

СКОРОСТЬ ДОМЕНА В УСЛОВИЯХ УМНОЖЕНИЯ ТОКА

Г. М. АВАКЬЯНЦ, В. М. АРУТЮНЯН

Теоретически исследована скорость домена при наличии ударной ионизации в нем. Получено обобщенное на этот случай правило равных площадей.

В диодах Ганна электрическое поле может стать настолько сильным, что в домене будет иметь место ударная ионизация типа зона-зона, в результате чего образуются электронно-дырочные пары, оказывающие существенное влияние на вольт-амперную характеристику и параметры диодов. В условиях развитой ударной ионизации в диодах Ганна, в частности, физическая картина формирования и распространения домена [1—9] может быть качественно иной.

Знание скорости домена имеет первостепенное значение при анализе работы многочисленных функциональных устройств микроэлектроники, использующих приборы, основанные на эффекте переноса электронов, ибо это дает возможность определения рабочей частоты приборов и отклонений от нее в результате различных внешних воздействий (температуры, света, магнитного поля и т. д.). В частности, в литературе имеются экспериментальные данные [1, 3, 4, 8, 9] о росте скорости домена v_D в условиях наличия в нем ударной ионизации в зависимости от тока через диод. Например, в [8, 9] экспериментально доказано, что скорость домена может весьма значительно превышать скорость электронов перед доменом. В теоретической работе Гельмонта и Шура [10] показано, что если в отсутствие ионизации в домене в диоде имеются дырки, то они ускоряют движение домена и делают возможным появление доменов, движущихся от анода к катоду. В [10] было получено, что поправка к полученной из одночастичной теории [7, 11—13] величине скорости домена пропорциональна концентрации дырок и обратно пропорциональна максимальной величине электрического поля в домене. Судзиловский [8], анализируя прохождение домена через диод с учетом ударной ионизации, получил для скорости домена соответствующее выражение в предположении отсутствия дырок перед доменом и в его обедненном слое. Однако при заметном уровне ударной ионизации в условиях многократности пролета домена вряд ли все дырки успевают прорекомбинировать за время повторного появления домена в данной плоскости диода. Скорее всего, вновь образовавшийся домен встречает перед собой отличную от нуля концентрацию дырок, наличие которых существенно меняет картину прохождения домена через образец.

В работе [15] нами были вычислены концентрации дырок перед доменом и в его вершине, а также распределение электронов и дырок в обедненном слое. В настоящей работе эти результаты используются при анализе выражения для скорости домена. Кроме того, получено обобщенное на случай ударной ионизации правило равных площадей, отсутствующее в литературе.

В пренебрежении диффузионным током неосновных носителей заряда (дырок) уравнение для полного тока имеет вид

$$J = en v_n(E) + ep v_p(E) + eD_n \frac{dn}{dx} + \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (1)$$

Физическая причина, по которой можно пренебречь диффузией дырок, состоит в гораздо меньшей подвижности и температуре дырок, чем у электронов. В (1) использованы обычные обозначения, а последний член представляет собой ток смещения.

Положив $y = x - v_D t$, из уравнения (1) можно получить

$$-D_n \frac{\partial n}{\partial y} = n[v_n(E) - v_D] - n_0 v_{nE1} + p[v_p(E) + v_D] - p_0 v_{pE1} - v_D N_g, \quad (2)$$

где n_0 и p_0 — объемные (вне домена) концентрации дырок и электронов. Разделив (2) на уравнение Пуассона

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e}{\epsilon} (p + N_g - n), \quad (3)$$

имеем

$$-\frac{4\pi e}{\epsilon} D_n \frac{\partial n}{\partial E} = \frac{1}{p + N_g - n} \{p[v_p(E) + v_D] + n[v_n(E) - v_D] - n_0 v_{nE1} - p_0 v_{pE1} - v_D N_g\}. \quad (4)$$

Проведем интегрирование (4) в пределах от граничного значения напряженности электрического поля в домене E_1 до максимального значения E_m . Уравнение (4) справедливо для обеих частей домена (по обе стороны от его вершины). Величины, относящиеся к той части, где преобладает заряд основных носителей (обогащенному слою), снабдим индексом «1», а относящиеся к обедненному слою — индексом «2». Тогда для обогащенного слоя из (4) можно получить

$$\Phi_1 + [n_0 v_{nE1} + p_0 v_{pE1} + N_g v_D] \int_{E_1}^{E_m} \frac{dE}{p_1} - \int_{E_1}^{E_m} \frac{n_1}{p_1} [v_p(E) + v_D] dE = 0, \quad (5)$$

где

$$\Phi_1 = -\frac{4\pi e}{\epsilon} D_n \left[\int_{n_0}^{n_{\text{вер.}}} \frac{p_1}{n_1} dn_1 - n_{\text{вер.}} + n_0 + N_g \ln \frac{n_{\text{вер.}}}{n_0} \right] - \int_{E_1}^{E_m} [v_n(E) - v_D] dE. \quad (6)$$

Аналогично, для обедненного слоя имеем

$$\Phi_2 + [n_0 v_{nE_1} + p_0 v_{pE_1} + N_g v_D] \int_{E_1}^{E_m} \frac{dE}{p_2} - \int_{E_1}^E \frac{n_2 dE}{p_2} [v_p(E) + v_D] dE = 0, \quad (7)$$

$$\Phi_2 = \frac{4\pi e}{\varepsilon} D_n \left[n_{\text{вер.}} - n_0 - N_g \ln \frac{n_{\text{вер.}}}{n_0} - \int_{n_0}^{n_{\text{вер.}}} \frac{p_2}{n_2} dn_2 \right] - \int_{E_1}^{E_m} [v_n(E) - v_D] dE. \quad (8)$$

Если ввести обозначения

$$\Phi = \frac{4\pi e}{\varepsilon} D_n \left[n_{\text{вер.}} - n_0 - N_g \ln \frac{n_{\text{вер.}}}{n_0} \right] - \int_{E_1}^{E_m} [v_n(E) - v_D] dE, \quad (9)$$

$$\varphi_1 = -\frac{4\pi e}{\varepsilon} D_n \int_{n_0}^{n_{\text{вер.}}} \frac{p_1}{n_1} dn_1, \quad \varphi_2 = -\frac{4\pi e}{\varepsilon} D_n \int_{n_0}^{n_{\text{вер.}}} \frac{p_2}{n_2} dn_2, \quad (10)$$

то

$$\Phi_1 = \Phi + \varphi_1, \quad \Phi_2 = \Phi + \varphi_2.$$

Для сокращения записи обозначим

$$K_1 = \int_{E_1}^{E_m} \frac{dE}{n_1}, \quad K_3 = \int_{E_1}^{E_m} \frac{dE}{n_2}, \quad (11)$$

$$K_2 = -\varphi_1 + \int_{E_1}^{E_m} \frac{p_1}{n_1} (v_p + v_D) dE, \quad (12)$$

$$K_4 = -\varphi_2 + \int_{E_1}^{E_m} \frac{p_2}{n_2} (v_p + v_D) dE. \quad (13)$$

Тогда из (5) — (10) получим

$$\Phi = \frac{K_2 K_3 - K_1 K_4}{K_3 - K_1}, \quad (14)$$

$$p_0 v_{pE_1} + n_0 v_{nE_1} + N_g v_D = \frac{K_4 - K_2}{K_3 - K_1}. \quad (15)$$

Из (14) и (15) следуют два важных результата — выражение для скорости домена в условиях умножения

$$v_D = \frac{1}{N_g} \left[v_{nE_1} n_0 + v_{pE_1} p_0 - \frac{K_4 - K_2}{K_3 - K_1} \right] \quad (16)$$

и обобщенное на этот случай правило площадей, введенное в теорию доменов сильного электрического поля [11, 12],

$$\int_{E_1}^{E_m} (v_n - v_D) dE = \frac{4\pi e}{\varepsilon} D_n \left[n_{\text{вер.}} - n_0 - N_g \ln \frac{n_{\text{вер.}}}{n_0} \right] - \frac{K_2 K_3 - K_1 K_4}{K_3 - K_1}. \quad (17)$$

Для анализа выражения (16) сделаем некоторые упрощения. Ограничимся случаем прямоугольного домена, т. е. пренебрежем процессами, имеющими место в очень узком обогащенном слое. Так как $n_1 \gg n_2$, из (12) и (13) следует, что

$$K_1 < K_3, \quad K_2 < K_4. \quad (18)$$

Тогда из (16) имеем

$$v_D = \frac{v_{nE1} n_0 + v_{pE1} p_0}{n_D + \frac{K_4}{v_D K_3}} = \frac{J}{n_D + \frac{K_4}{v_D K_3}}, \quad (19)$$

где J — полный поток.

Учитывая, что $v_D > v_p$, и приняв, что в K_4 второй интеграл заметно меньше 1, получим

$$\frac{J}{v_D} = N_g + \int_{E_1}^{E_m} \frac{p_2}{n_2} dE \left[\int_{E_1}^{E_m} \frac{dE}{n_2} \right]^{-1}. \quad (20)$$

Ниже мы опускаем индексы при n и p , однако будем помнить, что рассматриваются процессы в обедненном слое домена.

Ранее нами [13] были получены выражения для концентраций дырок и электронов в обедненном слое

$$p(x) = \frac{v_{pE1} (J - v_{nE1} N_g)}{v_p (v_{nE1} + v_{pE1})} + \frac{v_{nE1} (J + v_{pE1} N_g) j(x)}{(v_{nE1} + v_{pE1}) (v_p j + v_n)}, \quad (21)$$

$$n(x) = \frac{v_{nE1} (J + v_{pE1} N_g)}{(v_p j + v_n) (v_{nE1} + v_{pE1})} \exp \left(\int_0^x \frac{\alpha dx}{v_n - v_D} \right). \quad (22)$$

Здесь

$$j = \int_0^{L_D} \frac{\alpha dx}{v_p + v_D} \exp \left(\int_0^x \frac{\alpha dx}{v_n - v_D} \right), \quad (23)$$

$j(x)$ — тот же интеграл j , но с нижним пределом x , v_p и v_n — дрейфовые скорости дырок и электронов в слое умножения. Они принимаются постоянными (насыщенными) в этом слое.

В условиях слабого умножения величину

$$A(x) = \exp \int_0^x \frac{\alpha dx}{v_n - v_D} \quad (24)$$

можно считать близкой к единице, и тогда с достаточно хорошей точностью $n(x)$ в большей части домена можно заменить на $n_{\text{вер. 1}}$ (множитель при $A(x)$ в (22)). В этом случае

$$\frac{p(x)}{n(x)} = \frac{v_{pE1} (J - v_{nE1} N_g) (v_p j + v_n)}{v_p v_{nE1} (J + v_{pE1} N_g) A(x)} + \frac{j(x)}{A(x)} \quad (25)$$

и из (20) получаем

$$\frac{J}{v_D} = N_g + \frac{v_{pE1}(J - v_{nE1} N_g)}{v_p(v_{nE1} + v_{pE1})} + \frac{v_{nE1}(J + v_{pE1} N_g) B(E_m, E_1)}{(v_p j + v_n)(v_{nE1} + v_{pE1})}, \quad (26)$$

где

$$B(E_m, E_1) = \int_{E_1}^{E_m} \frac{j(x)}{A(x)} dE \left[\int \frac{dE}{A(x)} \right]^{-1}. \quad (27)$$

Отсюда скорость домена равна

$$v_D = J \left\{ N_g + \frac{v_{pE1}(J - v_{nE1} N_g)}{v_p(v_{nE1} + v_{pE1})} + \frac{v_{nE1}(J + v_{pE1} N_g)}{(v_p j + v_n)(v_{nE1} + v_{pE1})} B(E_m, E_1) \right\}^{-1}. \quad (28)$$

Если в B положить $A = \text{const}$, а $j(x)$ устремить к j , то получим

$$v_D = J \left\{ N_g \left[1 + \frac{v_{pE1}}{v_p} \frac{J/v_{nE1} N_g - 1}{v_{pE1}/v_{nE1} + 1} \right] + \frac{v_{nE1}(J + v_{pE1} N_g) j}{(v_p j + v_n)(v_{nE1} + v_{pE1})} \right\}^{-1}. \quad (29)$$

Когда умножение слабое или вовсе отсутствует ($j = 0$, $J = J_0 = \text{const}$), из формул (28) и (29) скорость домена, как и следовало ожидать, равна

$$v_D = v_{nE1}, \quad (30)$$

что находится в согласии с результатами одночастичной теории [7, 11, 12, 14].

Подставим в (29) результаты, полученные при выводе вольт-амперной характеристики диода Ганна [15], а именно

$$\frac{J}{v_{nE1} N_g} - 1 = \left(1 + \frac{v_{nE1}}{v_{pE1}} \right) \frac{\beta}{\gamma + \eta + \beta} \left[1 - \left(1 + \frac{v_{nE1}}{v_{pE1}} \right) \frac{\beta}{\gamma + \eta + \beta} \right]^{-1}, \quad (31)$$

где γ — коэффициент инжекции дырок, $\eta = L^*/v_{pE1} \tau_p$, $\beta = \frac{j_1}{1 + j_2}$, при-

чем $j_2 = \frac{v_n}{v_p} j$, $j_1 = \int_0^{L_D} \frac{\alpha}{v_n} A(x) dx$, $L^* = L - L_D$ — разность между

длинами образца и домена, τ_p — время жизни дырок.

Тогда

$$v_D = J \left\{ N_g \left[1 + \frac{\frac{v_{nE1} \beta}{v_p (\gamma + \eta + \beta)}}{1 - \left(1 + \frac{v_{nE1}}{v_{pE1}} \right) \frac{\beta}{\gamma + \eta + \beta}} \right] + \frac{j}{j_1} \beta \frac{v_{nE1}}{v_p} \frac{J + v_{pE1} N_g}{v_{nE1} + v_{pE1}} \right\}^{-1}. \quad (32)$$

Таким образом, из (28), (29) и (32) можно сделать вывод, что при умножении скорость домена начинает расти со значения v_{nE1} вначале пропорционально среднему по времени току через диод, затем, при сильном умножении, возможно ослабление этого линейного роста v_D с J . Иными словами, наличие дырок ведет к ускорению движения домена по сравнению с одночастичным случаем, причем чем больше дырок, тем быстрее движется домен (см. также [10, 16]). В работе [1], действительно, экспериментально наблюдался почти линейный рост скорости домена с током. Аналогичные результаты получены в [4].

Заметим, что в формуле (17) членом, содержащим интегралы K_i , в случае прямоугольного домена можно пренебречь. Тогда условие устойчивости (19) принимает вид

$$\int_{E_1}^{E_m} [v_n(E) - v_D] dE = \frac{4\pi e}{\epsilon} D_n \left[n_{\text{вер.}} - n_0 + N_g \ln \frac{n_0}{n_{\text{вер.}}} \right]. \quad (33)$$

Ясно, что в условиях умножения $n_{\text{вер.}} \neq n_0$ (см. [15]) и, следовательно, правая часть (33) с умножением будет расти по модулю. Напротив, левая часть имеет определенный предел, следующий из микроскопической зависимости v_n от E и зависимости v_D от концентрации дырок. Таким образом, равенство (33) не может выполняться при сколь угодно сильном умножении. На умножение накладывается также ограничение, вытекающее из выражения для вольт-амперной характеристики диода [15]. Это значит, что с ростом умножения домен должен разрушиться, причем это разрушение может выразиться в образовании ряда мелких доменов, в искажении формы домена и т. д. В рамках настоящей теории уточнить характер разрушения не представляется возможным. Причиной, ведущей к разрушению домена, могут быть усиливающиеся с развитием умножения тока диффузионные процессы. Таким же образом, согласно (33), не может неограниченно возрастать скорость домена, так как существует определенное ограничение на величину умножения, учитываемого в (32) через β , j , j_1 и J . Очевидным пределом, ограничивающим сверху скорость домена, является пороговое для начала эффекта Ганна значение v_n . При достижении этого значения возможно образование второго домена, хотя еще первый домен не вошел в анод [4].

В заключение заметим, что уравнения (16), (17) и (31) вместе с уравнениями

$$E_m - E_1 = \frac{4\pi e}{\epsilon} \int_{L_D}^0 [p(x) - n(x) + N_g] dx, \quad (34)$$

$$V_g = \frac{4\pi e}{\epsilon} \int_{L_D}^0 \left\{ \int_0^x [p(x') - n(x') + N_g] dx' \right\} dx, \quad (35)$$

$$V = V_r + V_g = E_1 L^* + V_g \quad (36)$$

составляют основную систему уравнений, из которых можно определить шесть неизвестных параметров, характеризующих диоды Ганна в режиме умножения тока. Этими параметрами являются ширина домена L_D , максимальное поле в домене E_m , поле E_1 на границе домена с объемом, скорость домена v_D , напряжение на домене V_g и ток через диод.

Обычно уравнения (34) и (35) приводятся в предположении, что зарядом подвижных носителей в домене можно пренебречь по сравнению с зарядом мелких доноров N_g . Предполагается, что домен имеет форму прямоугольного треугольника и поэтому длина той части его, где $n > N_g$, считается практически много меньше, чем правая часть (34).

Институт радиофизики и электроники

АН АрмССР

Поступила 26.II.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. J. S. Heeks. IEEE Trans., ED—13, 68 (1966); J. S. Heeks, A. D. Woode. IEEE Trans., ED—14, 512 (1967).
2. S. G. Liu. Appl. Phys. Lett., 9, 79 (1966); K. K. N. Chang, S. G. Liu, H. J. Prager. Appl. Phys. Lett., 8, 196 (1966).
3. P. D. Southgate. J. Appl. Phys., 38, 4539 (1967); 43, 1038 (1972).
4. Э. Д. Прохоров, В. А. Шалаев. Полупроводниковая техника и микроэлектроника, Наукова думка, Киев, 1973, вып. 9, стр. 3.
5. М. С. Шур. Эффект Ганна, Изд. Энергия, Л., 1971.
6. М. Е. Левинштейн, М. С. Шур. ФТП, 5, 1791 (1971).
7. В. А. Бонч-Бруевич, И. П. Звягин, А. Г. Миронов. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках, Изд. Наука, М., 1972.
8. В. Ю. Судзиловский. Кандидатская диссертация, МИФИ, 1974.
9. П. А. Бородавский. ФТП, 6, 2347 (1972); 7, 1338 (1973).
10. Б. Л. Гельмонт, М. С. Шур. ЖЭТФ, 60, 2296 (1971).
11. P. N. Butcher, W. Fawsett, C. Hilsum. Brit. J. Appl. Phys., 17, 841 (1966).
12. P. N. Butcher, W. Fawsett. Brit. J. Appl. Phys., 17, 1425 (1966).
13. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян. Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 115 (1975).
14. А. Ф. Волков, Ш. М. Коган. УФН, 96, 633 (1968).
15. В. Ю. Судзиловский. ФТП, 7, 563 (1973).

ԴՈՄԵՆԻ ԱՐԱԳՈՒԹՅՈՒՆԸ ՀՈՍԱՆՔԻ ԲԱԶՄԱՊԱՏԿՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Տեսականորեն հետազոտված է դոմենի արագությունը, երբ նրանում տեղի է ունենում հարվածային իոնիզացիա: Այդ դեպքի համար ստացված է հավասար մակերեսների ընդհանրացված օրենքը:

VELOCITY OF DOMAIN UNDER CURRENT MULTIPLICATION CONDITIONS

G. M. AVAKYANTS, V. M. HARUTUNYAN

The velocity of strong electric field domain was theoretically studied under the condition of impact ionization in the domain. The generalized equal area rule for the case of impact ionization is given.