

УДК 541.64:537.3

ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ПОЛИМЕРАХ

© 1998 г. А. П. Тютнев*, Д. Н. Садовничий**, П. А. Павлов*, В. С. Саенко*, Е. Д. Пожидаев*

* *Московский государственный институт электроники и математики*

109028 Москва, Трехсвятительский пер., 3/12

** *Федеральный центр двойных технологий "Союз"*

140056 Дзержинский Московской обл., ул. Советская, 6

Поступила в редакцию 02.09.97 г.

Принята в печать 25.11.97 г.

Выполнен теоретический анализ эффективной подвижности носителей электрического заряда в неупорядоченных системах для четырех типов распределений ловушек по энергии: экспоненциального, гауссова, усеченного экспоненциального и равномерного. Определены критерии идентификации типа распределения ловушек в той или иной полимерной системе. Показано, что в полимерах предпочтение следует отдать усеченному экспоненциальному распределению, а в молекулярно-допированных системах – гауссовому. Установлено, что энергия активации подвижности в стационарном состоянии может существенно превысить энергию активации подвижности в дисперсионном режиме транспорта как минимум на величину энергии наиболее глубоких ловушек (в случае усеченного экспоненциального или равномерного распределений).

ВВЕДЕНИЕ

Основной характеристикой транспортных свойств носителей заряда в полимерах является эффективная подвижность, которая описывает временной ход усредненной по ансамблю подвижности мгновенно генерированных носителей заряда того или другого знака (в условиях отсутствия рекомбинации, выхода на электроды и заполнения ловушек) [1]. Эффективная подвижность – убывающая функция времени. Она отражает переходный процесс установления в системе стационарного состояния, когда эффективная подвижность уже не зависит от времени, а транспорт носителей заряда (т.е. диффузия и дрейф) определяется гауссовой статистикой, при которой коэффициенты диффузии и подвижности есть постоянные величины. Однако до достижения этого состояния в системе реализуется так называемый дисперсионный режим транспорта носителей заряда. Изучение подвижности в данном режиме требует большой осторожности [1].

В нашей предыдущей работе [2] выполнен численный анализ временной зависимости эффективной подвижности в рамках модели многократного захвата с экспоненциальным (ЭР) и гауссовым (ГР) распределениями ловушек по энергии. Оба распределения получили широкое распространение при интерпретации экспериментов по изучению электронного транспорта в конденсированной среде: в полимерах предпочтение отдается ЭР, а в органических монокристаллах и молекулярно-допированных полимерах в основном используется ГР. В работе [3] раскрыт физический смысл тесной корреляции эффективного ча-

стотного фактора, фигурирующего в модели, и характерных частот заторможенного вращения молекулярных групп, выступающих в качестве прыжковых центров, или участков цепи (звено, сегмент Куна), содержащих эти группы. Эффективный частотный фактор, таким образом, оказывается температурно-чувствительной величиной.

Настоящая работа посвящена теоретическому анализу временной и температурной зависимостей эффективной подвижности для различных распределений ловушек по энергии. Цель работы – установление критериев идентификации этих распределений в полимерах.

ОБЗОР СУЩЕСТВУЮЩИХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для изучения транспорта носителей заряда в полимерах в настоящее время используются два основных метода. Во-первых, метод нестационарной радиационной электропроводности, позволяющий наиболее полно исследовать временную зависимость эффективной подвижности [1]. Вторым методом является классический метод времени пролета [4], встречающий принципиальные трудности при интерпретации результатов измерений в дисперсионном режиме транспорта [1, 5]. В режиме нормального транспорта оба подхода к измерению подвижности дают очень близкие результаты [6].

Экспериментально показано, что в полимерах (ПС, поливинилкарбазол, ПЭ, ПТФЭ и др.) доминирует дырочный тип проводимости, хотя в

ПЭТФ именно электроны являются основными носителями заряда. При этом достигается прекрасное совпадение результатов по монополярной инжекции и данных метода акцепторов [1, 7]. При комнатной температуре во всех полимерах происходит только дисперсионный режим транспорта даже при временах наблюдения, превышающих 1 с [8, 9]. Спад эффективной подвижности хорошо описывается степенной функцией $t^{-1+\alpha}$ при относительном постоянстве дисперсионного параметра α . С повышением температуры α как правило растет, а в области повышенных температур (в ПЭ при $T > 330$ К, в ПС при $T > 370$ К) происходит переход от дисперсионного к гауссову транспорту. Для поливинилкарбазола отмечено очень схожее поведение [1]. В молекулярно-допированных полимерах этот переход происходит уже при комнатных температурах (< 300 К) [4]. Температурные эффекты носят совершенно обратимый характер. Наибольшие зарегистрированные значения эффективной подвижности в полимерах (поливинилкарбазол, ПЭТФ) не превышают 10^{-7} м²/(В с) даже спустя наносекунды после генерации носителей заряда [10–12]. Считается, что микроскопическая подвижность носителей заряда в полимерах не более 10^{-6} м²/(В с). Измеренные значения подвижности носителей заряда в монокристаллах низкомолекулярных аналогов типичных полимеров составляют $(0.1–0.3) \times 10^{-4}$ м²/(В с) [1]. Время жизни носителей заряда до захвата τ_0 в полимерах чрезвычайно мало ($< 10^{-9}$ с). Экспериментально определяется только сдвиг квазисвободных носителей заряда в единичном электрическом поле до захвата $\mu_0\tau_0$, значения которого заключены в интервале $6 \times 10^{-20}–10^{-18}$ м²/В. Сдвиг слабо зависит от температуры, причем эта зависимость является неактивационной.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Постановка задачи

При теоретическом анализе будем основываться на модели многократного захвата. Математическая постановка задачи, в этом случае, хорошо известна [2]

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho(E, t)}{\partial t} = k_c N_0(t) M(E) - v_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \rho(E, t) \\ N(0) = N_0(t) + \int_0^\infty \rho(E, t) dE \end{cases} \quad (1)$$

В этой системе $\rho(E, t)$ – концентрация электронов (которые для определенности рассматриваются в качестве основных носителей заряда) на уровнях захвата (ловушках) глубиной E в момент времени t после импульсной генерации $N(0)$ элек-

тронов в проводящем состоянии при $t = 0$; $N_0(t)$ – концентрация электронов в проводящем состоянии (в зоне переноса); $M(E)$ – энергетическое распределение ловушек (их полная концентрация – M_0), k_c – константа скорости захвата; v_0 – эффективный частотный фактор (в дальнейшем просто частотный фактор); k – константа Больцмана и T – температура.

Дополнительно предполагается, что $N(0) \rightarrow 0$. Это допущение позволяет не учитывать заполнение ловушек при проведении теоретического анализа.

Начальные условия: при $t = 0$ $N_0(0) = N(0)$ и $\rho(E, 0) = 0$.

По определению $\mu_{eff}(t) = \mu_0 \frac{N_0(t)}{N(0)}$, где μ_0 – подвижность электронов в зоне переноса.

Наибольший интерес представляют следующие типы распределений ($E \geq 0$):

$$\text{ЭР } M(E) = \frac{M_0}{E_1} \exp\left(-\frac{E}{E_1}\right),$$

$$\text{ГР } M(E) = \frac{2M_0}{\pi^{1/2} E_0} \exp\left(-\frac{E^2}{E_0^2}\right),$$

усеченное экспоненциальное (УЭР)

$$M(E) = \left[1 - \exp\left(-\frac{E_c}{E_1}\right)\right]^{-1} \frac{M_0}{E_1} \exp\left(-\frac{E}{E_1}\right)$$

$$\text{для } E \leq E_c, M(E) = 0 \text{ для } E > E_c,$$

равномерное (РР)

$$M(E) = \frac{M_0}{E_b} \text{ при } E \leq E_b \text{ и } M(E) = 0 \text{ при } E > E_b.$$

Все распределения нормированы на M_0 . Удобно ввести дополнительные обозначения: $\alpha = \frac{kT}{E_1}$,

$\hat{\alpha} = \frac{kT}{E_0}$ и $\gamma = v_0\tau_0$, где $\tau_0 = (k_c M_0)^{-1}$. Кроме того, при рассмотрении изотермических процессов уместно перейти к безразмерным величинам $\mu = \frac{\mu_{eff}}{\mu_0}$ и $\tau = v_0 t$, как это сделано в работе [2].

В соответствии с работами [3, 13] примем, что температурная зависимость частотного фактора описывается формулой

$$v_0 = \tilde{v}_0 + v_i = \tilde{v}_0 + 10^{12} \exp\left(-\frac{u_v}{kT}\right),$$

где $\tilde{\nu}_0$ – низкотемпературный предел ν_0 , ν_i – частота определяющего релаксационного процесса с энергией активации u_v . Значение предэкспонента принято равным 10^{12} с^{-1} [14].

Стационарный режим

Из четырех рассмотренных распределений только ЭР при $\alpha < 1.0$ не имеет стационарного значения эффективной подвижности $\tilde{\mu}$. В случае ГР

$$\tilde{\mu} = \left[1 + \frac{1 + \operatorname{erf}\left(\frac{1}{2\hat{\alpha}}\right)}{\gamma} \exp\left(\frac{1}{4\hat{\alpha}^2}\right) \right]^{-1} \quad (2)$$

($\operatorname{erf} x$ – функция ошибок).

Для УЭР ($\alpha \leq 0.8$)

$$\tilde{\mu} = \left[1 + \frac{\alpha}{(1-\alpha)} \frac{\left\{ \exp\left[\frac{E_c}{kT}(1-\alpha)\right] - 1 \right\}}{\gamma[1 - \exp(-m)]} \right]^{-1} \quad (3)$$

$$\left(m = \frac{E_c}{E_1} \right).$$

В полимерах $\gamma \ll 1.0$ и формулы (2) и (3) сильно упрощаются

$$\tilde{\mu} \approx \frac{1}{2} \gamma \exp\left(-\frac{1}{4\hat{\alpha}^2}\right) \quad (2')$$

и

$$\tilde{\mu} \approx \frac{(1-\alpha)}{\alpha} [1 - \exp(-m)] \gamma \exp\left[-\frac{E_c}{kT}(1-\alpha)\right] \quad (3')$$

Расходимость в формуле (3') при $\alpha \rightarrow 0$ кажущаяся, так как при этом и $m \rightarrow 0$. Получающаяся неопределенность вида $0/0$ легко раскрывается

$$\tilde{\mu} \approx \frac{E_c}{kT} \gamma \exp\left(-\frac{E_c}{kT}\right) \quad (4)$$

Этот результат соответствует случаю РР

$$\tilde{\mu} \approx \frac{E_b}{kT} \gamma \exp\left(-\frac{E_b}{kT}\right) \quad (5)$$

при $E_c = E_b$ (см. также работу [15]).

Отметим, что при $\alpha > 1.0$ ЭР также допускает стационарное решение и для $\alpha \geq 2.0$ и $\gamma \ll 1.0$ [2]

$$\tilde{\mu} \approx \frac{(\alpha - 1)}{\alpha} \gamma \quad (6)$$

Расчет энергии активации эффективной подвижности в стационарном состоянии проводили в соответствии с общепринятым определением

$$u_{\tilde{\mu}} = -k \frac{\partial \ln \tilde{\mu}_{eff}}{\partial (1/T)} = kT^2 \frac{\partial \ln \tilde{\mu}_{eff}}{\partial T}$$

Предполагается, что μ_0 не зависит от температуры (если это не так, учет температурной зависимости μ_0 легко осуществляется введением дополнительного члена во все последующие формулы). При $\gamma \ll 1.0$

$$u_{\tilde{\mu}} = u_v + \frac{E_0^2}{2kT} \quad (7)$$

$$u_{\tilde{\mu}} \approx -\frac{kT}{(1-\alpha)} + u_v + E_c \quad (8)$$

$$u_{\tilde{\mu}} \approx -kT + u_v + E_b \quad (9)$$

для ГР, УЭР и РР соответственно.

Как показали численные расчеты, в формуле (7) второе слагаемое справа в 2 раза больше приведенного в работе [15]. Отличительная особенность соотношений (7)–(9) состоит в заметном превышении $u_{\tilde{\mu}}$ над энергией активации собственно частотного фактора u_v .

Переходной процесс

Как уже отмечалось, основной объем экспериментальных исследований по транспортным свойствам электронов и дырок в полимерах выполнен в режиме дисперсионного переноса носителей заряда. Анализ переходного процесса представляет несомненный интерес (рис. 1–4).

Согласно результатам работы [2], область дисперсионного транспорта охватывает интервал времен от $\tau \approx 1.0$ до $\tilde{\tau}$, где $\tilde{\tau}$ – характерное время достижения системой стационарного состояния (в случае ЭР $\tilde{\tau} = \infty$). Удобной количественной характеристикой при этом является $S = \lg \tilde{\tau}$. Условно можно принять, что $\mu(\tilde{\tau}) \approx 1.1 \tilde{\mu}$ для $\tilde{\mu} \ll 1.0$. Этот прием является единственно приемлемым для распределений, не обладающих характерным

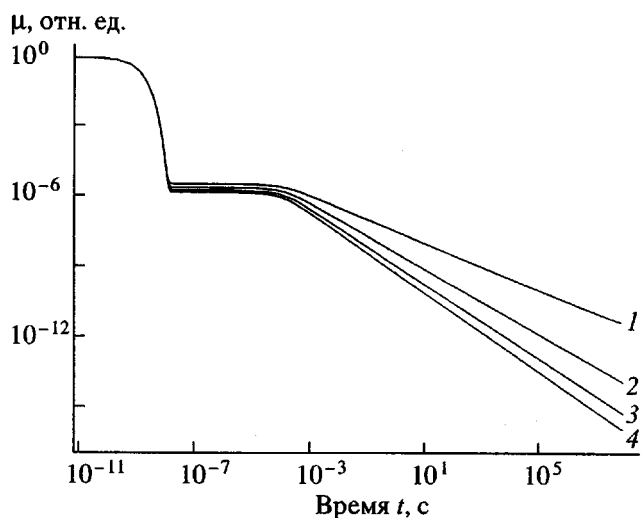


Рис. 1. Временная зависимость эффективной подвижности при экспоненциальном распределении ловушек по энергии. $\alpha = 0.5$ (1), 0.3 (2), 0.2 (3) и 0.15 (4). $\nu_0 = 10^4 \text{ с}^{-1}$, $\gamma = 10^{-5}$, $E_1 = 0.05 \text{ эВ}$.

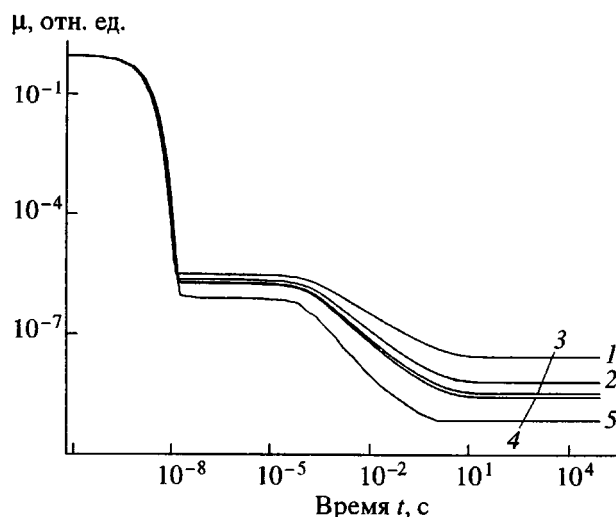


Рис. 2. Временная зависимость эффективной подвижности для УЭР (1–4) и РР (5). $\alpha = 0.5$ (1), 0.3 (2), 0.2 (3) и 0.15 (4); $E_c = E_b = 0.3 \text{ эВ}$, $\nu_0 = 10^4 \text{ с}^{-1}$, $\gamma = 10^{-5}$, $E_1 = 0.05 \text{ эВ}$.

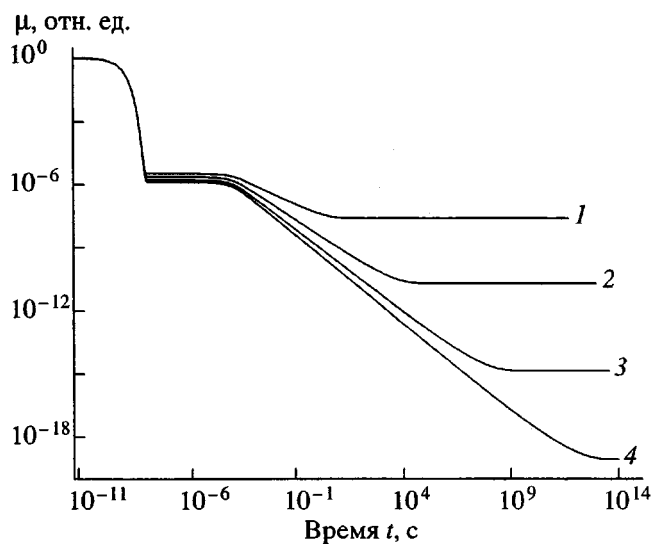


Рис. 3. Временная зависимость эффективной подвижности для УЭР при 300 (1), 180 (2), 120 (3) и 90 К (4). $E_1 = 0.05 \text{ эВ}$, $E_c = 0.3 \text{ эВ}$, $\nu_0 = 10^4 \text{ с}^{-1}$ и $\gamma = 10^{-5}$.

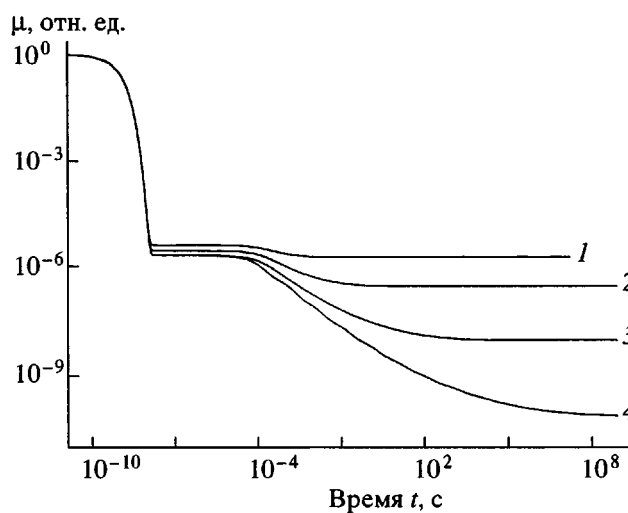


Рис. 4. Временная зависимость эффективной подвижности при гауссовом распределении ловушек по энергии. $\alpha = 0.5$ (1), 0.3 (2), 0.2 (3) и 0.15 (4); $\nu_0 = 10^4 \text{ с}^{-1}$, $\gamma = 10^{-5}$, $E_0 = 0.05 \text{ эВ}$.

асимптотическим поведением (в первую очередь для ГР [16]). Соответствующие данные приведены в таблице.

Однако в случае УЭР и РР появляется возможность и чисто аналитической оценки $\tilde{\tau}$ (рис. 2). Для УЭР можно использовать формулу (7), полученную в работе [2] для переходного процесса

$\mu(t)$, и формулу (3') настоящей статьи. Тогда при $\alpha \leq 0.8$ и $\gamma \ll 1$

$$\tilde{\tau} \approx \left[\frac{\alpha^2}{(1-\alpha)\Gamma^2(1+\alpha)\Gamma(1-\alpha)} \right]^{\frac{1}{(1-\alpha)}} \exp\left(\frac{E_c}{kT}\right), \quad (10)$$

где $\Gamma(x)$ – гамма-функция.

Параметры кривых $\mu(t)$, приведенных на рис. 1–4*

Распределение	α или $\hat{\alpha}$	$\tilde{\mu}$		μ_i^{**}	$\tilde{\tau}$		$\bar{\alpha}$
		численный расчет	аналитическая оценка		численный расчет	аналитическая оценка	
УЭР	0.5	2.48×10^{-8}	2.5×10^{-8}	3.36×10^{-6}	$\sim 10^5$	2.0×10^4	0.5
	0.3	1.94×10^{-11}	1.95×10^{-11}	2.33×10^{-6}	$\sim 3.0 \times 10^8$	3.0×10^7	0.3
	0.2	1.50×10^{-15}	1.50×10^{-15}	1.69×10^{-6}	$\sim 10^{13}$	3.0×10^{11}	0.2
	0.15	0.96×10^{-19}	0.96×10^{-19}	1.33×10^{-6}	$\sim 10^{17}$	3.4×10^{15}	0.15
ГР	0.5	1.98×10^{-6}	1.98×10^{-6}	4.32×10^{-6}	~ 30	—	~ 0.82
	0.3	3.14×10^{-7}	3.14×10^{-7}	3.04×10^{-6}	$\sim 10^4$	—	~ 0.65
	0.2	0.96×10^{-8}	0.96×10^{-8}	2.23×10^{-6}	$\sim 3.0 \times 10^7$	—	~ 0.5
	0.15	0.77×10^{-10}	0.77×10^{-10}	2.23×10^{-6}	$\sim 10^{13}$	—	~ 0.44

* Принято, что $E_1 = E_0 = 0.05$ эВ, $E_c = 0.3$ эВ ($\nu_0 = 10^4$ с $^{-1}$ и $\gamma = 10^{-5}$, независимо от температуры).

** Для $\tau = 2 \times 10^{-4}$.

В тех же условиях для РР

$$\tilde{\tau} \approx \left(\frac{kT}{E_b} \right)^2 \exp\left(\frac{E_b}{kT} \right) \quad (11)$$

Легко видеть, что в случае УЭР дисперсионный параметр α сохраняет значение, характерное для исходного ЭР. В случае РР $\alpha = \frac{kT}{E_b} \approx 0$ ($E_b \gg kT$), и на этапе спада $\mu \propto \tau^{-1}$.

Условие $\gamma \ll 1.0$, хорошо выполняющееся в нормальных условиях для большинства полимеров, обеспечивает существование плато на зависимости $\mu(\tau)$ при $0 \leq \tau \leq 1.0$, когда $\mu \approx \mu_i$ (рис. 1–4). Если теперь $\mu \rightarrow \tilde{\mu}$ при $\tau \rightarrow \infty$ (ГР, УЭР, РР), то на кривой $\mu(\tau)$, построенной в двойных логарифмических координатах $\lg \mu - \lg \tau$, появляется точка перегиба (рис. 2–4). В районе этой точки тангенс угла наклона зависимости, равный $(1 - \bar{\alpha})$, определяет некоторое число $\bar{\alpha}$ (аналог дисперсионного параметра), характерное для различных распределений (таблица). Два эмпирических параметра ($\bar{\alpha}$ и $\tilde{\tau}$) достаточно полно характеризуют вид экспериментальной зависимости $\mu(\tau)$ и могут служить критериями идентификации того или другого энергетического распределения ловушек. К сожалению, даже эта информация практически отсутствует в литературе применительно

к тем полимерным системам, для аттестации транспортных свойств которых применялся метод времени пролета [4].

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Имеющиеся в литературе данные по временной зависимости эффективной подвижности полимеров получены методом нестационарной радиационной электропроводности, но, к сожалению, ограничены только комнатной температурой [1, 2, 10–12]. Постоянство дисперсионного параметра в широком временном интервале (до 6 порядков в ПС или ПЭНП) при выходе μ на стационарное значение при повышенных температурах позволяет отдать предпочтение УЭР перед всеми остальными типами распределений. Причины, по которым ЭР оказывается обрезанным со стороны высоких энергий, на данный момент не совсем ясны. Обратим внимание на данные для двух упомянутых выше полимеров. В ПС $\alpha \approx 0.2$, а в ПЭНП $\alpha \approx 0.5$ при 300 К. Интервал измерения эффективной подвижности при этом достигает пяти порядков в ПС и не менее четырех порядков в ПЭНП. Тем не менее нельзя полностью исключить возможность реализации в этих полимерах ГР при $\hat{\alpha} \leq 0.2$, когда $\bar{\alpha} \leq 0.5$ (таблица, рис. 4). Этот вопрос заслуживает более тщательного изучения как в теоретическом, так и в экспериментальном плане [2, 16].

Как показано в работах [3, 13], ситуация существенно изменяется при переходе от полимеров к молекулярно-допированным полимерам. В них можно ожидать реализации именно ГР с высокими значениями частотного фактора ($\geq 10^8 \text{ с}^{-1}$) уже при комнатной температуре, когда полимерная матрица находится в застеклованном состоянии. Энергия активации частотного фактора не превышает $\sim 0.1 \text{ эВ}$, поскольку частотный фактор практически совпадает с частотой вращательной диффузии диспергированных молекул в микропустотах “замороженного” свободного флуктуационного объема [17]. Единственной работой, в которой исследован временной ход эффективной подвижности в молекулярно-допированных полимерах, является работа [18]. Показано, что в исследованных системах (ПММА или ПВХ, допированный низкомолекулярными соединениями) в интервале времен от 100 мкс и по крайней мере до 10 мс реализуется дисперсионный режим транспорта носителей заряда. Применялся метод нестационарной радиационной электропроводности. Измеренное значение дисперсионного параметра было хотя и велико ($\alpha \approx 0.5$), но существенно ниже единицы. Этот результат заставляет относиться с большой осторожностью к сообщениям о том, что в молекулярно-допированных полимерах реализуется нормальный (т.е. гауссов) транспорт носителей заряда, тем более что до сих пор так и не получили удовлетворительного объяснения наблюдаемые с использованием метода времени пролета температурные и полевые зависимости подвижности [4, 19, 20]. Применительно к поливинилкарбазолу этот вопрос подробно рассмотрен в обзоре [5]. Сам факт наблюдения перехода от дисперсионного режима транспорта к нормальному не вызывает сомнения. Более того, спрямление зависимости $\tilde{\mu}(T)$ в координатах $\ln \tilde{\mu} - \frac{1}{T}$ является сильным аргументом в пользу ГР. Однако влияние толщины образца на результаты подобных экспериментов [21] указывает на трудности “очистки” и последующей интерпретации экспериментальных результатов, полученных методом времени пролета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тютнев А.П., Ванников А.В., Мингалева Г.С. Радиационная электрофизика органических диэлектриков. М.: Энергоатомиздат, 1989.
2. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Боев С.Г. // Хим. физика. 1994. Т. 13. № 8/9. С. 54.
3. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н. // Высокомолек. соед. Б. 1997. Т. 39. № 5. С. 879.
4. Ванников А.В., Гришина А.Д., Новиков С.В. // Успехи химии. 1994. Т. 63. № 2. С. 107.
5. Тютнев А.П. // Химия высоких энергий. 1996. Т. 30. № 1. С. 5.
6. Абрамов В.Н., Тютнев А.П., Пожидаев Е.Д., Саенко В.С., Ванников А.В., Филиппов В.В., Никольский В.Г. // Химия высоких энергий. 1987. Т. 21. № 3. С. 241.
7. Тютнев А.П., Абрамов В.Н., Дубенсков П.И., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д., Ванников А.В. // Химия высоких энергий. 1987. Т. 21. № 2. С. 148.
8. Абрамов В.Н., Пожидаев Е.Д., Тютнев А.П., Саенко В.С., Ванников А.В. // Высокомолек. соед. А. 1987. Т. 29. № 2. С. 260.
9. Хатинов С.А., Едрисов А.Т., Турдыбеков К.М., Милинчук В.К. // Высокомолек. соед. А. 1995. Т. 37. № 10. С. 1665.
10. Hughes R. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1971. V. 18. № 6. P. 281.
11. Hughes R. // Second Int. Conf. on Electrography / Ed. White D.R. Washington D.C., 1974. P. 655.
12. Tyutnev A.P., Abramov V.N., Dubenskov P.I., Saenko V.S., Vannikov A.V., Pozhidaev E.D. // Acta Polymerica. 1986. V. 37. № 6. S. 336.
13. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н. // Хим. физика. 1998. Т. 17. № 2. С. 99.
14. Бартнев Г.М., Бартнева А.Г. Релаксационные свойства полимеров. М.: Химия, 1992.
15. Rudenko A.I., Arkhipov V.I. // Phil. Mag. B. 1982. V. 45. № 2. P. 177.
16. Arkhipov V.I., Kolesnikov V.A., Rudenko A.I. // J. Phys., Appl. Phys. 1984. V. 17. P. 1241.
17. Эмануэль Н.М., Бучаченко А.Л. Химическая физика старения и стабилизации полимеров. М.: Наука, 1982.
18. Tyutnev A.P., Abramov V.N., Dubenskov P.I., Saenko V.S., Pozhidaev E.D., Vannikov A.V. // Phys. Status Solidi. A. 1985. V. 91. № 2. P. 715.
19. Schein L.B. // Phil. Mag. B. 1992. V. 65. № 4. P. 795.
20. Abkowitz M.A. // Phil. Mag. B. 1992. V. 65. № 4. P. 817.
21. Bässler H., Borsenberger P.M. // Chem. Phys. 1993. V. 177. P. 793.

Electron Transfer in Polymers

A. P. Tyutnev*, D. N. Sadovnichii**, P. A. Pavlov*, V. S. Saenko*, and E. D. Pozhidaev*

* *Moscow State University of Electronics and Mathematics,
Trekhsvyatitel'skii per. 3/12, Moscow, 109028 Russia*

** *Federal Center of Two fold Technologies "Soyuz",
ul. Sovetskaya 6, Dzerzhinskii, Moscow Oblast, 140056 Russia*

Abstract—The effective charge carrier mobility in disordered systems was theoretically analyzed for four types of the energy distribution of traps: exponential, Gaussian, truncated exponential, and uniform. Criteria for identifying the type of traps distribution in a particular polymeric system are formulated. It was established that the exponential distribution should be preferred in polymers and the Gaussian distribution, in the molecular-doped systems. It was found that the mobility activation energy in the steady state can exceed significantly that in the dispersion mode of transport (at least by the value of the energy of the most deep traps in the case of truncated exponential or uniform distribution).