

К ТЕОРИИ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕРХДЛИННОГО ДИОДА С КОМПЕНСИРОВАННОЙ БАЗОЙ. II

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Ш. КАНИЯЗОВ

В настоящей заметке базовые параметры рассчитываются на участке вольт-амперной характеристики, предшествующей срыву. Так же как в [1], объемный заряд, возникающий при прохождении тока, учитываться не будет. Однако в отличие от [2, 3], принимается наряду с дрейфом во внимание и диффузия.

Изложение метода расчета, а также вывод основных уравнений и обозначения даются в [1].

§ 1. Основные уравнения

В первой част работы (см. [1]) были рассчитаны основные параметры базы диода с двойной инъекцией, представляющей компенсированный полупроводник. Базовые параметры—распределение электрического поля, концентрации электронов и дырок, протяженность диффузионных и дрейфовых областей относились там к вертикальному участку вольт-амперной характеристики (см. [2, 3]).

На участке, предшествующем срыву, отношение $\frac{p}{n} = u$ согласно нашей модели слабо зависит от тока. Однако это утверждение не всегда может оказаться правильным на всем протяжении базы. Вместе с тем расчет, разграничивающий базу не только по областям диффузии и дрейфа, но и еще по характеру кинетики переходов между глубокими уровнями и зонами, оказался бы весьма громоздким. Поэтому мы ради простоты ограничимся случаем, когда на всем протяжении базы можно пользоваться одной кинетикой. Это сводится к тому, что отношение $\frac{p}{n}$ считается слабо зависящим от тока. В самом деле, если концентрация электронов и дырок еще не слишком велика, то в условии квазинейтральности (см. (1) в [1])

$$n = p + \frac{\gamma p + \mu}{\nu' n} N_0 - N_n \quad (1)$$

можно считать главными два последних члена в правой части. Тогда,

$$\frac{p}{n} = \frac{N_n}{n} - \theta \frac{n_1}{n}, \quad (2)$$

где $\theta = \frac{\gamma'}{\nu}$ (остальные обозначения см. [1]). В тех случаях, когда вто-

рой член в правой части (2) мал по сравнению с первым, действительно, отношение $\frac{p}{n}$ слабо зависит от тока.

В приближении (2)

$$n = \frac{\theta n_1}{u_1 - u}, \quad (3)$$

где $u_1 = \frac{N_p}{n}$, и

$$p = u \frac{\theta n_1}{u_1 - u}. \quad (4)$$

Уравнение (9) в [1] можно в нашем случае приближенно переписать так:

$$\frac{dJ_p}{dp} = - \frac{p}{\tau_p} \frac{A}{\frac{u}{b} J - J_p}, \quad (5)$$

где A порядка D_p (что будет следовать из наших дальнейших выкладок, см. также [1]). Используя (4) и (5), получим

$$\frac{du}{dJ_p} = - \frac{\tau_p (u_1 - u)^3}{A (u_1 n')^2} \left(\frac{n}{b} J - J_p \right). \quad (6)$$

Здесь $n' = \theta n_1$. Тогда мы получаем следующие приближенные уравнения для различных областей базы.

Область базы, примыкающая к p^+ -переходу. Отбрасывая в (6) член $\frac{u}{b} J$, имеем

$$\frac{du}{dJ_p} = \frac{(u_1 - u)^3 \tau_p}{(u_1 n')^2 A} J_p. \quad (7)$$

Дрейфовая область. Здесь можно приближенно считать $u = b \frac{J_p}{J}$.

Тогда

$$\frac{du}{dJ_p} = - \frac{\tau_p}{(u_1 n')^2 A} \left(u_1 - b \frac{J_p}{J} \right)^3 \left(\frac{u}{b} J - J_p \right). \quad (8)$$

Область базы, примыкающая к pn^+ -переходу. Здесь можно отбросить член J_n по сравнению с $\frac{u}{b} J$. Тогда из (6) получаем

$$\frac{du}{dJ_p} = - \frac{\tau_p}{(u_1 n')^2 A} (u_1 - u)^3 \frac{u_1}{b} J. \quad (9)$$

Причем u было заменено на u_1 . На границах областей должны быть непрерывны $\frac{du}{dJ_p}$, J_p и $\frac{dJ_p}{dx}$. В точке $x=0$ $J_p = J$, а в $x=d$ $J_p = 0$.

§ 2. Расчет базовых параметров в области, примыкающей к p^+n -переходу, на участке вольт-амперной характеристики, предшествующем срыву

Обращаемся к уравнению (7). Выполняя интегрирование, получим

$$a^2 \frac{J_p^2}{2} + C_1 = \frac{1}{2} (u_1 - u)^2, \quad (10)$$

где C_1 — постоянная интегрирования,

$$a_2 = \frac{\tau_p}{A (u_1 n')^2}. \quad (11)$$

Из уравнения непрерывности для дырок имеем

$$\frac{dJ_p}{dx} = -\frac{p}{\tau_p} = -u \frac{n'}{(u_1 - u)\tau_p}. \quad (12)$$

Находим из (10) $(u_1 - u)$ и подставляем в (12). После выполнения интегрирования получаем

$$\ln \left(J_p + \sqrt{J_p^2 + \frac{2}{a_2} C_1} \right) = -\frac{x}{L_2} + B_1. \quad (13)$$

Здесь B_1 — постоянная интегрирования,

$$L_2 = \frac{\tau_p}{\sqrt{a_2} n' n_1}. \quad (14)$$

Решение (13) можно привести к виду

$$J_p = A_1 e^{-\frac{x}{L_2}} + A_2 e^{\frac{x}{L_2}}, \quad (15)$$

где

$$A_1 = \frac{1}{2} e^{B_1}, \quad (16)$$

$$A_2 = -\frac{c_1}{A_1 a_2}. \quad (17)$$

Обращаемся теперь к уравнению (8). Его приближенным решением будет

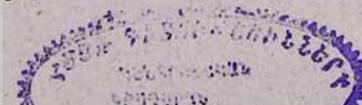
$$u \cong b \frac{J_p}{J}. \quad (18)$$

Заменяя в (12) J_p на u , на основании (18) получим (u в числителе (12) заменяем на u_1)

$$u_1 u - \frac{1}{2} u^2 = -u_1 n' \frac{bx}{J \tau_p} - B'_1. \quad (19)$$

B'_1 — постоянная интегрирования. Это решение можно преобразовать к виду

$$u_1 - u = \sqrt{u_1^2 + 2n'u_1 \frac{bx}{J \tau_p} - B'_1}. \quad (20)$$



$B_{II} = 2B'$. Из (18) и (20) имеем

$$J_p = \frac{J}{b} \left[u' - \sqrt{u_1^2 + 2n'u_1 \frac{bx}{J\tau_p} - B_{II}} \right] \quad (21)$$

и

$$\frac{dJ_p}{dx} = -\frac{n'u_1}{\tau_p} \left[u_1^2 + 2n'u_1 \frac{bx}{J\tau_p} - B_{II} \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (22)$$

Потребуем теперь непрерывности J_p и $\frac{dJ_p}{dx}$ на границе диффузионной области (примыкающей к p^+ -переходу) и дрейфовой области, т. е. в точке $x = x_1$.

Получаем

$$A_1 \exp\left(-\frac{x_1}{L_2}\right) + A_2 \exp\left(\frac{x_1}{L_2}\right) = \alpha_1, \quad (23)$$

$$-A_1 \exp\left(-\frac{x_1}{L_2}\right) + A_2 \exp\left(\frac{x_1}{L_2}\right) = \alpha_2. \quad (24)$$

Здесь α_1 — правая часть (21), взятая в точке $x = x_1$, а α_2 — правая часть (22), помноженная на L_2 и взятая в той же точке $x = x_1$.

Постоянные A_1 и A_2 связаны соотношением

$$A_1 + A_2 = J. \quad (25)$$

вытекающим из требования $J_p(0) = J$.

Из (23), (24) и (25) немедленно следует

$$A_2 = \frac{1}{2} (\alpha_1 + \alpha_2) \exp\left(-\frac{x_1}{L_2}\right); \quad (26)$$

$$A_1 = J - \frac{1}{2} (\alpha_1 + \alpha_2) \exp\left(-\frac{x_1}{L_2}\right). \quad (27)$$

Таким образом, в интервале $0 < x < x_1$

$$J_p(x) = \left(J - \frac{1}{2} (\alpha_1 + \alpha_2) e^{-\frac{x_1}{L_2}} \right) e^{-\frac{x}{L_2}} + \frac{1}{2} (\alpha_1 + \alpha_2) e^{\frac{x-x_1}{L_2}}. \quad (28)$$

И в точке $x = x_1$

$$J_p(x_1) = J e^{-\frac{x_1}{L_2}} + \frac{1}{2} (\alpha_1 + \alpha_2) (1 - e^{-2\frac{x_1}{L_2}}). \quad (29)$$

С другой стороны, ток J_p в точке $x = x_1$ равен α_1 (см. (23)). Считая, что $\exp\left(-2\frac{x_1}{L_2}\right) < 1$, имеем

$$J \exp\left(-\frac{x_1}{L_2}\right) = -\alpha_2. \quad (30)$$

Потребуем теперь непрерывности в точке $x = x_1$ производной $\frac{du}{dJ_p}$. Из (7) и (18) следует

$$\frac{b}{J} = \frac{(u_1 - u)^3 \tau_p}{(u_1 n')^2 A} J_p(x) = (u_1 - u')^3 a_2 u_1 J b^{-1}, \quad (31)$$

где u' есть значение u в точке $x = x_1$. На основании (11)

$$u_1 - u' = \sqrt[3]{\frac{b^2}{J^2 u_1 a_2}}. \quad (32)$$

Эту разность мы можем приравнять правой части (20), взятой в точке $x = x_1$. В результате получается следующее выражение для B_n :

$$B_n = u_1^2 + 2n' u_1 \frac{b x_1}{\tau_p J} - \left(\frac{b^2}{J^2 u_1 a_2} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (33)$$

Тогда

$$u_1 - u = \sqrt{\left(\frac{b^2}{J^2 u_1 a_2} \right)^{\frac{2}{3}} + 2n' u_1 \frac{b(x - x_1)}{\tau_p J}}. \quad (34)$$

Теперь можно вычислить a_2 . Имеем

$$a_2 = -\frac{n' L_2}{\tau_p} \sqrt[3]{\frac{u_1^4 a_2 J^2}{b^2}}. \quad (35)$$

Используя (35) и (30), находим

$$x_1 = L_2 \ln \frac{\tau_p}{n' L_2} \sqrt[3]{\frac{b^2 J}{u_1^4 a_2}} \quad (36)$$

или приближенно

$$x_1 = \frac{1}{3} L_p \ln \frac{b^2 J \tau_p}{n' u_1^2 L_p}. \quad (37)$$

Таким образом, граница $x = x_1$ перемещается с ростом тока в глубь базы, в то время как на вертикальном участке вольт-амперной характеристики (см. [1]) x_1 с током уменьшается.

Зная $u_1 - u'$ (см. (32)), можно найти концентрацию электронов в точке $x = x_1$:

$$n(x_1) = \frac{n'}{u_1 - u'} = n' \sqrt[3]{\frac{J^2 \tau_p}{u_1 D_p b^2 n'^2}}. \quad (38)$$

Напряженность поля в этой точке

$$E(x_1) = \frac{J}{e u_n n(x_1)} = \frac{J}{e u_n n'} \sqrt[3]{\frac{u_1 b^2 n'^2 D_p}{\tau_p J^2}} \quad (39)$$

и, наконец, концентрация дырок

$$p(x_1) = u_1 n' \sqrt[3]{\frac{J^2 \tau_p}{u_1 D_p b^2 n'^2}}. \quad (40)$$

Чтобы найти базовые параметры в точке $x = 0$, следует вычислить $u(0)$. Нетрудно убедиться, что в точке $x = 0$ C_1 в (10) значительно меньше первого члена, который в этой точке равен $\frac{1}{2} J^2$ (см. (17)).

(26), (27) и (30)). Поэтому из (10) имеем

$$u' - u(0) = \sqrt{\frac{1}{a_2 J^2}}. \quad (41)$$

Тогда

$$n(0) = n' J \sqrt{a_2} \approx \frac{L_p J}{D_p u_1}. \quad (42)$$

$$p(0) = u_1 n' J \sqrt{a_2} \approx \frac{L_p J}{D_p} \quad (43)$$

и по порядку величины

$$E(0) \approx \frac{kT}{eL_p}. \quad (44)$$

§ 3. Расчет базовых параметров в области, примыкающей к np^+ -переходу, на участке вольт-амперной характеристики, предшествующем срыву

Из уравнения (9) имеем

$$(u_1 - u)^{-1} = \sqrt{2C_{III} - 2a_2 J J_p \frac{u_1}{b}}, \quad (45)$$

где C_{III} — постоянная интегрирования. Подставляя найденное выражение для $(u_1 - u)$ в (12) и выполняя интегрирование, получим

$$a_2 \frac{u_1}{b} J \left(-B_{III} + n' u_1 \frac{x}{\tau_p} \right) = \sqrt{2C_{III} - 2a_2 J J_p \frac{u_1}{b}}. \quad (46)$$

Здесь B_{III} — постоянная интегрирования. Используем теперь граничное условие $x = d$, $J_p = 0$. Тогда из (46) следует

$$\sqrt{2C_{III}} = a_2 u_1 J \left(-B_{III} + n' u_1 \frac{d}{\tau_p} \right) \frac{1}{b}. \quad (47)$$

В итоге (46) можно представить в виде

$$J_p = T \left[\left(-B_{III} + n' u_1 \frac{d}{\tau_p} \right)^2 - \left(-B_{III} + n' u_1 \frac{x}{\tau_p} \right)^2 \right], \quad (48)$$

где

$$T = J \frac{a_2 u_1}{2b}. \quad (49)$$

Для определения постоянных C_{III} и B_{III} , а также координаты x_2 границы между диффузионной областью, примыкающей к np^+ -переходу, и дрейфовой областью, следует еще использовать непрерывность дырочного тока и его производной по x на границе раздела. Соответственно получаем следующие соотношения:

$$J \frac{u_1}{b} = T (L_1 - L_2) = T D_1, \quad (50)$$

здесь $D_1 = L_1 - L_2$,

$$L_1 = \left(-B_{III} + u_1 n' \frac{d}{\tau_p} \right)^2, \quad (51)$$

$$L_2 = \left(-B_{III} + u_1 n' \frac{x}{\tau_p} \right)^2, \quad (52)$$

$$\frac{J}{2b \sqrt{x_2}} \sqrt{\frac{2n' u_1 b}{J \tau_p}} = 2T u_1 n' \sqrt{L_2} \frac{1}{\tau_p}. \quad (53)$$

При этом было использовано (34), в котором был опущен как малый первый член под квадратным корнем. В качестве $\frac{dJ_p}{dx}$ со стороны дрейфовой части, очевидно, следует брать $\frac{J}{b} \frac{d(u_1 - u)}{dx}$. Из (53) следует

$$-B + u_1 n' \frac{x_2}{\tau_p} = D_2, \quad (54)$$

$$D_2 = \frac{1}{2a_2 u_1} \sqrt{\frac{2b \tau_p}{J u_1 n' x_2}}. \quad (55)$$

Далее, из (50) находим

$$-B_{III} = -u_1 n' \frac{d}{\tau_p} + \sqrt{L_2 + \frac{J u_1}{b T}}. \quad (56)$$

Подставляя это значение B_{III} в (54), имеем

$$x_2 = d - \left[-D_2 + \left(D_2^2 + \frac{2}{a_2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \frac{\tau_p}{u_1 n'}. \quad (57)$$

Оценка показывает, что $D_2^2 \ll \frac{2}{a_2}$, тогда можно (57) привести к виду

$$x_2 = d \left(1 - \sqrt{2} \frac{L_p}{d} \right). \quad (58)$$

Для того чтобы определить базовые параметры в $x = x_2$, следует вычислить $u_1 - u(x_2)$. Согласно (34) имеем приближенно

$$u_1 - u(x_2) = \sqrt{2 \frac{u_1 n'}{J \tau_p} b x_2}. \quad (59)$$

Следовательно (см. (1,3)),

$$n(x_2) = \sqrt{\frac{J n' \tau_p}{2b u_1 x_2}}, \quad (60)$$

$$E(x_2) \approx \sqrt{\frac{2b J u_1 x_2}{u_1^2 n' \tau_p}}, \quad (61)$$

$$p(x_2) \approx u_1 \sqrt{\frac{J n' \tau_p}{2b u_1 x_2}}. \quad (62)$$

Базовые параметры в точке $x = d$ найдем, замечая, что (см. (47))

$$[u_1 - u(d)]^{-1} \approx a_2 u_1 J \left(u_1 n, \frac{d}{\tau_p} - B_m \right) \frac{1}{b} \quad (63)$$

или

$$[u_1 - u(d)]^{-1} \approx a_2 u_1 J \left[D_2^2 + \frac{2}{a_2} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{1}{b}. \quad (64)$$

Таким образом,

$$n(d) \approx J \frac{\sqrt{2} L_p}{b D_p}, \quad (65)$$

$$p(d) \approx J u_1 \frac{\sqrt{2} L_p}{b D_p}. \quad (66)$$

Чтобы вычислить поле E в точке $x = d$, следует использовать формулу

$$E(d) = \frac{kT d \ln p}{e dx} = \frac{kT d \ln n}{e dx} \approx \frac{kT}{e L_p} \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (67)$$

Что касается вида вольт-амперной характеристики диода в общем случае, то в том случае, когда диффузионные области малы по сравнению с областью дрейфа, она была вычислена в [2]. Напряжение срыва оказалось равным

$$V_{\max} = \sqrt{\frac{N_n^2}{n_1 N_d \ln \frac{N_n^2}{n_1 N_d}}} V_{\min}, \quad (68)$$

где V_{\min} — напряжение вертикали:

$$V_{\min} = \frac{d^2}{2u_p \tau_p}. \quad (69)$$

Со стороны малых токов до срыва имеет место сначала омическая зависимость тока от напряжения, переходящая в закон

$$J = \frac{9}{16} \frac{e u_n n_1 N_d}{N_n V_{\min} d} V^2. \quad (70)$$

Следует заметить, что размеры диффузионных областей по-разному зависят от тока. Как было показано в [1], размеры диффузионной области, примыкающей к p^+n -переходу на вертикальном участке вольт-амперной характеристики, уменьшаются с ростом тока, тогда как протяженность диффузионной области вблизи pn^+ -перехода от тока не зависит. На рассмотренном в этой статье участке вольт-амперной характеристики (формула (70)) размеры диффузионной области вблизи p^+n -перехода, напротив, растут с ростом тока, а длина диффузионной области около pn^+ -перехода вновь остается постоянной.

Во всех рассмотренных случаях напряженности поля вблизи переходов оказываются значительно меньшими, чем максимальная на-

пряженности поля. То же самое относится и к напряженностям поля на границах диффузионной и дрейфовой областей. Концентрации дырок и электронов значительно возрастают к краям базы. Хотя мы это не рассматривали, но может оказаться, что по краям базы будет наблюдаться увеличение времени жизни неосновных носителей. В какой степени это явление может отразиться на вольт-амперной характеристике будет зависеть от степени увеличения времени жизни. Если увеличение времени жизни будет очень сильным, то не исключено появление срыва в вольт-амперной характеристике, связанного именно с этим фактором. Увеличение времени жизни может наступить на противоположных концах базы при разных токах. Это обстоятельство вместе с рассмотренным нами механизмом отрицательной характеристики за счет пустых ловушек может привести к нескольким срывам вместо одного.

В заключение заметим, что можно доказать, подобно тому, как это было сделано в [1], достаточность для наших ориентировочных расчетов приближенного решения для u в области дрейфа, представленного формулой (18).

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 3 марта 1967

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. М. Авакьяну, Ш. Каниязов, Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 5, 304 (1967).
2. Г. М. Авакьяну, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 249 (1965).
3. Г. М. Авакьяну, Радиотехника и электроника, 10, 10 (1965).

ԿՈՄՊԵՆՍԱՑՎԱԾ ՀԻՄԲՈՎ ԳԵՐԵՐԿԱՐ ԴԻՈԴԻ ՎՈՒՏ-ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ
ԲՆՈՒԹԱԳՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ, Շ. ԿԱՆԻՑԱԶՈՎ

Որոշվում են հիմնային պարամետրերը — էլեկտրական դաշտի բաշխումը, էլեկտրոնների ու խոռոչների կոնցենտրացիան, դիֆուզիոն ու դրեյֆային շրջանների տարածվածությունը վոլտ-ամպերային բնութագրի այն հատվածում, որին հաջորդում է ընդհատումը:

ON THE THEORY OF CURRENT—VOLTAGE CHARACTERISTICS OF A COMPENSATED BASE SUPERLONG DIODE. PART II

G. M. AVAKYANTS and SH. KANYAZOV

The base parameters such as the electrical field distribution, the electron and hole concentration the spread of the diffuse and drift regions in that part of the current—voltage characteristic region which foregoes the break are determined.