$

Условия (20) позволяют связать концентрацию  $p_1$  с граничной концентрацией  $p_0$ . Величину производной  $(dp/dx)|_{x_{1-}}$  получим, проинтегрировав выражение (13) при  $x = x_1$  и воспользовавшись выражениями (11):

$$\frac{dp}{dx} \Big|_{x_{1-}} = K_1 \frac{p_1 - p_0 e^{K_2 x_1}}{e^{K_1 x_1} - e^{K_2 x_1}} e^{K_1 x_1} - K_2 \frac{p_1 - p_0 e^{K_1 x_1}}{e^{K_1 x_1} - e^{K_2 x_1}} e^{K_2 x_1}. \quad (21)$$

Величину производной  $(dp/dx)|_{x_{1+}}$  получим из условия (16), пользуясь выражениями (4), (9) и учитывая малость отношения  $|\delta p(x_1)|/p_0$ :

$$\frac{dp}{dx} \Big|_{x_{1+}} = \frac{1}{L} \frac{p_1^3}{p^*{}^2} \approx \frac{3p_1 - 2p_0}{L} \left(\frac{p_0}{p^*}\right)^2. \quad (22)$$

Приравняв (21) и (22), получим искомую связь между величинами  $p_1$  и  $p_0$ :

$$\begin{aligned} & (K_1 - K_2) \exp[(K_1 + K_2)x_1] - \\ & - (2/L)(p_0/p^*)^2 (\exp K_1 x_1 - \exp K_2 x_1) \\ p_1 \approx & \frac{K_1 \exp K_1 x_1 - K_2 \exp K_2 x_1 -}{K_1 \exp K_1 x_1 - K_2 \exp K_2 x_1 -} p_0. \\ & - (3/L)(p_0/p^*)^2 (\exp K_1 x_1 - \exp K_2 x_1) \end{aligned} \quad (23)$$

Условия (16) и (17) позволяют, как в [4], связать величины  $p_1$  и  $p_2$  приближенным соотношением

$$\left(\frac{p_2}{p^*}\right)^3 + \frac{p^*}{p_2} \approx \frac{p^*}{p_1}. \quad (24)$$

В области, лежащей между катодным эмиттером и областью DSQD, осуществляется режим диффузионного переноса и справедливо уравнение непрерывности

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p}{L^2}. \quad (25)$$

Граничное условие (17) позволяет сшить решения в области DSQD и в области с диффузионным режимом переноса по концентрации неравновесных носителей заряда  $p(x)$  и по ее производной  $dp/dx$ . Вторым граничным условием является

$$p(x_w) = p_w, \quad (26)$$

где  $p_w$  — концентрация неравновесных носителей заряда в квазинейтральной части базовой области на границе с катодным эмиттером.

Решением задачи (25), (17), (26) является выражение

$$p(x) = \frac{1}{2} \left[ \left( p_w + \sqrt{a^2 + p_w^2} \right) \exp \left( -\frac{W_n - x}{L} \right) - \frac{a^2}{p_w + \sqrt{a^2 + p_w^2}} \exp \left( \frac{W_n - x}{L} \right) \right], \quad (27)$$

где

$$a^2 = \left[ \left( \frac{p_2}{p^*} \right)^4 - 1 \right] p_2^2. \quad (28)$$

Используя граничное условие (3) и выражение для плотности тока дырок  $j_p$  (5), можно показать, что с точностью до малых величин порядка  $qDp^*/Lp_w$  и  $(a/p_w)^2$  граничная концентрация  $p_w$  хорошо аппроксимируется выражением

$$p_w = n_i \sqrt{\frac{1}{b+1} \frac{j}{j_{sp}}}. \quad (29)$$

Размер области диффузионного переноса определяется выражением

$$\frac{W_n - x_2}{L} = \ln \frac{p_w + \sqrt{a^2 + p_w^2}}{p_2 \left[ 1 + (p_2/p^*)^2 \right]}. \quad (30)$$

Суммарный размер области с квазинейтральным дрейфовым режимом переноса и переходной области  $x_1/L$  есть

$$\frac{x_1}{L} = \frac{W_n}{L} - \frac{W_n - x_2}{L} - \frac{x_2 - x_1}{L}. \quad (31)$$

Согласно (19), (28), (29) и (30) величина  $x_1/L$  является функцией плотности тока  $j$  и неизвестного параметра  $p_2$  — концентрации неравновесных носителей заряда на границе между областью DSQD и областью с диффузионным режимом переноса. Для нахождения величины  $p_2$  необходимо решить уравнение (24), в котором величина  $p_1$  определяется соотношением (23), а суммарный размер области с квазинейтральным дрейфовым режимом переноса и переходной области  $x_1/L$  — соотношением (31).

Определим теперь плотность тока  $j_{st}$ , введенную в работе [4], при которой величина  $x_1/L$  становится

равной нулю. Соотношение (31) при этом приобретает вид

$$\frac{x_1(p_{2st}, j)}{L} = \frac{W_n}{L} - \frac{W_n - x_2(p_{2st}, j)}{L} - \frac{x_2(p_{2st}, j) - x_1(p_{2st}, j)}{L} = 0, \quad (32)$$

где  $p_{2st}$  — значение  $p_2$  при плотности тока  $j_{st}$ . При  $j = j_{st}$  область DSQD своей левой границей впервые соприкасается с границей анодного эмиттерного перехода, а концентрация неравновесных носителей заряда на этой границе  $p_1$  становится равной граничной концентрации  $p_0$ . Уравнение (24) приобретает вид

$$\left( \frac{p_{2st}}{p^*} \right)^3 + \frac{p^*}{p_{2st}} \approx \frac{p^*}{p_0}. \quad (33)$$

Величину плотности тока  $j_{st}$  найдем из совместного решения уравнений (32) и (33).

## 5. Расчет вольт-амперной характеристики диодной структуры

Полученные выше решения позволяют рассчитать падения напряжения на всех рассмотренных областях и суммарное падение напряжения на анодном и катодном переходах. Действительно, в одномерном случае напряженность электрического поля  $F(x)$  связана с концентрацией носителей заряда  $p(x)$  известным соотношением [7]

$$F(x) = \frac{j}{q(\mu_{n0} + \mu_{p0})p(x)}. \quad (34)$$

Для области с квазинейтральным дрейфовым переносом и переходной области согласно (4) и с учетом малости отношения  $|\delta p|/p_0$  выражение для напряженности электрического поля принимает вид

$$F(x) = \frac{j}{q(\mu_{n0} + \mu_{p0})p_0} \left( 1 - \frac{\delta p}{p_0} \right). \quad (35)$$

После интегрирования выражения (35) суммарное падение напряжения  $U_1$  для области с квазинейтральным дрейфовым переносом и переходной области оказалось равным

$$U_1 = \frac{4b}{(b+1)^2} \frac{kT}{q} \frac{jx_1}{qDp_0} \times \left[ 1 - \frac{(C_1/K_1)(e^{K_1x_1} - 1) + (C_2/K_2)(e^{K_2x_1} - 1)}{2p_0x_1} \right], \quad (36)$$

где  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $K_1$  и  $K_2$  определяются выражениями (11) и (12) соответственно.

Падения напряжения на области DSQD  $U_2$  и на области с диффузионным переносом  $U_3$  можно получить, интегрируя выражение (34) по соответствующей

области. Эти выражения были получены в работе [4] и имеют следующий вид:

$$U_2 = \frac{8b}{(b+1)^2} \frac{kT}{q} \frac{jL}{qDp_2} \frac{(p^*/p_2)^2}{1+(p^*/p_2)^4} \ln \left[ (p_2/p^*)^4 + 1 \right], \quad (37)$$

$$U_3 = \frac{2b}{(b+1)^2} \frac{kT}{q} \frac{jL}{qDp_2} \frac{(p^*/p_2)^2}{\sqrt{1-(p^*/p_2)^4}} \times \ln \frac{\sqrt{1-(p^*/p_2)^4} + 1}{\sqrt{1-(p^*/p_2)^4}(p_2/p_w) + \sqrt{[1-(p^*/p_2)^4](p_2/p_w)^2 + (p^*/p_2)^4}}. \quad (38)$$

Суммарное падение напряжения на анодном и катодном эмиттерных переходах  $U_{em}$  выражается стандартным образом:

$$U_{em} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_0 p_w}{n_i^2}, \quad (39)$$

где величины  $p_0$  и  $p_w$  определяются выражениями (14) и (29) соответственно.

Полное падение напряжения на диодной структуре  $U$  есть

$$U = U_1 + U_2 + U_3 + U_{em}. \quad (40)$$

## 6. Результаты расчета

Рассматривалась кремниевая диодная структура со следующим набором параметров. Концентрация легирующей примеси в базовой области  $n$ -типа проводимости  $N_d$  была выбрана равной  $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , ширина базовой области  $W_n = 100 \text{ мкм}$ , величина отношения ширины базовой области к амбиполярной диффузионной длине  $W_n/L = 1.5$ , плотности токов насыщения анодного и катодного эмиттеров  $j_{sn}$  и  $j_{sp}$  были равны  $10^{-7} \text{ А/см}^2$  и  $10^{-12} \text{ А/см}^2$  соответственно. В работах [4,5] были рассмотрены диоды Шоттки с таким же набором параметров.

На рис. 1 и рис. 2 представлены рассчитанные при ВУИ в соответствии с выражениями (13), (18), (27), (34) и (35) распределения концентрации неравновесных дырок  $p(x)$  и напряженности электрического поля  $F(x)$  по ширине квазинейтральной части базовой области. Предположение модели (4) и граничное условие (14) позволяют получить простую оценку плотности тока  $j_h$ , выше которой в базовой области реализуется режим ВУИ:

$$j_h = \frac{b+1}{b} \left( \frac{N_d}{n_i} \right)^2 j_{sn}. \quad (41)$$

Согласно (41) величина  $j_h$  зависит только от уровня легирования базовой области  $N_d$  и плотности тока насыщения анодного эмиттера  $j_{sn}$ . Для рассматриваемой структуры величина  $j_h$  оказалась равной  $170 \text{ А/см}^2$ .

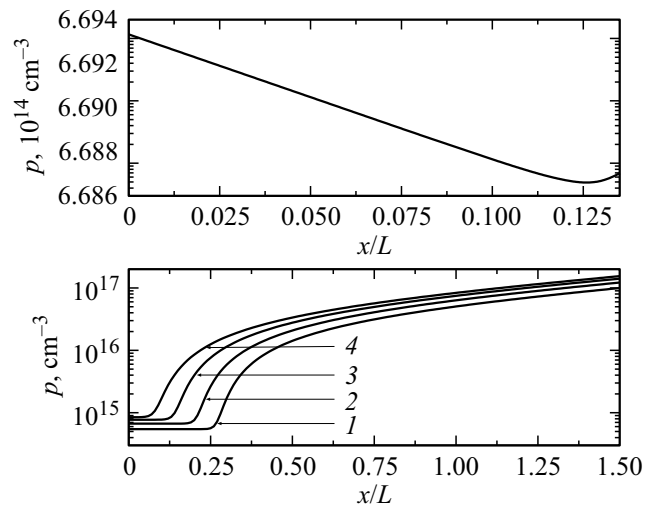


Рис. 1. *a* — распределение концентрации дырок в области с квазинейтральным дрейфовым переносом совместно с переходной областью при плотности тока  $j = 300 \text{ А/см}^2$ . *b* — распределение концентрации дырок по ширине квазинейтральной части базовой области при плотностях тока  $j = 200$  (1), 300 (2), 400  $\text{А/см}^2$  (3),  $j = j_{st} = 481 \text{ А/см}^2$  (4).

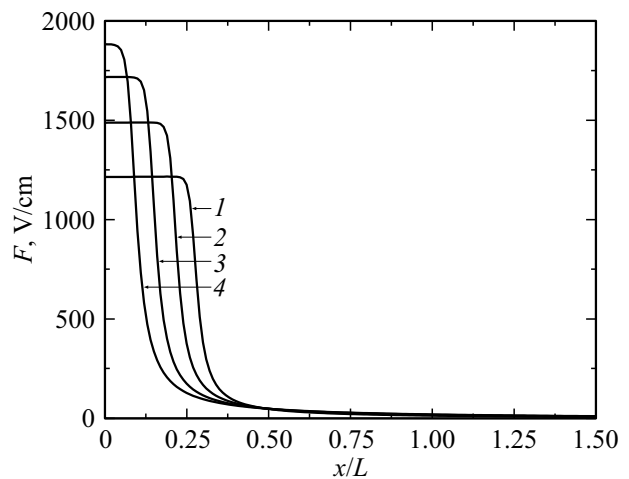
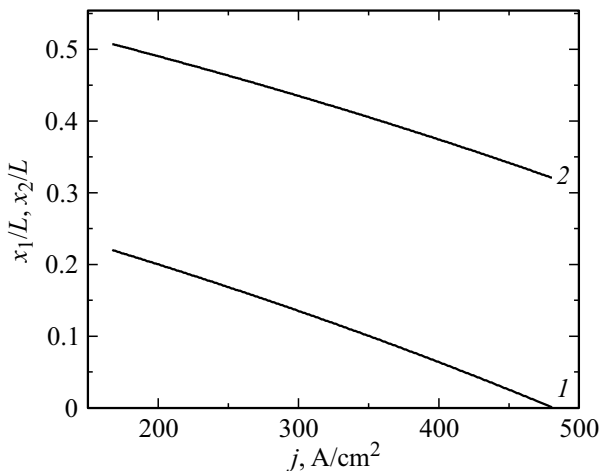


Рис. 2. Распределение напряженности электрического поля  $F(x)$  по ширине квазинейтральной части базовой области при плотностях тока  $j = 200$  (1), 300 (2), 400  $\text{А/см}^2$  (3),  $j = j_{st} = 481 \text{ А/см}^2$  (4).

Расчет проводился для плотностей тока  $j = 200, 300, 400 \text{ А/см}^2$  и  $j = j_{st}$ , причем величина  $j_{st}$  для рассмотренной структуры, рассчитанная с помощью уравнений (32), (33), оказалась равной  $481 \text{ А/см}^2$ .

На рис. 1, *a* приведено в крупном масштабе распределение концентрации неравновесных дырок в области с квазинейтральным дрейфовым переносом совместно с переходной областью, рассчитанное по выражению (13) для плотности тока  $j = 300 \text{ А/см}^2$ . Видно, что величина  $p(x)$  имеет в рассматриваемой области пологий минимум. Такой минимум присутствует на всех кривых, представленных на рис. 1, *b*, но в мелком масштабе он



**Рис. 3.** Зависимость от плотности тока  $j$  координат граничных точек: 1 — между областью с квазинейтральным дрейфовым переносом совместно с переходной областью и областью DSQD,  $x_1/L$ ; 2 — между областью DSQD и областью с диффузионным переносом,  $x_2/L$ .

не виден и там распределение имеет вид „полочки“. Резкий рост концентрации неравновесных дырок начинается в области DSQD, что согласуется с существенно нелинейным характером распределения неравновесных носителей заряда в этой области — см. выражение (18).

На рис. 3 представлены зависимости от плотности тока  $j$  координат граничных точек между областью с квазинейтральным дрейфовым переносом совместно с переходной областью и областью DSQD,  $x_1(j)/L$ , а также между областью DSQD и областью с диффузионным переносом,  $x_2(j)/L$ .

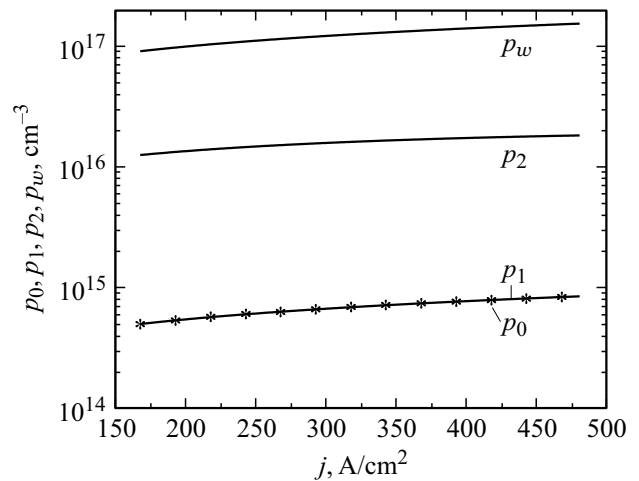
Как видно из рис. 2, напряженность электрического поля  $F(x)$  в области, примыкающей к анодному переходу, имеет форму плато. Резкий спад напряженности электрического поля начинается в области DSQD. Из рис. 2 и 3 видно, что в области с диффузионным переносом кривая напряженности электрического поля становится пологой, а величина напряженности становится малой. Это объясняется достаточно большой концентрацией неравновесных носителей заряда в данной области (см. рис. 1 и 3).

На рис. 4 представлены зависимости концентраций неравновесных дырок  $p_1 = p(x_1/L)$ ,  $p_2 = p(x_2/L)$  в точках, приведенных на рис. 3, а также граничных концентраций  $p_0$  и  $p_w$  от плотности тока  $j$ . Как видно из рисунка, величины концентраций  $p_0$  и  $p_1$  близки, что согласуется с предположением модели (4).

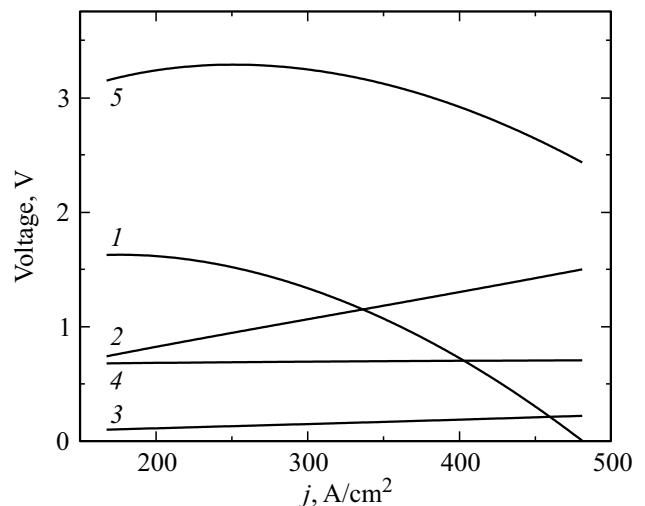
На рис. 5 приведены зависимости от плотности тока  $j$  падений напряжения на разных областях: 1 — область с квазинейтральным дрейфовым переносом совместно с переходной областью,  $U_1$ ; 2 — область DSQD,  $U_2$ ; 3 — область с диффузионным характером переноса,  $U_3$ ; 4 — анодный и катодный эмиттерные переходы,  $U_{em}$ ; 5 — полное падение напряжения на диодной структуре,  $U$ .

Величины, приведенные на рис. 5, построены с помощью соотношений (36)–(40), которые приводят к немонотонной зависимости полного падения напряжения на диодной структуре  $U$  от плотности тока  $j$ .

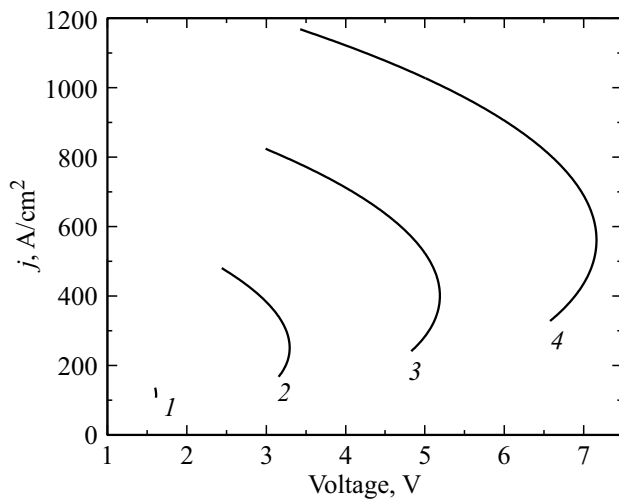
На рис. 6 представлены ВАХ диодных структур, различающихся концентрацией легирующей примеси базовой области  $N_d$ . Остальные параметры были такими же, как для рассмотренных выше структур. ВАХ 1–4 соответствуют структурам с  $N_d = 4 \cdot 10^{14}$ ,  $5 \cdot 10^{14}$ ,  $6 \cdot 10^{14}$ ,



**Рис. 4.** Зависимости от плотности тока  $j$  концентрации неравновесных дырок на границе квазинейтральной базовой области и анодного эмиттера  $p_0 = p(0)$ , концентраций  $p_1 = p(x_1/L)$ ,  $p_2 = p(x_2/L)$  и концентрации неравновесных дырок на границе квазинейтральной базовой области и катодного эмиттера  $p_w = p(W/L)$ .



**Рис. 5.** Зависимости от плотности тока  $j$  падений напряжения на разных областях: 1 — область с квазинейтральным дрейфовым переносом совместно с переходной областью,  $U_1$ ; 2 — область DSQD,  $U_2$ ; 3 — область с диффузионным характером переноса,  $U_3$ ; 4 — анодный и катодный эмиттерные переходы,  $U_{em}$ ; 5 — полное падение напряжения на диодной структуре,  $U$ .



**Рис. 6.** ВАХ диодных структур (ВУИ во всей базовой области), различающихся концентрацией легирующей примеси базовой области.  $N_d$ ,  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ : 1 — 4, 2 — 5, 3 — 6, 4 — 7.

$7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . В соответствии с выражением (41) эти структуры различались величиной  $j_h$  — плотностью тока, выше которой в базовой области реализуется режим ВУИ. Для ВАХ 1–4  $j_h = 110, 170, 240, 330 \text{ А/см}^2$ .

Величина плотности тока  $j_{st}$ , при которой „схлопывается“ область с квазинейтральным дрейфовым переносом совместно с переходной областью, тоже зависит от  $N_d$ . Физически это объясняется зависимостью дрейфового члена в уравнении непрерывности (7) от величины  $N_d$ . При увеличении  $N_d$  дрейфовый член возрастает. Это приводит к возрастанию размера области с квазинейтральным дрейфовым переносом совместно с переходной областью и к увеличению значения  $j_{st}$ . Действительно, из рис. 6 видно, что для ВАХ 1–4  $j_{st} = 140, 480, 825, 1170 \text{ А/см}^2$ .

Из рис. 6 видно, что если  $N_d < 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , при выбранных значениях остальных параметров структуры область с квазинейтральным дрейфовым переносом не образуется. В этом случае в базовом слое формируется область DSQD (вблизи анодного эмиттера) и область с диффузионным переносом в остальной части базы. ВАХ такой диодной структуры была рассмотрена в работе [5].

## 7. Заключение

В работе продолжено исследование, начатое в [4,5], статических ВАХ диодных структур с сильной асимметрией инжектирующих способностей эмиттерных переходов (например, диодов Шоттки) при ВУИ в базовой области, в которых отношение ширины базовой области к амбиполярной диффузионной длине,  $W_n/L$ , было  $> 1$ . При этом учтено влияние на ВАХ переходной области, содержащей точку с минимальным значением концентрации неравновесных дырок, лежащей между областью с квазинейтральным дрейфовым переносом и

областью DSQD. Показано, что область с квазинейтральным дрейфовым переносом и переходную область можно описать единообразно, используя линейризованное стационарное диффузионно-дрейфовое уравнение непрерывности, справедливое в окрестности точки минимума. Рассмотрение области с квазинейтральным дрейфовым переносом совместно с переходной областью позволило сшить решения в этих областях с решением в области DSQD не только по концентрации дырок  $p(x)$ , но и по производной  $dp/dx$ . Были исследованы зависимости концентрации неравновесных носителей заряда в области с квазинейтральным дрейфовым переносом совместно с переходной областью, в области DSQD и в области с диффузионным переносом от плотности тока, позволившие рассчитать падения напряжения на этих областях. Показано, что с ростом плотности тока суммарный размер области с квазинейтральным дрейфовым переносом совместно с переходной областью уменьшается и при плотности тока  $j_{st}$  происходит „схлопывание“ этих областей, а распределение концентрации неравновесных дырок становится монотонно возрастающим. Оказалось, что процесс „схлопывания“ приводит к немонотонной зависимости полного падения напряжения на диодной структуре от плотности тока и сопровождается появлением S-образности ВАХ.

Было показано, что величина плотности тока  $j_{st}$ , при которой происходит „схлопывание“ области с квазинейтральным дрейфовым переносом совместно с переходной областью, при уменьшении концентрации легирующей примеси базовой области  $N_d$  уменьшается и приближается к величине  $j_h$  — плотности тока, выше которой в базовой области реализуется режим ВУИ. При дальнейшем уменьшении величины  $N_d$  область с квазинейтральным дрейфовым переносом совместно с переходной областью не образуется.

## 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] W.T. Ng, S. Liang, C. Andre T. Salama. *Solid State Electron.*, **33** (1), 39 (1990).
- [2] T.T. Mnatsakanov, M.E. Levinshtein, A.G. Tandoev, S.N. Yurkov, J.W. Palmour. *Solid State Electron.*, **121**, 41 (2016).
- [3] T.T. Мнацаканов, А.Г. Тандоев, М.Е. Левинштейн, С.Н. Юрков, J.W. Palmour. *ФТП*, **51** (8), 1125 (2017).
- [4] А.Г. Тандоев, Т.Т. Мнацаканов, С.Н. Юрков. *ФТП*, **54** (5), 470 (2020).
- [5] А.Г. Тандоев, Т.Т. Мнацаканов, С.Н. Юрков. *ФТП*, **55** (1), 75 (2021)



- [6] S. Chowdhury, C.W. Hitchcock, R.P. Dahal, I.B. Bhat, T. Paul Chow. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **64** (3), 897 (2017).
- [7] M. Lampert, P. Mark. *Current injection in solids* (N.Y.–London, Academic Press, 1970).

*Редактор Л.В. Шаронова*

## **Current–voltage characteristics of power diode structures with strong asymmetry of emitters injection ability**

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

Moscow Power Engineering Institute,  
111250 Moscow, Russia

**Abstract** In the paper, diode structures with strong asymmetry of emitter injection ability have been investigated. In these structures the base width was approximately equal to the ambipolar diffusion length. It was shown that at a high current density for correct description of charge carrier transport in these structures in addition to commonly used diffusion and quasineutral drift regimes it is necessary to take into account a recently discovered regime DSQD (diffusion stimulated by quasineutral drift). It is shown that at high current densities the width of the region where quasineutral drift regime is realized tends to become smaller. Due to this effect in these structures the current–voltage characteristic may become of *S*-type even at comparably small values of the ratio  $W/L$  ( $W$  — is the base layer width,  $L$  — is the ambipolar diffusion length).