

## АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ СИММЕТРИЧНОГО ДОМЕНА В ДИОДАХ ГАННА ИЗ GaAs С УЧЕТОМ ПОЛЕВОЙ ЗАВИСИ- МОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ ЭЛЕКТРОНОВ

В. М. АРУТЮНЯН, А. Г. ВАРОСЯН

Проведено теоретическое рассмотрение процессов, имеющих место в сильно легированных диодах Ганна, при учете зависимости коэффициента диффузии электронов от напряженности электрического поля.

В сравнительно сильно легированном *GaAs* в домене сильного электрического поля не достигается полное обеднение и форма домена здесь иная по сравнению с формой домена в слабо легированном полупроводнике [1, 2]. В [1, 2] не учитывается зависимость коэффициента диффузии электронов  $D_n$  от напряженности электрического поля  $E$ , которая, как продемонстрировано в работах [3—6], может оказать заметное влияние на параметры домена и режимы работы диодов Ганна.

В работах [3—6] коэффициент диффузии принят линейно зависящим от  $E$ . Однако такой зависимости коэффициента диффузии от электрического поля для известных в настоящее время полупроводников, где наблюдается эффект Ганна, нет. Автор работы [5] в своей более поздней публикации [6] считает, что такая зависимость имеет место в очень узкой области электрического поля. Батчером, Фосетом и Оггом [7] качественно исследованы свойства равномерно распространяющихся доменов в *GaAs* с учетом полевой зависимости коэффициента диффузии; ими показано, что скорость домена зависит от производной коэффициента диффузии и не равна скорости электронов вне домена. В настоящей работе предпринята попытка при рассмотрении процессов в сильно легированном арсениде галлия учесть полевую зависимость коэффициента диффузии электронов. При этом используется методика расчета, предложенная в [2].

В случае симметричного домена сильного поля (СДСП), реализующегося в сильно легированном полупроводнике, «зафиксируем» мысленно СДСП в середине образца. Тогда напряженность электрического поля в СДСП максимальна ( $E_m$ ) в точке  $x = \frac{L}{2}$ , где  $L$  — длина образца.

Из уравнения Пуассона следует, что

$$\frac{1}{2} L = \int_0^{L/2} dx = \int_{E_1}^{E_m} \frac{\varepsilon}{4\pi\rho} dE, \quad (1)$$

где  $E_1$  — напряженность электрического поля в образце вне СДСП (при  $n = n_0$ , где  $n_0$  — равновесная концентрация электронов,  $n$  — концентрация электронов),  $\varepsilon$  — диэлектрическая постоянная,  $\rho = -e(n - n_0)$  — плотность объемного заряда,  $e$  — заряд электрона.

Если не принять во внимание существование дырок и процессов, приводящих к созданию избыточных носителей тока (ударная ионизация, инжекция, освещение), и опустить в уравнении сохранения члены, учитывающие генерацию и рекомбинацию, получим

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left[ n v_n(E) + \frac{\partial [(D_n(E)n)]}{\partial x} \right] = 0, \quad (2)$$

где  $v_n(E)$  — дрейфовая скорость электронов,  $D_n(E)$  — коэффициент диффузии электронов, зависящий от электрического поля,  $t$  — время. Переходя в систему координат, связанную с движущимся доменом, получим уравнение (для омических контактов)

$$\begin{aligned} \frac{4\pi}{\varepsilon} \varphi \frac{d\varphi}{dE} = e n_0 D_n(E) \left[ v_n(E) - v_n(E_1) - \frac{Q}{n_0} \right] - \\ - \left\{ u + v_n(E) - \frac{4\pi e n_0}{\varepsilon} \frac{d[D_n(E)]}{dE} \right\} \varphi. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $u$  — скорость домена,  $y = x - ut$ ,

$$\varphi = \rho D_n(E), \quad Q = \frac{d[D_n(E)n]}{dy} \Big|_{E=E_1}. \quad (4)$$

Решение уравнения (3) ищем в виде ряда

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_1 + \dots \quad (5)$$

Тогда

$$\varphi_0 = \frac{\varepsilon}{2\pi} \int_{E_1}^E e n_0 D_n(E) \left[ v_n(E) - v_n(E_1) - \frac{Q}{n_0} \right] dE, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \varphi_1 = - \frac{\int_{E_1}^E d(\varphi_0)^3}{3e n_0 \varphi_0} - \frac{\varepsilon}{4\pi \varphi_0} \int_{E_1}^E \varphi_0 \left\{ u + v_n(E_1) + \frac{Q}{n_0} - \right. \\ \left. - \frac{4\pi e n_0}{\varepsilon} \frac{d[D_n(E)]}{dE} \Big|_{E=E_1} \right\} dE. \end{aligned} \quad (7)$$

В максимуме поля, где  $\rho_m = 0$  и  $\varphi_m = \rho_m D_n(E) = 0$ , имеем

$$\int_{E_1}^{E_m} e n_0 D_n(E) \left[ v_n(E) - v_n(E_1) - \frac{Q}{n_0} \right] dE = 0, \quad (8)$$

$$u + v_n(E_1) + \frac{Q}{n_0} - \frac{4\pi e n_0}{\varepsilon} \frac{d[D_n(E)]}{dE} \Big|_{E=E_1} = 0. \quad (9)$$

Для зависимости дрейфовой скорости электронов от  $E$  используем «трехпрямолинейную» аппроксимацию (рис. 1):

$$\begin{aligned}
 v_I &= AE && \text{при } E_1 \leq E \leq E_t, \\
 v_{II} &= B(E_t - E) + AE_t && \text{при } E_t \leq E \leq E_2, \\
 v_{III} &= CE_2 && \text{при } E_2 \leq E \leq E_m.
 \end{aligned}
 \tag{10}$$

Для зависимости коэффициента диффузии  $D_n$  в GaAs от напряженности электрического поля  $E$  воспользуемся экспериментальной кривой, полученной Рачом и Кино [8], и теоретической кривой, полученной Батчером и Фосеттом [9] (рис. 2). Из этих кривых зависимость коэффициента диффу-

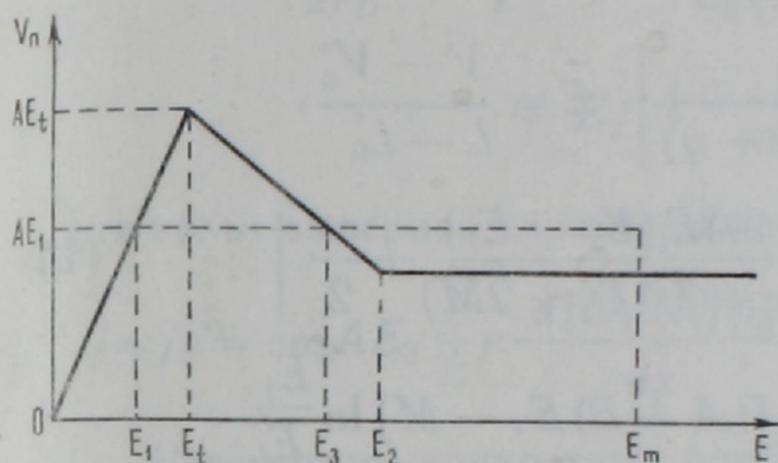


Рис. 1.

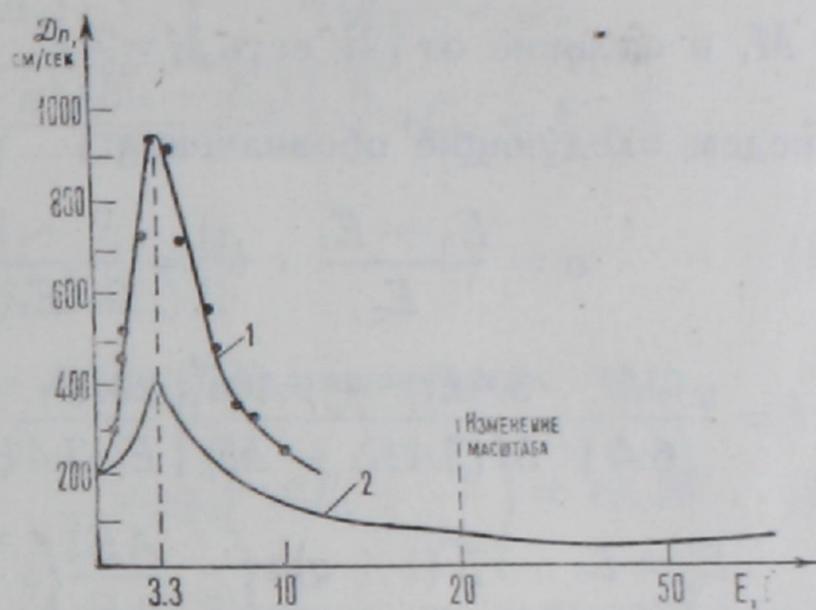


Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость дрейфовой скорости электронов  $v_n$  от напряженности электрического поля  $E$ ;  $E_1$  — напряженность электрического поля вне домена,  $E_t$  — пороговое значение поля,  $E_2$  — значение поля, соответствующее началу насыщения скорости,  $E_m$  — максимальная напряженность электрического поля в домене.

Рис. 2. Зависимость коэффициента диффузии  $D_n$  от напряженности электрического поля  $E$ : 1 — экспериментальная кривая, полученная Рачом и Кино; 2 — теоретическая кривая, полученная Батчером и Фосеттом.

зии электронов от электрического поля можно аппроксимировать следующим образом:

$$\begin{aligned}
 D_I(E) &= D_0 \left[ 1 + q \left( \frac{E}{E_t} \right)^2 \right] && \text{при } E_1 \leq E \leq E_t, \\
 D_{II}(E) &= D_0 (1 + q) \frac{E_t}{E} && \text{при } E_t \leq E \leq E_2, \\
 D_{III}(E) &= D_0 (1 + q) \frac{E_t}{E_2} && \text{при } E_2 \leq E \leq E_m,
 \end{aligned}
 \tag{11}$$

где  $q$  — постоянная величина, определенная из экспериментальных данных, полученных в [8], и равная для GaAs  $\sim 3,85$  при  $E_t = 3,3 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$ .

Согласно [8]  $D_0 = 200 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ . Для записи  $D_{III}$  использованы результаты работы [9].

Из правила геометрически равных площадей (8) можно получить

$$(E_m - E_2)(M - CE_2) = E_2\psi, \quad (12)$$

где

$$\psi = \frac{1}{1+q} \left[ \frac{E_1}{E_t} \left( M - \frac{AE_1}{2} - \frac{ME_1^2}{2E_t^2} + \frac{AE_1^3}{4E_t^2} \right) + \frac{AE_t}{4} - \frac{2M}{3} \right] + \frac{AE_t}{4} - \frac{M}{3} + [(A+B)E_t - M] \ln \frac{E_2}{E_t} - B(E_2 - E_t) + \frac{E_1^3}{E_t^3} \left( \frac{M}{3} - \frac{AE_1}{4} \right), \quad (13)$$

а  $M$ , в отличие от [2], есть  $M = AE_1 + \frac{Q}{n_0}$ . Для сокращения записи

введем следующие обозначения:

$$a = \frac{E_2 - E_t}{E_2}, \quad b^2 = \frac{\psi}{2AE_t(1+q)}, \quad \bar{E} = \frac{V - V_0^*}{L - L_0^*},$$

$$I = \frac{q(2M - 3AE_1)^2 + 9A^2E_t^2 \left[ \frac{2ME_t - 3AE_1(E_1 + E_t)}{E_1(3AE_t + 3AE_1 + 2M)} + \frac{\pi}{2} \right]}{6AVM(3AE_t - M)}, \quad (14)$$

$$L_0^* = L_0 + r_D(1+q)a \sqrt{\frac{AE_t^2}{2E_t}} \left\{ \psi - [(A+B)E_t - M] \ln \frac{E_2}{E_t} + B(E_2 - E_t) \right\}^{-1/2},$$

$$V_0^* = V_0 + r_D E_t(1+q)a \sqrt{\frac{AE_t^2}{2E_t}} \left\{ \psi - [(A+B)E_t - M] \ln \frac{E_2}{E_t} + B(E_2 - E_t) \right\}^{-1/2},$$

$$L_0 = \frac{4r_D}{\sqrt{2q}E_t} \left[ q \sqrt{E_t^2 - E_1^2} - q \left( \frac{2M}{3A} - E_1 \right) \ln \frac{\sqrt{E_t^2 - E_1^2} + E_t}{E_1} + I \right],$$

$$V_0 = L_0 E_t + \frac{4r_D}{\sqrt{2q}} \left\{ q \sqrt{E_t^2 - E_1^2} \left( \frac{2M}{3AE_t} - \frac{E_1}{E_t} - \frac{1}{2} \right) + \left[ E_t + qE_1 - \frac{2qM}{3A} + \frac{q}{2} \frac{8M^2 - 3AE_1(8M + 9AE_1)}{9A^2E_t} \right] \times \right. \\ \left. \times \ln \frac{\sqrt{E_t^2 - E_1^2} + E_t}{E_1} + \left( \frac{2M - 3AE_1}{3AE_t} - 1 \right) I \right\},$$

где

$$r_D = \sqrt{\frac{\varepsilon D_0}{4\pi e n_0 A}} \text{ — дебаевский радиус экранирования,}$$

$$L_0 = \int_{E_1}^{E_t} \frac{\varepsilon dE}{4\pi \rho_0} \text{ — часть образца, в которой нет домена,}$$

$$V = 2 \int_{E_1}^{E_m} \frac{\varepsilon E dE}{4\pi\rho_0} - \text{напряжение, приложенное к образцу,}$$

$V_0$  — падение напряжения на той части образца, в которой нет домена.

Принимая во внимание (4) и воспользовавшись методикой расчета, предложенной в [2], получим

$$\frac{L-L_0^*}{2r_D} = \sqrt{\frac{2AE_t(1+q)(E_m-E_2)}{E_2(M-CE_2)}} \left[ 1 + \frac{E_2-E_t}{4(E_m-E_2)} \right], \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{V-V_0^*}{2r_D} = & \sqrt{\frac{2AE_t(1+q)(E_m-E_2)}{E_2(M-CE_2)}} \left\{ \frac{2}{3}(E_m-E_2) + \right. \\ & \left. + E_2 \left[ 1 + \frac{E_2-E_t}{4(E_m-E_2)} \right] \right\}. \quad (16) \end{aligned}$$

Для вольт-амперной характеристики диода Ганна получается

$$j \approx j_n = en_0AE_1 + e \frac{d[D_n(E)n]}{dx} \Big|_{E=E_1} = en_0 \left( AE_1 + \frac{Q}{n_0} \right) = en_0M. \quad (17)$$

Рассмотрим конкретные приближения. Заметим, что конечным соотношениям можно придать различную форму. Результаты анализа приведены в таблице.

Из (15) и (16) можно получить соответственно

$$M - CE_2 = \frac{12Ar_D^2(1+q)[(V-V_0^*) - E_2(L-L_0^*)]}{(L-L_0^*)^3}, \quad (18)$$

$$E_m - E_2 = \frac{2}{3}(\tilde{E} - E_2), \quad (19)$$

$$L - L_0^* = 2r_D \sqrt{\frac{2AE_t(1+q)(E_m-E_2)}{E_2(M-CE_2)}}, \quad (20)$$

$$\tilde{E} = \frac{2}{3}(E_m - E_2) + E_2. \quad (21)$$

Проанализируем случай, когда максимальное поле в домене не слишком велико по сравнению с  $E_2$ . Из (12), (15) и (16) получаем

$$\frac{L-L_0^*}{2r_D} = \sqrt{\frac{2AE_t(1+q)E_2}{(M-CE_2)^3(E_m-E_2)}} \left[ 1 + \frac{E_2-E_t}{4(E_m-E_2)} \right] \psi, \quad (22)$$

$$\tilde{E} = E_2 + \frac{8}{3} \frac{(E_m - E_2)^2}{4(E_m - E_2) + E_2 - E_t}. \quad (23)$$

При большом приложенном к образцу напряжении в правой части (23) можно оставить лишь последний член без  $E_2 - E_t$ . Результаты, соответствующие этому случаю, представлены в I строке таблицы. Выражение для  $E_m - E_2$  в этом случае отличается от выражения, полученного в [1].

Для случая сравнительно небольших значений максимального поля в домене в правой части (23) можно пренебречь последним членом. Результаты, соответствующие этому случаю, собраны во II строке таблицы.

Из [9] очевидна возможность уменьшения  $D_n$  при полях выше  $E_2$ , т. е.

$$D_{III} = \frac{D_0(1+q)E_t}{E_2} \sqrt{\frac{E_2}{E}}. \quad (24)$$

Для этого случая из правила равных площадей можно получить

$$2(M - CE_2) \left( \sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right) = \psi. \quad (25)$$

Проведя расчеты аналогичным путем, имеем

$$\frac{L - L_0^*}{2r_D} = 2 \sqrt{\frac{A(1+q)E_t}{M - CE_2} \left( \sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right) \left[ 1 + \frac{a}{8 \left( \sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right)} \right]}, \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \frac{V - V_0^*}{2r_D} = & \sqrt{\frac{A(1+q)E_t}{M - CE_2} \left( \sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right) \left[ \frac{16}{15} \left( \sqrt{\frac{E_m}{E_2}} + \frac{1}{4} \right)^2 + \right.} \\ & \left. + \frac{1}{3} + \frac{a}{4 \left( \sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right)} \right] E_2}. \quad (27) \end{aligned}$$

Когда максимальное поле в домене не слишком велико по сравнению с  $E_2$ , из (26) и (27) получаем

$$\tilde{E} = \frac{\frac{8}{15} \left( \sqrt{\frac{E_m}{E_2}} + \frac{1}{4} \right)^2 + \frac{1}{6} + \frac{a}{8 \left( \sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right)}}{1 + \frac{a}{8 \left( \sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right)}}. \quad (28)$$

При  $E_m$ , заметно превышающем  $E_2$ , в (28) можно оставить только первый член в числителе. Результаты, полученные для этого случая, приведены в III строке таблицы. При сравнительно небольших значениях максимального поля в домене получаем результаты, представленные в IV строке таблицы. Отметим, что первые две строки получены с использованием (15) и (16), а последние две — (26) и (27).

Из таблицы можно видеть как сохранение с изменением по форме некоторых основных закономерностей, так и появление их новых типов при учете зависимости  $D_n$  от  $E$ . Полевая зависимость  $D_n(E)$  приводит также к изменению скорости домена, которая равна

$$u = AE_1 + \frac{Q}{n_0} - \frac{8\pi qen_0 D_0 E_1}{\varepsilon E_1^2}. \quad (29)$$

№ п/п	$M - CE_2$	$E_m - E_2$	$L - L_0^*$	$\bar{E} = (V - V_0^*) / (L - L_0^*)$
I	$\frac{2\psi r_D}{b(L - L_0^*)}$	$\sqrt{\frac{3}{4} b E_2 \frac{V - V_0^*}{r_D}}$	$\sqrt{\frac{3r_D(V - V_0^*)}{bE_2}}$	$\frac{2}{3}(E_m - E_2)$
II	$\frac{2\psi r_D}{b(L - L_0^*) - \frac{ar_D}{2}}$	$\frac{1}{2} \left( b \frac{V - V_0^*}{r_D} - \frac{aE_2}{2} \right)$	$\frac{V - V_0^*}{E_2}$	$E_2$
III	$\frac{2\psi r_D}{b(L - L_0^*)}$	$E_2 \left[ \left( \frac{1}{6} + \sqrt[3]{\frac{15}{32} b \frac{V - V_0^*}{E_2 r_D}} \right)^2 - 1 \right]$	$\sqrt[3]{\frac{30}{b^2 E_2} r_D (V - V_0^*)} - \frac{10}{3} \frac{r_D}{b}$	$\frac{8}{15} E_2 \left( \sqrt{\frac{E_m}{E_2}} + \frac{1}{4} \right)^2$
IV	$\frac{2\psi r_D}{b(L - L_0^*) - \frac{ar_D}{2}}$	$E_2 \left[ \left( \sqrt[3]{\frac{15b(V - V_0^*)}{32 E_2 r_D}} + \frac{23}{48} - \frac{15}{64} a + \frac{1}{6} \right)^2 - 1 \right]$	$\frac{r_D}{2b} \left[ 8 \left( \sqrt[3]{\frac{15b(V - V_0^*)}{32 E_2 r_D}} + \frac{23}{48} - \frac{15}{64} a - \frac{5}{6} \right) + a \right]$	$E_2 \left[ \frac{64 \left( \sqrt{\frac{E_m}{E_2}} + \frac{1}{4} \right)^2 \left( \sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right)}{3 \left[ 8 \left( \sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right) + a \right]} + \frac{4 \left( \sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right) + 3a}{3 \left[ 8 \left( \sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right) + a \right]} \right]$

Можно заметить, что выражение (29) отличается от ранее полученных выражений (см. [1, 2]). В отличие от [1] скорость домена не равна скорости электронов вне домена, а меньше. В рассмотренных случаях легко убедиться, что СДСП более «размазан» и, видимо, уменьшение скорости домена есть следствие этого. Заметим, что выражения для скорости домена с учетом полевой зависимости  $D_n(E)$  получены также и другими авторами [5, 7, 10, 11]. Однако, как результаты работ [7, 10], где  $\frac{d[D_n(E)]}{dE}$  взята при значении  $E_1$ , так и полученный топологическим методом результат Ганна [11], у которого эта производная взята при  $E=E_3$  (см. рис. 1), не согласуются с (9). Напомним, что формула (9) получена при использовании условия  $\rho_m=0$  в вершине домена. Из (29) следует, что при  $q=0$  (коэффициент диффузии — постоянная величина) получается результат [2] для скорости домена.

Численные оценки показывают, что, например, ширина домена  $L-L_0$  и максимальное поле  $E_m$  в нем, согласно приведенным в I и III строках таблицы выражениям, равны соответственно 4 мк, 91 кв/см и 3,2 мк, 94 кв/см для GaAs с  $n_0 \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $A=5000 \text{ см}^2/\text{в сек}$ ,  $E_2=20 \text{ кв/см}$ ,  $E_1=3,3 \text{ кв/см}$ ,  $V-V_0=10 \text{ в}$ . Видно, что для случая с падающим участком коэффициента диффузии выше поля  $E_2$  ширина домена уменьшается, а максимальное поле в домене увеличивается. Для обоих этих случаев ширина домена больше, а максимальное поле в домене меньше, чем в работе [2].

Институт радиопизики и электроники  
АН АрмССР

Поступила 10.VII 1974

### ЛИТЕРАТУРА

1. B. L. Gelmont, M. S. Shur. Electron. Lett., 6, 385 (1970).
2. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян. Препринт ИРФЭ АН АрмССР, Ереван, 1973, § 9; ДАН АрмССР, 59, 32 (1974).
3. S. Hasuo, T. Ohmi, T. Horimatsu. IEEE Trans. ED-20, 476 (1973).
4. S. Hasuo, T. Ohmi, T. Horimatsu. IEEE Trans. ED-20, 903 (1973).
5. P. S. Hauge. IEEE Trans. ED-17, 386 (1970).
6. P. S. Hauge. IEEE Trans. ED-18, 390 (1971).
7. P. N. Butcher, W. Fawcett, N. R. Ogg. Brit. J. Appl. Phys., 18, 755 (1967).
8. J. G. Ruch, G. S. Kino. Phys. Rev., 174, 921 (1968).
9. P. N. Butcher, W. Fawcett. Phys. Lett., 21, 489 (1966).
10. M. A. Lampert. J. Appl. Phys., 40, 335 (1969).
11. J. B. Gunn. IBM J. Res. Developm., 13, 591 (1969).

GAAS-ԻՑ ՊԱՏՐԱՍՏՎԱԾ ԳԱՆՆԻ ԴԻՈԴՆԵՐՈՒՄ ՍԻՄԵՏՐԻԿ  
ԴՈՄԵՆԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՎԵՐԼՈՒԹՈՒԹՅՈՒՆԸ, ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ  
ԴԻՖԳՈՒԶԻԱՅԻ ԳՈՐԾԱԿՑԻ ԴԱՇՏԱՅԻՆ ԿԱԵՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊԵՆԵՆՏ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Գ. ՎԱՐՈՍՅԱՆ

Հաշվի առնելով էլեկտրոնների դիֆուզիայի գործակցի կախվածությունը էլեկտրական ջաշտի լարվածությունից, կատարված է ուժեղ լեզիրացված Գաննի դիոդներում տեղի ունեցող պրոցեսների տեսական ուսումնասիրություն:

# ANALYSIS OF PARAMETERS OF A SYMMETRICAL DOMAIN IN GUNN DIODES MADE FROM GaAs TAKING INTO ACCOUNT THE FIELD DEPENDENCE OF ELECTRON DIFFUSION COEFFICIENT

V. M. ARUTUNYAN, A. G. VAROSYAN

The processes occurring in heavy doped Gunn diodes are studied theoretically taking into account the dependence of diffusion coefficient for electrons on the electric field intensity.