

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

Г. М. АВАКЯНЦ, Ш. КАНЯЗОВ

В отличие от [1, 2], рассчитывается вольт-амперная характеристика сверхдлинного диода ($d \gg L_p$) без учета объемного заряда, но с учетом диффузии и дрейфа. База диода предполагается компенсированной примесями, создающими глубокий уровень где-то вблизи середины запрещенной зоны полупроводника.

§ 1. Основные уравнения и граничные условия

Условие квазинейтральности при наличии глубокого акцепторного уровня, лежащего вблизи середины запрещенной зоны в компенсированном полупроводнике, при не очень малой инжекции можно записать в виде [2]

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

Здесь $N_n = N_0 - N_d$, N_0 — концентрация глубоких уровней, N_d — концентрация мелких, полностью ионизированных доноров. $\nu = \frac{\beta}{\alpha}$, $\nu' = \frac{\beta'}{\alpha}$, причем β — коэффициент рекомбинации дырок, β' — коэффициент рекомбинации электронов,

$$\alpha = \beta \nu_p \exp\left(-\frac{E_g - E_n}{kT}\right), \quad \alpha' = \beta' \nu_n \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right), \quad \mu = \frac{\alpha'}{\alpha} - \frac{N_n}{N_d},$$

$$\nu_n = \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}}, \quad \nu_p = \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}}.$$

Используя

$$J_p = eu_p pE - eD_p \frac{dp}{dx}, \quad (2)$$

$$J_n = eu_n nE + eD_n \frac{dn}{dx}, \quad (3)$$

получим

$$E = \frac{J}{e(u_p p + u_n n)} - \frac{D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}}{u_p p + u_n n}. \quad (4)$$

Комбинируя (1), (2) и (4), будем иметь

$$J_p = \frac{u_p p}{u_p p + u_n n} J - e u_p p \frac{D_n f(p, n) - D_p}{u_p p + u_n n} \frac{dp}{dx} - e D_p \frac{dp}{dx}, \quad (5)$$

где

$$f(p, n) = \frac{n + \frac{\gamma}{\gamma'} N_0}{2n + N_n - p}. \quad (6)$$

Из (5) следует

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\frac{u_p p}{u_p p + u_n n} J - J_p}{\frac{e u_p p}{u_p p + u_n n} (D_n f(p, n) - D_p) + e D_p}. \quad (7)$$

Привлечем теперь уравнение непрерывности для дырок

$$\frac{1}{e} \frac{dJ_p}{dx} = - \frac{p - p_n}{\tau_p}. \quad (8)$$

На основании (7) и (8) найдем

$$\frac{1}{e} \frac{dJ_p}{dp} = - \frac{p - p_n}{\tau_p (FJ - J_p)} \left[eF \left(\frac{n + \frac{\gamma}{\gamma'} N_0}{2n + N_n - p} D_n - D_p \right) + e D_p \right], \quad (9)$$

где

$$F = \frac{u_p p}{u_p p + u_n n}. \quad (10)$$

Введем новую переменную

$$u = \frac{p}{n}. \quad (11)$$

Тогда уравнение (1) можно написать в виде

$$p = \frac{1}{2} \frac{\bar{n} u^2 - N_n u}{1 - u} + \sqrt{\left(\frac{1}{2} \frac{\bar{n} u^2 - N_n u}{1 - u} \right)^2 + \frac{\mu}{\gamma} \frac{\bar{n}}{n} \frac{u^2}{1 - u}}, \quad (12)$$

откуда

$$dp = \frac{p^2 + (2\bar{n}u - N_n)p + \frac{\mu}{\gamma} \bar{n} 2u}{\sqrt{(\bar{n}u^2 - N_n u)^2 + 4 \frac{\mu}{\gamma} \bar{n} u^2 (1 - u)}} du, \quad (13)$$

где

$$\bar{n} = \frac{\beta}{\beta'} N_0.$$

Используя (13) вместо (9), получим

$$\frac{1}{e} \frac{dJ_p}{du} = - \frac{p - p_n}{\tau_p (FJ - J_p)} \left[eF \left(\frac{p + \bar{n}u}{2p + N_n u - up} D_n - D_p \right) + eD_p \right] \times$$

$$\times \left[\frac{p^2 + (2\bar{n}u - N_n)p + \frac{\mu}{\nu} \bar{n} 2u}{\sqrt{(\bar{n}u^2 - N_n u)^2 + 4 \frac{\mu}{\nu} \bar{n} u^2 (1 - u)}} \right]. \quad (14)$$

Причем p как функция u задается выражением (12). Рассмотрим сначала режим двойной инъекции. Решение уравнения (14) должно удовлетворять в этом случае граничным условиям

$$J_p|_{p^+n} = J, \quad J_p|_{nn^+} = 0. \quad (15)$$

Однако в таком виде уравнение (14) трудно разрешимо. Поэтому ограничимся рассмотрением некоторых предельных случаев.

§ 2. Расчет базовых параметров (поля концентраций и другие), соответствующих окрестности вертикального участка вольт-амперной характеристики (область, примыкающая к p^+n -переходу)

При относительно больших значениях u (максимальное значение u равно 1) — выражение (12) для $p(u)$ упрощается и может быть записано в виде

$$p = \bar{n}u^2 - N_n u. \quad (16)$$

Соответственно упрощается уравнение (14). Его теперь можно записать в виде

$$\frac{du}{dJ_p} = -a \frac{\frac{u}{b} J - J_p}{\left(u - \frac{1}{2} a_1\right)(u - a_1)u}. \quad (17)$$

Причем было принято, что $F \approx \frac{u}{b}$. Далее,

$$a_1 = \frac{N_n}{n}, \quad a = \frac{\tau_p}{3n^2 D_p}. \quad (18)$$

Основное уравнение (17) будем решать приближенно, разбив весь интервал возможных u на три области. Вблизи p^+n -перехода значение u остается значительно меньше единицы, тогда J_p близко к J . В то же время u можно считать больше чем a_1 . Таким образом, для первой области, примыкающей к p^+n -переходу (область диффузии вблизи p^+n -перехода), вместо (17) можно написать

$$\frac{du}{dJ_p} = a \frac{J_p}{u^3}; \quad (19)$$

В том случае, когда $\frac{u}{b} J \approx J_p$ (область дрейфа), уравнение (17) можно переписать так (вновь опуская a_1),

$$\frac{du}{dJ_p} = -\frac{k}{J_p^3} \left(\frac{u}{b} J - J_p \right), \quad (20)$$

где

$$k = a \frac{J^3}{b^3}. \quad (21)$$

Наконец, вблизи перехода pn^+ будем иметь вторую диффузионную область. Дыроочный ток J_p здесь мал по сравнению с J и стремится к нулю. Это позволяет нам (17) записать в виде

$$\frac{du}{dJ_p} = -\frac{aJ}{bu^2}. \quad (22)$$

Решения уравнений (19), (20) и (22) должны непрерывно переходить друг в друга. Это значит, что на границе этих областей должны быть непрерывны сама функция u , а также ее производная $\frac{du}{dJ_p}$.

Прежде всего найдем решение (19). Имеем

$$u^2 = \sqrt{2a} \sqrt{J_p^2 + \frac{2}{a} C_1}, \quad (23)$$

где C_1 — постоянная интегрирования. Зная u как функцию J_p , мы можем теперь найти J_p как функцию x . Подставляя в (8) вместо p его приближенное значение $\bar{p}u^2$, а вместо u^2 (23), получим (отбрасывая p_n)

$$\frac{dJ_p}{dx} = -\frac{\sqrt{2a} \bar{p}}{\tau_p} \sqrt{J_p^2 + \frac{2}{a} C_1}. \quad (24)$$

Выполняя интегрирование найдем

$$\ln \left(J_p + \sqrt{J_p^2 + \frac{2}{a} C_1} \right) = -\frac{x}{L_1} + B_1, \quad (25)$$

где

$$L_1 = \sqrt{\frac{3}{2} \tau_p D_p}, \quad (26)$$

а B_1 — постоянная интегрирования.

Найденное решение (25) можно переписать так:

$$J_p(x) = A_1 \exp\left(-\frac{x}{L_1}\right) + A_2 \exp\left(\frac{x}{L_1}\right), \quad (27)$$

причем

$$A_1 = \frac{1}{2} \exp B_1, \quad A_2 = -\frac{1}{a} C_1 \exp(-B_1). \quad (28)$$

Постоянные A_1 и A_2 связаны между собой соотношением

$$J = A_1 + A_2, \quad (29)$$

вытекающим из граничного условия $J_p(0) = J$.

Обратимся теперь к уравнению (20). Его решение можно представить в виде

$$u = e^w \left[C_{11} - \int e^{-w} \frac{b \sqrt{kJ}}{J \sqrt{2bw}} dw \right], \quad (30)$$

где

$$w = \frac{kJz}{2b}, \quad z = J_p^{-2}. \quad (31)$$

Выполняя в (30) интегрирование по частям, можно решение для u записать так:

$$u = e^w \left[C_{11} + e^{-w} \frac{b \sqrt{kJ}}{J \sqrt{2bw}} + \frac{1}{2} \int e^{-w} \frac{b \sqrt{kJ}}{b \sqrt{2bw}^{\frac{3}{2}}} dw \right]; \quad (32)$$

C_{11} — постоянная интегрирования. Ее можно найти из условия, что на границе дрейфовой и диффузионных областей $\frac{du}{dJ_p}$ должно быть близко к нулю (эта граница находится в окрестности точки, где $\frac{dp}{dx} = 0$). Определенное таким образом C_{11} , как показывают оценки, оказывается чрезвычайно малой величиной и вместе с третьим членом в (32) может быть опущено в дальнейших расчетах.

Используем теперь условие непрерывности $\frac{du}{dJ_p}$ в точке x_1 . Со стороны дрейфовой области вблизи x_1 значение этой производной равно примерно $\frac{b}{J}$, тогда как слева от этой точки значение $\frac{du}{dJ_p}$ определяется из (19), где в точке x_1 u можно заменить на $\frac{J_p}{J}$.

Таким образом, условие непрерывности $\frac{du}{dJ_p}$ в x_1 дает

$$J_p(x_1) = \sqrt{a} \frac{J^2}{b^2}. \quad (33)$$

Чтобы найти $J_p(x)$ как функцию $x - a$ обратимся к (8) и (16). Используя $u = b \frac{J_p}{J}$, находим $J_p(x)$ в виде

$$J_p(x) = \frac{J}{b} \frac{a_1}{1 - \exp \left[B_{11} - \frac{x b \bar{n} a_1}{J \tau_p} \right]}, \quad (34)$$

где B_{11} — постоянная интегрирования.

В точке x_1 должны быть непрерывны J_p и $\frac{dJ_p}{dx}$. На основании (27) и (34) граничные условия принимают вид

$$A_1 e^{-\frac{x_1}{L_1}} + A_2 e^{\frac{x_1}{L_1}} = \frac{J}{b} \frac{a_1}{1 - \exp \left[B_{11} - \frac{x_1 b \bar{n} a_1}{J \tau_p} \right]}; \quad (35)$$

$$-\frac{A_1}{L_1} e^{-\frac{x_1}{L_1}} + \frac{A_2}{L_1} e^{\frac{x_1}{L_1}} = -\frac{\bar{n} a_1^2}{\tau_p} \frac{\exp \left[B_{11} - \frac{x_1 b \bar{n} a_1}{J \tau_p} \right]}{\tau_p \left[1 - \exp \left[B_{11} - \frac{x_1 b \bar{n} a_1}{J \tau_p} \right] \right]^2}. \quad (36)$$

Прежде всего из (33) и (34) следует

$$B_{11} = \frac{x_1 b \bar{n} a_1}{J \tau_p} - \sqrt{2} \frac{\bar{n} a_1 b L_1}{\tau_p J}. \quad (37)$$

Далее, на основании (36), (37) и (29) находим

$$A_1 = \frac{J e^{\frac{x_1}{L_1}} + \frac{J a_1}{2 v b}}{e^{\frac{x_1}{L_1}} + e^{-\frac{x_1}{L_1}}}; \quad A_2 = \frac{J e^{-\frac{x_1}{L_1}} - \frac{J a_1}{2 v b}}{e^{\frac{x_1}{L_1}} + e^{-\frac{x_1}{L_1}}}. \quad (38)$$

Причем предполагалось, что показатель экспоненты в (34) меньше единицы. Здесь

$$v = \frac{\bar{n} a_1 b L_1}{\tau_p J}. \quad (39)$$

Зная A_1 и A_2 , используя (27), находим $J_p(x_1)$:

$$J_p(x_1) = 2 J \exp \left(-\frac{x_1}{L_1} \right) - \frac{J a_1}{2 v b}. \quad (40)$$

Было принято, что $\exp \left(2 \frac{x_1}{L_1} \right) \gg 1$. Второй член справа в (40) можно записать с учетом (33) как $-\frac{J_p(x_1)}{\sqrt{2}}$. Таким образом,

$$J_p(x_1) \left(1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \approx 2 J \exp \left(-\frac{x_1}{L_1} \right), \quad (41)$$

или приближенно

$$J_p(x_1) \approx J \exp\left(-\frac{x_1}{L_1}\right). \quad (42)$$

Подставляя (42) в (33) получаем

$$x_1 = L_1 \ln \frac{b^2}{\sqrt{a} J}. \quad (43)$$

Следовательно, размеры диффузионной области со стороны p^+ -перехода уменьшаются с ростом тока на той части характеристики, которая примыкает к вертикали и на самой вертикали.

Нетрудно теперь найти и другие интересующие нас величины. Концентрация электронов в точке x_1 равна

$$n(x_1) = \bar{n} u(x_1) = \frac{J_p}{\sqrt{2} L_1 b}. \quad (44)$$

При этом значение $u(x_1)$ определялось из равенства $u(x_1) = \frac{J_p(x_1)}{J} b$. Напряженность электрического поля в той же точке равна

$$E(x_1) \approx \frac{J}{e u_n n(x_1)} = \sqrt{3} \frac{kT}{e L_p}, \quad (45)$$

и, наконец, концентрация дырок в x_1 равна

$$p(x_1) \approx \bar{n} u^2(x_1) = \frac{1}{2\bar{n}} \left(\frac{J_p}{L_1 b} \right)^2 \ll n(x_1). \quad (46)$$

Чтобы определить те же величины в точке $x=0$, т. е. на границе p^+ -перехода, замечаем, что

$$u^2(0) \approx \sqrt{2a} J. \quad (47)$$

Это соотношение следует из (23) в точке $x=0$, если пренебречь членом с C_1 , что можно сделать без большой ошибки, как это следует из найденных нами значений для A_1 и A_2 .

Тогда

$$p(0) = \bar{n} u_0^2 = \frac{J L_p}{D_p} \sqrt{\frac{2}{3}}, \quad (48)$$

$$n(0) = \bar{n} u_0 = \bar{n} \sqrt{\frac{p(0)}{\bar{n}}}, \quad (49)$$

и по порядку величины

$$E(0) \approx \frac{kT}{e L_p}. \quad (50)$$

Перейдем теперь к определению соответствующих величин на границе области дрейфа и диффузионной области со стороны pn^+ -перехода и на самой границе этого перехода.

§ 3. Расчет базовых параметров, соответствующих окрестности вертикального участка вольт-амперной характеристики (область, примыкающая pn^+ -переходу)

Одной из причин, позволяющих рассмотреть базовые параметры вблизи p^+n и pn^+ -переходов отдельно, является возможность представить в нашем приближении решение внутри дрейфовой области в виде $u = \frac{J_p}{J} b$.

Прежде всего из (22) имеем

$$u = \left(3C_{111} - 3 \frac{a}{b} J J_p \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (51)$$

где C_{111} — постоянная интегрирования.

Обращаемся затем к уравнению непрерывности для дырок (8), которое на основании (51) и $p = \bar{n}u^2$ переписывается следующим образом:

$$\frac{dJ_p}{dx} = -\frac{\bar{n}}{\tau_p} \left(3C_{111} - \frac{3}{b} a J J_p \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (52)$$

Выполняя интегрирование, получаем

$$J_p = \frac{bC_{111}}{aJ} - \left[\frac{\bar{n}(x + B_{111})}{3\tau_p} \right]^3 \left(\frac{3aJ}{b} \right)^2. \quad (53)$$

Здесь B_{111} — постоянная интегрирования.

Используем теперь граничное условие $J_p(d) = 0$. Это дает

$$C_{111} = \frac{1}{3} \left[\frac{aJ}{b\tau_p} \bar{n}(d + B_{111}) \right]^3 \quad (54)$$

и, таким образом,

$$J_p = \frac{1}{3} \left(\frac{aJ}{b} \right)^2 \left(\frac{\bar{n}}{b} \right)^3 [(d + B_{111})^3 - (x + B_{111})^3]. \quad (55)$$

Это решение должно переходить в решение для J_p в дрейфовой области. Требуя непрерывность J_p и $\frac{dJ_p}{dx}$ в точке $x = x_2$, получаем соответственно

$$\frac{1}{x_2} = \frac{a^2}{3} \left(\frac{\bar{n}}{\tau_p} \right)^4 [(d + B_{111})^3 - (x_2 + B_{111})^3], \quad (56)$$

$$\frac{1}{x_2^2} = a^2 \left(\frac{\bar{n}}{\tau_p} \right)^4 (x + B_{111})^2. \quad (57)$$

Причем левые части этих равенств, написанные на основании решения (34) и (37), (56) и (57), можно еще переписать так:

$$w = [d + B_{111}]^3 - [x_2 + B_{111}]^3, \quad (58)$$

$$\frac{w}{3x_2} \cong \frac{w}{d} = (x_2 + B_{111})^2, \quad (59)$$

где

$$w = 27 \tau_p^2 D_p^2 \frac{1}{d}. \quad (60)$$

Левая часть (59) переписана с учетом того, что в ней можно без большой ошибки заменить x_2 на d . Тогда из (58) и (59) имеем

$$B_{111} = \sqrt[3]{w + \left(\frac{w}{3d}\right)^{\frac{3}{2}}} - d \quad (61)$$

и

$$x_2 = d + \sqrt{\frac{1}{3} \frac{w}{d}} - \sqrt[3]{w + \left(\frac{w}{3d}\right)^{\frac{3}{2}}}. \quad (62)$$

Теперь из (62) видно, что действительно $x_2 \sim d$. Нетрудно теперь найти напряженность поля в точке x_2 и концентрации электронов и дырок:

$$n(x_2) = \bar{n} u_2 \approx \frac{J \tau_p}{b d}; \quad (63)$$

$$E(x_2) \approx \frac{J}{e u_n n(x_2)} = \frac{d}{u_p \tau_p}; \quad (64)$$

$$p(x_2) = \frac{\tau_p^2 J_2}{d^2 b^2 n}. \quad (65)$$

Сравнивая (63), (64) и (65) соответственно с (44), (45) и (46), мы видим, что напряженность поля в x_2 значительно больше, чем в x_1 (примерно $\frac{d}{L}$ раз), а концентрации дырок и электронов значительно меньше (соответственно примерно в $\left(\frac{d}{L}\right)^2$ и $\frac{d}{L}$ раз).

Чтобы найти концентрации носителей и напряженность поля в точке $x = d$ следует вычислить $u(d)$. Так как в точке $x = d$, $J_p = 0$, то из (51) следует

$$u(d) = \sqrt[3]{3 C_{111}}. \quad (66)$$

Но C_{111} определяется равенством (54), а входящая сюда величина $d + B_{111}$ на основании (61) равна

$$d + B_{111} = \left[w + \left(\frac{w}{3d}\right)^{\frac{3}{2}} \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (67)$$

Оценки показывают, что при $d \gg L_p$ мы можем (67) переписать так:

$$d + B_{111} \approx 3L_p \sqrt[3]{\frac{L_p}{d}}. \quad (68)$$

Таким образом,

$$C_{111} = 9 \left(\frac{aJ}{b} \right)^3 \left(\frac{n}{\tau_p} \right)^3 L_p^4 \frac{1}{d} \quad (69)$$

и

$$u(d) = 3 \frac{aJ}{b\tau_p} n L_p \sqrt[3]{\frac{L_p}{d}}, \quad (70)$$

или

$$u(d) = \frac{JL_p}{b n D_p} \sqrt[3]{\frac{L_p}{d}}. \quad (71)$$

Тогда

$$n(d) = \bar{n} u(d) = \frac{JL_p}{b D_p} \sqrt[3]{\frac{L_p}{d}}, \quad (72)$$

$$E(d) = \frac{2}{3} \frac{kT}{eL_p} \sqrt[3]{\frac{d}{L_p}}, \quad (73)$$

$$p(d) = \frac{J^2 L_p^2}{b^2 n D_p^2} \left(\frac{L_p}{d} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (74)$$

Таким образом, концентрации дырок и электронов в точке $x=d$ увеличиваются по сравнению с точкой $x=x_2$, а напряженность поля резко уменьшается. В то же время расстояние между точками d и x_2 весьма мало. Согласно (62) и (60)

$$d - x_2 \approx 3L_p \sqrt[3]{\frac{L_p}{d}}. \quad (75)$$

Примечательно, что разность $d - x_2$ не зависит от плотности тока.

§ 4. Влияние тылового контакта на величину базовых параметров

Нами рассматривалась зависимость x_2 и $E(d)$ от скорости поверхностной рекомбинации дырок s_p . Вместо „чистого“ режима двойной инжекции, согласно которому на тыловом контакте, т. е. на pn^+ -переходе, принималось $J_p(d) = 0$, было использовано более общее условие

$$J_p(d) = s_p(p(d) - p_n), \quad (76)$$

переходящее при $s_p = 0$ в ранее использованное.

Исследование показало, что пока

$$s_p \leq \frac{d}{\tau_p} \quad (77)$$

диффузионная область со стороны тылового контакта сохраняется. В этом случае граница раздела x_2 дрейфовой и диффузионной областей определяется соотношением

$$x_2 \approx d + \sqrt{\frac{w}{3d}} - \sqrt{\frac{wb^{\frac{1}{3}}}{3s_p\tau_p}}. \quad (78)$$

Причем (78) получено при $\frac{d}{L_p} \gg 1$, $x_2 \sim d$.

Из (78) видно, что, действительно, при выполнении неравенства $s_p > \frac{d}{\tau_p}$ диффузионная область со стороны тылового контакта исчезает (x_2 становится больше d) и область дрейфа, таким образом, доходит точно до границы тылового контакта. Выражение (78) ограничено и со стороны малых s_p , а именно:

$$s_p > \frac{L_p}{\tau_p} \sqrt[3]{\frac{bL_p}{d}}, \quad (79)$$

что, однако, вызвано лишь приближенным характером расчета. Граничное значение поля $E(d)$ по порядку величины оказывается равным

$$E(d) \approx \frac{1}{u_n} \sqrt{\frac{ds_p}{\tau_p}}. \quad (80)$$

В случае нарушения неравенства (77), напряженность поля в точке d изменяется и перестает зависеть от размеров базы

$$E(d) \approx \frac{s_p}{u_p} \quad (81)$$

(см. также [3]).

Оценивалось влияние пограничного поля на величину поля в глубине базы диода. Оно не распространяется в этом случае глубже, чем на расстояние нескольких диффузионных длин.

Напряжение соответствующее „вертикали“ вольт-амперной характеристики, таким образом, оказывается по порядку величины равным

$$V = \frac{d^2}{2u_p\tau_p} + \frac{s_p}{u_p} L', \quad (82)$$

где L' — величина несколько большая L_p .

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. М. Авакьянц, Радиотехника и электроника, 10, 1880 (1965).
2. Г. М. Авакьянц, Известия АН АрмССР, Физика, 1, 288 (1966).
3. Г. М. Авакьянц, И. А. Дмитриченко, В. И. Мурыгин, Радиотехника и электроника, 10, 1700 (1965).

ԿՈՄՊԵՆՍԱՑՎԱԾ ՀԻՄՔՈՎ ԳԵՐԵՐԿԱՐ ԴԻՈԴԻ ՎՈՒՏ-ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ
ԲՆՈՒԹԱԳՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ 1.

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Շ. ԿԱՆԻՅԱԶՈՎ

Հաշվարկած է գերերկար դիոդի վոլտ-ամպերային բնութագիրը նկատի ունենալով դիֆուզիան և դրեյֆը և պահպանելով կվազիչեղորության պայմանները: Դիոդի հիմքը ենթադրվում է կոմպենսացված խառնուրդներով, որոնք կիսահաղորդչի արգելված գոտում ստեղծում են խոր մակարդակ:

ON THE THEORY OF VOLT-AMPERE CHARACTERISTIC OF A COMPENSATED BASE SUPERLONG DIODE 1.

G. M. AVAKIANTS and Sh. KANYAZOV

The volt-ampere characteristic of a superlong diode is calculated taking into account the diffusion and the drift keeping the conditions of quasineutrality. The diode base is considered to be compensated by impurities which create a deep level somewhere near the middle of the semiconductor forbidden zone.