

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В СТРУКТУРАХ МЕТАЛЛ—АМОРФНЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК—МЕТАЛЛ

Архипов В. И., Храменков Д. В.

В рамках модели формирования неравновесного активационного барьера в неупорядоченных материалах исследуется проводимость структуры металл—аморфный полупроводник—металл в условиях разомкнутой цепи и в случае цепи, замкнутой на заданное внешнее напряжение. Проанализирована динамика формирования и релаксации активационного барьера. Получены аналитические выражения, асимптотики и численные результаты для кинетики напряжения на образце (разомкнутая цепь) и кинетики нестационарного тока во внешней цепи (замкнутая цепь). Обсуждена возможность применения развитой модели для объяснения влияния контактов на результаты измерения дрейфовой подвижности носителей в аморфных полупроводниках.

Исследование кинетики темновой релаксации в слоях неупорядоченных полупроводников (как органических, так и неорганических) и диэлектриков позволяет определить механизмы релаксации и, в частности, выявить вклад поверхностных и объемных процессов [1, 2]. Спад поверхностного потенциала обычно объясняется переносом заряда, инжектированного с поверхности или генерированного в объеме образца [3–5]. Неэкспоненциальная кинетика токов утечки в структурах металл—неупорядоченный диэлектрик—металл связывается с предположением о слоистой структуре диэлектриков [6, 7].

С другой стороны, авторами [8] было показано, что при появлении внешнего поля в структуре металл—аморфный полупроводник (М—АП) вблизи контакта возникают область объемного заряда и связанный с этой областью потенциальный барьер. Кинетика формирования этого барьера определяется термически активированным выбросом носителей из распределенных по энергии ловушек, что позволяет назвать такой барьер активационным. В работе [8] модель формирования неравновесного активационного барьера использовалась для объяснения аномальных емкостных характеристик контактов металл—халькогенидный стеклообразный полупроводник. В настоящей работе с помощью этой модели анализируются релаксационные и переходные процессы, происходящие в структурах металл—аморфный полупроводник—металл.

Как известно, большинство металлов образует с широкозонными неупорядоченными полупроводниками нейтральные контакты [9]. Такие контакты не инжектируют электроны и дырки в объем полупроводника, но обеспечивают сток носителей, приходящих на контакт из объема. Как показано в [8], после приложения внешнего поля к структуре М—АП в объеме полупроводника вблизи нейтрального контакта нарушается равновесие между процессами локализации и термической делокализации носителей и образуется слой неравновесного объемного заряда. Динамика плотности заряда $n(t)$ определяется интенсивностью термического освобождения носителей из распределенных по энергии локализованных состояний:

$$n(t) = \int_0^{\infty} d\varepsilon \rho_0(\varepsilon) \{1 - \exp[-v_0 t \exp(-\varepsilon/kT)]\}, \quad (1)$$

где \mathcal{E} — энергия локализованного состояния, $\rho_0(\mathcal{E})$ — равновесное энергетическое распределение локализованных носителей, ν_0 — частота попыток освобождения, T — температура, k — постоянная Больцмана. (Здесь учитывается характерная для многих аморфных полупроводников сильная асимметрия глубин электронных и дырочных локализованных состояний и предполагается, что менее глубокими являются ловушки для дырок). Вне области объемного заряда поле остается однородным, а проводимость σ сохраняет равновесное значение $\sigma_0 = e\mu_c p_c^{(0)}$, где $p_c^{(0)}$ и μ_c — равновесная плотность и подвижность делокализованных носителей, e — заряд носителя. Пространственные распределения поля и плотности заряда в структуре М—АП показаны на рис. 1.

Динамика активационного барьера и, в частности, временная зависимость его толщины $x_*(t)$ существенно зависят от характера внешней цепи, в которую

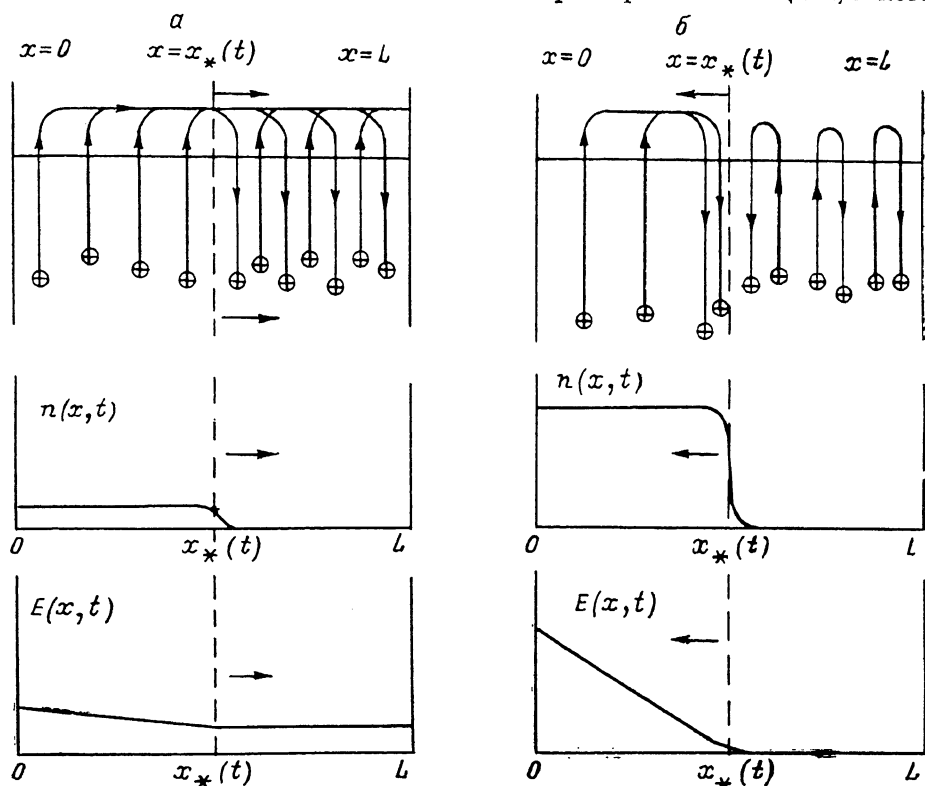


Рис. 1. Распределение поля и плотности заряда в структуре металл—аморфный полупроводник.

включена структура М—АП. Рассмотрим сначала случай разомкнутой цепи, предполагая, что в начальный момент структура с полупроводником толщиной L была заряжена до напряжения V_0 , а поле E в объеме полупроводника однородно:

$$V(0) = V_0, \quad (2a)$$

$$E(x, 0) = (V_0/L). \quad (2b)$$

В этом случае поле на аноде ($x=0$) сохраняет свое начальное значение $E(0, t) = E_0(t) = (V_0/L)$, а полный ток в структуре равен нулю:

$$(\epsilon/4\pi) dE_L(t)/dt + \sigma_0 E_L(t) = 0, \quad (3)$$

где $E_L(t) = E(L, t)$ — напряженность поля на катоде, а следовательно, и в области нейтральности (рис. 1). Решение уравнения (3) с начальным условием (2b) дает

$$E_L(t) = (V_0/L) \exp[-(4\pi\sigma_0/\epsilon)t]. \quad (4)$$

В области объемного заряда напряжения поля линейно зависит от координаты:

$$E(x, t) = (V_0/L) - (4\pi e/\epsilon) n(t)x, \quad 0 \leq x \leq x_*(t). \quad (5)$$

Приравнявая значения поля, определяемые (4) и (5) в точке $x = x_*(t)$, находим временную зависимость толщины барьера

$$x_*(t) = (\epsilon V_0/4\pi e L) [1/n(t)] \{1 - \exp[-(4\pi\sigma_0/\epsilon)t]\}. \quad (6)$$

Наконец, используя (4)–(6), получим зависимость напряжения на структуре М–АП от времени

$$V(t) = V_0 \exp[-(4\pi\sigma_0/\epsilon)t] + (\epsilon V_0^2/8\pi e L^2) [1/n(t)] \{1 - \exp[-(4\pi\sigma_0/\epsilon)t]\}^2. \quad (7)$$

Заметим, что выражение (7) получено в предположении достаточно малой толщины барьера: $x_*(t) \leq L$. Однако в случае высокого начального напряжения V_0 и малой толщины образца L в течение определенного интервала времени, когда

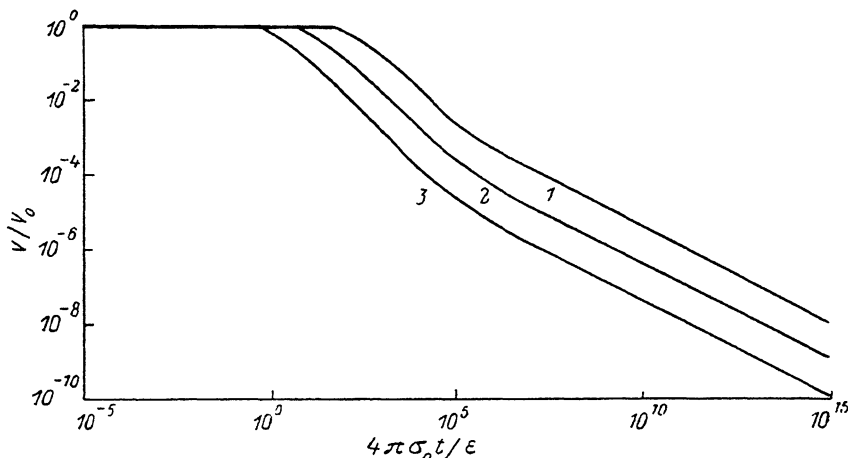


Рис. 2. Временная зависимость напряжения на образце в условиях разомкнутой цепи. $(4\pi e L^2 g_F kT/\epsilon V_0)$: 1 — 10^2 , 2 — 10^3 , 3 — 10^4 .

выполняется неравенство $x_*(t) > L$, барьер может занимать весь образец. На этом интервале времени напряжение релаксирует по закону

$$V(t) = V_0 - (2\pi e L^2/\epsilon) n(t). \quad (8)$$

Приведем также асимптотические временные зависимости напряжения для начального и заключительного интервалов релаксации

$$V(t) = V_0 [1 - (4\pi\sigma_0/\epsilon)t], \quad t \ll (\epsilon/4\pi\sigma_0), \quad (9a)$$

$$V(t) = (\epsilon V_0^2/8\pi e L^2) [1/n(t)], \quad t \gg (\epsilon/4\pi\sigma_0). \quad (9b)$$

Анализ экспериментально наблюдаемых емкостных характеристик структур Al (Au)—As₂S₃ (Sb₂S₃)—Al (Au), проведенный в работе [8], дает основания предположить, что основную роль в формировании активационного барьера в этих структурах играют носители, локализованные на ловушках, плотность энергетического распределения которых $g(\mathcal{E})$ под уровнем Ферми экспоненциально возрастает с энергией:

$$g(\mathcal{E}) = g_F \exp[(\mathcal{E} - \mathcal{E}_F)/\mathcal{E}_0], \quad (10)$$

где g_F — энергетическая плотность состояний на уровне Ферми, \mathcal{E}_F — энергия Ферми, \mathcal{E}_0 — характерная энергия распределения. В этом случае на начальном временном интервале $0 \leq t \leq t_F$ [здесь t_F — время освобождения носителей из ловушек вблизи уровня Ферми: $t_F = (1/\nu_0) \exp(\mathcal{E}_F/kT)$] не происходит за-

метного изменения заселенности ловушек, лежащих под уровнем Ферми, и плотность объемного заряда, согласно (1), линейно растет со временем:

$$n(t) = g_F \varepsilon_0 \exp(-\varepsilon_F/kT) (v_0 t), \quad 0 \leq t \leq t_F. \quad (11a)$$

При $t > t_F$ происходит интенсивное опустошение все более глубоких ловушек и рост функции $n(t)$ замедляется:

$$n(t) = (g_F kT) \exp(-\varepsilon_F/\varepsilon_0) (v_0 t)^\alpha, \quad t > t_F, \quad \alpha = (kT/\varepsilon_0). \quad (11b)$$

Соответственно релаксация напряжения на заключительном интервале описывается степенной функцией времени

$$V(t) = (\varepsilon V_0^2 / 8\pi \varepsilon L^2) (1/g_F kT) \exp(\varepsilon_F/\varepsilon_0) (v_0 t)^{-\alpha}, \quad t > t_F, \quad t > (\varepsilon/4\pi \sigma_0). \quad (12)$$

Временные зависимости напряжения, полученные для экспоненциального энергетического спектра локализованных состояний вида (10), представлены на рис. 2.

Заметим, что степенная релаксация напряжения имеет место также при инжекционном механизме переноса поверхностного заряда [1, 2, 10]. Для инжекционного механизма характерно почти однородное по объему образца распределение плотности заряда на поздней стадии релаксации [10]. Если же спад потенциала обусловлен формированием активационного барьера, толщина слоя объемного заряда на заключительном интервале спада потенциала монотонно убывает (6). Именно это различие дает возможность определить, какой из механизмов релаксации реализуется в условиях конкретного эксперимента.

Рассмотрим теперь кинетику формирования активационного барьера в случае, когда внешняя цепь замкнута на заданное, вообще говоря, переменное напряжение $V(t)$. В этих условиях основной экспериментально измеряемой величиной является нестационарный ток во внешней цепи $j(t)$. В режиме замкнутой цепи динамика активационного барьера определяется уравнениями полного тока, записанными для области $x_*(t) < x < L$ и для точки $x=0$:

$$(\varepsilon/4\pi) dE_L(t)/dt + \sigma_0 E_L(t) = j(t), \quad (13)$$

$$(\varepsilon/4\pi) dE_0(t)/dt = j(t), \quad (14)$$

уравнением, связывающим поле на аноде $E_0(t) = E(0, t)$ с полем в области нейтральности $E_L(t)$:

$$E_0(t) - (4\pi e/\varepsilon) n(t) x_*(t) = E_L(t), \quad (15)$$

и условием изменения напряжения на структуре М—П по заданному закону:

$$LE_L^2(t) + (1/2) x_*(t) [E_0(t) - E_L(t)] = V(t). \quad (16)$$

Исключая из системы (13)—(16) функции $E_0(t)$ и $E_L(t)$, получим уравнение для толщины активационного барьера $x_*(t)$

$$(d/dt) [n(t) x_*(t)] + (2\pi \sigma_0/\varepsilon L) n(t) x_*^2(t) = (\sigma_0/\varepsilon L) V(t), \quad (17)$$

решая которое с начальным условием $x_*(0) = 0$, найдем и временную зависимость нестационарного тока

$$j(t) = (\varepsilon/4\pi L) dV(t)/dt + e(d/dt) [n(t) x_*(t)] - (e/2L) (d/dt) [n(t) x_*^2(t)]. \quad (18)$$

Уравнения (13), (15) и (16) записаны в предположении, что толщина барьера $x_*(t)$ не превышает толщину образца L . В противном случае уравнение (13) теряет смысл и исключается из системы, а уравнения (15) и (16) принимают вид

$$E_0(t) - (4\pi e L/\varepsilon) n(t) = E_L(t), \quad (19)$$

$$LE_L(t) + (1/2) L [E_0(t) - E_L(t)] = V(t), \quad x_*(t) \geq L. \quad (20)$$

С помощью (14), (19) и (20) нетрудно получить следующее выражение для тока:

$$j(t) = (\varepsilon/4\pi L) dV(t)/dt + (eL/2) dn(t)/dt, \quad x_*(t) \geq L. \quad (21)$$

Приведенные выше общие результаты проиллюстрируем на примере экспоненциального энергетического спектра ловушек (10) и для двух конкретных временных зависимостей функции $V(t)$. Начнем со случая «ступенчатой» зави-

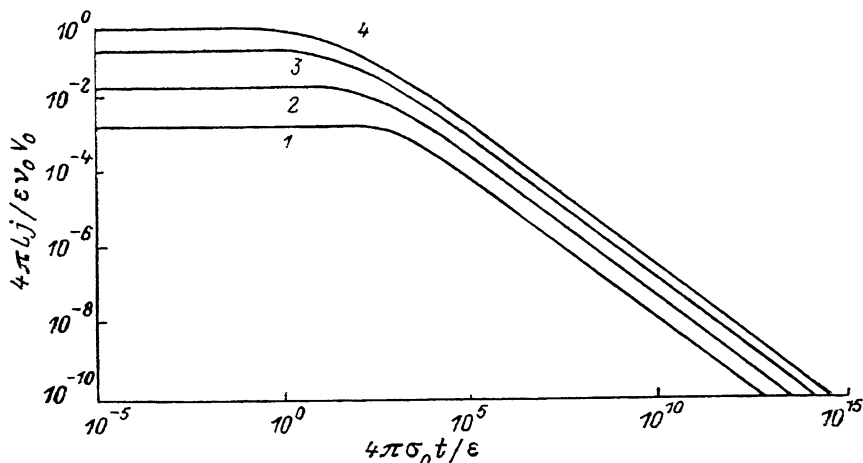


Рис. 3. Временная зависимость силы тока во внешней цепи, замкнутой на ступенчатое напряжение: $V(t)=0$ при $t < 0$, $V(t)=V_0$ при $t > 0$.

($4\pi eL^2g_FkT/\epsilon V_0$): 1 — 10^2 , 2 — 10^3 , 3 — 10^4 , 4 — $5 \cdot 10^4$.

симости $V(t)=0$, $t < 0$, $V(t)=V_0$, $t > 0$ (рис. 3). В этом случае на начальном временном интервале, когда активационный барьер еще только начинает формироваться, величина тока контролируется равновесной омической проводимостью полупроводника: $j(t) \approx \sigma_0 (V_0/L)$, в дальнейшем ток уменьшается вследствие

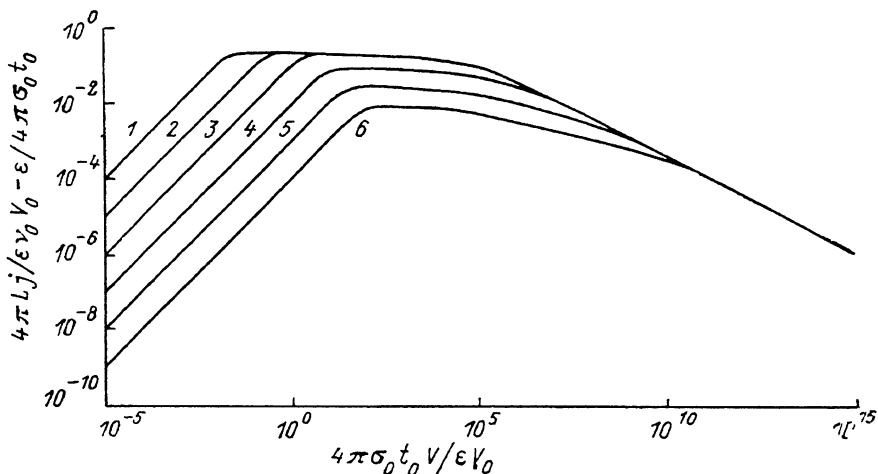


Рис. 4. Динамическая вольт-амперная характеристика цепи, замкнутой на линейно возрастающее напряжение $V(t)=V_0(t/t_0)$.

($4\pi\sigma_0 t_0/\epsilon$): 1 — 10^{-1} , 2 — 10^0 , 3 — 10^1 , 4 — 10^2 , 5 — 10^3 , 6 — 10^4 .

ограничения пространственным зарядом активационного барьера, на заключительном интервале релаксации ток спадает по степенному закону

$$j(t) = \alpha v_0 (\epsilon \epsilon V_0 g_F kT / 8\pi)^{1/2} \exp(-\mathcal{G}_F / 2\delta_0) (v_0 t)^{(\alpha/2)-1}. \quad (22)$$

Для измерения динамических вольт-амперных характеристик (ВАХ) структур М—А—П часто используется режим линейно возрастающего напряжения: $V(t)=V_0(t/t_0)$. Начальный линейный участок ВАХ, полученной в таких условиях (рис. 4), обусловлен емкостным током и омической проводимостью

$$j(V) = (\epsilon V_0 / 4\pi L t_0) + \sigma_0 (V/L). \quad (23a)$$

Несложный анализ уравнения (17) показывает, что в случае линейно возрастающего напряжения область объемного заряда рано или поздно распространяется на весь образец ($x_* > L$), поведение ВАХ при высоких значениях напряжения определяется зависимостью (21)

$$j(V) = (\varepsilon V_0 / 4\pi L t_0) + (\alpha/2) \varepsilon v_0 L g_F k T (v_0 t)^{-1+\alpha} \exp(-\varepsilon_F / \varepsilon_0) (V/V_0)^{-1+\alpha}. \quad (236)$$

Уменьшение тока при больших значениях напряжения связано с формированием потенциального барьера в структуре М—АП. Таким образом, динамическая ВАХ структуры М—АП оказывается немонотонной и имеет резкий максимум, величина и положение которого зависят от скорости возрастания напряжения на структуре. Подобное поведение динамических ВАХ наблюдалось в работе [11].

В заключение заметим, что с формированием потенциального барьера в структуре М—АП, по-видимому, связано и влияние контактов на нестационарный ток, наблюдаемый в экспериментах по измерению времени пролета [12]. Действительно, замена нейтрального (как правило, алюминиевого) контакта на инжектирующий (золотой) приводит к радикальному изменению характеристик переноса и даже к переходу от дисперсионного транспорта к нормальному. Такой переход представляется естественным с точки зрения модели формирования активационного барьера в структуре М—АП. Прежде всего заметим, что даже слабой инжекцией носителей из контакта достаточно для заполнения глубоких ловушек и, следовательно, для уничтожения барьера. В результате поле во всем объеме образца остается практически однородным, и в эксперименте по измерению времени пролета носители проходят через всю толщину образца. Время дрейфа носителей в этом случае достаточно велико и дисперсионный режим может смениться нормальным. Если же используются нейтральные контакты и образуется активационный барьер, носители дрейфуют только через область объемного заряда, где напряженность поля отлична от нуля. Время дрейфа при этом резко уменьшается и дисперсионный режим переноса не успевает перейти в нормальный.

Список литературы

- [1] Нестационарные инжекционные токи в неупорядоченных твердых телах. Кишинев, 1983. 175 с.
- [2] Кубилиус А., Петретис Бр., Архипов В. И., Руденко А. И. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 12. С. 2183—2187.
- [3] Монтримас Э., Тамошюнас С. // Лит. физ. сб. 1981. Т. 21. № 1. С. 99—107.
- [4] Kasap S. O. // J. Electrostatics. 1989. V. 22. P. 69—90.
- [5] Kubilius A., Petretis Br., Arkhipov V. I., Rudenko A. I. // J. Non-Cryst. Sol. 1986. V. 87. N 2. P. 290—301.
- [6] Борисова М. Э., Дийкова Е. У., Койков С. Н. // Изв. вузов СССР. Физика. 1980. Т. 23. В. 12. С. 26—29.
- [7] Борисова М. Э., Рымша В. П. // Изв. вузов СССР. Физика. 1986. Т. 29. В. 1. С. 3—8.
- [8] Архипов В. И., Логин В. М., Руденко А. И., Симашкевич А. А., Шутов С. Д. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 2. С. 276—281.
- [9] Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М., 1973. 416 с.
- [10] Архипов В. И., Руденко А. И. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 10. С. 1798—1802.
- [11] Борисова М. Э., Галюков О. В., Койков С. Н. // Изв. вузов СССР. Физика. 1988. Т. 31. В. 8. С. 29—34.
- [12] Toth L., Kazakova L. P. // Sol. St. Commun. 1979. V. 31. P. 785—790.

Московский инженерно-физический институт

Получена 7.03.1990
Принята к печати 14.05.1990