

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭФФЕКТА УПРАВЛЕНИЯ ПОЛЕВЫМ ТРАНЗИСТОРОМ ЧЕРЕЗ ПОЛУИЗОЛИРУЮЩУЮ ПОДЛОЖКУ

Гергель В. А., Ильичев Э. А., Лукьянченко А. И.,
Полторацкий Э. А., Соляков А. Н.

Предложен механизм управления транзистором через полуизолирующую подложку. В его основе лежит гипотеза об изменении типа проводимости компенсированного полупроводника под действием электрического поля на генерацию дырок и электронов с глубокого уровня в результате эффекта Френкеля—Пулла. С единых позиций объяснены основные эксперименты паразитного управления транзистором через полуизолирующую подложку: пороговые и беспороговые характеристики управления, связь эффекта управления с суперлинейным ростом тока в подложке, природа низкочастотной неустойчивости. Показано, что эффект управления в ИС на GaAs определяется главным образом степенью компенсации подложки.

Известно, что в GaAs интегральных схемах (ИС) наблюдается существенный эффект управления каналом транзистора со стороны полуизолирующей подложки (ПП) напряжением, прикладываемым к ИС. Этот эффект управления (backgating) существенно ограничивает степень интеграции ИС [1-4]. До настоящего времени не существовало модели эффекта, позволяющей связать управление транзистором с физическими параметрами ПП, величиной управляющего напряжения и объяснить сопутствующие рост тока в ПП и низкочастотную неустойчивость. В данной работе предлагается новая физическая модель, объясняющая основные наблюдаемые закономерности указанного явления.

В предлагаемой модели рассматривается ПП, компенсированная глубокой акцепторной примесью. Таковой является ПП из GaAs, легированная хромом, широко используемая в современной технологии. Сформулируем сначала качественную картину исследуемого явления. Для этого рассмотрим одномерную модельную $n^+ - i - n^+$ -структуру (рис. 1). К одному из n^+ -слоев (левому), моделирующему канал исследуемого транзистора, прикладывается управляющее напряжение V положительной полярности, второй n^+ -контакт заземлен. Изменение проводимости $\delta\sigma$ канала, связанное с вариацией δl_K — толщины $\delta\sigma$ канала транзистора, определяется вариацией поля δE_K на границе $n^+ - i$ ($x=0$) на рис. 1):

$$\delta\sigma = -\varepsilon_0 \mu_K \delta E_K W / L, \quad (1)$$

где $\delta E_K = qn_K \delta l_K / \varepsilon_0$, q — единичный заряд, n_K — концентрация электронов в канале, W и L — ширина и длина канала соответственно, μ_K — подвижность электронов в канале, ε_0 — диэлектрическая проницаемость полупроводника. Таким образом, задача сводится к определению зависимости вариации поля δE_K от напряжения V .

Граница $n^+ - i$ ($x=0$) отделена от электронейтрального объема i -области областью пространственного заряда (ОПЗ), которую мы разделим на две части. Первая ($0 \leq x < x_1$) — контактная ОПЗ (КОПЗ) — обусловлена контактной разностью потенциалов $\varphi_K = T \ln(n_K/n_0)$ (n_0 — равновесная концентрация электронов в i -области, T — температура в эВ). В КОПЗ практически все акцепторы отрицательно заряжены из-за повышенной концентрации электронов

$n \gg n_0$, определяемой диффузией из канала, поэтому величина наклона поля здесь $E'_i = q(N - N_d)/\varepsilon\varepsilon_0$ (N и N_d — концентрации акцепторов и мелких доноров в i -области соответственно). Границу КОПЗ $x = x_1$ определим, исходя из того, что при $x \geq x_1$ влиянием диффузии можно пренебречь.¹ Поэтому потенциал в точке $x = x_1$ относительно n^+ -слоя положим постоянным и равным $\varphi(x_1) = -\varphi_K = E_K^2/2E'_K + (E_K^2 - E_1^2)/2E'_i$; здесь E_K и E_1 — поля на границах КОПЗ $x = 0$ и $x = x_1$ соответственно, $E'_K = qn_K/\varepsilon\varepsilon_0$ — наклон поля в канале. Это выражение можно получить из рис. 1 как площадь под кривой 1 слева от точки $x = x_1$. Отсюда легко устанавливаются связь поля E_K с полем E_1 , а значит, и зависимость вариации проводимости канала (1) от поля E_1 : $\delta\sigma = -\varepsilon\varepsilon_0\mu_K E_{K0} [(1 + E_K^2/E_1^2)^{1/2} - 1] W/L$, где учтено $\delta E_K = E_K - E_{K0}$ и $E_{K0} = [2\varphi_K(1/E'_i + 1/E'_K)]^{1/2}$ — значение поля E_K

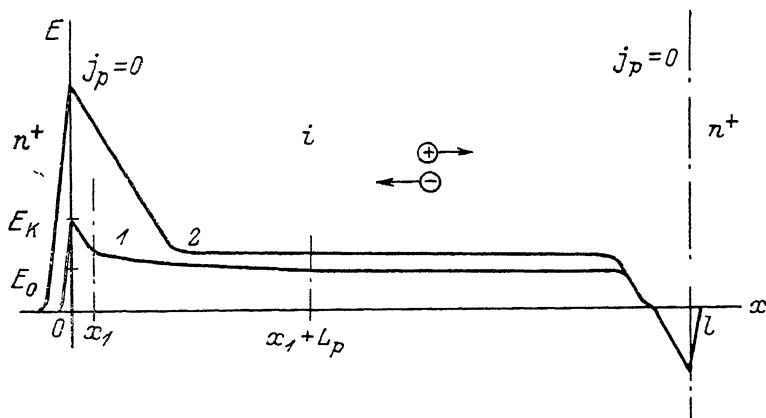


Рис. 1. Распределение поля в $n^+ - i - n^+$ -структуре.

1 — при $E_0 < E_K$, 2 — при $E_0 > E_K$.

при $V = 0$, $E_i = (2\varphi_K E'_i)^{1/2}$ — характерное поле экранирования КОПЗ. Нормированная проводимость канала $\Sigma = (\sigma_0 + \delta\sigma)/\sigma_0$ имеет вид

$$\Sigma = 1 - \frac{E_{K0}}{E'_K l_{K0}} \left[\left(1 + \frac{E_1^2}{E_K^2} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (2)$$

где $\sigma_0 = qn_K\mu_K l_{K0} W/L$ и l_{K0} — проводимость канала и его толщина при $V = 0$. При относительно большом значении поля $E_1 > (2\varphi_K E'_K)^{1/2}$ КОПЗ исчезает и $E_K = E_1$, при этом в наиболее важном случае $N - N_d \ll n_K$ нормированную проводимость Σ по-прежнему можно описывать формулой (2).

Вторая часть ОПЗ ($x \geq x_1$) — генерационная ОПЗ (ГОПЗ) — характеризуется тем, что в ней существует генерация дырок с акцепторов и величина дырочного тока возрастает практически от нуля до значения этого тока в электронейтральном объеме i -области: $j_{p0} = q\mu_p p_0 E_0$ (μ_p и p_0 — подвижность и концентрация дырок, E_0 — величина поля). Строго говоря, ток дырок равен нулю лишь на границе $x = 0$, но он остается малым в КОПЗ: $j_p(x_1) \ll j_{p0}$. В ГОПЗ концентрация дырок p увеличивается практически от нуля $p(x_1) = 0$ до объемного значения p_0 , при этом функция заполнения акцепторов электронами f уменьшается от некоторой величины $f(x_1) = f_1$ до объемного значения $f_0 = N_d/N$. Для анализа ГОПЗ будем полагать, что нейтральный акцептор может захватывать электрон с коэффициентом захвата C_n и генерировать дырку с темпом e_p , который растет с ростом поля E по закону Френкеля—Пулла $e_p = e_{p0} \exp(E/E_{ФП})^{1/2}$ (e_{p0} есть e_p при $E = 0$, $E_{ФП} = T^2\varepsilon\varepsilon_0/q$ — параметр полевой ионизации, при комнатной температуре $E_{ФП} \approx 3 \cdot 10^8$ В/см). Отрицательно заряженный акцептор может за-

¹ При рассматриваемых в данной задаче полях $E_1 \gg 10^2$ В/см областью релаксации диффузии $\sim T/E_1$ можно пренебречь, так как она мала по сравнению с характерной длиной захвата дырок на центры.

хватывать дырку с коэффициентом захвата C_p и генерировать электрон с темпом e_n , не зависящим от поля из-за короткодействующего потенциала взаимодействия электрона с нейтральным центром. Отметим, что объемная концентрация дырок p_0 растет с полем E_0 как $p_0 = e_p(E_0)y_0/C_p$, а объемная концентрация электронов $n_0 = e_n/C_n y_0$ — константа [$y_0 = (N - N_d)/N_d$ — степень компенсации].

Электронный ток j_n , равный в электронейтральной области $j_n = j_{n0} = qn_0 \mu_n E_0$, увеличивается в ГОПЗ и на границе $x = x_1$ практически достигает величины полного тока

$$j = j_{n0} + j_{p0} = j_{n0}(1 + \beta F y_0^2), \quad (3)$$

где μ_n — подвижность электронов, $\beta = \mu_p C_n / \mu_n C_p$, а $F = e_p(E_0)/e_n$. В этом выражении для тока выделена функция F . Ее величина, растущая с полем E_0 как

$$F = F_0 \exp(E_0/E_{\Phi 1})^{1/2}, \quad (4)$$

имеет определяющее значение для исследуемого явления ($F_0 = e_{p0}/e_n$). Значение параметра F_0 может быть найдено из непосредственных измерений e_n и e_{p0} [3] или вычислено из формулы $F_0 = N_V C_p / N_C C_n \exp[(E_p - E_n)/T]$, где N_V и N_C — плотности состояний в валентной зоне и зоне проводимости, а E_p и E_n — энергии активации дырок и электронов соответственно. Все численные оценки, приводимые далее, получены при $F_0 = 3 \cdot 10^{-2}$, $T = 25$ мэВ, $C_p = 3 \cdot 10^{-7}$ см³/с, $C_p/C_n = 10$, $\mu_p = 100$ см²/В·с, $\mu_n/\mu_p = 10$, $N = 10^{16}$ см⁻³, $N_d \ll N$, $\varphi_K = 0.7$ В, что характерно для ПП, легированных хромом.

Найдем выражение для поля E_1 при $\delta E_1 = E_1 - E_0 \ll E_n$, полагая вариацию функции заполнения акцепторов $\delta f_1 = f_1 - f_0 \ll f_0(1 - f_0)$ малой. Для этого сначала найдем величину наклона поля E_1' в точке $x = x_1$, воспользовавшись выражением для вариации концентрации электронов $\delta n(x_1) = n_0(\beta F y_0 - \delta E_1/E_0)$, вытекающим из равенства электронного тока $j_n(x_1) = q \mu_n n(x_1) E_1$ полному j (3) при $\delta n(x_1) = n(x_1) - n_0 \ll n_0$. Вследствие стационарного режима $\partial f/\partial t = 0$ при $p(x_1) = 0$ сумма вариации темпа захвата электронов $\delta n(x_1) C_n N(1 - f_0) = -N f_0 e_n (\beta F y_0^2 - \delta E_1/E_0)$ и темпа генерации дырок $e_p N(1 - f_0)$ в точке $x = x_1$ равна вариации темпа генерации электронов $e_n N \delta f_1$. Отсюда следует, что величина наклона поля $E_1' = q N \delta f_1 / \varepsilon_0$ в точке $x = x_1$ равна $E_1' = q N f_0 [(1 + \beta y_0) F y_0 - \delta E_1/E_0] / \varepsilon_0$. Учитывая, что $\delta E_1 = E_1' \Delta x$, где Δx — характерная длина ГОПЗ, равная при $\delta E_1 \ll E_0$ длине захвата дырок $L_p = j_{p0}/qN(1 - f_0) = \mu_n E_0 / C_p N f_0$, находим зависимость поля E_1 от E_0 при $\delta E_1 \ll E_0$:

$$E_1 = E_0 + E_0 F y_0 \eta (1 + \beta y_0) / (1 + \eta) \quad (5)$$

($\eta = q \mu_p (1 - f_0) / C_p \varepsilon_0$). Более строгая зависимость $E_1(E_0)$ приводится в *Приложении*. Из формулы (5) при $\eta = 30$, $\beta = 10^{-2}$, $F_0 = 3 \cdot 10^{-2}$ следует, что для практически важного случая $F_0 y_0 \ll 1$, $\beta y_0 \ll 1$ поле $E_1 \approx E_0(1 + F y_0)$ мало отличается от поля $E_0 = V/l$ (l — длина i -области) до тех пор, пока темп генерации дырок в объеме i -области существенно меньше темпа генерации электронов $F y_0 \ll 1$.

Ситуация резко меняется при $F y_0 > 1$, когда поле E_0 превышает пороговую величину

$$E_{\Pi} = E_{\Phi 1} \ln^2(1/F_0 y_0), \quad (6)$$

определяемую из равенства $F(E_n) y_0 = 1$. При этом поле E_1 начинает круто расти с ростом поля E_0 (рис. 2) вследствие проявления положительной обратной связи в ГОПЗ. Рост поля E_1 увеличивает генерацию дырок, которые при $\eta \gg 1$ практически все выносятся из ГОПЗ в объем i -области, что приводит к росту отрицательного заряда в ГОПЗ, а это в свою очередь увеличивает поле E_1 . Важно отметить, что это проявление положительной обратной связи стало возможным из-за того, что темп генерации дырок превысил темп генерации электронов. Поэтому можно считать, что при $E_0 > E_{\Pi}$ практически все акцепторы в ГОПЗ заряжены отрицательно, а наклон поля равен E_1' . На этом основа-

нии полагаем, что ток электронов увеличивается в ГОПЗ на j_{p0} при темпе генерации электронов $e_n N$, что позволяет определить характерную длину ГОПЗ $\Delta x = j_{p0}/e_n N = L_p f_0 F y_0$ и зависимость поля E_1 от E_0 , учитывая, что $\delta E_1 = E'_1 \Delta x$,

$$E_1 = E_0 + E_0 \eta F y_0. \quad (7)$$

Из формул (5) и (7) следует, что в практически важном случае $F_0 y_0 \ll 1$, $\beta y_0 \ll 1$, $\eta \gg 1$ вариация поля δE_1 в окрестности $E_0 \sim E_n$ (т. е. $V \sim l E_n$) резко

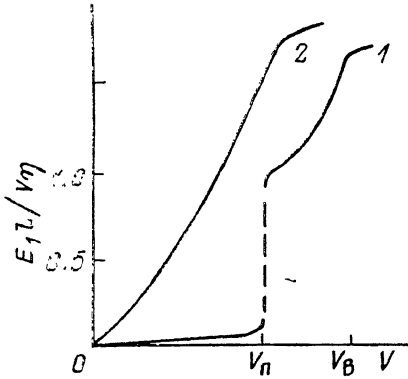


Рис. 2. Зависимость нормированного поля $E_1 l / V \eta$ от напряжения.

1 — при $F_0 y_0 < 1$, 2 — при $F_0 y_0 > 1$.

возрастает от $\sim E_n$ до $\sim \eta E_n$ (рис. 2). При этом доля напряжения $\delta V = \delta E_1 \Delta x$, падающего на ГОПЗ, изменяется от $\delta V_1 = E_n L_p$ до $\delta V_2 \sim \eta f_0 L_p E_n$ [здесь учтено, что $F(E_n) y_0 = 1$]. Отсюда следует, что при $\eta f_0 < 1$ величина δV_2 меньше δV_1 . В этой ситуации поля E_1 и E_0 могут расти при постоянном напряжении $V \sim l E_n$, что может быть причиной различного типа неустойчивостей на частоте перезарядки глубокого уровня [2].

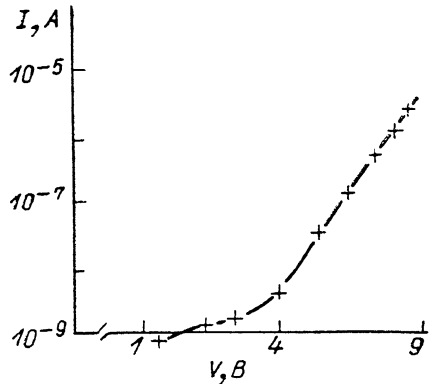
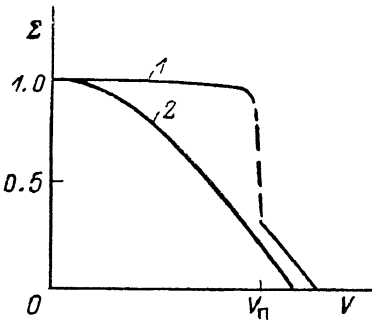


Рис. 3. Зависимость нормированной проводимости канала транзистора от управляющего напряжения.

1 — при $F_0 y_0 < 1$, 2 — при $F_0 y_0 > 1$.

Рис. 4. Экспериментальная зависимость тока I , текущего через ПП, от напряжения.

Обсудим теперь, как зависят поля E_0 , E_1 и ток j от напряжения V , принимая во внимание то, что $V = l E_0 + \delta V$. Пока $\delta V \ll V$, поле $E_0 = V/l$ растет линейно с ростом V , поэтому поле E_1 (7), ток j (3), а также $\delta V = \delta E_1 \Delta x$ растут суперлинейно, так как в этих зависимостях $F(E_0) = F(V/l)$ (4). Указанные зависимости проявляются до некоторого напряжения V_B , при котором $\delta V \simeq l E_0$. При $V \gg V_B$ основная часть напряжения V падает на ГОПЗ, поэтому $V = \delta V$. Отсюда, учитывая, что $\delta V = E_1^2 / 2 E'_1$, получим корневую зависимость E_1 от V :

$$E_1 = (2 E'_1 V)^{1/2}. \quad (8)$$

Исключая E_1 из выражений (7) и (8) при $V=V_B$, найдем

$$V_B = lE_{ФП}ln^2 [(4V_{ПЗЛ}/V_B)^{1/2} \gamma_i F_0 y_0] \quad (9)$$

($V_{ПЗЛ} = E'l^2/2$, предполагается, что $V \ll V_{ПЗЛ}$), $V_B \approx 20$ В при $l=30$ мкм, $y_0 = 10$, $F_0 = 3 \cdot 10^{-2}$, $\gamma_i = 30$. При $V \gg V_B$ и $\beta F (V_B/l)y_0^2 \gg 1$ из (3), (7) и (8) следует, что зависимость тока от напряжения также корневая: $j = q\mu_n n_0 (2E'_i V)^{1/2} \beta/\eta$.

Понятно, что описанная здесь модель применима к $p^+ - i - p^+$ -структуре с i -областью, компенсированной донорной примесью. В $p^+ - i - p^+$ -структурах с i -областью, компенсированной акцепторной примесью, и в $n^+ - i - n^+$ -структурах с i -областью, компенсированной донорной примесью, влияние эффекта Френкеля—Пулла препятствует росту поля E_1 .

Применим полученные результаты к объяснению экспериментов по изучению паразитного управления полевого транзистора напряжением, подаваемым на изолированные управляющие электроды [4]. Будем считать, что напряжение между стоком и истоком транзистора при измерении проводимости канала $\sigma_0 + \delta\sigma$ мало и не влияет на поле в ПП. Полагаем, что расстояния до управляющего электрода и толщина подложки существенно превышают характерный размер $l_T \sim (S)^{1/2}$, на котором в силу растекания тока падает основная доля напряжения V (S — площадь транзистора). В этом случае рассмотренное одномерное приближение применимо к реальной планарной структуре при $l = l_T$ и размерах ГОПЗ $\Delta x \ll l_T$. Эти условия, как правило, реализуются, поскольку $\Delta x \ll L_p \sim 10$ мкм, а у обычных транзисторов $l_T > 10$ мкм.

Оценим, как меняется проводимость канала в окрестности порогового напряжения $V_n = l_T E_n$. Из формулы (6) получим величину порогового поля $E_n = 3 \times 10^3$ В/см при $y_0 = 10$ и $F_0 = 3 \cdot 10^{-2}$ (при $l_T = 30$ мкм величина $V_n \approx 10$ В). Учтывая, что поле E_1 в окрестности V_n меняется от $\sim 2E_n$ до $\sim \eta E_n$, из формулы (2) при $E_i = 5 \cdot 10^4$ В/см, $\eta = 30$ и $E'_k l_{k0}/E_{k0} = 3$ получим, что величина Σ меняется от ≈ 0.99 до ≈ 0.3 (рис. 3). Если $F_0 y_0 \gg 1$ (т. е. $N \gg 30N_d$), то поле E_1 всегда больше E_0 (7), а эффект управления является беспороговым. Отметим, что величина порогового напряжения V_n может возрасти с ростом температуры [3] и беспороговое управление перейдет в пороговое, если $\partial \epsilon_n / \partial T > \partial \epsilon_p / \partial T$.

Теперь получим важный для практики критерий устранения эффекта управления транзистором через ПП. В качестве критерия естественно выбрать условие, при котором напряжение не должно превышать пороговое значение $V < V_n$ [т. е. $F (V/l_T) y_0 < 1$], следовательно, технологически контролируемый параметр компенсации должен удовлетворять следующему требованию:

$$y_0 < 1/F_0 \exp (V/l_T E_{ФП})^{1/2}. \quad (10)$$

Для $F_0 = 3 \cdot 10^{-2}$, $E_{ФП} = 3 \cdot 10^3$ В/см и характерных величин $V = 5$ В и $l_T = 30$ мкм управление через ПП будет малым при $y_0 \leq 10$, т. е. при $N_d < N \leq 10N_d$.

Рассмотренные эффекты могут приводить и к автомодуляции проводимости канала отдельного транзистора при подаче напряжения между стоком и истоком. Величина поля в ПП у канала при этом $\sim V/L$ может существенно превышать характерное поле $E_{ФП} \sim 3 \cdot 10$ В/см и, следовательно, вызывать ГОПЗ у стока транзистора.

Экспериментальная зависимость тока, текущего через ПП из GaAs, легированного хромом, от напряжения представлена на рис. 4. Следует подчеркнуть наличие характерного излома и спрямление этой зависимости в координатах Френкеля—Пула. Это согласуется с основными физическими положениями, заложенными в рассматриваемую модель, такими как изменение типа проводимости в окрестности излома под действием полевой зависимости генерации носителей.

Приложение

Последовательный вывод зависимости поля E_1 от E_0 приводит к уравнению

$$\frac{\partial \delta}{\partial J_p} = -\eta F y_0 \frac{1 + \beta y_0 - Z(\omega - 1/F y_0)}{1 - Z(\omega + J_p/\sigma) - J_p \beta F y_0^2 / \sigma}, \quad (11)$$

где $\mathcal{E} = E/E_0$, $J_p = j_p/j_{p0}$, $Z = (\mathcal{E} - 1)/(J_p - 1)$, а $\omega = [\mathcal{E}e_p(E_0\mathcal{E})/e_p(E_0) - 1]/(\mathcal{E} - 1)$. Электронейтральная i -область, где выполняются равенства $\mathcal{E} = 1$, $J_p = 1$, является точкой ветвления для решения уравнения (11), в этой точке следует определить значение $Z = Z(1)$. Учитывая, что в электронейтральной области $\partial\mathcal{E}/\partial J_p = Z(1)$, из (11) получим выражение для $Z(1)$:

$$Z(1) = -U \mp \{U^2 + \eta F y_0 (1 + \beta y_0) [2 + (E_0/4E_{\text{ФП}})^{1/2}]\}^{1/2}, \quad (12)$$

где $U = \{1 - \beta F y_0^2 + \eta - \eta F y_0 [1 + (E_0/4E_{\text{ФП}})^{1/2}]\} / 2 [2 + (E_0/4E_{\text{ФП}})^{1/2}]$. ГОПЗ описывается уравнением (11) при $Z(1)$, определяемым из выражения (12), в котором перед фигурной скобкой берется знак минус (при этом $\partial\mathcal{E}/\partial J_p < 0$); если берется знак плюс, то описывается ОПЗ у противоположного контакта. Интегрирование уравнения (11) по J_p от единицы до нуля дает значение \mathcal{E}_1 , из которого определяется поле $E_1 = \mathcal{E}_1 E_0$. Это легко сделать с помощью ЭВМ, однако для ряда практически важных случаев можно получить результат в аналитическом виде. Так, при $\eta = \beta y_0$ решение уравнения (11) имеет вид $\mathcal{E}_1 = 1 + \eta F y_0 (1 - J_p)$. Подставляя сюда $J_p = 0$, находим выражение для E_1 (7). Это же выражение при $F y_0 \gg 1$ является приближенным решением уравнения (11). При $F y_0 \ll 1$ и $Z \ll 1$ (или $\mathcal{E} \sim 1$) знаменатель в уравнении (11) можно аппроксимировать единицей и, полагая $\partial\mathcal{E}/\partial J_p = Z$, получить для поля E_1 выражение (5).

Список литературы

- [1] Kocot C., Stolte C. A. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1982. V. ED-29. N 7. P. 1059—1064.
- [2] Makram-Ebeid S., Mindondo P. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1985. V. ED-32. N 3. P. 632—642.
- [3] Ogawa M. // The Transactions of the IEICE. 1987. V. E70. N 9. P. 847—856.
- [4] Хвеледзе Л. В., Хучуа Н. П. // Зарубежн. электрон. техн. 1987. Т. 316. В. 9. С. 69—94.

Получена 20.02.1990
Принята к печати 15.08.1990