

Физика

УДК 621.382

В. М. АРУТЮНЯН, А. Г. ВАРОСЯН

МАЛОСИГНАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СУБКРИТИЧЕСКИ
 ЛЕГИРОВАННЫХ ДИОДОВ ГАННА С УРОВНЯМИ
 ПРИЛИПАНИЯ

В работе изучено влияние уровней прилипания для электронов на составляющие импеданса субкритически легированных диодов Ганна, работающих в режиме усиления. Получены зависимости активной и реактивной составляющих импеданса от угла пролета, концентрации свободных электронов и ловушек. Установлено, что увеличение концентрации ловушек приводят к значительному увеличению абсолютной величины динамического отрицательного сопротивления.

Высокочастотные характеристики диодов Ганна без ловушек и их малосигнальный импеданс исследованы в работах [1—7]. Представляет определенный интерес изучение влияния примесных уровней на высокочастотные характеристики диодов Ганна, работающих в режиме усиления. Этот вопрос рассмотрен только в [8] для крайне малого диапазона изменения концентрации примесных уровней. В этой работе фактически нет аналитического выражения для импеданса субкритически легированных диодов Ганна.

Рассмотрим диод Ганна, в объеме которого имеются уровни прилипания для электронов и напряженность электрического поля E в котором не велика. Поэтому полевым выбросом захваченных электронов с уровней в зону проводимости можно пренебречь. Рассмотрим случай постоянного коэффициента диффузии электронов D_n . Для упрощения рассмотрения считаем сечение захвата электронов на уровни прилипания независимым от электрического поля.

Обычно при малосигнальном анализе предполагается существование, кроме постоянных составляющих, малых переменных составляющих, зависящих от частоты ω :

$$\begin{aligned} I(x, t) &= I_0 + \tilde{I}_1(t), & \tilde{I}_1(t) &= I_1 e^{i\omega t}, \\ E(x, t) &= E_0(x) + \tilde{E}_1(x, t), & \tilde{E}_1(x, t) &= E_1(x) e^{i\omega t}, \\ n(x, t) &= n_0(x) + \tilde{n}_1(x, t), & \tilde{n}_1(x, t) &= n_1 e^{i\omega t}, \\ N^- &= N_0^- + \tilde{N}^-, & \tilde{N}^- &= \tilde{N}_1^- e^{i\omega t}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $I(x, t)$ — полный ток, $n(x, t)$ и N^- — концентрации свободных и захваченных на уровне электронов, x — координата, t — время. Для средней плотности тока имеем

$$I = (en_1\mu_1 + en_2\mu_2)E + eD_n \frac{dn}{dx}, \quad (2)$$

где $n = n_1 + n_2$, n_1 и n_2 — концентрации электронов в нижней и верхней долинах, μ_1 и μ_2 — подвижности электронов в нижней и верхней долинах.

Написав уравнение Пуассона для рассматриваемой системы и для теплового равновесия и отнимая эти два уравнения, получим

$$\frac{\epsilon}{4\pi} \cdot \frac{dE}{dx} = e(n_T + N_0^- - n - N^-), \quad (3)$$

где n_T — тепловая концентрация электронов, N_0^- — концентрация заполненных ловушек при термическом равновесии. Делая те же обозначения, как в работе [8], при $n < n_t$, где n_t — статфактор Шокли-Рида, получим

$$\beta = \frac{N^-}{n} = \frac{N_0^-}{n_t}, \quad \gamma = 1 + \beta. \quad (4)$$

Из уравнений (3) и уравнения непрерывности имеем соответственно

$$\frac{\epsilon}{4\pi} \cdot \frac{dE}{dx} = \gamma e(n_T - n), \quad (5)$$

$$\frac{\partial I}{\partial x} - e \frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{\tau} (n_T - n), \quad (6)$$

где τ — время захвата.

Из них, принимая во внимание следующее обозначение

$$g = \frac{E \left(1 + \frac{\mu_2 n_2}{\mu_1 n_1} \right)}{E_t \left(1 + \frac{n_2}{n_1} \right)}, \quad (7)$$

где E_t — пороговое поле эффекта Ганна, получим*

$$\gamma I = g \mu_1 E_t \left(\gamma e n_T - \epsilon \frac{dE}{dx} \right) - \epsilon D_n \frac{d^2 E}{dx^2}. \quad (8)$$

Выражение для полного тока во внешней цепи можно записать в виде

$$I = \frac{S}{4\pi} \left(I + \epsilon \frac{dE}{dt} \right), \quad (9)$$

где S — площадь поперечного сечения образца. Приняв во внимание, что максвелловское время диэлектрической релаксации τ_m равно

* Заметим, что в работах [8, 9] принято, что $g = v/v_t$, где v_t — скорость электронов, соответствующая пороговому полю E_t .

$$\tau_M = \frac{\varepsilon}{4\pi en_T \left| \frac{dv}{dE} \right|}, \quad (10)$$

из уравнений (1), (5), (6) и (8) можно получить следующее выражение для переменной, составляющей напряженности электрического поля:

$$\frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial x^2} + \frac{v_n}{D_n} \cdot \frac{\partial \bar{E}}{\partial x} - \left[i \frac{\omega}{D_n} + \frac{1}{\tau D_n} + \frac{\gamma}{\tau_M D_n} \cdot \frac{n}{n_T} \right] \bar{E} + \frac{\gamma \bar{J}}{\varepsilon D_n} = 0. \quad (11)$$

Данное уравнение справедливо при выполнении условий $n_0 < n_T$ и $\omega < \alpha n_T$, где α — коэффициент захвата на уровне прилипания. Уравнение (11) — дифференциальное уравнение типа

$$E'' + f(x)E' + g_1(x)E = h(x). \quad (12)$$

Если $h/g_1 = \text{const}$, то решение уравнения (12) дается следующим выражением [10]:

$$\bar{E} = \frac{h}{g_1} + C_1 \exp \beta_1 x + C_2 \exp \beta_2 x, \quad (13)$$

где

$$h = -\frac{\gamma \bar{J}}{\varepsilon D_n}, \quad g_1 = -\frac{v_n}{D_n} \left(\alpha_t + i \frac{\omega}{v_n} \right), \quad (14)$$

$$\alpha_t = \frac{1}{v_n \tau_M} \left(\delta - \gamma \frac{n}{n_T} \right), \quad \delta = \frac{\tau_M}{\tau}, \quad (15)$$

$$\beta_{1,2} = \frac{v_n}{2D_n} \left\{ 1 \pm \left[1 + \frac{4D_n}{v_n} \left(\alpha_t + i \frac{\omega}{v_n} \right) \right]^{1/2} \right\}. \quad (16)$$

В (14) $\frac{\omega}{v_n}$ следует заменить $\frac{\theta}{L}$, где $\theta = \omega T$ — угол пролета электронов, T — время пролета электронов по образцу, L — длина образца. Из уравнений (11) — (16) имеем

$$\frac{\bar{E}}{\bar{J}} = \frac{\gamma}{v_n \varepsilon \left(\alpha_t + \frac{\theta}{L} \right)} (1 + A \exp \beta_1 x + B \exp \beta_2 x). \quad (17)$$

Уравнение (17) есть уравнение вынужденных колебаний. Второй член в правой части уравнения (17) описывает затухающую волну, которая движется назад к катоду, а третий — волну, бегущую вперед. Для определения A и B воспользуемся граничным условием — равенством $E(x) = 0$, откуда $1 + A + B = 0$ при $x = 0$. Для быстрого спадания обратной волны необходимо равенство A нулю. Тогда $B = -1$, и для случая омических контактов из (17) имеем

$$\frac{\dot{E}}{\dot{I}} = \frac{\gamma}{v_n \epsilon \left(\alpha_t + 1 \frac{\theta}{L} \right)} (1 - \exp \beta_2 x). \quad (18)$$

Импеданс образца можно определить по формуле

$$z(\theta) = \frac{4\pi}{S} \int_0^L \frac{\dot{E}}{\dot{I}} dx. \quad (19)$$

Для случая однородного распределения электрического поля по образцу из уравнений (18) и (19), интегрируя, имеем

$$z = \frac{\gamma [\beta_2 L + 1 - \exp(\beta_2 L)]}{\epsilon v_n \left(\alpha_t + 1 \frac{\theta}{L} \right) \beta_2} \cdot \frac{4\pi}{S}. \quad (20)$$

Из уравнений (15), (16) и (20) для импеданса диодов Ганна с уровнями прилипания имеем

$$\frac{z}{R_0} = \frac{\beta_2 L + 1 - \exp(\beta_2 L)}{\frac{v_n^2 \tau_M^2}{\gamma L} \beta_2 \left[\frac{L}{v_n \tau_M} \left(\delta - \gamma \frac{n}{n_T} \right) + i\theta \right]}, \quad (21)$$

где

$$R_0 = \frac{4\pi v_n \tau_M^2}{\epsilon S}. \quad (22)$$

Для случая, когда $D_n \rightarrow 0$, т. е. когда член рядом с единицей в (16) под корнем мал, разлагая его в ряд и ограничиваясь двумя членами разложения, имеем

$$\beta_2 \approx \frac{v_n}{2D_n} \left\{ 1 - 1 - \frac{2D_n}{v_n} \left(\alpha_t + i \frac{\theta}{L} \right) - \dots \right\} = - \left(\alpha_t + i \frac{\theta}{L} \right). \quad (23)$$

Для импеданса образца при $D_n = 0$ из уравнений (20) и (23) имеем

$$\frac{z}{R_0} = \frac{\gamma L^2 \left\{ -1 + \frac{L}{v_n \tau_M} \left(\delta - \gamma \frac{n}{n_T} \right) + i\theta + \exp \left[-\frac{L}{v_n \tau_M} \left(\delta - \gamma \frac{n}{n_T} \right) - i\theta \right] \right\}}{v_n^2 \tau_M^2 \left[\frac{L}{v_n \tau_M} \left(\delta - \gamma \frac{n}{n_T} \right) + i\theta \right]^2}. \quad (24)$$

Нами на ЭВМ проведен численный анализ для случая GaAs, когда $D_n \neq 0$. Для различных γ и отношений n/n_T по формуле (21) рассчитаны зависимости реальных $R(\theta)$ и мнимых $X(\theta)$ частей импеданса от угла пролета θ . При численных расчетах использованы следующие значения параметров для образцов из GaAs: $\epsilon = 12,5$, $\mu_1 = 5000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $D_n = 200 \text{ см}^2/\text{с}$, $S = 1,44 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$, $v_n = 1,5 \cdot 10^7 \text{ см/с}$. Численные расчеты выполнены для $\tau_M = 4 \cdot 10^{-11} \text{ с}$ [8] (которому соответствует n_T , равная $3,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (величина n_T оценена по формуле 10)), для L , равной 20 мкм ,

и для γ , равной 1; 1,2; 1,4; 1,6; 1,8; 2 ($\gamma=1$ соответствует случаю, когда уровни прилипания отсутствуют) при отношении n/p_T , равной 1,1; 1,5; 2. Для этих γ взяты соответственно следующие значения для δ : 0; 0,02; 0,04; 0,06; 0,08; 0,1. θ меняется в пределах $0 \div 10$. Отметим, что вышеуказанные значения для длины диода и концентрации электронов удовлетворяют условию Крамера для усилительных субкритически легированных диодов Ганна. Результаты расчета приведены на рис. 1—4.

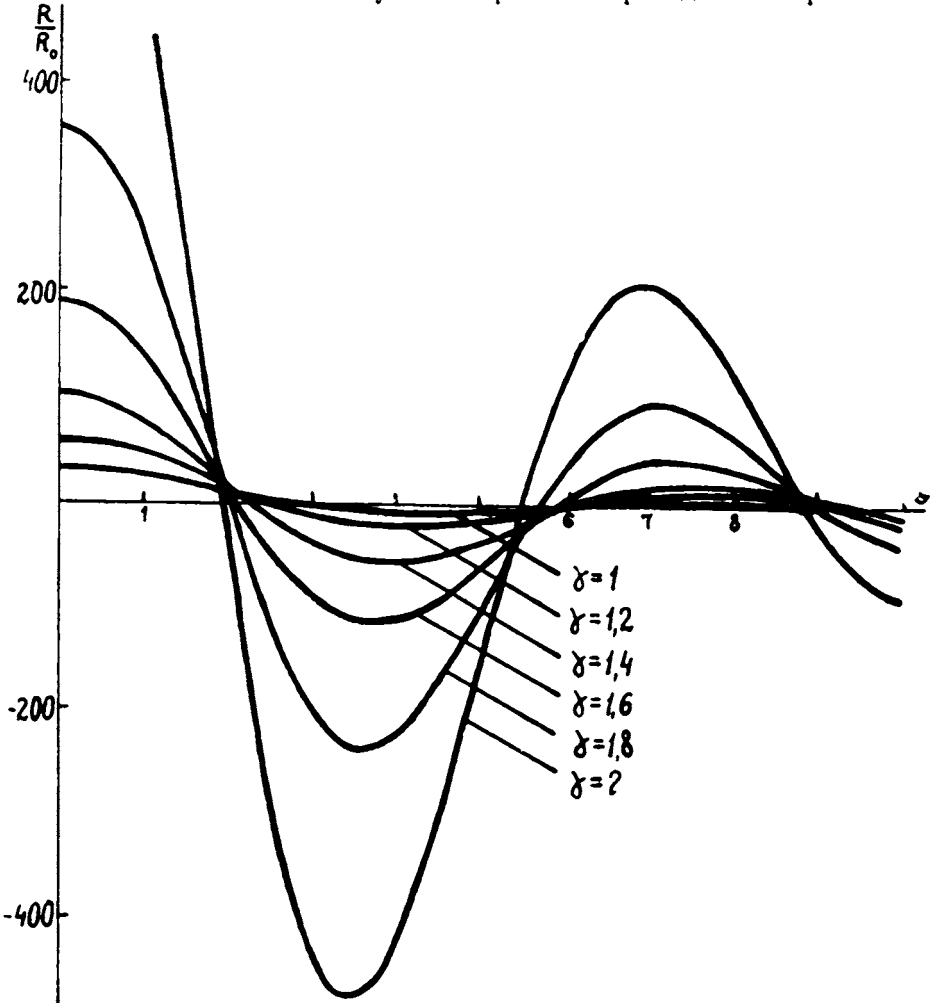


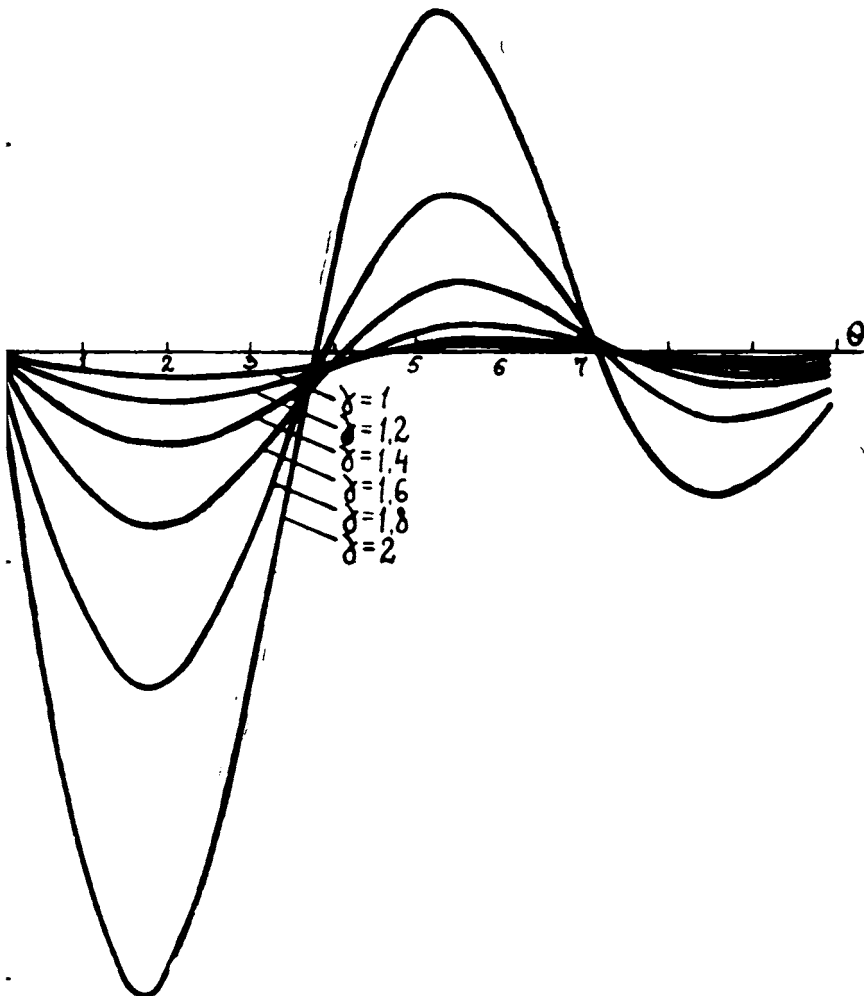
Рис. 1. Зависимость $\frac{R(\theta)}{R_0}$ для случая, когда $L=20$ мкм, $v_n=1,5 \cdot 10^7$ см/с, $\tau_n=4 \cdot 10^{-11}$ с, $\frac{n}{p_T}=1,1$, $R_0=150,8$ Ом при различных значениях γ .

Зависимость $R(\theta)$ и $X(\theta)$ для различных γ и $\frac{n}{p_T} 1,1$ приведены на рис.

1 и 2, а зависимости $R(\gamma)$ и $R\left(\frac{n}{p_T}\right)$ для $\theta=4$ и различных значений $\frac{n}{p_T}$ и γ соответственно—на рис. 3 и 4. Отметим, что значение $\theta=4$ больше значения θ , соответствующего частоте максвелловской релаксации. Из рис. 1 следует, что область динамического отрицательного сопротивле-

ЮС) для этого случая начинается, например, при $\theta \approx 2$, когда и кончается при $\theta \approx 5,75$. С увеличением концентрации уровней иания абсолютная величина ДОС растет, что подтверждают и зависимости $R(\gamma)$ для различных значений $\frac{n}{n_T}$, приведенные на рис. 3.

ный диапазон, в котором имеет место ДОС, мало изменяется мещается в область более низких частот. Таким образом, захват онов на ловушки приводит к увеличению максимальной величины тельного сопротивления и перемещению минимума зависимости з сторону меньших углов пролета θ , и путем контролируемого



ависимость $\frac{X(\theta)}{R_0}$ для случая, когда $L=20$ мкм, $v_n=1,5 \cdot 10^7$ см/с,

$\tau_n=4 \cdot 10^{-11}$ с, $\frac{n}{n_T}=1,1$ при различных значениях γ .

введения соответствующих уровней прилипания можно регулировать величину отрицательного сопротивления.

Из рис. 1 видно, что с увеличением величины отношения $\frac{n}{n_T}$ абсолютное значение отрицательного сопротивления растет. Вероятности захвата и последующего теплового выброса в близлежащую зону носителей тока, обусловленные наличием свободных ловушек, вносят в обратную связь элемент запаздывания. Это запаздывание тока приводит к увеличению абсолютного значения ДОС, что находится в полном согласии с принципами формирования ДОС. Как следствие этого частотный диапазон отрицательного активного сопротивления смещается в область низких частот. Из рис. 2 следует, что реактивная составляющая импеданса на определенных частотах меняет знак, т. е. от емкостного характера реактивность переходит к индуктивному.

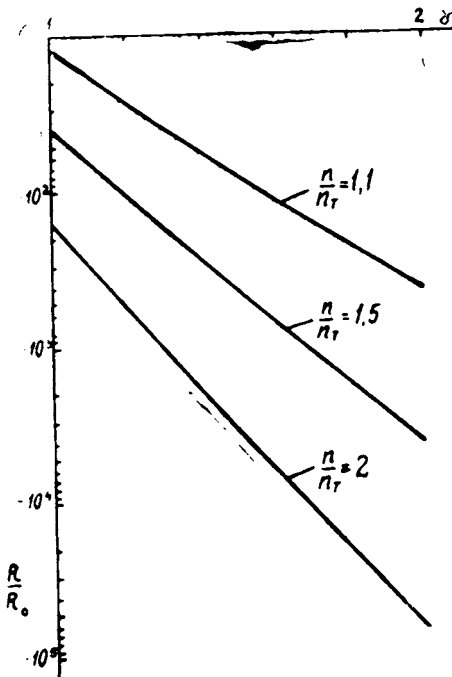


Рис. 3. Зависимость $\frac{R(\gamma)}{R_0}$ для случая, когда $L=20$ мкм, $v_n=1,5 \cdot 10^7$ см/с, $\tau_M=4 \cdot 10^{-11}$ с, $\theta=4$ при различных значениях $\frac{n}{n_T}$.

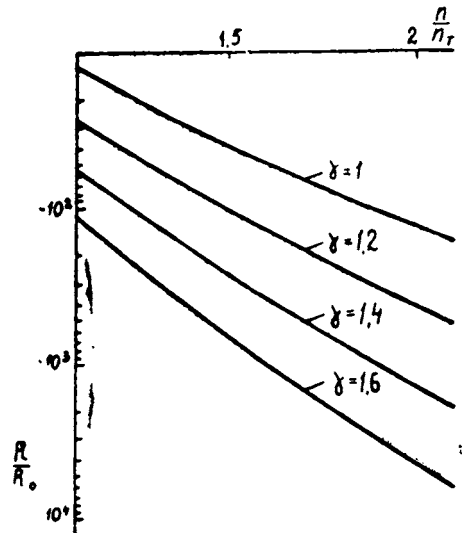


Рис. 4. Зависимость $\frac{R(\frac{n}{n_T})}{R_0}$ для случая, когда $L=20$ мкм, $v_n=1,5 \cdot 10^7$ см/с, $\tau_M=4 \cdot 10^{-11}$ с, $\theta=4$ при различных значениях γ .

Численные расчеты при фиксированных L и v_n показали, что с увеличением τ_M абсолютная величина отрицательного сопротивления резко растет, а при фиксированных L и τ_M уменьшение v_n также приводит к увеличению абсолютной величины отрицательного сопротивления.

Таким образом, в результате малосигнального анализа, проведенного для субкритически легированных диодов Ганна с ловушками, получены зависимости активной и реактивной составляющих импеданса от угла пролета, концентрации ловушек и отношения $\frac{n}{n_T}$. Установлено,

что увеличение концентрации ловушек приводит к значительному увеличению абсолютной величины динамического отрицательного сопротивления и слабому перемещению частотного диапазона, где оно имеет место—в сторону более низких частот.

В заключение авторы выражают благодарность Р. Г. Седракяну за помощь при расчетах на ЭВМ.

Кафедра физики полупроводников и диэлектриков

Поступила 30.03.1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Левинштейн М. Е., Пожела Ю. К., Шур М. С. Эффект Ганна. М.: Советское радио, 1975, 288 с.
2. Вугальтер Г. А., Гуревич Г. Л., Китаев М. А., Коган А. Л., Оболенский В. А. Усилительные диоды Ганна.—Обзор по электронной технике, 1976, сер. I, Электроника СВЧ, вып. II, 72 с.
3. Тагер А. С., Кальфа А. А., Пореш С. В. Исследование механизма образования отрицательного динамического сопротивления в сверхкритически легированных диодах Ганна со статическим доменом.—ФТИ, 1977, т. II, с. 975.
4. McCumber D. E., Chynoweth A. G. Theory of negative-conductance amplification and of Gunn instabilities in two-valley semiconductors. IEEE Trans., 1966, v. ED-13, p. 4.
5. Thim H. W., Barber M. R. Microwave amplification in GaAs bulk semiconductor.—IEEE Trans., 1965, v. ED-13, p. 110.
6. Hakki B. W. Amplification in two-valley semiconductors.—J. Appl. Phys., 1967, v. 38, p. 808.
7. Пореш С. В., Тагер А. С., Кальфа А. А. Математическое моделирование и анализ на ЭВМ высокочастотных характеристик диодов Ганна.—Электронная техника, 1976, сер. I, Электроника СВЧ, т. 10, с. 19.
8. Mahrous S., Robson P. N., Hartnagel H. L. The stability and reflection gain of subcritically doped—Gunn diodes.—Solid-State Electron., 1968, v. 11, p. 965.
9. Керролл Дж. СВЧ генераторы на горячих электронах. М.: Мир, 1972, 382 с.
10. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука, 1976, 576 с.

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Գ. ՎԱՐՈՍՅԱՆ

ԳԱՆԻ ԿՊՉՈՒՆ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ԳԵՐԿՐԻՏԻԿՈՐԵՆ ԼԵԳԻՐԱՑՎԱԾ ԻՌՈՒՆԵՐԻ ՀԱՄԱՐ ԿԱՏԱՐՎԱԾ ՑԱԾԻ ԱԶԳԱՆՇԱՆԱՑԻՆ ԱՆԱԼԻԶ

Ա մ ֆ ո ֆ ո ս մ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է ուժեղացման ուժեղացում աշխատող Գանի գերկրիտիկորեն լեգիրացված դիոդների իմպեդանսի բաղադրիչների վրա էլեկտրոնների համար կաշուն մակարդակների ազդեցությունը: Ստացված են իմպեդանսի ակտիվ և ուսկտիվ բաղադրիչների կախումը թռիչքի անկյունից, ազատ էլեկտրոնների և թակարդների կոնցենտրացիաներից: Ցույց է տրված, որ թակարդների կոնցենտրացիայի մեծացումը բերում է դինամիկ բացասական դիմադրության բացարձակ մեծության զգալի աճի: