

УДК 621.382

ВЛИЯНИЕ ПРОФИЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИМЕСЕЙ В ПРОЛЕТНОЙ ОБЛАСТИ НА ВЧ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНЖЕКЦИОННО-ПРОЛЕТНЫХ ДИОДОВ

В. М. АРУТЮНЯН, В. В. БУНИАТЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 17 июня 1997 г.)

Теоретически проанализированы малосигнальные характеристики полупроводниковых инжекционно-пролетных диодов при наличии экспоненциального распределения легирующих примесей в пролетном участке. Показано, что при определенных условиях градиент распределения примесей приводит к увеличению динамического отрицательного сопротивления (ДОС) по абсолютной величине.

1. Введение

Несмотря на то, что активные свойства инжекционно-пролетных диодов (ИПД) в основном определяются пролетными эффектами, они в значительной степени зависят от состояния инжектирующего контакта, от распределений в пролетной области атомов примеси, дислокаций, центров захвата и т.п. Отклонение этих параметров от требуемых для нормального функционирования ИПД значений неизбежно приводит к тому, что такие параметры, как эффективность инжекции, скорость дрейфа в пролетной области, плотность среднего тока, время пролета также меняются. Эти изменения в большей или меньшей степени влияют на статические и динамические характеристики прибора. Например, влияние уровней прилипания на ВЧ характеристики ИПД рассмотрено нами в работах [1-3].

В настоящей работе проанализирован случай влияния неравномерного (экспоненциального) распределения легирующих примесей по длине пролетного промежутка на статические и динамические характеристики ИПД.

2. Статическое воздействие

Рассмотрим p^+-n-p^+ кремниевую структуру (рис.1а), где предполагается, что в пролетной области n -типа имеется градиент концентрации легирующих примесей. Предположим, что концентрация примесей в n -базе изменяется по закону (рис. 1б)

$$N_s(x) = N_s e^{\alpha x}, \quad 0 \leq x \leq L, \quad (1)$$

где N_s – поверхностная концентрация доноров в плоскости $x = 0$, α (см^{-1}) – коэффициент, определяющий градиент концентрации примесей, x – текущая координата.

Неоднородность легирования примесей создает дрейфовое (встроенное) внутреннее поле, которое имеет обратное направление к приложенному извне полю смещения диода и, следовательно, может повлиять на величины скорости инжектированных дырок и, тем самым, на ВЧ характеристики ИПД.

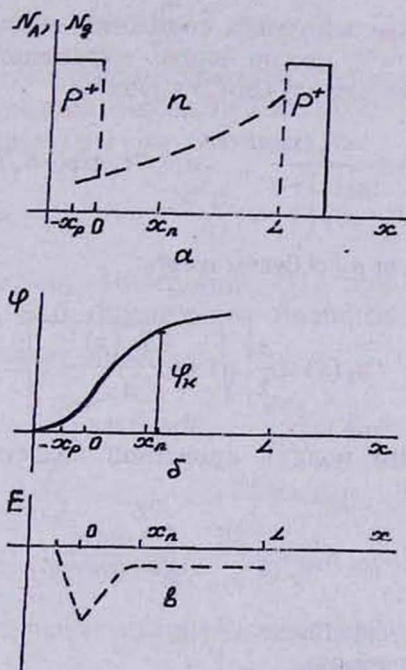


Рис.1. Распределение примесей (а), потенциала (б) и напряженности поля (в) в $p^+ - n - p^+$ структуре при $U = 0$.

Рассмотрим два частных случая:

- 1) легирующие донорные примеси мелкие и полностью ионизированы;
- 2) примеси являются сравнительно "глубокими" и часть из них неионизирована и находится в нейтральном состоянии.

Тогда для концентрации свободных электронов в равновесном состоянии ($U = 0$) можно записать для случаев (1) и (2), соответственно:

$$n_1(x) \cong N_s(x); \quad n_2(x) \cong N_s(x) - N_0(x), \quad (2)$$

где $N_0(x)$ – концентрация неионизированных (нейтральных) доноров, т.е. концентрация "связанных" электронов.

Величина $N_0(x)$ может быть найдена по известному выражению для $N_s(x)$ с учетом функции заполнения "глубокого" донора электронами:

$$N_0(x) \equiv \frac{N(x)}{1 + \gamma \exp\left(-\frac{E_d - F}{kT_0}\right)} \quad (3)$$

Здесь γ – фактор вырождения глубокого уровня, E_d – глубина залегания доноров, считая от дна зоны проводимости, F – энергия уровня Ферми, k – постоянная Больцмана, T_0 – абсолютная температура.

Учитывая, что

$$n_2(x) \equiv N_c \exp(-F/kT_0),$$

где N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости, из соотношений (2) и (3) можно найти выражения для концентрации свободных электронов для случая (2) в виде

$$n_2(x) \equiv \frac{aN_g(x)}{n_2(x) + a}, \quad a = \gamma N_c \exp(-E_d/kT_0). \quad (4)$$

При $\frac{4N_g(x)}{a} > 0$ для $n_2(x)$ будем иметь:

$$n_2(x) \equiv \frac{a}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{4N_g(x)}{a}} - 1 \right]. \quad (5)$$

Величина дрейфового поля в пролетной области ($E_{вн}$) определяется выражением

$$E_{вн} = -\frac{D_n}{\mu_n} \cdot \frac{1}{n(x)} \cdot \frac{dn(x)}{dx}, \quad (6)$$

где D_n , μ_n , $n(x)$ – коэффициент диффузии, подвижность и концентрация электронов, соответственно.

Дифференцируя $n_1(x)$, $n_2(x)$ и подставляя найденное значение в соотношение (6), получим

$$E_{1вн} = -\frac{kT_0}{q} \alpha, \quad E_{2вн} = -\frac{kT_0}{q} \cdot \frac{2\alpha N_s e^{\alpha x}}{\left\{ (a + 4N_s e^{\alpha x}) - \sqrt{a(a + 4N_s e^{\alpha x})} \right\}}. \quad (7)$$

Интегрируя соотношение $E_{2вн}(x)$ по длине пролетного участка L , можно определить величину среднего дрейфового поля $\bar{E}_{2вн}$ как

$$\bar{E}_{2вн} \equiv \frac{1}{L} \frac{kT_0}{q} \cdot \ln \left[\frac{\sqrt{a + 4N_s} - \sqrt{a}}{\sqrt{a + 4N_s e^{\alpha L}} - \sqrt{a}} \right]. \quad (8)$$

Распределение контактного потенциала и поля, а также величину толщины пространственного заряда получим, решив уравнение Пуассона, которое для первого и второго случаев будет иметь вид, соответственно:

$$\frac{d^2\varphi_1}{dx^2} = -\frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0} N_g(x), \quad \frac{d^2\varphi_2}{dx^2} = -\frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0} [N_g(x) - N_0(x)], \quad (9)$$

где φ — потенциал, ε , ε_0 — диэлектрические постоянные среды и вакуума, соответственно. С учетом (2) и (5) уравнение Пуассона можно записать в виде

$$\frac{d^2\varphi_1}{dx^2} = -b_1 e^{\alpha x}, \quad \frac{d^2\varphi_2}{dx^2} = -a_1 [\sqrt{1+a_2 e^{\alpha x}} - 1], \quad (10)$$

где $b_1 = \frac{qN_s}{\varepsilon_1}$, $\varepsilon_1 = \varepsilon\varepsilon_0$, $a_1 = \frac{qa}{2\varepsilon_1}$, $a_2 = \frac{4N_s}{a}$.

Аппроксимируя экспоненциальное распределение примесей на начальном (левом) участке n -области (где $\alpha x \ll 1$) линейным членом, т.е. учитывая, что $\exp(\alpha x) \approx 1 + \alpha x$, получим

$$\frac{d^2\varphi_1}{dx^2} \approx -b_1(1 + \alpha x), \quad \frac{d^2\varphi_2}{dx^2} \approx -a_1(\sqrt{a_3 + A_0 x} - 1), \quad (11)$$

где $a_3 = 1 + a_2$, $A_0 \approx \alpha a_2$. Интегрируя (11) при граничных условиях $x = -x_p$, $\varphi_1 \approx 0$, $\varphi_2 \approx 0$ (пренебрегая падением потенциала в сильнолегированном p^+ -слое), имеем

$$\begin{aligned} x = -x_p, \quad -\frac{d\varphi_1}{dx} = E_1 = 0, \quad -\frac{d\varphi_2}{dx} = E_2 = 0, \\ x = x_{n1}, \quad -\frac{d\varphi_1}{dx} = E_{вн1}, \quad -\frac{d\varphi_2}{dx} = E_{вн2}, \quad \varphi|_{x=x_n} = \varphi_k. \end{aligned}$$

Для толщины пространственного заряда x_{n1} и x_{n2} получаем, соответственно, уравнения:

$$\frac{b_1 \alpha x_{n1}^3}{3} + \frac{b_1}{2} x_{n1}^2 + E_{вн1} x_{n1} - \varphi_k \approx 0, \quad (12)$$

$$\frac{a_1 A_0}{4a_3^{1/2}} x_{n2}^3 + \frac{a_1}{2} x_{n2}^2 (1 - \sqrt{a_3}) - E_{вн2} x_{n2} - \varphi_k \approx 0. \quad (13)$$

При равномерном распределении примесей $\alpha = 0$, $A_0 = 0$, $E_{вн1,2} = 0$ и из (12) и (13) получим общеизвестное выражение для толщины резкого p^+ - n перехода в виде

$$x_{n1,2} \approx \sqrt{\frac{2\varphi_k}{a_1}}.$$

Из (12) и (13) следует, что величины x_{n1} , x_{n2} зависят от градиента концентрации, коэффициентов a и α , т.е. от энергии ионизации уровня и температуры. Количественные оценки при $N_s \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $L \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, $N_g(L) \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\alpha \approx 1,34 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, $N_c \approx 2,8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $N_v \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $a \approx 5,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (что соответствует уровню $E_d \approx 0,18 \text{ эВ}$, создаваемом серой в кремнии), $E_{вн1} \approx 355 \text{ В/см}$, $E_{вн2} \approx 300 \text{ В/см}$, дают для x_{n1} и x_{n2} соответственно: $x_{n1} \approx 1,85 \text{ мкм}$, $x_{n2} \approx 1,7 \text{ мкм}$.

3. Малосигнальные характеристики

Когда к диоду приложены постоянное смещение U_0 (необходимое для смыкания переходов) и малый переменный сигнал с амплитудой U_1 и частотой ω , то дырки, инжектируя через потенциальный барьер, в окрестности нулевого (или низкого) значения напряженности поля будут испытывать "тормозящее" воздействие внутреннего статического поля до того, пока внешнее поле не станет быстро расти. Тогда для уравнений полного тока и Пуассона будем иметь для первого и второго случаев, соответственно:

$$J_0 = q p_0 V_0, \quad \varepsilon_1 \frac{dE_0}{dx} = q(p_0 + N_s(x)),$$

$$J_0 = q p_0 V_0, \quad \varepsilon_1 \frac{dE_1}{dx} = q(p_0 + n(x)) \quad (14)$$

для постоянных составляющих и

$$J_1 = q p_0 V_1 + q p_1 V_0 + j \omega \varepsilon_1 E_1, \quad \varepsilon_1 \frac{dE_1}{dx} = q p_1 \quad (15)$$

для переменных составляющих. В (14) и (15) J_0, J_1 — плотности постоянного и переменного тока, соответственно, E_0, E_1 — напряженности постоянных и переменных полей, V_0 — средняя скорость дырок в n -области, V_1 — переменная составляющая скорости, p_1 и p_0 — переменная и постоянная составляющие концентрации инжектированных дырок.

Используя методику расчета ВЧ характеристики ИПД, развитую в [2], для уравнения движения дырок в пролетном пространстве получим выражения, справедливые для обоих случаев при условии $a_2 \exp(\alpha x) \ll 1$, что всегда выполняется, в виде

$$\frac{d^2 x}{dt^2} - \omega_1 e^{\alpha x} \frac{dx}{dt} = \frac{\mu_p J_0}{\varepsilon_1} \quad (16)$$

В (16) μ_p — подвижность дырок при слабых полях, $\omega_1 = q \mu_p N_s / \varepsilon_1$. Нелинейное уравнение (16) при замене $x = \ln y / \alpha$ сводится к уравнению Бернулли. Учитывая, что $\left. \frac{dx}{dt} \right|_{x=0, t=0} = V_{0s}$, где V_{0s} — скорость дырок в инжектирующей плоскости, получим

$$y' - \omega_1 y^2 - \alpha y \left(at + V_{0s} - \frac{\omega_1}{\alpha} \right) = 0. \quad (17)$$

Решения уравнения (17) с использованием разложения экспоненты $\exp \left\{ \alpha \left[\frac{at^2}{2} + \left(V_{0s} - \frac{\omega_1}{\alpha} \right) t \right] \right\}$ в ряд и ограничения двумя членами, имеет вид:

$$x \cong \frac{at^2}{2} + \left(V_{0s} - \frac{\omega_1}{\alpha} \right) t - \frac{1}{\alpha} \ln \left[1 - \omega_1 t - \frac{\omega_1 \alpha t^2}{2} \left(\frac{at}{3} + V_{0s} - \frac{\omega_1}{\alpha} \right) \right]. \quad (18)$$

В уравнениях (16) - (18) начало времени t соответствует мгновению, когда носители заряда покидают плоскость инжекции ($x = 0$), а при $x = L$ соответствует времени пролета T , определяемом, как обычно, как

$$T \cong \int_0^x \frac{dx}{V_0}. \quad (19)$$

Так как в ИПД структурах $T \leq 10^{-10}$ с, то пренебрегая в (18) членами, содержащими t^2 и t^3 и используя разложение $\ln(1 - \omega_1 t) \cong -\omega_1 t - \omega_1^2 t^2/2$, для скорости дырок V_0 в пролетном пространстве будем иметь:

$$V_0 \cong \frac{\mu_p J_0}{\varepsilon_1} t + \frac{\omega_1^2 t}{\alpha} + V_{0s}. \quad (20)$$

Напомним, что если доноры в пролетном пространстве распределены равномерно, то выражение для V_0 имеет вид [2,4]

$$V_0 \cong \frac{\mu_p J_0}{\varepsilon_1 \omega_1} [e^{\omega_1 t} - 1] + V_{0s} e^{\omega_1 t}. \quad (21)$$

Из (20) и (21) следует, что при прочих равных условиях скорость, вычисленная из выражения (20), в несколько раз меньше, чем таковая из (21), т.е. при неравномерном легировании примесей в пролетном участке происходит уменьшение скорости инжектированных дырок по сравнению с равномерным легированием.

Используя (19) и соотношения

$$E_1 = -\frac{1}{V_0} \frac{dU_1}{dt}, \quad V_0 \frac{dE_1}{dx} = -\frac{1}{V_0} \left[\frac{d^2 U_1}{dt^2} - \frac{1}{V_0} \frac{dV_0}{dt} \frac{dU_1}{dt} \right],$$

$$\frac{1}{V_0} \frac{dV_0}{dt} = \mu_p \frac{dE_0}{dx} = \frac{\mu_p}{\varepsilon_1} (q p_0 + q N_g(x)),$$

из уравнения (15) получим:

$$\frac{d^2 U_1}{dt^2} + (j\omega - \omega_1) \frac{dU_1}{dt} = -\frac{V_0 J_1}{\varepsilon_1}. \quad (22)$$

Первое интегрирование (22) дает:

$$\frac{dU_1}{dt} + (j\omega - \omega_1) U_1 = -\frac{J_1}{\varepsilon_1} x(t) + C_1. \quad (23)$$

Постоянная интегрирования C_1 определяется из следующих начальных условий: при $x = 0$ $U_1 = 0$ и $C_1 = dU_1/dt|_{x=0, t=0} = -V_{0s} E_{1s}$, где E_{1s} - напряженность переменного поля в плоскости инжекции.

Учитывая, что переменное малосигнальное поле в плоскости инжекции модулирует только скорость носителей заряда и ток частиц J_{1ps} в этой плоскости находится в фазе с локальным полем E_{1s} ,

$$J_{1ps} = \sigma A_{1s},$$

а полный переменный ток в плоскости инжекции равен сумме тока частиц и тока смещения, нетрудно получить (см. также [4]) выражение

$$E_{1s} = \frac{J_1}{\sigma + j\omega\epsilon_1},$$

где σ — эффективная малосигнальная проводимость инжектирующего контакта.

Тогда из уравнения (23) имеем:

$$\frac{dU_1}{dt} + (j\omega - \omega_1)U_1 = -\frac{J_1}{\epsilon_1} \left[x(t) \frac{\epsilon_1 V_{0s}}{\sigma + j\omega\epsilon_1} \right]. \quad (24)$$

В рамках принятых допущений (20) для $x(t)$ воспользуемся выражением

$$x(t) \cong \frac{\mu_p J_0}{2\epsilon_1} t^2 + \frac{\omega_1^2 t^2}{2\alpha} + V_{0s} t. \quad (25)$$

Интегрируя уравнение (24) при граничных условиях $x=0$, $t=0$, $U_1=0$, получим выражения для U_1 . Представим малосигнальный импеданс Z в виде

$$Z = -U_1/(J_1 S) = R + jX, \quad (26)$$

где S — сечение прибора, R , X — активная и реактивная составляющие импеданса, соответственно. В частности, выражение для активной составляющей R имеет вид:

$$R \cong \frac{T}{\epsilon_1 S d_0} \left\{ \frac{2T^3 d\theta}{d_2} (d_1 - 2\theta\theta_1) - \frac{\theta_1}{2} \left(\frac{\mu_p J_0 T^2}{\epsilon_1} + \frac{\theta_1^2}{\alpha} \right) - V_{0s} \theta_1 T + \right. \\ \left. + d_3 \left[\frac{2dT^3}{d_0^3} (d_1^2 - 4\theta^2 \theta_1^2) - \frac{V_{0s} d_1 T}{d_0} - \frac{\theta_s V_{0s} T (\theta_1 + \theta\theta_s)}{\theta(1+\theta_s^2)} \right] - \right. \\ \left. - d_4 \left[\frac{8d\theta\theta_1 T^3}{d_0^3} - \frac{2\theta V_{0s} \theta_1 T}{d_0} - \frac{\theta_s V_{0s} T (\theta - \theta_1 \theta_s)}{\theta(1+\theta_s^2)} \right] \right\},$$

где $d = \frac{\mu_p J_0}{2\epsilon_1} + \frac{\omega_1^2}{2\alpha}$, $d_0 = \theta_1^2 + \theta^2$, $d_1 = \theta_1^2 - \theta^2$, $d_2 = (d_1^2 + 4\theta^2 \theta_1^2)$, $d_4 = e^{\theta_1} \sin \theta$,

$d_3 = 1 - e^{\theta_1} \cos \theta$, $\theta = \omega T$ — угол пролета, $\theta_1 = \omega_1 T$, $\theta_s = \frac{\omega\epsilon}{\sigma}$.

Для удобства анализа представим R в виде $R = R_1 + R_2$, где

$$R_1 \cong \frac{T}{\epsilon_1 S d_0} \left\{ \frac{2dT^3 \theta}{d_2} (d_1 - 2\theta\theta_1) + d_3 \left(d_1^2 - 4\theta^2 \theta_1^2 \right) \frac{2dT^3}{d_0^3} - \frac{8d_4 \theta \theta_1 T^3}{d_0^3} \right\},$$

$$R_2 \approx \frac{T}{\varepsilon_1 S d_0} \left\{ d_4 \left[\frac{2\theta V_{0S} \theta_1 T}{d_0} - \frac{\theta_S V_{0S} T (\theta_1 - \theta \theta_S)}{\theta (1 + \theta_S^2)} \right] - d_3 \left[\frac{V_{0S} d_1 T}{d_0} + \frac{\theta_S V_{0S} T (\theta_1 + \theta \theta_S)}{\theta (1 + \theta_S^2)} \right] - \frac{\theta_1}{2} \left(\frac{\mu_p J_0 T^2}{\varepsilon_1} + \frac{\theta_1^2}{\alpha} \right) - \theta_1 V_{0S} T \right\}.$$

Анализ и численные расчеты показывают, что составляющая R_1 пренебрежимо мала по сравнению с R_2 . Составляющая R_2 принимает отрицательное значение в интервале угла пролета $\pi/2 < \theta < 2\pi$, причем величина R_2 по абсолютному значению в пять раз выше соответствующей составляющей R_B для равномерно легированной n -области [4-7].

Результаты численных расчетов приведены на рис.2 для типичных p^+-n-p^+ кремниевых ИПД с параметрами: $\mu_p \approx 450 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, $V_{0S} \approx 9 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, $J_0 \approx 10 \text{ А/см}^2$, $S \approx 1,25 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$, $L \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, $T \approx 0,3 \cdot 10^{-10}$, $\theta_S \approx 0,186\theta$, $N_S \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_g(L) \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (которому соответствует $\alpha \approx 1,34 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$).

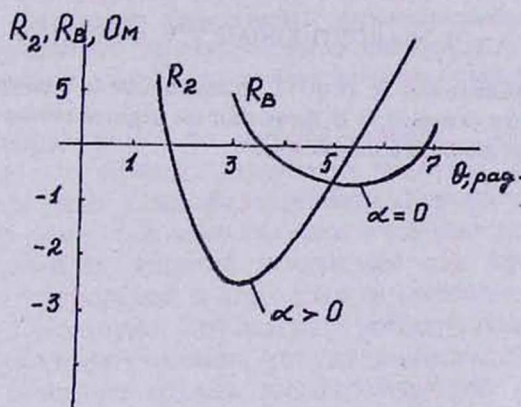


Рис. 2. Зависимость R_2 и R_B от угла пролета θ .

Для сравнения на рис.2 показана зависимость R_B (соответствует кривой $\alpha = 0$) от угла пролета θ . Как следует из рис.2, при наличии градиента легирующих примесей в пролетном участке ДОС по абсолютной величине увеличивается, а частотный диапазон, где имеет место ДОС, смещается в область более низких частот.

Таким образом, с помощью выбора соответствующего профиля легирования примесей в n -области можно в ИПД структурах при определенных условиях увеличить ДОС по абсолютной величине.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.М. Арутюнян, В.В. Буниatian. Инжекционно-пролетные диоды. Ереван, изд. ЕГУ, 1986, 226 с.
2. V.M. Harutunian, V.V. Buniatian. Sol. St. Electron., 20, 491 (1977).

3. В.М. Арутюнян, В.В. Бунятян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 13, 189 (1978).
4. G.T. Wright. Sol. St. Electron., 16, 903 (1973).
5. G.T. Wright and N.B. Sultan. ibid, 16, 535 (1973).
6. S.P. Kwok and G.J. Haddad. ibid, 19, 795 (1976).
7. O. Eknoyan, S.M. Sze, and E.S. Yang. ibid, 20, 285 (1977).

ԹՈՒՉՔԱՅԻՆ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ ԽԱՌՆՈՒՐԴՆԵՐԻ ԲԱՇԽՍԱՆ ԲՆՈՒՅԹԻ
ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԻՆԺԵՆԵՐԻԱՆ - ԹՈՒՉՔԱՅԻՆ ԴԻՈԴՆԵՐԻ
ԲԱՐՉՐԱՀԱՃԱՆԱԿԱՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՎՐԱ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Վ. Վ. ԲՈՒՆԻԱՏՅԱՆ

Հետազոտված է թռիչքային տիրույթում խառնուրդների էքսպոնենցիալ բաշխման ազդեցությունը ինժեկցիոն-թռիչքային դիոդների բարձրահաճախական բնութագրերի վրա: Ցույց է տրված, որ խառնուրդների բաշխման անհամասեռությունը որոշակի պայմաններում նպաստում է բացարձակ արժեքով բացասական դիմադրության մեծացմանը:

INFLUENCE OF PROFILE OF DOPING DENSITY IN THE TRANSIT-TIME
REGION ON THE MICROWAVE CHARACTERISTICS OF BARITT DIODES

V. M. AROUTIOUNIAN, V. V. BUNATIAN

Impedance characteristics of BARITT structures with a exponential doping density in transit-time region are examined. It is shown that the negative resistance effects are increased under the exponential profile of doping density.