

ВЛИЯНИЕ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ НА СРЕДНЮЮ ПО ВРЕМЕНИ ВОЛЬТ-АМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ ДИОДА ГАННА

В. М. АРУТЮНЯН

Изучено влияние на ВАХ полевого выброса электронов с глубоких акцепторных уровней и захвата ими электронов с центральной и боковой долин.

При движении домена сильного электрического поля (ДСЭП) в полупроводнике, в верхней половине запрещенной зоны которого наряду с мелкими ионизированными донорными центрами (с концентрацией N_d) имеются глубокие акцепторные центры (с концентрацией N_a), возможна ионизация акцепторов горячими электронами.

Основными процессами в указанной системе являются (рис. 1): обмен электронами между долинами, захват электронов из центрального и бокового минимумов на акцепторные центры, а также ударная ионизация горячими электронами в сильном электрическом поле домена электронов, на-

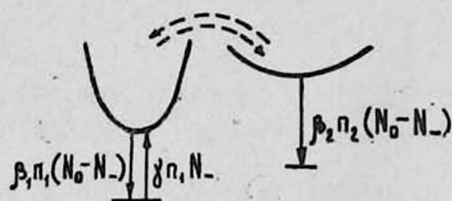


Рис. 1.

ходящихся на глубоких центрах, в зону проводимости. При этом считается, что поле недостаточно для непосредственного выброса электронов в верхнюю боковую долину и, тем более, для осуществления ударной ионизации типа зона-зона.

Наличие двух механизмов изменения концентрации свободных носителей заряда — увеличивающегося с полем E захвата электронов на глубокие уровни и увеличивающейся с полем примесной ударной ионизации, имеющих место в условиях интенсивного междолинного переноса, сильно затрудняет количественное описание явлений, происходящих в домене. Ясно, что в такой системе возникнет дополнительная неустойчивость [1]; при определенном соотношении между параметрами колебания могут иметь место даже при положительной дифференциальной проводимости [2], появятся аномалии в амплитудно-частотных зависимостях генерационно-рекомбинационного шума [3, 4]. Должны существенно измениться средняя по времени ВАХ диода и полевая зависимость дрейфовой скорости электронов, так как эти зависимости резко меняются при учете рассеяния электронов в центральной долине на ионизированных примесях [5] или учете захвата и ударной ионизации типа зона-зона [5—8]. Нами предпринята

попытка аналитически описать среднюю по времени ВАХ указанного выше диода.

Ниже предполагается, что концентрация электронов в центральной долине (n_1) и в боковых минимумах (n_2) связаны друг с другом в зависимости от напряженности электрического поля E в ДСЭП так

$$\frac{n_2}{n_1 + n_2} = \frac{n_2}{n} \simeq \left(\frac{E}{E_n} \right)^q, \quad (1)$$

причем E_n превышает пороговое значение для «чистого» эффекта Ганна, равное в $GaAs$ 3,3 кВ/см. При выборе такого вида мы руководствовались тем, что в ряде работ [6, 9—11] эти зависимости рассчитаны или экспериментально измерены, причем в различных работах $q=2$; 4,5 и др. значениям. Учет непараболичности зоны проводимости в $GaAs$ приводит к значению q меньше единицы.

Однако указанные значения q относятся к случаю, когда в слабо легированном полупроводнике реализованы еще сравнительно малые напряженности электрического поля в домене. Поэтому для исследуемой здесь структуры вид (1) выбран фактически произвольно, поскольку пока невозможно отдать предпочтение какой-либо иной форме зависимости n_2/n от поля. Тепловым выбросом электронов с глубоких акцепторов в долины здесь пренебрегается из-за меньшей по сравнению с полевой скоростью тепловой генерации.

Если β'_1 и β'_2 — коэффициенты захвата из центральной и из боковой долин, N_- — концентрация глубоких акцепторов, уже захвативших электрон, то скорости захвата есть $\beta'_1 n_1 (N_0 - N_-)$ и $\beta'_2 n_2 (N_0 - N_-)$. Тогда для каждого типа электронов можно записать следующие уравнения:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{\partial J_{n1}}{\partial x} = \gamma n_1 N_- - \beta'_1 n_1 (N_0 - N_-), \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} + \frac{\partial J_{n2}}{\partial x} = -\beta'_2 n_2 (N_0 - N_-), \quad (3)$$

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} = -\gamma n_1 N_- + \beta'_2 n_2 (N_0 - N_-), \quad (4)$$

где γ — коэффициент ударной ионизации акцептор — зона проводимости.

Если в рассматриваемой области полей считать скорости электронов в центральной (v_{n1}) и боковой (v_{n2}) долинах не зависящими от поля, то введя обозначения

$$\xi = \frac{n_2}{n_1}, \quad \tau_{10} = \frac{1}{\beta'_1 N_0}, \quad \tau_{21} = \frac{1}{\beta'_2 N_0} \cdot \frac{v_{n2} - v_D}{v_{n1} - v_D} = \frac{1}{\beta'_2 N_0}, \quad (5)$$

из риманова решения уравнений (2)—(4) нетрудно получить следующее выражение для величины объемного заряда $\rho = e(N_g - N_- - n_1 - n_2)$:

$$\frac{\rho}{e} = \frac{N_g + \left(\frac{1}{\tau_{21}} - \frac{1}{\tau_{10}}\right) \left(\gamma N_0 + \frac{1}{\tau_{10}} - \frac{1}{\tau_{21}}\right)^{-1} N_0 - \frac{(1+\xi) J_n}{e(v_{n1} + \xi v_{n2})}}{1 + \frac{(1+\xi) v_D}{v_{n1} + \xi v_{n2}} - \frac{N_0(v_{n1} - v_D)}{\gamma N_0 + \frac{1}{\tau_{10}} - \frac{1}{\tau_{21}}} \frac{4\pi e}{\varepsilon} \frac{\partial \ln \xi}{\partial E}}. \quad (6)$$

Приняв следующие реально выполнимые неравенства

$$\xi_m v_{n2} > v_{n1} > v_{n2}, \quad \beta_3 > \beta'_1, \quad \gamma_m > \beta'_1, \quad (7)$$

из (6) можно получить выражение

$$\frac{\gamma_m}{\beta_3} = \frac{v_{n2} - v_D}{v_{n1} - v_D} \frac{J_2}{J - J_1}, \quad (8)$$

где J — полный ток,

$$J_1 = e v_{n2} N_g, \quad J_2 = e v_{n2} N_0. \quad (9)$$

Индекс m указывает на значение величин в вершине, где напряженность электрического поля E_m максимальна.

Для использованных в [7, 13] зависимостей

$$\gamma = \gamma_\infty \exp\left(-\frac{c}{E^2}\right), \quad \beta_3 = \beta_3^0 \left(\frac{E}{\varepsilon_n}\right)^2 \quad (10)$$

из уравнения (8) имеем

$$\left(\frac{\varepsilon_n}{E_m}\right)^2 \exp\left(-\frac{c}{E_m^2}\right) = \frac{\beta_3^0}{\gamma_\infty} \frac{v_{n1} - v_D}{v_D - v_{n2}} (\tilde{n} - 1), \quad (11)$$

где

$$\tilde{n} = \frac{N_0}{N_g \left(1 - \frac{J}{J_1}\right)}. \quad (12)$$

При ионизации типа уровень—зона проводимости дырки не возникают и поэтому до порогового значения напряженности электрического поля $E_{кр}$ можно пользоваться результатами, полученными в [14], согласно которым выражение для величины объемного заряда записывается в виде

$$\rho(E) = \rho_0 \sqrt{\frac{E}{E_R} - 1}. \quad (13)$$

Значения ρ_0 и v_D можно получить из формул (15) и (29) работы [13].

Из (13) при граничных условиях

$$E = E_R, \quad x = 0; \quad E = E_{кр}, \quad x = x_{кр} \quad (14)$$

имеем

$$x_{кр} = \frac{\varepsilon E_R}{2\pi\rho_0} \sqrt{\frac{E_{кр}}{E_R} - 1}, \quad E_I = E_R \left(1 + \frac{4\pi^2\rho_0^2}{\varepsilon^2 E_R} x^2\right), \quad (15)$$

где E_R — величина напряженности электрического поля на границе доме-

на. Из выражения (6) для ρ при использовании неравенств (7) и легко выполняемого с ростом E приближения

$$\left(1 + \frac{v_D}{v_{n2}}\right) E (\gamma - \beta_3) > (v_{n1} - v_D) \frac{4\pi e k}{\varepsilon} \quad (16)$$

можно получить выражение для E в виде

$$\begin{aligned} E - E_{кр} - \frac{\beta_3^0 \bar{n}}{\varepsilon_n^2} \left\{ (E^3 + 2cE) \frac{1}{3\gamma(E)} - (E_{кр}^3 + 2cE_{кр}) \frac{1}{2\gamma(E_{кр})} - \right. \\ \left. - \frac{4\sqrt{c^3}}{3\gamma_\infty} \left[y\left(\frac{\sqrt{c}}{E}\right) - y\left(\frac{\sqrt{c}}{E_{кр}}\right) \right] - \frac{\beta_3^0 (\bar{n} - 1)}{5\varepsilon_n^2} \left[\left(E^3 + \frac{4}{3} cE^3 + \right. \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{16}{3} c^2 E \right) \frac{1}{\gamma^2(E)} - \left(E_{кр}^3 + \frac{4}{3} cE_{кр}^3 + \frac{16}{3} c^2 E_{кр} \right) \frac{1}{\gamma^2(E_{кр})} \right] + \\ \left. + \frac{16\sqrt{2}c^5\beta_3^0(\bar{n}-1)}{5\gamma_\infty^2\varepsilon_n^2} \left[y\left(\frac{\sqrt{2c}}{E}\right) - y\left(\frac{\sqrt{2c}}{E_{кр}}\right) \right] \right\} = \frac{4\pi e N_0 (x - x_{кр})}{\varepsilon_n \left(1 + \frac{v_D}{v_{n2}}\right)}. \quad (17) \end{aligned}$$

Таблица значений функции $y(u)$ содержится в [15], стр. 80.

Ширину слоя умножения ДСЭП получим с помощью граничного условия $E=E_m$, $x=d$. Это означает пренебрежение размером обогащенного слоя по сравнению с шириной обедненного слоя, что имеет место в реальных диодах. Среднюю по времени ВАХ диода можно найти из выражения

$$V = \frac{1}{2} E_m (d - x_{кр}) + \frac{1}{2} E_{кр} d. \quad (18)$$

Для численных оценок в уравнении (11) используем следующие значения входящих в (11) величин: $N_g = 0,95 N_0$, $\gamma_\infty = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ [7], $\varepsilon_n = 2,6 \text{ кв/см}$ [14], $\beta_2' = 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}$ [7, 16] (полученные величины E_m и J/J_1 сохраняются и в случае, когда ε_n больше порога возникновения ганновских осцилляций [4], например, для $\beta_2' = 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}$ и $\varepsilon_n = 3,7 \text{ кв/см}$), $\sqrt{c} = 100 \text{ кв/см}$, $v_{n1} - v_D = 1,16 (v_D - v_{n2})$. Тогда уравнению (11) удовлетворяют следующие пары величин E_m и тока: $E_m = 19 \text{ кв/см}$ и $J = 0,007 J_1$; $E_m = 20 \text{ кв/см}$ и $J = 0,38 J_1$; $E_m = 21 \text{ кв/см}$ и $J = 0,875 J_1$, т. е. имеет место резкий рост тока с напряжением. ВАХ имеет вид, схематически показанный на рис. 2. Можно убедиться, что на ВАХ, по крайней мере при $J < J_1$, нет участка ОС S-типа. Численные расчеты показали, что значения J/J_1 при фиксированном значении E_m уменьшаются с увеличением отношения N_g/N_0 . Таким образом, развитие примесной ударной ионизации глубоких уровней может существенно изменить один из важных параметров диода — ширину ВАХ. Уменьшение ширины ВАХ чаще всего является физической причиной отказа при работе прибора.

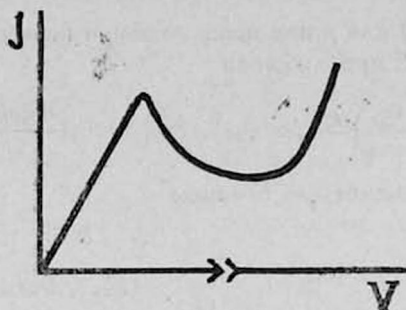


Рис. 2.

В заключение отметим, что сейчас в литературе нет установившегося мнения о виде зависимости коэффициентов ударной ионизации глубоких уровней γ и захвата β от напряженности электрического поля [14, 17]. Часто отсутствуют и экспериментально найденные значения констант, входящих в эти зависимости.

Заметим, что настоящее рассмотрение легко распространить на случай существенно иных, чем (10), зависимостей γ и β от E . Аналитические выражения для E и $d-x_{кр}$ будут выражаться (см. [14]) через специальные функции (интегральную показательную функцию $Ei(z)$; связанную с интегралом ошибок функцию $y(u)$ [15] и др. при степенной зависимости β от E с положительным показателем степени, кратным $1/2$, и при экспоненциальной зависимости γ от E типа $\gamma \sim \exp(-b/E)$ и $\gamma \sim \exp(-c/E^2)$). Выбор γ в виде $\gamma_0 e^{\lambda E}$ позволяет получить аналитические выражения для любой растущей с E степенной зависимости β^*). В [14] проведен также анализ случая, когда примесная ударная ионизация имеет место в условиях полевой зависимости $v_{ли}$.

Институт радиопизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 3.X.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Н. Артеменко и др. ФТП, 14, 1613 (1972).
2. В. Л. Бонч-Бруевич. ФТП, 3, 357 (1969).
3. А. Ф. Кравченко и др. ФТП, 8, 721 (1974).
4. Б. С. Лисенкер и др. ФТП, 9, 151 (1975); Микроэлектроника, 4, 317 (1975).
5. М. Е. Левиштейн, Ю. К. Пожела, М. С. Шур. Эффект Ганна, Изд. Советское радио, М., 1975.
6. Генерация СВЧ колебаний с использованием эффекта Ганна, Материалы Всесоюзного симпозиума, Новосибирск, ИФП СО АН СССР, 1974.
7. Б. Л. Гельмонт, М. С. Шур. ФТП, 7, 76, 453, 538 (1973).
8. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян. Изв. вузов, Радиотехника, 17, 87 (1974); Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 115, 189 (1975); Радиотехника и электроника, 20, 1960 (1976).
9. H. Kroemer. IEEE Trans., ED-13, 27 (1966).
10. B. W. Hakki. J. Appl. Phys., 38, 808 (1967).

* Выполнение неравенства (16) требуется, разумеется, для всех вариантов зависимостей γ и β .

11. J. Wang. J. Inst. Math. and Appl., 11, 251 (1973).
12. G. A. Acket. Phil. Res. Repts., 22, 541 (1967).
13. Б. А. Гельмонг, М. С. Шур. ФТП, 5, 2116 (1971).
14. В. М. Арутюнян и др. Препринт ИРФЭ АН АрмССР № 2, Ереван, 1975.
15. Е. Янке и др. Специальные функции, Изд. Наука, М., 1964.
16. J. S. Heeks, A. D. Woode. IEEE Trans., ED-14, 512 (1967).
17. В. А. Кузьмин и др. ФТП, 9, 1729 (1975).

ԽՈՐԸ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐԻ ՀԱՐՎԱԾԱՅԻՆ ԻՈՆԻԶԱՑԻԱՅԻ
ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԳԱՆՆԻ ԴԻՈԴԻ ԸՍՏ ԺԱՄԱՆԱԿԻ
ՄԻՋԻՆ ՎՈՒՏ-ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԻ ՎՐՈ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Ուսումնասիրվում է խորը ակցեպտորային մակարդակներից էլեկտրոնների դաշտի օգնությամբ աղատման և հիմնական և եզրային հովիտներից էլեկտրոնների գրավման ազդեցությունը վոլտ-ամպերային բնութագրի վրա:

THE EFFECT OF IMPACT IONIZATION OF DEEP LEVELS ON THE TIME-AVERAGED CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTIC OF GUNN DIODE

V. M. HARUTYUNYAN

The effect of field emptying of deep acceptor levels and the capture of electrons from the central and high valleys on the C—V characteristic has been studied.