Письма в ЖЭТФ, том 27, вып. 6, стр. 339 – 341 *20 марта 1978 г.*

ТЕОРИЯ АНОМАЛЬНОГО ПОВЕДЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА В АМОРФНЫХ МАТЕРИАЛАХ

В.И.Архипов, А.И.Руденко

Недавние экспериментальные результаты по аномальному переносу заряда в аморфных полупроводниках объяснены с точки зрения представленной в работе теории дрейфа неравновесных носителей, контролируемого переходами между локальными уровнями.

Аномальное поведение характеристик переноса заряда было обнаружено в последние годы для целого ряда аморфных материалов, в частности, для a-Se [1], As_2Se_3 [2], a-Si [3]. Аномальное поведение наблюдается в экспериментах по определению времени пролета носителей. Рассматривается высокоомная пластина толщиной L, на которой поддерживается напряжение $V = EL$. В момент $t = 0$ вблизи одного из контактов при $x = 0$ инжектируются носители с поверхностной плотностью σ. Носители втягиваются в образец и порождают переходный ток $j(t)$. В процессе переноса носители захватываются на уровни, лежащие в запрещенной зоне, с возможным последующим выбросом обратно в зону проводимости.

В случае нормального поведения на кривых $j(t)$ наблюдается "плато", которое соответствует установлению теплового равновесия между зоной проводимости и ловушками. Носители формируют гауссовский пакет, который движется со скоростью, определяемой контролируемой захватом дрейфовой подвижностью μ_*. Приход пакета на противоположный контакт ($x = L$) дает резкое падение тока. Этот момент соответствует времени пролета t_*, которое связано с μ_* соотношением $\mu_* = L/Et_*$, причем μ_* от L не зависит. Для $t > t_*$ при нормальном поведении тока $j(t)$ наблюдается экспоненциальный "хвост", описывающих выход, носителей, оставшихся после прохождения основной части пакета.

В случае аномального поведения никогда не наблюдается ни плато, ни экспоненциальный хвост. Основные черты аномального поведения состоят в следующем (см. [4]). 1. Кривые $j(t)$, полученные при различных L и E могут быть путем сдвига осей в двойном логарифмическом масштабе приведены к универсальной кривой ("скейлинг"). 2. Кривые $j(t)$ имеют два характерных участка спада: начальный $j(t) \sim t^{-(1-a)}$ и конечный $j(t) \sim t^{-(1+a)}$ с $a \approx 1/2$. 3. Переход от одного участка к другому происходит при некотором t_* которое трактуется как время пролета. Время t_* обнаруживает "суперлинейную" зависимость от толщины $t_* \sim L^{1/a}$, что интерпретируется как зависимость дрейфовой подвижности $\mu_* = L/Et_*$ от толщины $\mu_* \sim L^{1-(1/a)} \sim L^{-1}$. В [4] была предложена стохастическая модель аномального переноса, согласно которой образец представляется в виде "сети" ячеек, а движение носителей в виде последовательности "прыжков" из ячейки в ячейку с заданной функцией вероятности прыжка $\psi(t)$. Однако выбор $\psi(t)$ остается проблематичным. Стохастическая модель вообще не оперирует понятиями зонной структуры, и вопрос о характере энергетического распределения ловушек и переходов носителей остается вне рамок этой модели. В [5, 6] было высказано предположение, что аномальное поведение может возникать, если дрейф контролируется захватом носителей на локальные уровни, распределенные в запрещенной зоне в достаточно широком энергетическом интервале. Однако в [5, 6] предполагалось, что носитель может совершать переходы только между каждым из группы локализованных уровней и зоной проводимости. Эта модель хотя и проявляет некоторые черты аномального поведения, однако полного согласия с экспериментом в широком временном интервале и объяснения всех черт аномального поведения не дает. В настоящей работе показано, что именно учет переходов между локализованными уровнями (которые в [5, 6] не учитывались совсем) дает все черты аномального поведения. Рассмотрим кинетику носителей, которые в процессе дрейфа захватываются на ловушки и совершают переходы с одного уровня на другой, причем возможен обратный выход носителя в зону проводимости. Мы будем учитывать переходы между двумя соседними уровнями. Распределение уровней по энергии предполагается достаточно глубоким и близким к однородному, а число уровней большим. Задача описывается уравнениями

$$\partial p_0(x, t)/\partial t + \mu_0 E \partial p_0(x, t)/\partial x = -(1/\tau)\, p_0(x, t) + (\theta/\tau)\, p_1(x, t),$$

$$\partial p_i(x, t)/\partial t = -[(1+\theta)/\tau] p_i(x, t) + (1/\tau)\, p_{i-1}(x, t) + (\theta/\tau) p_{i+1}(x, t),$$

$$p_0(x, 0) = \sigma\delta(x), \quad p_i(x, 0) = 0, \quad (i = 1, 2, \ldots), \quad j(t) = (e\mu_0 E/L)\int_0^L dx\, p_0(x, t)$$

Здесь p_0 — плотность свободных носителей, p_i — плотность носителей на i-ом локальном уровне, μ_0 — подвижность свободных носителей, $(1/\tau)$ и (θ/τ) определяют вероятности переходов между двумя соседними уровнями, e — заряд носителя. Решение задачи имеет вид

$$p_0(x, t) = \sigma \exp(-x/\mu_0 E\tau)\{\delta(\mu_0 Et - x) + [\sqrt{\theta}\, x/\mu_0 E\tau \sqrt{\mu_0 Et(\mu_0 Et - x)}]\times$$

$$\times \exp[-(1+\theta)(\mu_0 Et - x)/\mu_0 E\tau]\, I_1[\sqrt{4\theta\mu_0 Et(\mu_0 Et - x)}/\mu_0 E\tau]\},$$

$$x \leqslant \mu_0 Et$$

I_1 — функция Бесселя. При $x > \mu_0 Et$ $p_0(x, t) = 0$. В реализуемых на практике случаях θ близко к 1 ($\theta \approx 1$), а τ мало ($\tau << L/\mu_0 E$), и решение упрощается

$$p_0(x, t) = \sigma(1/2\sqrt{\pi})(1/\mu_0^2 E^2)\tau^{-1/2} t^{-3/2} x \exp(-x^2/4\mu_0^2 E^2 \tau t), \quad t >> \tau$$

$$j(t) = e\mu_0(\sigma/L)E(1/\sqrt{\pi})\tau^{1/2} t^{-1/2}[1 - \exp(-L^2/4\mu_0^2 E^2 \tau t)], \quad t >> \tau,$$

$$j(t) \approx (1/\sqrt{\pi}) e\mu_0(\sigma/L)E\tau^{1/2} t^{-1/2}, \quad t < (L^2/4\mu_0^2 E^2 \tau),$$

$$j(t) \approx (1/\sqrt{\pi})\, e\mu_o (\sigma/L) E(L^2/4\mu_o^2 E^2 \tau)^{1/2} t^{-3/2}, \quad t > (L^2/4\mu_o^2 E^2 \tau).$$

Полученные теоретические характеристики имеют все черты аномального переноса [1 – 4] "Время пролета" t_*, определяющее переход от участка $j \sim t^{-1/2}$ к участку $j \sim t^{-3/2}$, имеет вид $t_* = L^2/4\mu_o^2 E^2 \tau$. Это ведет к следующей зависимости дрейфовой подвижности от поля и толщины $\mu_* = 4\mu_o^2 E\tau/L$. Заметим, что полученная в этой модели форма пакета $p_o(x, t)$ далека от гауссовской.

Авторы благодарят Б.Т.Коломийца и Э.А.Лебедева за полезные и стимулирующие обсуждения.

Поступила в редакцию
7 февраля 1978 г.

Московский
Инженерно-физический
институт

Литература

[1] G. Pfister. Phys. Rev. Lett., 36, 271, 1976.

[2] G.Pfister, H.Scher. Phys. Rev., B15, 2062, 1977.

[3] D.Allan, P. G.Le Comber, W.E.Spear. Proceedings of the Seventh International Conference on Amorphous and Liquid Semiconductors. Ed. W.E.Spear, Edinburgh 1977, p. 323.

[4] H.Scher, E.W.Montroll. Phys. Rev., B12, 2455, 1975.

[5] V.I.Arkhipov, A.I.Rudenko. Phys. Lett., 61A, 55, 1977.

[6] F.W.Schmidlin, Phys. Rev., B16, 2362, 1977.