

Теория аномальной диффузии носителей заряда в неупорядоченных органических материалах для условий эксперимента CELIV

© В.Р. Никитенко, М.М. Амракулов, М.Д. Хан

Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,
115409 Москва, Россия

E-mail: vladronik@yandex.ru

(Получена 16 июля 2015 г. Принята к печати 21 сентября 2015 г.)

Найдены аналитические решения для переходного тока в эксперименте CELIV (Charge Extraction by Linearly Increasing Voltage) как в квазиравновесном (с учетом стимулированной полем диффузии), так и в дисперсионном режиме переноса. С ростом беспорядка существенно уменьшается отношение времени прохождения тока через максимум ко времени пролета. Получены простые аналитические выражения для данного отношения, которые в каждом случае содержат лишь один безразмерный параметр, характеризующий данный материал. Определены условия, при которых можно применять известную теорию CELIV (без диффузии). Результат позволяет вычислить время пролета в случае, когда сигнал переходного тока имеет резко асимметричную форму, медленно убывая при больших временах.

1. Введение

Неупорядоченные органические полупроводники интенсивно исследуются в связи с применениями в светодиодах [1], фотовольтаических устройствах [2] и других базовых элементах электроники. Транспорт носителей заряда, основной характеристикой которого является подвижность, — один из ключевых физических процессов, определяющих параметры электронных устройств. К сожалению, такой хорошо разработанный метод измерения подвижности, как времяпролетный метод [3], не применим к пленкам толщиной не более 100 нм, которые и применяются в качестве активных слоев в устройствах органической электроники. Между тем подвижность в таких тонких слоях по ряду причин может значительно отличаться от подвижности в слоях толщиной более 1 мкм, измеряемой во времяпролетных экспериментах [4]. Одним из методов измерений подвижности в тонких (менее 100 нм) пленках является метод CELIV (Charge Extraction by Linearly Increasing Voltage) [5]. Идея метода CELIV состоит в том, что к образцу прикладываются импульсы напряжения, линейно возрастающего со временем. Измеряется переходный ток, который включает в себя как ток смещения, так и ток проводимости, связанный с экстракцией носителей из слоя, откуда и название метода. Согласно данным эксперимента, переходный ток проходит через максимум [5–7], время достижения которого, согласно теоретическому анализу [5], достаточно просто связано с подвижностью носителей заряда.

Первоначально, метод CELIV был разработан для экстракции равновесных (собственных) носителей заряда [5]. Но затем этот метод был адаптирован для экстракции внешних носителей, генерированных импульсом света, так называемый фото-CELIV [7]. Надо заметить, что в условиях фотогенерации начальное распределение носителей может быть сильно неравновесным. Равновесие устанавливается лишь в ходе транспорта, который,

как известно, проявляет ряд аномальных характеристик. В случае сильно неравновесного (дисперсионного) режима переноса подвижность носителей заряда убывает со временем, а дисперсия (разброс координат) носителей аномально велика. Даже в квазиравновесном режиме транспорта, когда подвижность постоянна, в случае сильного беспорядка транспорт носителей характеризуется аномально большим коэффициентом диффузии [8,9]. Однако существующая методика обработки эксперимента CELIV не учитывает этих аномальных особенностей транспорта в неравновесных условиях. Задача данной работы — найти аналитические выражения для плотности носителей и зависимости переходного тока от времени с учетом аномальной дисперсии носителей заряда в случае напряженности электрического поля, линейно нарастающей со временем. Используя полученные решения, даны рекомендации по определению времени пролета (следовательно, дрейфовой подвижности) по данным эксперимента CELIV.

2. Постановка задачи

В предположении о квазиравновесном характере переноса (подвижность постоянна) и пренебрегая диффузией, переходный ток в условиях эксперимента CELIV описывается следующим выражением [5]:

$$j(t) = A\epsilon\epsilon_0 + \frac{e\sigma_0\mu At}{L} \left(1 - \frac{\mu At^2}{2L}\right),$$

$$t < \sqrt{2L/\mu A} = t_{tr}, \quad (1)$$

$$j(t) = A\epsilon\epsilon_0 = j(0), \quad t > t_{tr}, \quad (2)$$

где L — толщина слоя, ϵ_0 — электрическая постоянная, ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость, приложенное напряжение возрастает по линейному закону, σ_0 — поверхностная плотность генерированных носителей заряда, поле возрастает по линейному закону,

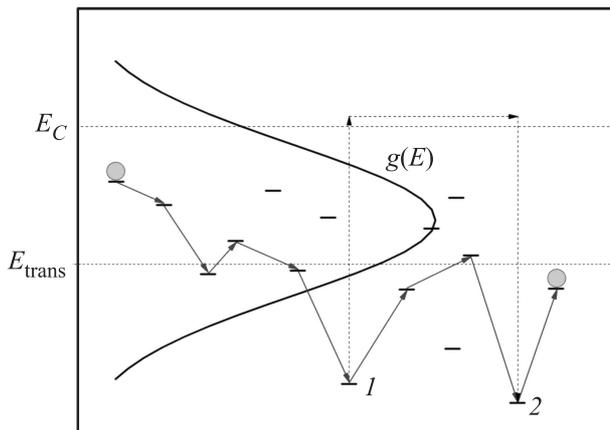


Рис. 1. Энергетическая релаксация носителей. E_{trans} — фактический и E_C — эффективный транспортный уровень.

$F = At$, $t < t_m$. Предполагается, что длительность импульса поля (t_m) не меньше, чем время пролета (t_{tr}). Ток включает в себя два слагаемых: ток смещения и ток проводимости. Подвижность μ можно найти из простого соотношения между временем максимума, $t_{\text{max}0}$, и временем пролета, t_{tr} :

$$t_{\text{max}0} = t_{\text{tr}}/\sqrt{3} = \sqrt{2L/3\mu A}. \quad (3)$$

В уравнении (1) предполагается, что влиянием объемного заряда на напряженность поля можно пренебречь и, следовательно, электрическое поле можно считать однородным. В данной статье сначала были получены выражения для концентрации носителей заряда, которые отвечают генерации носителей в начальный момент времени ($t = 0$) в виде тонкого слоя при координате $x = 0$ („ δ -функциональная генерация“). В дальнейшем эти решения используются в качестве функций Грина для вычисления тока в режиме однородной по объему генерации, согласно условиям эксперимента CELIV.

В типичном случае достаточно большой энергии возбуждения (в условиях фото-CELIV) начальное распределение носителей заряда по энергиям будет далеко от равновесного. В случае значительного беспорядка транспорт на начальном интервале времени будет происходить в дисперсионном режиме [9,10]. Подвижность при этом уменьшается со временем, так как носители захватываются на все более глубокие состояния. Транспорт носителей заряда является прыжковым [9]. После нескольких прыжков вниз по энергии транспорт контролируется термоактивированными прыжками на достаточно мелкие состояния (рис. 1), которые лежат вблизи транспортного уровня E_{trans} [9,11,12]. Более глубокие состояния играют роль ловушек. Однако верхняя граница энергетической области ловушек достаточно размыта, вследствие разброса длин прыжка и энергий конечных состояний. Несмотря на это, вероятность освобождения носителей заряда в единицу времени с

ловушек энергии E можно представить в виде

$$\omega(E) = \nu_0 \exp[-(E_C - E)/kT],$$

где E_C — эффективный транспортный уровень [9,12,13], полагая, что вероятность перехода в единицу времени с состояния энергии E_i на состояние с энергией E_j , разделенных расстоянием r , описывается моделью Миллера–Абрахамса,

$$\omega_{ij} = \nu_0 \exp[-2\gamma r - (\Delta E_{ij} + |\Delta E_{ij}|)/2kT],$$

где $\Delta E_{ij} = E_i - E_j$, ν_0 — частотный фактор, γ — обратный радиус локализации волновых функций. Таким образом, для описания прыжкового транспорта можно применять сравнительно простой формализм модели многократного захвата, причем E_C играет роль края подвижности.

В данной работе предполагается, что можно пренебречь влиянием объемного заряда на напряженность поля, как и в работе [5]. Это возможно при условии $\sigma_0 < \epsilon \epsilon_0 A t_{\text{max}0} / e$. Рассмотрены два предельных режима транспорта: квазиравновесный и дисперсионный. При достаточно сильном беспорядке в обоих случаях дисперсия координат носителей аномально велика, что существенно влияет на форму сигнала CELIV, как показано далее.

3. Квазиравновесный транспорт

Различные носители в ходе транспорта проходят через ловушки разной глубины, таким образом они затрачивают разное время на прохождение одного и того же пути вдоль направления поля, иначе они имеют разные координаты в один момент времени. Данный механизм роста дисперсии координат носителей со временем в квазиравновесном режиме переноса известен как полевая (или стимулированная полем) диффузия [9,11,14,15]. Дисперсия времен освобождения с ловушек увеличивается с ростом энергетического беспорядка. Соответственно растет и коэффициент полевой диффузии, который при реалистичном разбросе энергий локализованных состояний может быть много больше коэффициента обычной диффузии, $D_F \gg D_0 = \mu kT/e$. Для коэффициента полевой диффузии в работе [12] было получено выражение, которое можно считать справедливым и для напряженности поля F , зависящей от времени, при условии, что напряженность поля изменяется достаточно медленно [16]. Таким образом, транспорт описывается уравнением для концентрации носителей с зависящей от времени скоростью дрейфа и коэффициентом стимулированной полем диффузии [16]:

$$\partial p(x, t) / \partial t + \mu F(t) \partial p(x, t) / \partial x - D_F(t) \partial^2 p(x, t) / \partial x^2 = 0, \quad (4)$$

где

$$D_F(t) = \mu^2 t_{rel} F^2(t), \quad t_{rel} = 1/(\theta\omega_t),$$

$$\frac{1}{\theta} = \frac{1}{\tau_0\nu_0} \int_{-\infty}^{E_{trans}} \frac{g(E)}{N_t} \exp\left(\frac{E_C - E}{kT}\right) dE,$$

$$\frac{1}{\omega_t} = \tau_0 \left(\frac{\theta}{\tau_0\nu_0}\right)^2 \int_{-\infty}^{E_{trans}} \frac{g(E)}{N_t} \exp\left(\frac{2(E_C - E)}{kT}\right) dE,$$

где $\mu = \mu_0\theta$ — контролируемая ЛС подвижность носителей, μ_0 — подвижность носителей в „проводящих“ состояниях (вблизи транспортного уровня), τ_0 — время жизни носителей в этих состояниях. Условие медленности изменения поля в данном случае означает $t_{max0} \gg \tau_0/\theta$ [16], т.е. $A \ll L\theta/(\mu_0\tau_0^2)$. Используя начальные условия, которые означают генерацию в виде тонкого слоя при $x = 0$ с поверхностной плотностью σ_0 , $p(x, 0) = \sigma_0\delta(x)$, и граничные условия, отвечающие отсутствию тока при $x = 0$ (пренебрегая инжекцией и обычной диффузией), легко получить решение уравнения (4):

$$p^\delta(x, t) = \frac{\sigma_0}{\sqrt{4\pi f_D(t)}} \exp\left(-\frac{(x - f_F(t))^2}{4f_D(t)}\right), \quad (5)$$

где $f_D(t) = \int_0^t D_F(\tau) d\tau$, $f_F(t) = \mu \int_0^t F(\tau) d\tau$.

Следует отметить, что решение (5), как и приближение полевой диффузии, справедливо при не слишком малых временах, когда дрейфовый сдвиг значительно превышает ширину пакета носителей, т.е. $f_F^2 \gg f_D$, что означает $t > t_{rel}$. Используя решение (5) как функцию Грина по координате, аналогично работе [11] получено

$$j(t) = A\epsilon\epsilon_0 + \frac{e\mu_0 F(t)}{L^2} \int_0^L (L-x)p_c^\delta(x, t) dx, \quad (6)$$

где $p_c^\delta = \theta p^\delta$. Используя уравнения (5) и (6), относительно безразмерного времени $\tilde{t} = t/t_{tr}$ получено выражение для безразмерного тока, которое содержит единственный безразмерный параметр $c = \sqrt{3t_{tr}/16t_{rel}}$:

$$\frac{j(\tilde{t})}{A\epsilon\epsilon_0} = 1 + \frac{\xi}{\sqrt{3\pi}} \frac{\tilde{t}^{5/2}}{c} \left(\exp[-a^2(\tilde{t})] - \exp(-c^2\tilde{t}) + \sqrt{\pi}a(\tilde{t}) \left[\text{erf}[a(\tilde{t})] - \text{erf}(c\tilde{t}^{1/2}) \right] \right), \quad (7)$$

где $\xi = e\sigma_0/(\epsilon\epsilon_0 A t_{max0})$ — величина поверхностной плотности носителей заряда относительно плотности емкостного заряда в момент времени $t_{max0} = t_{tr}/\sqrt{3}$, $a(\tilde{t}) = c\tilde{t}^{1/2}(1 - \tilde{t}^{-2})$. Следует отметить, что полевая диффузия не изменяет время пролета t_{tr} (см. уравнение (1)), а величина коэффициента полевой диффузии резко возрастает с ростом параметра беспорядка, σ/kT .

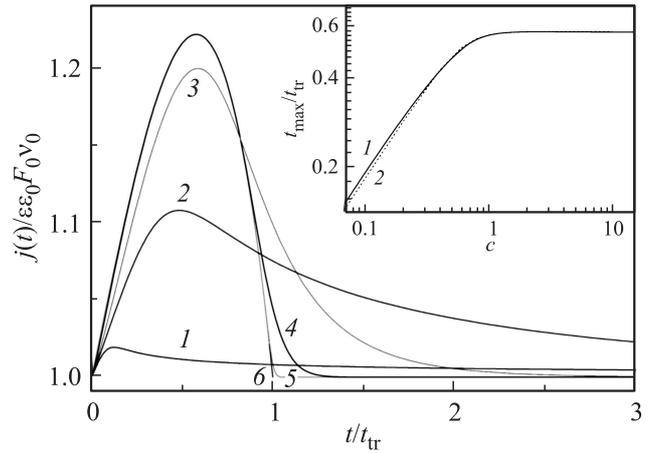


Рис. 2. Сравнение времени пролета при $L = 100$ нм, $\mu_0 = 0.1$ см²/В·с, $A = 10^{10}$ В/см·с, $\sigma_0 = \epsilon\epsilon_0 A t_{max0}/2e$ и различных значений σ/kT : 1 — 4, 2 — 3.5, 3 — 3.25, 4 — 3, 5 — 2.5. Кривая 6 показывает случай отсутствия диффузии. На вставке показана зависимость отношения t_{max}/t_{tr} от безразмерного параметра c (1) и аппроксимированная кривая (2) (см. (8)).

На рис. 2 изображен квазиравновесный ток в условиях однородной генерации. Можно видеть, что в случае слабого беспорядка ($\sigma/kT \leq 3$) кривая практически совпадает с результатом уравнения (1), без учета диффузии. С ростом беспорядка время достижения максимума, t_{max} , значительно уменьшается в сравнении со значением $t_{max0} = t_{tr}/\sqrt{3}$, полученным в дрейфовом приближении. При большом беспорядка ток после прохождения максимума убывает медленно, образуя длинный „хвост“, маскирующий время пролета. Такая форма сигнала многократно наблюдалась экспериментально [7]. На вставке рис. 2 показано, что отношение t_{max}/t_{tr} начинает значительно убывать в сравнении с результатом бездиффузионного приближения с уменьшением значений параметра c , если $c \leq c_0 = 0.63$. При данных значениях остальных параметров это означает, что $\sigma/kT > 3$. Зависимость t_{max}/t_{tr} от c можно аппроксимировать следующим выражением (см. пунктирную кривую на вставке к рис. 2):

$$\frac{t_{max}}{t_{tr}} = \frac{r_0}{(1 + (c/c_0)^p)^s}, \quad (8)$$

где $r_0 = 0.58$, $p = -3.7$, $s = 0.17$. Следует отметить, что условия $t > t_{rel}$, при котором применимо решение (5), и $t_{rel} < t_{max}$, при котором это решение применимо в окрестности t_{max} , ограничивают применимость выражения (8) условием $c > 0.4$. В действительности транспорт в тонком слое становится дисперсионным с понижением температуры. Однако квазиравновесность транспорта может реализоваться, если электрическое поле приложено с достаточно большой задержкой по времени после прихода импульса света [7], т.е. имеется время для энергетической релаксации.

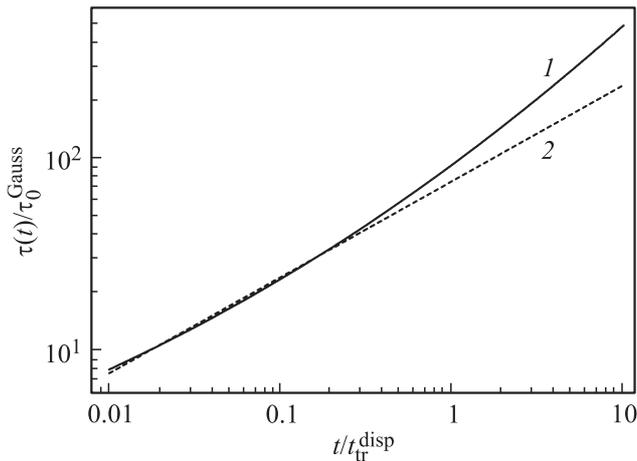


Рис. 3. Сравнение $\tau(t)$ для разных распределений при $\sigma = 4kT$, $\alpha = 0.5$, $\tau_0^{\text{exp}} = 7.1\tau_0^{\text{Gauss}}$: 1 — гауссово, 2 — экспоненциальное распределения.

4. Дисперсионный транспорт

Использование формализма модели многократного захвата в режиме дисперсионного транспорта приводит к следующему соотношению между $\rho(x, t, E)$ — распределением носителей, которые захвачены ловушками, и $p_c(x, t)$ — плотностью свободных носителей [10]:

$$p_c(x, t) = \partial(\tau(t)p(x, t))/\partial t. \tag{9}$$

Функция $\tau(t)$ — зависит от функции распределения локализованных состояний по энергии, $g(E)$:

$$\tau(t) = \tau_0 \int_{-\infty}^{E_d(t)} dE g(E),$$

где $E_d(t) = E_c - kT \ln(\nu_0 t)$. В случае экспоненциального распределения ловушек по энергии [10]

$$\tau(t) = \tau^{\text{exp}}(t) = \tau_0^{\text{exp}}(\nu_0 t)^\alpha, \tag{10}$$

где $\alpha = kT/E_0$, это степенная функция (E_0 — ширина экспоненциального распределения). В случае гауссова распределения

$$\tau(t) = \tau^{\text{Gauss}}(t) = 2\tau_0^{\text{Gauss}} / \text{Erfc} \left(-\frac{E_d(t)}{\sqrt{2}\sigma} \right). \tag{11}$$

Последнее выражение приближенно дает степенную зависимость (10) в ограниченном интервале времени, например, при значениях $\sigma = 4kT$, $\alpha = 0.5$, $\tau_0^{\text{exp}} = 7.1\tau_0^{\text{Gauss}}$ (рис. 3). Таким образом, результаты, полученные для степенной зависимости (10), можно приближенно использовать и в случае гауссова распределения в ограниченном интервале времени.

Подстановка соотношения (9) в уравнение непрерывности

$$\frac{\partial p(x, t)}{\partial t} + \mu_0 F(t) \frac{\partial p_c(x, t)}{\partial x} = 0$$

дает уравнение для плотности носителей $p(x, t)$:

$$\frac{\partial p(x, t)}{\partial t} + \mu_0 F(t) \frac{\partial^2 (\tau(t)p(x, t))}{\partial t \partial x} = 0.$$

В результате замены функции $p(x, t) = \Phi(y)/l(t)$, где $y = x/l(t)$, $l(t) = \mu_0 F(t)\tau(t)$, $F(t) = F_0(\nu_0 t)^\beta$, для случая генерации в виде тонкого слоя, $p(x, 0) = \sigma_0 \delta(x)$ получено следующее аналитическое выражение для плотности носителей заряда:

$$p(x, t) = \sigma_0 e^{-x/l(t)} \left(\frac{x}{l(t)} \right)^{-\beta/\alpha+\beta} / \left(\Gamma\left(\frac{\alpha}{\alpha+\beta}\right) l(t) \right), \tag{12}$$

$x > 0.$

В случае использования метода CELIV $\beta = 1$. Выражение (12) переходит в известный результат, полученный для случая постоянного поля $F_0 = \text{const}$ [10], при $\beta \rightarrow 0$.

Время пролета в дисперсионном режиме выражается из условия, что средняя координата равна толщине пленки [10]:

$$\langle x \rangle (t_{\text{tr}}^{\text{disp}}) = \int_0^\infty dx x p(x, t) = L,$$

откуда следует

$$t_{\text{tr}}^{\text{disp}} = \nu_0^{-1} (d/\lambda)^{\frac{1}{\alpha+\beta}}, \tag{13}$$

где $d = L/(\mu_0 F_0 \tau_0) = L\nu_0/(\mu_0 \tau_0 A)$ — безразмерная толщина слоя, $\lambda = \alpha/(\alpha + \beta)$. В случае генерации однородной по толщине слоя, уравнения (6), (10) и (12) дают следующее выражение для переходного тока:

$$j(t) = A \varepsilon \varepsilon_0 + \frac{e \sigma_0}{t_{\text{tr}}^{\text{disp}}} j_c(t). \tag{14}$$

Для безразмерного тока проводимости получено выражение, которое в условиях метода CELIV содержит единственный параметр — α , поскольку для условий метода CELIV $\beta = 1$ и $\lambda = \alpha/(\alpha + 1)$:

$$j_c(\bar{t}) = \frac{\bar{t}^{\alpha+\beta-1} \alpha (\lambda [\Gamma(1+\lambda) - \Gamma(1+\lambda, \lambda/\bar{t}^{\alpha+\beta})] - \bar{t}^{\alpha+\beta} [\Gamma(2+\lambda) - \Gamma(2+\lambda, \lambda/\bar{t}^{\alpha+\beta})])}{\lambda^2 \Gamma(1+\lambda)}, \tag{15}$$

где $\bar{t} = t/t_{\text{tr}}^{\text{disp}}$.

На рис. 4 приведено сравнение переходного тока в квазиравновесном режиме (без диффузии) (см. уравнение (1)) и тока в дисперсионном режиме. Время пролета t_{tr} было вычислено по формуле (1) в предположении, что подвижность является подвижностью свободных носителей. Видно, что время максимума значительно смещено относительно квазиравновесного режима, и форма сигнала резко асимметрична, как и в случае сильной полевой диффузии. Заметим, что при значениях параметров, использованных в расчете, функция $\tau(t)$

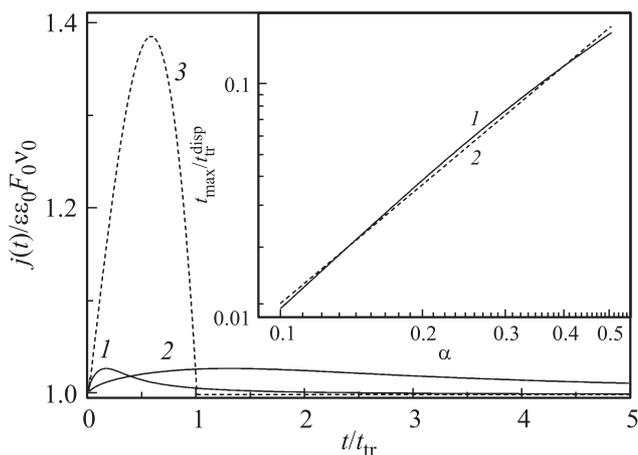


Рис. 4. Сравнение дисперсионного режима с квазиравновесным режимом без учета диффузии в случае распределения Гаусса для $\alpha = 0.5$, $\beta = 1$, $v_0\tau_0 = 1/4$, $d = 400$, $\sigma_0 = \varepsilon\varepsilon_0 A t_{\max} 0/2e$: 1 — дисперсионный режим, 3 — квазиравновесный режим. Кривая 2 отличается от кривой 1 тем, что время обезразмерено временем пролета в дисперсионном режиме, $t_{\text{tr}}^{\text{disp}}$ (см. (14)). На вставке показана зависимость отношения $t_{\max}/t_{\text{tr}}^{\text{disp}}$ от α (1) и аппроксимирующая кривая (2) (см. (16)).

хорошо аппроксимируется степенной зависимостью (10) практически на всем временном интервале, где ток значительно превышает ток смещения, включая область вблизи максимума.

Кроме времени пролета свободных носителей, характеристикой пролета в дисперсионном режиме является время, вычисленное согласно (14). Отношение $t_{\max}/t_{\text{tr}}^{\text{disp}}$ зависит от единственного параметра — α (см. (16)). Данную зависимость можно аппроксимировать следующим образом (см. штриховую линию на вставке к рис. 4):

$$t_{\max}/t_{\text{tr}}^{\text{disp}} \approx 0.5567\alpha^{1.686}. \quad (16)$$

Таким образом, измерив t_{\max} , с помощью известной зависимости $t_{\max}/t_{\text{tr}}^{\text{disp}}$ можно вычислить $t_{\text{tr}}^{\text{disp}}$ и найти подвижность свободных носителей μ_0 при известных значениях прочих параметров (см. (13)).

5. Заключение

В данной работе получены аналитические выражения для плотности носителей заряда и переходного тока в условиях эксперимента CELIV как в квазиравновесном режиме, так и в режиме дисперсионного транспорта (в этом случае получены более общие выражения при напряженности поля, возрастающей по степенному закону). Показано, что при достаточно большом энергетическом беспорядке вследствие аномальной дисперсии носителей не только появляется широкий „хвост“ сигнала при временах, превышающих время пролета, но и существенно изменяется отношение времени максимума тока ко времени пролета, t_{\max}/t_{tr} . Найдены

аналитические зависимости отношения данных времен от параметров, характеризующих материал. В обоих случаях отношение t_{\max}/t_{tr} зависит лишь от одного безразмерного параметра. Эти зависимости позволяют вычислить время пролета (в случае дисперсионного транспорта — время пролета свободных носителей) в случае, если форма сигнала CELIV резко асимметрична (сигнал имеет широкий диффузионный „хвост“), и обычное соотношение (3) не применимо. Следует отметить, что в случае дисперсионного транспорта высота максимума в малосигнальном режиме незначительна, время его достижения мало, и этот максимум может быть не заметен вследствие искажения сигнала на масштабе времени порядка времени RC измерительного контура.

Список литературы

- [1] R.H. Friend, R.W. Gymer, A.B. Holmes, J.H. Burroughes, R.N. Marks, C. Taliani, D.D.C. Bradley, D.A. DosSantos, J.L. Bredas, M. Loglund, W.R. Salaneck. *Nature*, **397**, 121 (1999).
- [2] A.J. Mozer, N.S. Sariciftci, C.R.Chimie, **2006**, 568 (2006).
- [3] P.M. Borsenberger, D.S. Weiss. *Organic photoreceptors for xerography* (Boca Raton, CRC Press, 1998).
- [4] Ta-Ya Chu, Ok-Keun Song. *J. Appl. Phys.* **104**, 023 711 (2008).
- [5] G. Jučka, K. Arlauskas, M. Viliunas. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4946 (2000).
- [6] G. Jučka, K. Arlauskas, M. Viliunas, K. Genevičius, R. Österbacka, H. Stubb. *Phys. Rev. B*, **62**, R16235 (2000).
- [7] A.J. Mozer, N.S. Sariciftci, L. Lutsen, D. Vanderzande, R. Österbacka, M. Westerling, G. Jučka. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 112 104 (2005).
- [8] H. Bässler. *Phys. Status Solidi B*, **175**, 15 (1993).
- [9] V.R. Nikitenko, H. von Seggern, H. Bässler. *J. Phys.: Condens. Matter*, **19**, 136 210 (2007).
- [10] V.I. Arkhipov, A.I. Rudenko. *Phil. Mag. B*, **45** 189 (1982).
- [11] В.Р. Никитенко, А.П. Тютнев. *ФТП*, **41**, 1118 (2007).
- [12] V.R. Nikitenko, M.N. Strikhanov. *J. Appl. Phys.*, **115**, 073 704 (2014).
- [13] V.I. Arkhipov, E.V. Emelianova, G.I. Adriaenssens. *Phys. Rev. B*, **64**, 125 125 (2001).
- [14] A.I. Rudenko, V.I. Arkhipov. *Phil. Mag. B*, **45**, 177 (1982).
- [15] A.V. Nenashev, F. Jansson, S.D. Baranovskii, R. Österbacka, A.V. Dvurechenskii, F. Gebhard. *Phys. Rev. B*, **81**, 115 204 (2010).
- [16] Архипов В.И., Никитенко В.Р. *ФТП*, **24** (11), 2043 (1990).

Редактор А.Н. Смирнов

Theory of anomalous diffusion of charge carriers in disordered organic materials under conditions of CELIV experiment

V.R. Nikitenko, M.M. Amrakulov, M.D. Khan

National Research Nuclear University „MEPhI“
(Moscow Engineering Physics Institute),
115409 Moscow, Russia

Abstract Analytic solutions for transient current in CELIV (Charge Extraction by Linearly Increasing Voltage) experiment founded both in quasi-equilibrium (considering field-stimulated diffusion) and in dispersive transport regime. Ratio of time of maximal current to transient time sufficiently decreases along with the increase of disorder. Simple analytic expressions of this ratio, containing only one dimensionless parameter of material in each case, are founded. Conditions of applicability of well-known theory of CELIV (neglecting diffusion) are defined. Results are suitable for calculations of transit time, if signal of transient current has a clearly asymmetric form, decreasing slowly at long time.