

УДК 621.382.2

ФИЗИКА

Член-корреспондент АН Армянской ССР Г. М. Авакьянц,
 В. М. Арутюнин

К теории эффекта Ганна в сильнолегированных полупроводниках

(Представлено 26/XI 1973)

Форма и скорость домена в диоде Ганна зависит от равновесной концентрации электронов n_0 , длины образца L , приложенного к образцу напряжения V и параметров материала. В домене отклонение концентрации электронов n от равновесной сравнительно мало для больших значений n_0 , полное обеднение не достигается и поэтому поле в домене в сильнолегированном образце, рассматриваемом ниже, симметрично. Это позволяет мысленно "зафиксировать" такой домен, называемый ниже симметричным доменом сильного поля (СДСП), в середине образца и разделить образец на две половины. В $x = \frac{L}{2}$ напряженность электрического поля СДСП максимальна (E_m).

На основании уравнения Пуассона, можно получить

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

где E_1 — напряженность электрического поля в образце вне СДСП (при $n = n_0$), $D = \frac{\epsilon}{4\pi}$ — диэлектрическая постоянная, $\rho = -e(n - n_0)$ — плотность объемного заряда, e — заряд электрона.

Предполагается отсутствие в рассматриваемом случае дырок и процессов, приводящих к созданию избыточных носителей тока (ударной ионизации, инжекции, освещения). Если опустить в уравнении сохранения электронов члены, учитывающие генерацию и рекомбинацию, имеем:

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

где $v_n(E)$ — дрейфовая скорость, а D_n — коэффициент диффузии электронов, t — время. Для упрощения задачи принято $D_n = \text{const}$. Переходя в систему движущегося домена, получаем уравнение (для омических контактов)

$$\frac{D_n}{D} \rho \frac{d\rho}{dE} = en_0 \left[v_n(E) - v_n(E_1) \right] - eK - \left[u + v_n(E) \right] \rho. \tag{3}$$

Здесь $K = D_n \frac{dn}{dy} \Big|_{t=E_1}$, u — скорость домена. (4)

Решение уравнения (3) ищем в виде ряда

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 + \dots; \tag{5}$$

имеем $\rho_0^2 = \frac{2D}{D_n} \int_{E_1}^E \left\{ en_0 \left[v_n(E) - v_n(E_1) \right] - eK \right\} dE,$ (6)

$$\rho_1 = -\frac{\rho_0^2}{3en_0} - \frac{1}{\rho_0} \int_{E_1}^E \rho_0 \left[\frac{D}{D_n} \left(u + v_n(E_1) + \frac{K}{n_0} \right) \right] dE. \tag{7}$$

В максимуме поля $\rho_m = 0$. Это приводит к условиям:

$$\int_{E_1}^{E_m} \left\{ en_0 \left[v_n(E) - v_n(E_1) \right] - eK \right\} dE = 0, \tag{8}$$

$$u + v_n(E_1) + \frac{K}{n_0} = 0. \tag{9}$$

Рассмотрим „трехпрямлинейную“ аппроксимацию зависимости дрейфовой скорости электронов от E (рис. 1).

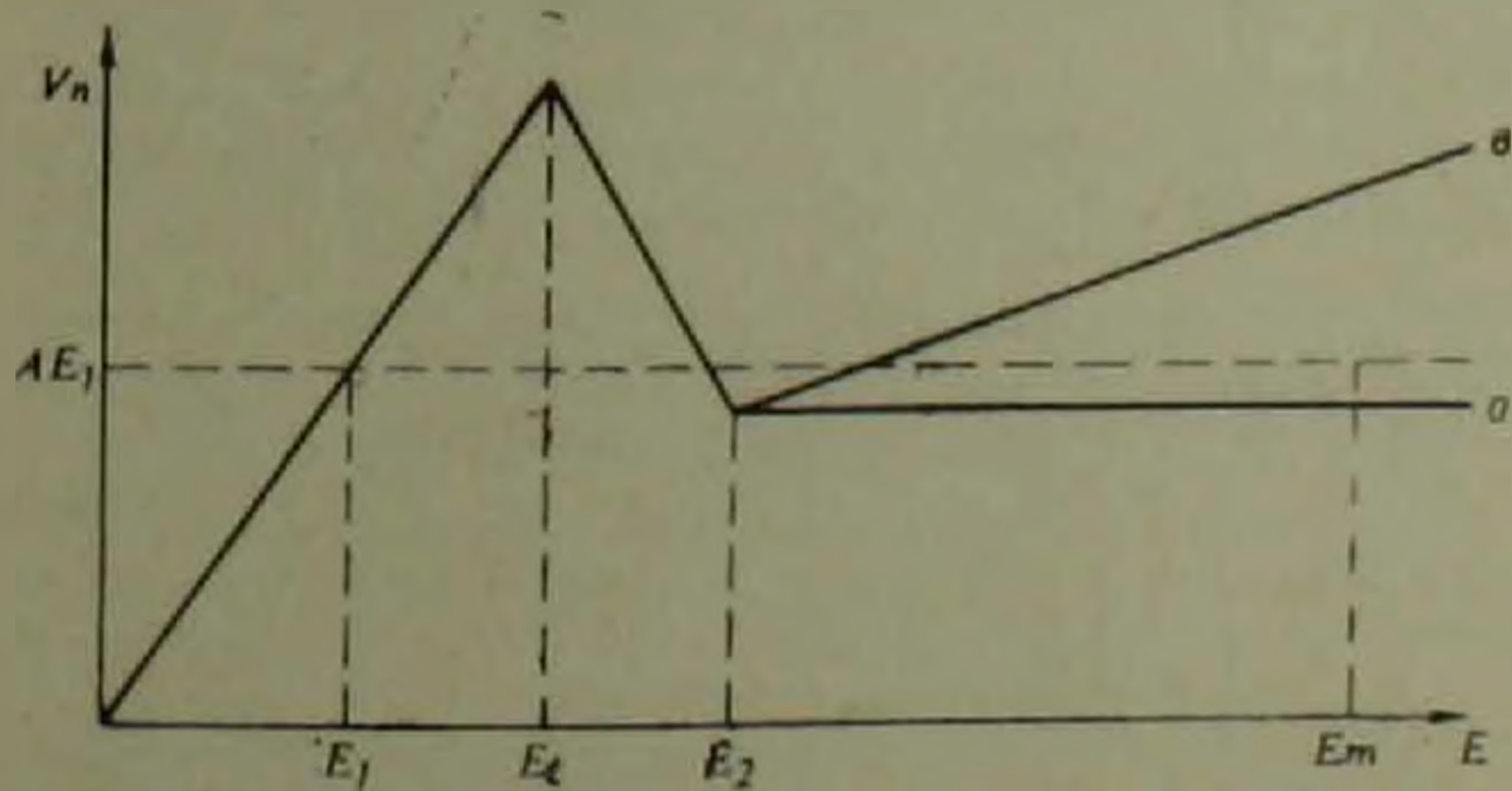


Рис. 1. Аппроксимация зависимости дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля согласно формулам (10) — а и (27) — в

$$\begin{cases} v_I = AE & \text{при } E_1 \leq E \leq E_I \\ v_{II} = B(E_I - E) + AE_I & \text{при } E_I \leq E \leq E_2 \\ v_{III} = CE_2 & \text{при } E_2 \leq E \leq E_m \end{cases} \quad (10)$$

Из правила геометрически равных площадей (8) можно получить

$$2(E_m - E_2)(M - CE_2) = (2C + B\Phi)E_2^2 - 2M(E_2 - E_1) - AE_1^2, \quad (11)$$

где $M = AE_1 + \frac{K}{n_0}$, $\Phi = 1 - \frac{C+B}{B} \cdot \frac{E_I}{E_2}$. (12)

Представим интеграл, входящий в (1), в виде

$$\int_{E_1}^E \frac{dE}{\rho} = \int_{E_1}^{E_I} \frac{dE}{\rho_{01}} + \int_{E_I}^{E_2} \frac{dE}{\rho_{02}} + \int_{E_2}^E \frac{dE}{\rho_{03}}, \quad (13)$$

ρ_{01} , ρ_{02} и ρ_{03} в котором легко получить, подставляя в (6) соответственно одно из трех значений $v_n(E)$ из (10). Тогда имеем

$$\begin{aligned} \frac{L - L_0}{2r_D} = & \sqrt{\frac{2A(E_m - E_2)}{M - CE_2}} + \sqrt{\frac{A}{B}} \cdot \left| \arcsin \frac{AE_I - M}{\sqrt{B}} - \right. \\ & \left. - \arcsin \frac{CE_2 - M}{\sqrt{B}} \right|, \end{aligned} \quad (14)$$

где $B = (M - CE_2)^2 + 2B(M - CE_2)(E_m - E_2) = (AE_I - M)^2 +$
 $+ BE_I(AE_I - 2M) + BE_1(2M - AE_1)$. (15)

$$L_0 = 2r_D \ln \left\{ 1 - \frac{n_0 A (E_I - E_1)}{K} \left| 1 + \sqrt{1 - \frac{2K}{An_0(E_I - E_1)}} \right| \right\}, \quad (16)$$

$r_D = \sqrt{\frac{DD_n}{en_0 A}}$ — дебаевский радиус экранирования. (17)

Ограничиваясь первым членом в разложении арксинуса, что возможно при $\sqrt{B} > AE_I - M > M - CE_2$, получаем

$$\frac{L - L_0}{2r_D} = \sqrt{\frac{2A(E_m - E_2)}{M - CE_2}} \left| 1 + \frac{E_2 - E_I}{2(E_m - E_2)} \right|. \quad (18)$$

Так как $\frac{1}{2} V = \int_{E_1}^{E_m} \frac{DE dE}{\rho_0}$, (19)

то используя тот же подход и приближение, как при получении (18), имеем

$$\frac{V-V_0}{2r_D} = \sqrt{\frac{2A(E_m-E_2)}{M-CE_2}} \left\{ \frac{2}{3}(E_m-E_2) - \left| 1 + \frac{E_2-E_t}{2(E_m-E_2)} \right| \cdot \frac{M-(C+B)E_2}{B} \right\} \quad (20)$$

где

$$V_0 = 2r_D \left[\frac{M}{A} L_0 + \left(1 + \frac{B}{A} \right) (E_t - E_1) \sqrt{1 - \frac{2K}{An_0(E_t - E_1)}} \right] \quad (21)$$

Ниже, для определения E_1 , $\frac{K}{n_0}$ и E_m , используются уравнения (11), (18) и (20).

Так как

$$j \approx j_n = en_0 A E_1 + eD_n \frac{dn}{dx} \Big|_{E_1} = en_0 \left(A E_1 + \frac{K}{n_0} \right), \quad (22)$$

имеем для вольт-амперной характеристики диода Ганна выражение

$$j = en_0 M. \quad (23)$$

Рассмотрим ниже конкретные приближения. Заметим, что конечным соотношениям можно придать разную форму. Результаты анализа приведены в табл. 1.

Таблица 1

Взаимосвязь скорости домена M , максимальной напряженности электрического поля E_m , ширины домена $L-L_0$ и среднего напряжения в нем $\frac{V-V_0}{L-L_0}$ друг с другом и их зависимости от параметров материала.

$\frac{M}{n}$	$M - CE_2$	$E_m - E_2$	$L - L_0$	$\frac{V - V_0}{L - L_0}$
I	$\frac{12A\tau_0^2(V-V_0)}{(L-L_0)^3}$	$\frac{3}{2} \frac{(V-V_0)}{(L-L_0)}$	$2\tau_0 \sqrt{\frac{2A(E_m-E_2)}{M-CE_2}}$	$\frac{2}{3}(E_m-E_2)$
II	$2A \frac{\tau_0}{L-L_0} \sqrt{E_2 E_t}$	$\frac{1}{2} \sqrt{\frac{V-V_0}{\tau_0}} \sqrt{E_2(E_t - \frac{C}{A}E_2)}$	$\sqrt{\frac{36\tau_0^2(V-V_0)^2}{E_2(E_t - \frac{C}{A}E_2)}}$	$\frac{4(E_m-E_2)^2(M-CE_2)}{3E_2(AE_t-CE_2)}$
III	$B \left[E_2 - \frac{V-V_0}{L-L_0} \right]$	$\frac{AE_t}{2B} + \frac{V-V_0}{4\tau_0} \sqrt{\frac{E_t}{E_2}}$	$\frac{B(V-V_0)}{(C+B)E_2-M}$	$\frac{(C+B)E_2-M}{B}$
IV	$\left[E_2 - \frac{V-V_0}{L-L_0} \right] \left(\frac{1}{B} + \frac{2}{9} + \frac{3}{2} \right)$ $\left(1 + \frac{9}{B} \right)^3 \sqrt{\frac{9(L-L_0)^2}{\tau_0^2 A q^2}}$	$\sqrt{\frac{9}{8} \frac{(L-L_0)^2}{\tau_0^2 A q^2} (M-CE_2)^2}$	$\sqrt{\frac{8A\tau_0^3}{9q}} \cdot \tau_0$	$\frac{2}{3} \left(1 + \frac{9}{B} \right) \left(1 - \frac{3}{4} \tau \right) \cdot (E_m - E_2)$

Примем, что $E_2 - E_1 < 2(E_m - E_2)$, тогда можно получить из (18) и (20) результаты, указанные в I строке табл. 1. Проанализируем случай, когда максимальное поле в домене не слишком велико по сравнению с E_2 . Из (11) следует

$$E_m - E_2 \approx \left| 1 + \frac{E_2 - E_1}{2(E_m - E_2)} \right| \frac{2(E_m - E_2)^2(M - CE_2)}{(AE_1 - M)E_2} \quad (24)$$

и можно получить выражения:

$$\frac{V - V_0}{L - L_0} = E_2 - \frac{M - CE_2}{B} + \frac{4}{3} \frac{(E_m - E_2)^2(M - CE_2)}{E_2(AE_1 - CE_2)} \quad (25)$$

$$\frac{L - L_0}{\sqrt{2r_D}} = \frac{E_2(AE_1 - CE_2)}{\sqrt{(M - CE_2)^2(E_m - E_2)}} \quad (26)$$

При большом приложенном к образцу напряжении E_m заметно больше E_2 и поэтому в правой части (25) можно оставить лишь последний член. Результаты, соответствующие этому случаю, представлены во II строке табл. 1. Выражение для $E_m - E_2$ в этом случае отличается от выражения, полученного в (1), численным коэффициентом и наличием рядом с E_m , V и E_1 соответственно E_2 , V_0 и $\frac{CE_2}{A}$. Для

случая сравнительно небольших значений максимального поля в домене в правой части (25) можно пренебречь последним членом.

Результаты, соответствующие этому случаю, собраны в III строке табл. 1.

Если рассмотреть случай, когда в (12)

$$v_{III} = CE_2 + q(E - E_2), \quad (27)$$

то, проводя аналогичным путем расчеты, имеем при $q > 0$

$$\begin{aligned} \frac{L - L_0}{2r_D} = & \sqrt{\frac{A(E_m - E_2)}{M - CE_2}} \left| \frac{AE_2E_1 - CE_2^2}{2(E_m - E_2)(M - CE_2)} \left(1 - \frac{r}{4} - \frac{r^2}{8}\right) + \right. \\ & \left. + \frac{r}{3} \left(1 - \frac{r}{4}\right)^2 \right| \approx \sqrt{A} \frac{E_2(AE_1 - CE_2) + \frac{2}{3} q(E_m - E_2)^2}{\sqrt{2(E_m - E_2)(M - CE_2)^2}} \quad (28) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} V - V_0 = & \left(E_2 - \frac{M - CE_2}{B} \right) (L - L_0) + \frac{4}{3} r_D \left(1 + \frac{q}{B} \right) \sqrt{\frac{2Ar}{q}} \left(1 - \frac{3}{4} r \right) \times \\ & \times (E_m - E_2). \quad (29) \end{aligned}$$

$$\text{Здесь} \quad r = \frac{q(E_m - E_2)}{M - CE_2} < 2. \quad (30)$$

Наиболее интересен случай, когда

$$\frac{2}{3} q (E_m - E_2)^2 > E_2 (AE_1 - CE_2); \quad (31)$$

результаты, соответствующие этому случаю, приведены в IV строке табл. 1.

Растущий с полем участок дрейфовой скорости v_{in} резко ограничивает амплитуду домена. На величину q из (30) и (31) накладывается довольно жесткое требование

$$\frac{64r_D^2 A}{9(L-L_0)^2} > q > \frac{3E_2(AE_1 - CE_2)}{(E_m - E_2)^2}. \quad (32)$$

Используя результаты, собранные в I строке табл. 1, можно получить выражение для AE_1 в виде

$$AE_1 = M \pm \sqrt{M^2 + AB\Phi E_2^2 - \frac{16A^2 r_D^2 E_m (E_m - E_2)}{(L-L_0)^2}}. \quad (33)$$

Для $q > 0$ к члену $AB\Phi E_2^2$ прибавляется $q(E_m - E_2)^2$.

Можно получить также значение K в виде

$$\frac{K}{n_0} = A(E_1 - E_2) \cdot \frac{2 \exp \frac{L-L^*}{2r_D}}{\left| \exp \frac{L-L^*}{2r_D} - 1 \right|^2}, \quad (34)$$

где значение $L^* = L - L_0 = 2r_D \sqrt{\frac{2A(E_m - E_2)}{M - CE_2}}$ найдется из уравнения

$$\begin{aligned} \frac{L-L^*}{2r_D} = \ln & \left| AE_1 - CE_2 - \frac{1}{2} \left(\frac{4r_D}{L^*} \right)^2 A(E_m - E_2) \pm \left| A(E_1 - E_2) \times \right. \right. \\ & \times \left| AE_1 + AE_2 - 2CE_2 - \left(\frac{4r_D}{L^*} \right)^2 A(E_m - E_2) \right|^{\frac{1}{2}} \left| - \ln \left[AE_1 - CE_2 - \frac{1}{2} \times \right. \right. \\ & \times \left. \left. \left(\frac{4r_D}{L^*} \right)^2 A(E_m - E_2) \right] \right|. \end{aligned} \quad (35)$$

Как известно, домен возникает при $E \neq E_1$, поэтому L_0 можно считать частью образца, где нет домена: тогда V_0 — падение напряжения на ней. Из (33)–(35) можно найти значения E_1 , K , ширины домена. В частности, из (33) следует, что минимально возможный размер СДСП в сильнолегированных полупроводниках равен

$$L_{min}^* = 4r_D \sqrt{\frac{A(E_m - E_2)(AE_m - CE_2)}{(C^2 + AB\Phi)E_2^2}}. \quad (36)$$

Для GaAs с $n_0 \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $E_m = 80 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$, $A = 5000 \frac{\text{см}^2}{\text{в.сек}}$,

$E_2 \approx 20 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$, получим $L_{min}^* = 2,6 \text{ мк}$. Оценка показывает, что мин-

миллиметровая ширина СДСП в 160 раз больше ширины треугольного домена Шоттки при тех же параметрах материала. Такие длины, как L_{min} , не являются экстраординарными для современных планарных диодов Ганна (¹⁻⁵).

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Армянской ССР

Հայկական ՍՍՀ ԳԱ թղթակից-անդամ՝ Գ. Մ. ԱՎԱԴՅԱՆՑ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ:

Ուժեղ լեզիրացված կիսահաղորդիչներում Գանի էֆեկտի տեսության
ճարգի շուրջը :

Տեսականորեն հետազոտվում է Գանի դիոդներում և դոմենի ձևի և տարածության կախումը ուժեղ լեզիրացված կիսահաղորդիչների սպարամետրերից և սարքին տրված լարումից:

Л И Т Е Р А Т У Р А — Կ Ր Ա Ն Ա Ն ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

¹ B. L. Gelmont, M. S. Shur, Electron. Lett. 6, 385 (1970). ² Д. Кэрролл, СВЧ генераторы на горячих электронах, Мир., М., 1972. ³ А. А. Жеребцова, Зарубежная электронная техника, 6, 3 (1973). ⁴ Р. А. Валятов, Б. Н. Макаренко, Э. Д. Прохоров. В кн. Радиопередающие устройства на полупроводниковых приборах, под ред. Р. А. Валятова и Н. А. Попова. Сов. радио, М., 1973. ⁵ P. N. Butcher, W. Fawcett, C. Hilsum, Brit. J. Appl. Phys. 17, 841 (1966).