

## К ТЕОРИИ ДОМЕННОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ДВУХДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. М. АРУТЮНЯН, А. Г. ВАРОСЯН

Проведено теоретическое рассмотрение доменной неустойчивости в электронном арсениде галлия при учете захвата электронов из центральной и бокового минимумов на акцепторные центры, энергетически расположенные в верхней половине запрещенной зоны.

При исследовании диодов Ганна на эпитаксиальных пленках  $n\text{-GaAs}$  наблюдался ряд эффектов, связанных с захватом носителей на центры: нарушение когерентности осцилляций, превращение их в шумовые; ганновские осцилляции с монотонно уменьшающимся средним током с двумя возможными наклонами в течение каждого пролета (ток постоянен или уменьшается). Часто высокочастотные осцилляции имеют место только кратковременно и открывают путь для низкочастотных осцилляций [1—4]. Низкочастотные осцилляции в высокоомном  $n\text{-GaAs}$  наблюдались в [5—9] и др. работах. В [10] наблюдались низкочастотные колебания тока в  $n\text{-InP}$ . В ряде работ [11—18] эти вопросы изучены теоретически с привлечением различных форм зависимости коэффициента захвата электронов от поля и различных соображений о природе центров захвата и пороге появления осцилляций. В этих работах рассматривается захват на ловушки электронов лишь из центральной долины.

Ниже мы воспользуемся методикой расчета, предложенной Б. Л. Гельмонтом и М. С. Шуром [16], для построения теории рекомбинационных доменов с учетом захвата на уровни электронов из центральной и боковой долин. Дело в том, что в работах [7—10] экспериментально показано, что при определенных условиях захват электронов из боковой долины может осуществляться значительно сильнее, чем из центральной долины. Заметим также, что в [19, 20] считается, что низкочастотные осцилляции в  $\text{GaAs}$  вызваны перезарядкой примесных уровней в сильных полях.

В наших расчетах используется следующая формула [7, 8] для зависимости времени захвата электронов  $\tau$  от напряженности электрического поля  $E$ :

$$\frac{1}{\tau(E)} = \frac{1}{\tau_1} [1 + \eta(p - 1)], \quad (1)$$

причем

$$\tau_1 = \frac{1}{c_1(E) N^0} = \frac{\tau_{10}}{\nu(E)}, \quad \nu(E) = \frac{c_1(E)}{c_{10}},$$

$$\eta = \frac{n_2}{n_1 + n_2} = \frac{n_2}{n}, \quad p = \frac{\tau_1}{\tau_2}. \quad (2)$$

Здесь  $n_1$  и  $n_2$  — концентрации электронов в центральном и боковом минимумах,  $n$  — полная концентрация электронов,  $\tau_1$  и  $\tau_2$  — времена захва-

та электронов из центрального и бокового минимумов,  $c_1(E)$  — зависящий от поля коэффициент захвата на центры из центральной долины,  $c_{10}$  и  $\tau_{10}$  — коэффициент и время захвата при слабом поле,  $N^0$  — концентрация незаполненных акцепторных центров, энергетически расположенных в верхней половине запрещенной зоны, что позволяет считать их взаимодействующими лишь с зоной проводимости. Последнее возможно, в частности, при отсутствии в системе сколь-нибудь заметной концентрации дырок.

Для случая, когда  $\rho = \text{const}$ , (1) можно переписать в виде

$$\frac{\tau(0)}{\tau(E)} = v(E) [1 + \eta(p-1)]. \quad (3)$$

Объемный заряд  $\rho = e(N_g - N^- - n)$  связан фактически только с изменением концентрации пустых и заряженных центров, т. е.  $\rho \simeq e(N^0 - N_0^0) = e(N_0^- - N^-)$ , где  $e$  — заряд электрона,  $N^-$  и  $N_0^-$  — концентрации заполненных центров при наличии и отсутствии электрического поля,  $N_0^0$  — концентрация пустых центров при отсутствии электрического поля,  $N_g$  — концентрация доноров. Если учесть, что объемный заряд в домене мал ( $\rho \ll eN_0^0$ ,  $eN_0^-$ ), а скорость домена  $u$  меньше дрейфовой скорости электронов  $V(E)$ , то можно считать, что ток смещения также мал. При условии малости диффузионного тока стандартную систему уравнений теории рекомбинационного домена для однозарядного центра можно решить методом итераций (см. [16]).

В нулевом приближении имеем

$$n^{(0)} V(E) = n_3 V(E_1), \quad (4)$$

$$\frac{4\pi u}{e\epsilon} \rho^{(0)} \frac{d\rho^{(0)}}{dE} = \frac{n^{(0)}}{\tau(E)} - \frac{n_3}{\tau(0)}, \quad (5)$$

где  $n_3 = gN_0^- \tau(0)$  и  $E_1$  — концентрация электронов и напряженность электрического поля вне домена,  $g$  — обратное время тепловой генерации электронов с заполненных центров.

Решение уравнений (4) и (5) есть

$$[\rho^{(c)}(E)]^2 = \frac{\rho_0^2 u}{E_1 |u|} \int_{E_1}^E \left[ \frac{j(E_1)}{j(E')} - 1 \right] dE', \quad (6)$$

где

$$j(E) = en_3 \frac{V(E)}{v(E)} [1 + \eta(p-1)]^{-1}, \quad \rho_0^2 = \frac{\epsilon en_3 E_1}{2\pi |u| \tau(0)}. \quad (7)$$

Из правила площадей для обратных токов [12, 16] можно найти экстремальное поле в домене (максимальное для домена сильного поля и минимальное для домена слабого поля). Мы ограничимся случаем  $u < 0$ , что соответствует движению домена от катода к аноду и существованию доменов сильного поля. Для  $v(E)$ ,  $\eta(E)$  и  $V(E)$  мы используем зависимости [21—23]

$$v(E) = \sqrt{E/E_n}, \quad \eta = \frac{(E/F)^2}{1 + (E/F)^2}, \quad V(E) = V_0 \frac{(E/F)(1 + BE/F)}{1 + (E/F)^2}, \quad (8)$$

где  $V_0 = AE_1$ ,  $B = V'/V_0$ ,  $A$  — низкополевая подвижность,  $E_1$  — поле, соответствующее максимальному значению дрейфовой скорости электронов при наличии ловушек [24, 25],  $F$  — нормировочное поле в зависимостях  $\eta(E)$  и  $V(E)$ ,  $E_n < E_1$ ,  $V'$  — значение скорости насыщения на  $V$ - $E$ -кривой. В отличие от [23] нами выбрана аппроксимация зависимости  $V(E)$  с учетом насыщения дрейфовой скорости после участка отрицательной дифференциальной проводимости. С учетом вышеизложенного получаем

$$\rho^2(E) = \frac{2\rho_0^2 A}{V_0 \sqrt{E_n}} \left[ \frac{F^{3/2}}{\sqrt{B}} \left( 1 + \frac{p}{B^2} \right) \left( \arctg \sqrt{\frac{BE}{F}} - \arctg \sqrt{\frac{BE_1}{F}} \right) + \right. \\ \left. + \frac{p}{3B} (E^{3/2} - E_1^{3/2}) - \frac{pF}{B^2} (\sqrt{E} - \sqrt{E_1}) \right] - \rho_0^2 \left( \frac{E}{E_1} - 1 \right). \quad (9)$$

Приняв следующие неравенства

$$\frac{\sqrt{E} - \sqrt{E_1}}{\sqrt{F/B} + \sqrt{BEE_1}/F} < 1, \quad \frac{B}{F} \sqrt{EE_1} < 1 < \frac{p\sqrt{EE_1}}{BF} \quad (10)$$

(что, например, выполняется при  $E_1 = 200$  в/см,  $B = 0,25$ ,  $p = 10$ ), из условия  $\rho(E_m) = 0$  находим

$$\frac{2pE_1^{3/2}}{3BF\sqrt{E_n}} \left( \sqrt{\frac{E_m}{E_1}} - 1 \right)^2 = \sqrt{\frac{E_m}{E_1}} + 1. \quad (11)$$

В первом приближении из системы уравнений имеем

$$\frac{4\pi u}{\epsilon e} \frac{d}{dE} (\rho^{(0)} \rho^{(1)}) = \frac{\rho^{(0)}(E)}{e} \left\{ g + n_3 c(E) \frac{V(E_1)}{V(E)} + \frac{uc(E)}{V(E)} N_0^+ + \right. \\ \left. + \frac{4\pi e V(E_1)}{\epsilon V^3(E)} D n_3 c(E) N_0^+ \frac{dV(E)}{dE} + \frac{4\pi u n_3 V(E_1)}{\epsilon V^2(E)} \frac{dV(E)}{dE} \right\}. \quad (12)$$

Интегрируем (12), для скорости домена получаем

$$-u = V(E_1) \left\{ n_3 \left( \frac{1}{N_0^+} + \frac{1}{N_0^-} \right) + \frac{\tau(0)}{\tau_m} E_1 D \left\langle \frac{1}{V^3(E) \tau(E)} \frac{dV(E)}{dE} \right\rangle \right\} \times \\ \times \left\{ 1 + \frac{\tau(0)}{\tau_m} V(E_1) E_1 \left\langle \frac{1}{V^2(E)} \frac{dV(E)}{dE} \right\rangle \right\}^{-1}, \quad (13)$$

где  $\tau_m = e/4\pi n_3 A$  — максвелловское время диэлектрической релаксации полупроводника,  $D$  — коэффициент диффузии электронов. Символ  $\langle f \rangle$  означает операцию усреднения с весом  $\rho^{(0)}$

$$\langle f \rangle = \left[ \int_{E_1}^{E_m} \rho^{(0)} f dE \right] \left[ \int_{E_1}^{E_m} \rho^{(0)} dE \right]^{-1}. \quad (14)$$

Скорость домена можно определить, вычислив интегралы

$$\Phi_1 = \int_{E_1}^{E_m} \rho^{(0)}(E) dE, \quad (15)$$

$$\Phi_2 = \int_{E_1}^{E_m} \frac{\tau(0) \rho^{(0)}(E)}{V^3(E) \tau(E)} \frac{dV(E)}{dE} dE, \quad (16)$$

$$\Phi_3 = \int_{E_1}^{E_m} \frac{\rho^{(0)}(E)}{V^3(E)} \frac{dV(E)}{dE} dE. \quad (17)$$

Тогда

$$-u = V(E_1) \left[ n_3 \left( \frac{1}{N_0^0} + \frac{1}{N_0^-} \right) + \frac{E_1 D}{\tau_m} \frac{\Phi_2}{\Phi_1} \right] \times \\ \times \left[ 1 + \frac{\tau(0)}{\tau_m} V(E_1) E_1 \frac{\Phi_3}{\Phi_1} \right]^{-1}. \quad (18)$$

При вычислении интегралов (15)–(17) используются (3) и (8), а также следующее неравенство, обозначения и приближения:

$$\frac{y+1}{(y-1)^2} > \alpha \equiv \frac{2pE^{3/2}}{3BF\sqrt{E_n}}, \quad y \equiv \sqrt{\frac{E}{E_1}}, \quad b \equiv \sqrt{\frac{F}{BE_1}}, \quad (19)$$

$$\sqrt{y^2-1} \approx y \left( 1 - \frac{1}{2y^2} \right), \quad \frac{1}{2y^2-1} \approx \frac{1}{2y^2} \left( 1 + \frac{1}{2y^2} \right).$$

Полученные выражения весьма громоздки и здесь они не приводятся. Приближенно их можно записать в виде

$$\Phi_1 \approx \rho_0 E_1 \left\{ \sqrt{\frac{E_m}{E_1} - 1} \left[ \left( \alpha + \frac{2}{3} \right) \frac{E_m}{E_1} + 3\alpha - \frac{2}{3} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\alpha}{4} \sqrt{\frac{E_m}{E_1}} \left( \frac{E_m}{E_1} + \frac{15}{2} \right) \right] - \frac{15}{8} \alpha \ln \left| \sqrt{\frac{E_m}{E_1} - 1} + \sqrt{\frac{E_m}{E_1}} \right| \right\}, \quad (20)$$

$$\Phi_2 \approx \frac{7\rho_0 p V \sqrt{F^3}}{9 V_0^2 E_n \sqrt{B^3 E_1}}, \quad (21)$$

$$\Phi_3 \approx \frac{\rho_0 p}{3 V_0 B} \sqrt{\frac{E_1}{E_n}} \left( 1 + \frac{5BF\sqrt{E_n}}{pV\sqrt{E_1^3}} \right). \quad (22)$$

Выражение (20) получено с помощью использования неравенств (10) и разложения подынтегрального выражения в ряд с учетом (19). Пренебрегая при тех же условиях (10) и (19) малыми членами по сравнению с  $b^2$  и учитывая, что  $b^2 > y^2$  и наибольшим членом после интегрирования в  $\Phi_2$  является  $28 b^4/3y^2$  на нижнем пределе интегрирования, приходим к выражению (21). А (22) получено в пренебрежении малыми членами по сравнению с  $b^2$  и  $\frac{1}{B^2}$  и с использованием неравенств (10), (19) и  $3 < 2 b^4 B^2$ , а также разложений

$$\ln \left( 1 + \frac{1}{b^2} \frac{E_m}{E_1} \right) \approx \frac{1}{b^2} \frac{E_m}{E_1},$$

$$\ln \frac{E_m}{E_1} \approx 1 - \frac{E_1}{E_m} + \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{E_1}{E_m} \right)^2.$$

Подстановка (20)–(22) в (18) показывает, что скорость домена в значительной степени зависит от отношения времени захвата  $\rho$ . Вклад второго члена в числителе (18) резко увеличивается по сравнению со вкладом второго члена в формулу (27) работы [16]. Если принять для  $GaAs$  значения параметров  $c(0) = 5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$ ,  $N_0^0 \approx N_0^- = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $A = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{в сек}$ ,  $D = 200 \text{ см}^2/\text{сек}$ ,  $E_1 = 200 \text{ в/см}$ ,  $\varepsilon = 12,5$ , а также взять  $B = 0,25$ ,  $\rho = 10$ ,  $E_n = 2,6 \text{ кв/см}$ ,  $E_t = 6 \text{ кв/см}$ ,  $F = 4,7 \text{ кз/см}$ ,  $g = 400 \text{ сек}^{-1}$ , то численные оценки по формуле (18) уже при  $E_m \approx 6,1 \text{ кв/см}$  дают для скорости домена значение, приблизительно в полтора раза превышающее соответствующее значение  $u$  работы [16]. Обычно поправка, вносимая вторым членом в знаменателе, мала

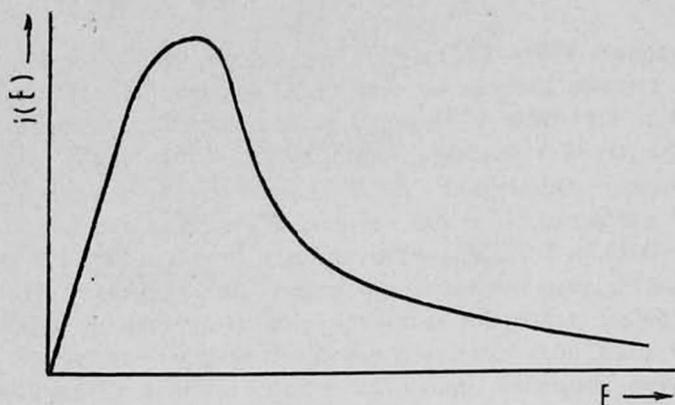
$$\frac{\tau(0)}{\tau_m} V(E_1) E_1 \frac{\Phi_3}{\Phi_1} < 1.$$

Из формулы (18) следует, что учет захвата на уровни электронов из боковой долины приводит к увеличению скорости домена. Превалирующий захват на центры медленных электронов из боковой долины, по существу, увеличивает число быстрых свободных электронов, остающихся незахваченными в центральной долине. Из (18) можно судить о зависимости скорости домена от концентрации свободных электронов, уровня подсветки и температуры решетки. Это находится в качественном согласии с выводами работ [5, 9, 16], в которых показано, что скорость тем выше, чем больше концентрация свободных электронов. Из наклона температурной зависимости скорости перемещения доменов в [9] установлено, что энергия активации скорости не совпадает с глубиной залегания уровней, определяемой электрическими измерениями. В (18) теперь температурная зависимость  $u$  определяется не только  $n_3$ , но и другими членами, зависящими от температуры. Что же касается влияния примесной подсветки на движение домена, то зависимость  $u$  от интенсивности подсветки  $I$  может быть и нелинейной (так как теперь от  $I$  зависит не только  $n_3 \sim g$ , но и  $\rho$ ). В рамках настоящего сообщения нельзя сказать что-либо определенное о влиянии света зона-зона на скорость домена из-за пренебрежения в настоящем рассмотрении наличием дырок.

В заключение отметим, что для вольт-амперной характеристики образцов, имеющих в запрещенной зоне полупроводника глубокие центры, при учете сильного захвата на эти центры электронов из боковой долины из (7) и (8) можно получить выражение

$$j(E) = \frac{en_3 V(E)}{v(E) \left[ 1 + \frac{(E/F)^2 (\rho - 1)}{1 + (E/F)^2} \right]}, \quad (23)$$

из которого следует, что учет захвата из боковой долины может существенно изменить форму вольт-амперной характеристики (см. рисунок). Например, для  $\rho = 10$  максимальное значение кривой  $j(E)$  уменьшается примерно



Вольт-амперная характеристика.

в 6,5 раза, а начало участка, соответствующего насыщению дрейфовой скорости электронов, — приблизительно в 10 раз. Напомним, что в [8] величина  $\rho$  определялась как раз из близкой к (23) характеристики.

Институт радиопизики и электроники  
АН АрмССР

Поступила 22.XI.1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. S. Heeks. IEEE Trans., ED—13, 68 (1966).
2. Y. Tokutaru. Appl. Phys. Lett., 14, 212 (1969).
3. J. L. Teszner, D. Voccon-Gibod. J. Appl. Phys., 44, 2765 (1973).
4. С. А. Костылев, Л. М. Погорелая, Н. В. Привалов. ФТП, 8, 87 (1974); Материалы Всесоюзного симпозиума «Генерация СВЧ колебаний с использованием эффекта Ганна», стр. 163, Новосибирск, 1974.
5. H. K. Sacks, A. G. Milnes. Int. J. Electron., 30, 49 (1971).
6. M. Kikuchi. Solid-State Commun., 5, 855 (1967).
7. B. K. Ridley, J. J. Crisp, F. S. Shishtyanu. J. Phys. C, Solid State Phys., 5, 187 (1972).
8. Б. К. Ридли, Ф. С. Шишияну. ФТП, 7, 905 (1973).
9. Ф. С. Шишияну. ФТП, 9, 20 (1975).
10. Y. Tokutaru, N. Mikoshiba. Japan J. Appl. Phys., 12, 1753 (1973).
11. K. E. Kröll. Phys. Stat. Sol., 24, 707 (1967).
12. Б. Л. Бонч-Бруевич, И. П. Звягин, А. Г. Миронов. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках, Изд. Наука, М., 1972.
13. H. C. Law, K. C. Kao. Solid State Electron., 13, 1119 (1970).
14. H. K. Sacks, A. G. Milnes. Int. J. Electron., 28, 565 (1970).
15. H. Kroemer. J. Appl. Phys., 43, 5124 (1972).
16. Б. Л. Гельмонт, М. С. Шур. ФТП, 5, 2116 (1971).
17. Ф. Ф. Каваринов, Р. А. Суриц. Материалы IV Зимней школы по физике полупроводников, Л-д, 1972, стр. 245.

18. G. Pataki. Труды Симпозиума по физике плазмы и электрическим неустойчивостям в твердых телах. Изд. Минтис, Вильнюс, 1972.
19. Ю. В. Воробьев, Ю. И. Карханин, О. В. Третьяк. ФТП, 3, 1808 (1969).
20. О. В. Третьяк. ФТП, 4, 616 (1970).
21. H. Kroemer. IEEE Trans., ED-13, 27 (1966).
22. B. W. Hakki. J. Appl. Phys., 38, 803 (1967).
23. J. Wang. J. Inst. Math. and Appl., 11, 251 (1973).
24. П. А. Бородавский, В. А. Зименков, А. Г. Лазакова. Материалы Всесоюзного симпозиума «Генерация СВЧ колебаний с использованием эффекта Ганна», стр. 398, Новосибирск, 1974.
25. Б. С. Лисенкер, Л. И. Магарилл. Тезисы II симпозиума по физике плазмы и электрическим неустойчивостям в твердых телах, Вильнюс, 1974.

ԵՐԿԷՆՎՏԱՅԻՆ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ ԳՈՄԵՆԱՅԻՆ  
ԷԼԵԿՏՐՈՆԱԿԱՆ ԱՆԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Գ. ՎԱՐՈՍՅԱՆ

Կառարված է դոմենային անկայունության տեսական հաշվարկ էլեկտրոնային արսենիդ գալիումի համար՝ հաշվի առնելով էլեկտրոնների դրավումը կենտրոնական և կողմնային մի-նիմալներից ակցեպտորային կենտրոններ, որոնք էներգետիկորեն տեղավորված են արգել-ված գոտու վերին կեսում:

TO THE THEORY OF DOMAIN ELECTRICAL  
INSTABILITY IN TWO-VALLEY SEMICONDUCTORS

V. M. HARUTYUNYAN, A. G. VAROSYAN

The theoretical consideration of domain instability in *n*-type *GaAs* was carried out taking into account the electron trapping from the lower and the upper valleys on the acceptor centres energetically disposed in the upper half of energy gap.