

УДК 541(64+15):537.3

## ТРАНСПОРТ РАДИАЦИОННО-ГЕНЕРИРОВАННЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛИВИНИЛКАРБАЗОЛЕ И МОЛЕКУЛЯРНО ДОПИРОВАННОМ ПОЛИКАРБОНАТЕ<sup>1</sup>

© 2004 г. А. П. Тютнев\*, В. С. Саенко\*, В. А. Колесников\*\*, Е. Д. Пожидаев\*

\*Московский государственный институт электроники и математики  
109028 Москва, Трехсвятительский пер., 3/12

\*\*Институт электрохимии им. А.Н. Фрумкина Российской академии наук  
119991 Москва, Ленинский пр., 31

Поступила в редакцию 17.06.2003 г.

Принята в печать 10.09.2003 г.

Показано, что транспорт дырок (основных носителей заряда) в поливинилкарбазоле и молекулярно допированном поликарбонате при комнатной температуре является неравновесным (дисперсионным) во всем экспериментально доступном для измерений интервале времен (от десятков микросекунд до нескольких секунд) по данным метода времени пролета и нестационарной радиационной электропроводности. Если на времяпролетных кривых моменту времени пролета предшествует образование плеча (участка замедленного спада тока, но без его выхода на плато), то на кривых переходного тока нестационарной радиационной электропроводности подобный переход совершается в полном соответствии с теорией многократного захвата. Дисперсионный параметр достаточно велик в обоих полимерах (0.6–0.7 при комнатной температуре) и хорошо согласуется с результатами времяпролетных измерений дрейфовой подвижности дырок в поливинилкарбазоле и его комплексах с переносом заряда, выполненных еще в середине 70-х годов.

### ВВЕДЕНИЕ

Поливинилкарбазол (ПВК) занимает среди неупорядоченных твердых тел такое же место, как антрацен среди органических монокристаллов [1, 2]. По результатам изучения импульсной фото- и радиационной электропроводности этого модельного полимера сформулированы три теоретические модели, предназначенные для описания транспорта дырок в ПВК, в молекулярно допированном ПК и носителей заряда в неупорядоченных средах.

Данные, полученные методом времени пролета, привели к созданию теории случайных блужданий в непрерывном времени [3], а несколько позже и модели гауссова беспорядка [4]. В рамках этих моделей перенос основных носителей заряда трактуется как некогерентный прыжковый транспорт по системе точечных прыжковых центров с пространственным и энергетическим бес-

порядком. В то же время при изучении нестационарной радиационной электропроводности ПВК, как и большинства других технических полимеров, наибольшее распространение получила модель многократного захвата, дополненная основными положениями из области радиационной химии конденсированной фазы [5–7]. Тот факт, что природа электронного транспорта в ПВК является прыжковой, а не зонной, в настоящее время не вызывает сомнений, поскольку даже в органических монокристаллах перенос электронов и дырок происходит по прыжковому механизму (по крайней мере в области не очень низких температур [2]).

Однако два аспекта этого явления по-прежнему вызывают острую полемику. Так, совершенно неясно, является ли транспорт дырок сильно неравновесным (дисперсионным), как это следует из результатов ранних работ и теории случайных блужданий в непрерывном времени [3, 8], или наоборот, его лучше трактовать как квазиравновесное явление, при котором подвижность, контролируемая дефектной структурой полимера, уже постоянна, а полевую и температурную зависимости дрейфовой подвижности можно объяснить в

<sup>1</sup> Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 01-03-32124).

E-mail: fit@miem.edu.ru (Тютнев Андрей Павлович).

рамках модели гауссова беспорядка [4, 9]. Работы [10, 11] также не дают однозначного ответа на этот вопрос.

Кроме того, изучение нестационарной радиационной электропроводности в ПВК, как и во многих других полимерах (включая его ближайший аналог – ПС, не обладающий фотопроводимостью), совершенно определенно свидетельствует в пользу именно дисперсионного характера транспорта дырок [7, 12] и возможности его описания при помощи модели многократного захвата [13, 14]. В самое последнее время предложена модель прыжкового транспорта, позволяющая тем не менее сохранить математический формализм теории многократного захвата [15]. Общий анализ сложившейся ситуации в этой области можно найти в работе [16].

На данный момент наиболее актуальным является вопрос о степени неравновесности электронного транспорта в ПВК и молекулярно допированных полимерах. Для его решения необходимо привлечь оба упомянутых выше метода, реализующие как приэлектродный (метод времени пролета), так и объемный (метод радиационной электропроводности) способы генерации носителей заряда. Сочетание двух указанных методик позволяет свести к минимуму неопределенность, связанную с неконтролируемым влиянием приповерхностных слоев на результаты измерений [17–19]. К тому же монополярный (дырочный) характер радиационной электропроводности исследуемых полимеров в значительной степени облегчает расшифровку данных, получаемых с применением второго метода.

Цель настоящей работы – проведение исследований электронного транспорта в ПВК и молекулярно допированном ПК при импульсной генерации носителей заряда как в приповерхностной области, так и равномерно по объему полимера.

## МЕТОДИКА ИСПЫТАНИЙ

Для проведения испытаний использовали электронно-лучевую установку ЭЛА-50, позволяющую получать одиночные импульсы ускоренных электронов, включая режим непрерывного облучения. Параметры установки: длительность прямоугольных импульсов излучения 20 мкс–1 мс; ток в пучке – до 3.0 мА; энергия ускоренных эле-

ктронов ~3–50 кэВ. Остаточный вакуум в рабочей камере установки, в которой располагается измерительная ячейка, порядка  $10^{-2}$  Па.

Переходный ток в образце полимера под напряжением (до  $\pm 1.2$  кВ) как в процессе импульсного облучения, так и после его окончания измеряли в токовом режиме, когда постоянная времени измерения  $RC$  была много меньше характерного времени наблюдения. Дозиметрию пучка проводили с помощью цилиндра Фарадея. Диаметр коллиматора непосредственно на входе в измерительную ячейку составлял 20 мм.

Для регистрации измеряемого сигнала использовали универсальное устройство для ввода, вывода и обработки аналоговой и цифровой информации на персональном компьютере. Модуль представляет собой законченную измерительную систему, включающую встроенный сигнальный процессор, со следующими параметрами: тактовая частота 48 МГц; частота работы 14-битного аналого-цифрового преобразователя 400 кГц с выходом для запуска электронной пушки и выходом для внешней синхронизации при вводе аналогового измерительного сигнала, объем файла, фиксирующего кривую переходного тока в интервале времен 2.5 мкс–10 с, составляет 350 кБ.

Модуль, как и почти любую полупроводниковую схему, необходимо защищать от выхода из строя из-за возможных значительных перегрузок по напряжению (до 1–2 кВ), которые возникают при пробое полимерных образцов. В качестве такой защиты в нашем измерительном тракте использован дифференциальный предусилитель С1-15/4 лампового осциллографа С1-15. Кроме защитной функции С1-15/4 обеспечивает предварительное усиление сигнала (коэффициент усиления от 1 до 400) и тысячекратное подавление синфазных помеховых сигналов.

Основная задача при планировании и постановке эксперимента заключается в максимально возможном исключении рекомбинационных, дозовых и поляризационных эффектов, сопровождающих прохождение генерированных зарядов через образец полимера. Проведение испытаний в режиме малого сигнала при минимально возможном количестве импульсов, достаточная длительность паузы между двумя последовательными импульсами излучения и контроль текущего состояния полимера с помощью стан-

дартного зондирующего импульса для каждой из примененных методик измерения позволяют свести возможные систематические ошибки к минимуму.

В качестве стандартных приняты следующие условия радиационно индуцированного варианта метода времени пролета: энергия электронов 4–8 кэВ (максимальный пробег 0.9 мкм), длительность импульса 20 мкс и плотность тока в пучке 100 мВ/10 кОм ( $10^{-5}$  А) на  $3.1 \text{ см}^2$  облучаемой площади. Для напряженности электрического поля в образце  $F_0 = 2 \times 10^7 \text{ В/м}$  эти условия соответствуют режиму токов, практически не ограниченных объемным зарядом. Доза за импульс в поверхностном слое полимера  $\sim 4 \text{ Гр}$ .

При проведении измерений по методу нестационарной радиационной электропроводности в качестве стандартных выбраны следующие условия, обеспечивающие режим малого сигнала при отсутствии эффектов пролета для времен наблюдения до нескольких миллисекунд: энергия электронов 50 кэВ, длительность импульса излучения  $t_0 = 1 \text{ мс}$ , мощность дозы  $R_0 = 3 \times 10^2 \text{ Гр/с}$  (доза за импульс 0.3 Гр),  $F_0 = 2 \times 10^7 \text{ В/м}$ . Методические факторы, осложняющие измерения в этом случае, хорошо известны, как и средства борьбы с ними. Абсолютная погрешность измерений не превышает 15%.

Ряд времяпролетных измерений выполнен в режиме умеренно большого сигнала, на что ниже специально обращается внимание.

Для проведения экспериментальных исследований нами выбраны типичные фотопроводящие полимеры, для которых имеются обширные литературные данные, полученные с использованием классического варианта метода времени пролета [3, 8, 20–23]. Это ПВК и ПК, допированный 30 мас. % ароматического гидразона (ДЭШ). В данной работе полимеры и ДЭШ использовали без дополнительной очистки. Очень важно, что подвижными носителями заряда в них являются только дырки. Такое обстоятельство сильно упрощает интерпретацию экспериментальных данных в указанных полимерах в отличие от полимеров, в которых наблюдается биполярный транспорт. Поскольку образцы фотопроводящих полимеров готовят, как правило, в лабораторных условиях, неизбежно встает вопрос о разбросе параметров приповерхностных слоев как

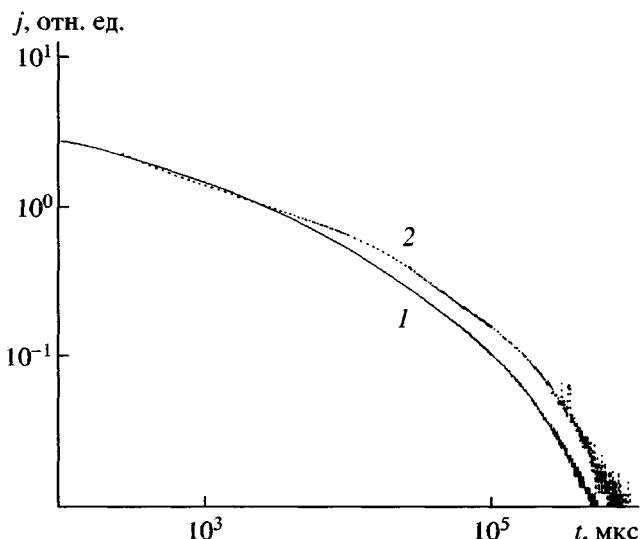


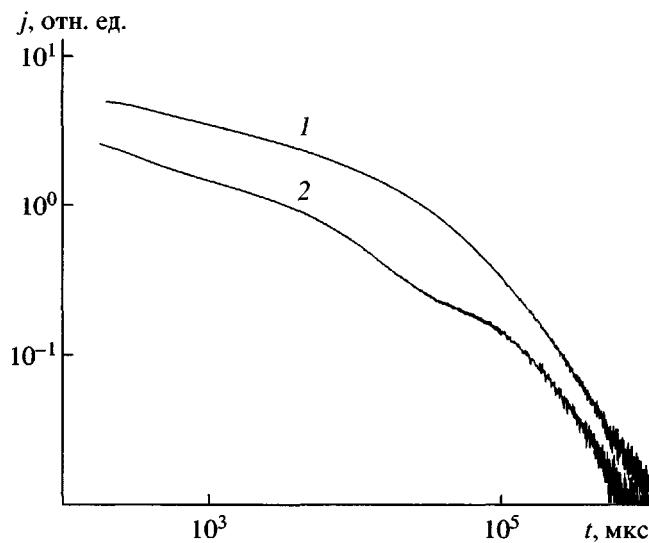
Рис. 1. Кривые переходного тока в образце ПВК толщиной 29 мкм, измеренные методами нестационарной радиационной электропроводности (1) и времени пролета (2). Длительность импульса излучения 20 мкс, плотность тока пучка  $10$  (1) и  $20 \text{ мА/см}^2$  (2), напряженность электрического поля в образце  $3 \times 10^7 \text{ В/м}$ . Кривые совмещены при  $t = 100 \text{ мкс}$ , для чего кривая 2 умножена на 2.2. Каждая кривая снята за один импульс излучения.

от партии к партии, так и в пределах одной партии. По этой причине становится актуальной задача получения как можно большего объема информации на одном и том же образце. Однако реализация предлагаемого подхода требует корректного учета неизбежных медленно обратимых, дозовых и поляризационных эффектов, а также проведения отжига образцов и контроля их текущего состояния.

Слои полимеров толщиной  $h = 9\text{--}45 \text{ мкм}$  наносили методом полива из раствора с последующей сушкой на алюминиевые диски диаметром 37 мм и толщиной  $\sim 100 \text{ мкм}$ . Верхний электрод образован термическим распылением алюминия в вакууме (диаметр электрода 26 мм).

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Форма кривых переходного тока, зарегистрированных по обеим методикам измерения и снятых за один импульс излучения каждая, соответствует неравновесному режиму транспорта дырок (рис. 1 и 2). Исследовали по 10 образцов каждого полимера разной толщины в интервале напряженностей электрического поля  $(0.8\text{--}3.0) \times 10^7 \text{ В/м}$ . Наибо-

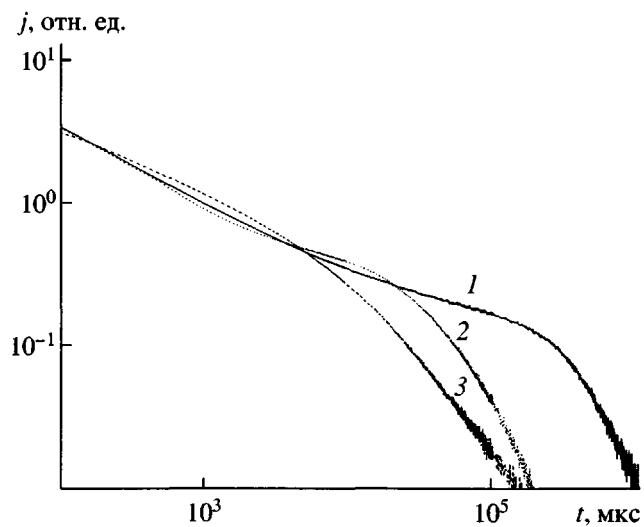


**Рис. 2.** Кривые переходного тока в образце дипированного ПК толщиной 44 мкм, измеренные методами нестационарной радиационной электропроводности (1) и времени пролета (2). Длительность импульса излучения 20 мкс, плотность тока пучка 20 мкА/см<sup>2</sup>, напряженность электрического поля  $2.3 \times 10^7$  В/м. Обе кривые сняты в одном масштабе.

лее убедительные данные получены методом нестационарной радиационной электропроводности. Из них, в частности, следует, что перенос дырок происходит в дисперсионном режиме при постоянном дисперсионном параметре, равном  $0.6 \pm 0.05$  в ПВК и  $0.7 \pm 0.05$  в молекулярно дипированном ПК. Времяпролетные кривые, как правило, более структурированы, и на участке кривой, непосредственно предшествующей времени пролета, наблюдается существенное замедление спада тока по сравнению с начальным этапом (рис. 3). Образующееся плечо никогда, однако, не перешло в плато, тем более с выбросом к его концу. Во всех случаях послепролетная ветвь характеризовалась законом спада  $t^{-1-\alpha}$ , охватывающим по крайней мере один порядок во времени.

В соответствии с теорией дисперсионного транспорта время пролета при однородном облучении несколько меньше, чем в случае приповерхностной генерации [18].

Обработка полученных экспериментальных данных по дрейфовой подвижности приводит к следующим зависимостям:



**Рис. 3.** Кривые переходного тока в образце дипированного ПК толщиной 10 мкм, измеренные методами времени пролета (1, 2) и нестационарной радиационной электропроводности (3). Длительность импульса излучения 20 мкс, плотность тока пучка 100 мкА/см<sup>2</sup>, напряженность электрического поля  $1.0 \times 10^7$  (1) и  $2.0 \times 10^7$  В/м (2, 3), так что реализуется режим умеренно большого сигнала. Все кривые совмещены при  $t = 100$  мкс. Каждая кривая снята за один импульс излучения.

$$\mu_{dr} = 1.3 \times 10^{-11} \left( \frac{F_0}{1.7 \times 10^7} \frac{11.5}{h} \right)^{0.67} \text{ (ПВК)}$$

и

$$\mu_{dr} = 3.7 \times 10^{-11} \left( \frac{F_0}{1.7 \times 10^7} \frac{11.5}{h} \right)^{0.42} \\ \text{(дипированный ПК),}$$

где  $h$  выражено в мкм.

Полученные значения дрейфовой подвижности могут быть использованы и для оценки времен пролета дырками слоя генерации в том случае, когда полярность приложенного напряжения соответствует их дрейфу к облучаемому электроду (естественно, что теперь в качестве  $h$  фигурирует половина толщины слоя генерации ввиду объемного характера его облучения).

Полученные данные для дрейфовой подвижности дырок прекрасно согласуются с сообщаемыми в литературе как для ПВК [1–3, 8, 20, 21], так и дипированного ПК [22, 23]. Тем не менее

укажем, что, согласно работе [11], дрейфовая подвижность дырок в ПВК почти в 5 раз больше, чем измерено нами (однако и в работе [11] сообщается о дисперсионном транспорте дырок с  $\alpha = 0.64$ ).

Можно показать, что в условиях, когда доминирует задержанная составляющая радиационной электропроводности (рис. 4) справедливы следующие соотношения [24]:

$$\left(\frac{t_r}{t_0}\right)^\alpha = [\Gamma(1 + \alpha)\Gamma(1 - \alpha)]^{-1} \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{K_r R_0 t_0} \quad (1)$$

и

$$\left(\frac{t_{dr}}{t_0}\right)^\alpha = [\sqrt{2}\Gamma(1 + \alpha)\Gamma(1 - \alpha)]^{-1} \frac{h \eta_0 e}{K_r F_0} \quad (2)$$

Здесь  $t_0$ ,  $t_r$  и  $t_{dr}$  – длительность импульса, характерное время рекомбинации и время пролета соответственно;  $\Gamma(x)$  – гамма-функция;  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая постоянная (в нашем случае 3.0),  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная ( $8.85 \times 10^{-12} \text{ Ф/м}$ );  $R_0$  – мощность дозы,  $e$  – заряд электрона,  $\eta_0$  – выход свободных зарядов на единицу дозы ( $\text{Гр}^{-1} \text{ м}^{-3}$ ),  $K_r$  приведенная к единице мощности дозы радиационная электропроводность в конце импульса излучения.

Значения  $K_r$  в конце импульса излучения длительностью 1 мс при  $F_0 = 2 \times 10^7 \text{ В/м}$  составили  $2.2 \times 10^{-13}$  и  $2.5 \times 10^{-13} \text{ Фм}^{-1} \text{ Гр}^{-1}$  для ПВК и дипированного ПК соответственно (измерения проведены в режиме малого сигнала). В исследованном диапазоне полей  $K_r \propto F_0^{1.1}$  в обоих полимерах. Здесь уместно сделать следующее замечание. Метод нестационарной радиационной электропроводности предоставляет исследователям уникальную возможность аттестовать полимерные образцы, полученные в различных лабораториях. В частности, приведенные высокие значения  $K_r$  свидетельствуют о хорошем качестве приготовленных пленок обоих полимеров.

Используя формулы (1) и (2), найдем, что  $\eta_0$  составляет  $\sim 0.35 \times 10^{20}$  и  $0.6 \times 10^{20} \text{ м}^{-3} \text{ Гр}^{-1}$  для этих полимеров соответственно ( $F_0 = 1.7 \times 10^7 \text{ В/м}$ ). И наконец, принимая частотный фактор равным  $2 \times 10^6$  и  $1 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ , окончательно получим для сдвига дырок в единичном электрическом поле

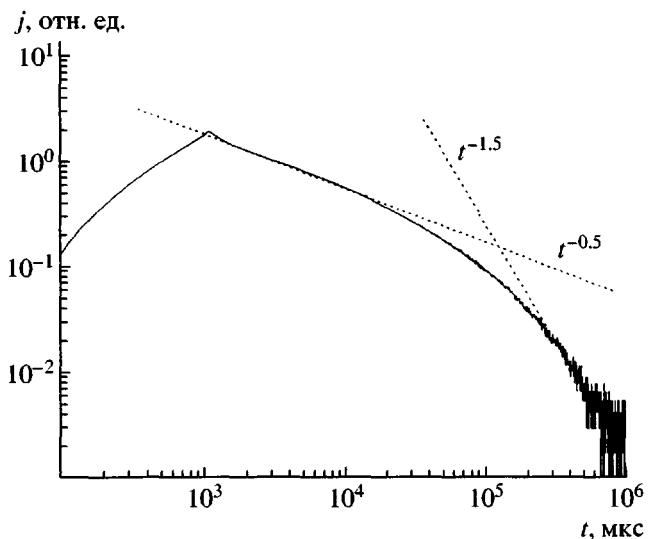


Рис. 4. Кривая переходного тока в образце ПВК толщиной 32 мкм, измеренная методом нестационарной радиационной электропроводности. Длительность импульса излучения 1.0 мс, мощность дозы 800 Гр/с, напряженность электрического поля  $2.5 \times 10^7 \text{ В/м}$ . Время пролета  $\sim 140$  мс (эффекты бимолекулярной рекомбинации не маскируют послепролетную ветвь времепролетной кривой).

$\mu_0 \tau_0 = 0.6 \times 10^{-15}$  и  $0.4 \times 10^{-15} \text{ м}^2/\text{В}$  для ПВК и дипированного ПК.

Определенный выше набор параметров модели Роуза–Фаулера–Вайсберга полностью характеризует поведение избыточных носителей заряда в исследованных полимерах. В частности, типичные времена начала бимолекулярной рекомбинации при дозе за импульс 1 Гр в поле  $F_0 = 1.7 \times 10^7 \text{ В/м}$  составляют 100 и 200 мс для ПВК и дипированного ПК.

В литературе постоянно обсуждается вопрос о возможном влиянии примесей на результаты измерений в подобных полимерных системах, характеризующихся высокой подвижностью носителей заряда. По самому смыслу дырочной проводимости этих полимеров заметное влияние на дрейфовую подвижность основных носителей заряда, как и на радиационную электропроводность могут оказать лишь примеси с очень низким потенциалом ионизации в газовой фазе. Например, в случае дипированного ПК потенциал ионизации примеси должен быть меньше 6.5 эВ, что весьма проблематично. Несколько менее существенно это требование для поливинилкарбазола (7.4 эВ),

но все же оно остается очень сильным ограничением.

Скорее всего наблюдаемый разброс данных времязадержек измерений в этих полимерах обусловлен особенностями структурно-морфологической организации макромолекул полимера или молекул добавки, особенно степенью их возможного агрегирования.

Кроме того, наши исследования установили чрезвычайно высокую чувствительность после-пролетной ветви времязадержки к дозе предварительного облучения образца. Многократное (до 10 импульсов) воздействие электронов с энергией 8 кэВ совершенно не затрагивает временного хода времязадержки кривой. Однако переход к объемному облучению значительно изменил ситуацию. Теперь регистрация после-пролетной ветви ( $t^{-1.6}$ ) оказалась возможной только для первого импульса излучения (доза за импульс всего 2.8 Гр) и уже для второго импульса, а тем более для последующих, она приняла более мягкий вид  $t^{-0.9}$  для времен наблюдения, превышающих 0.1 с, хотя в области меньших времен значения переходного тока вообще не изменились. Аналогично выглядели и времязадержки. Только продолжительный отдых образца при комнатной температуре в течение нескольких суток привел к восстановлению его исходных свойств.

Столь большие времена восстановления связаны с удалением из образца остановившихся в его объеме электронов пучка с энергией 50 кэВ (их начальная концентрация  $3 \times 10^{17} \text{ м}^{-3}$ , будучи в  $\sim 1000$  раз меньше радиационно генерированных ( $1.6 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ), не уменьшается вследствие бимолекулярной рекомбинации) за счет их дрейфа через объем полимера во внутреннем поле объемного заряда (этот процесс достаточно медленный).

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты настоящей работы свидетельствуют о дисперсионном характере транспорта избыточных носителей заряда в ПВК и молекулярно-допированном ПК. Однако степень неравновесности заметно меньше, чем у большинства технических полимеров, в которых дисперсионный параметр не превышает 0.5 при комнатной темпера-

туре. Напомним, что близкие значения  $\alpha$  (0.5–0.7) обнаружены и в ранних исследованиях подвижности дырок в ПВК и допированном ПК, выполненных еще в середине 70-х годов. Разработанная для интерпретации этих результатов теория случайных блужданий в непрерывном времени [3], хотя и справедливо критиковалась за некоторую непоследовательность ее основных положений, однако она впервые позволила математически корректно описать основные закономерности дисперсионного транспорта. Основной вывод этой теории о необходимости учета дополнительной полевой зависимости дрейфовой подвижности чисто методического происхождения по-прежнему сохраняет свою силу.

Известно, что даже при независимости параметров модели от поля сама дрейфовая подвижность оказывается функцией не только электрического поля, но и толщины образца

$$\mu_{dr} \propto \left( \frac{F_0}{h} \right)^{\frac{1}{\alpha} - 1}$$

В нашем случае это приводит к полевой зависимости дрейфовой подвижности  $\mu_{dr} \propto F_0^{0.42}$  для  $\alpha = 0.70$ , в связи с чем следует с большой осторожностью относиться к общепринятой трактовке, согласно которой непосредственно наблюданная полевая зависимость дрейфовой подвижности сравнивается с микроскопическими теориями без введения поправок на неравновесность исследуемого явления.

Обращает на себя внимание тот факт, что дрейфовая подвижность дырок в ПВК даже несколько ниже, чем в молекулярно-допированном ПК, хотя мольная концентрация прыжковых центров (карбазольных групп) в ПВК в 6 раз выше, чем во втором полимере (концентрация молекул гидразона 1 моль/дм<sup>3</sup>). Очень близкие результаты сообщаются в литературе и для ПК, допированного фенилкарбазолом или *транс*-1,2-бис-карбазоликлобутаном, когда при концентрации добавки 1 моль/дм<sup>3</sup> зарегистрирована подвижность дырок порядка  $2 \times 10^{-11} \text{ м}^2/\text{В}$  с [25, 26]. При дальнейшем увеличении концентрации добавки еще в 2.5 раза подвижность дырок возрастает дополнительно почти в 20 раз. Таким образом, реализуемая в ПВК структурно-морфологическая органи-

зация прыжковых центров далека от идеальной, возможной для аморфного полимера.

В литературе показано, что сильное влияние на форму времяпролетной кривой оказывает как выбор растворителя в процессе приготовления полимерной пленки [27], так и способ инжекции дырок в объем полимера (из специально нанесенного генерационного слоя или фотооблучаемого слоя самого полимера [28]). Поскольку полное понимание причин образования плато на времяпролетной кривой (особенно в режиме малого сигнала) до сих пор не достигнуто и, имея в виду структурированный характер времяпролетных кривых переходного тока, следует проявлять повышенную осторожность при интерпретации данных по дрейфовой подвижности. Для увеличения достоверности анализа метод времени пролета следует дополнять одним из методов, использующих объемную генерацию носителей заряда, например двухквантовую импульсную фотопроводимость.

Тем не менее по-прежнему остается открытым вопрос о происхождении четко выраженного плато на времяпролетных кривых в ПК, допированном ДЭШ [22, 23, 29] (в работе [29] использовали генерационный слой), а также в ряде других полимеров, обнаруживающих тем не менее сильную дисперсию времен пролета (наличие аномально медленного спада тока после окончания плато).

В заключение укажем, что последовательный учет дисперсионного характера транспорта в рамках модели многократного захвата позволяет объяснить с единых позиций, по крайней мере на полуэмпирическом уровне, всю совокупность наблюдаемых экспериментальных закономерностей как при равномерной, так и приэлектродной импульсной генерации носителей заряда, используя при этом основные результаты из области радиационной химии (см. также работы [15, 16].

Авторы выражают благодарность А.В. Ваникову за полезное обсуждение результатов работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Penwell R.C., Ganguly B.N., Smith T.W. // J. Polym. Sci., Macromol. Rev. 1978. V. 13. P. 63.
2. Pope M., Swenberg C.E. Electronic Processes in Organic Crystals. Oxford; New York: Clarendon Press, 1982.
3. Scher H., Montroll E.W. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. № 6. P. 2455.
4. Bassler H. // Phys. Status Solidi. B. 1981. V. 107. № 1. P. 9.
5. Hughes R.C. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1971. V. 18. № 6. P. 281.
6. Hughes R.C. // Second Int. Conf. On Electrophotography / Ed. by White D.R., Washington, 1974. P. 147.
7. Тютнев А.П., Ванников А.В., Саенко В.С., Лиховидов В.С., Пожидаев Е.Д. // Химия высоких энергий. 1982. Т. 16. № 6. С. 500.
8. Pfister G., Scher H. // Adv. Phys. 1978. V. 27. № 5. P. 747.
9. Bässler H. // Phys. Status Solidi. B. 1993. V. 175. № 1. P. 15.
10. Muller-Horsche E., Haarer D., Scher H. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. № 3. P. 1273.
11. Bos F.C., Guion T., Burland D.N. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. № 17. P. 12633.
12. Tyutnev A.P., Dubenskov P.V., Saenko V.S., Vannikov A.V. // Phys. Status Solidi. A. 1984. V. 84. № 2. P. 585.
13. Arkhipov V.I., Iovu M.S., Rudenko A.I., Shutov S.D. // Phys. Status Solidi. A. 1979. V. 54. № 1. P. 67.
14. Tiedje T., Rose A. // Solid State Commun. 1981. V. 37. № 1. P. 49.
15. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. А. 2000. Т. 42. № 1. С. 16.
16. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Хим. физика. 2000. Т. 19. № 7. С. 21.
17. Кундина Ю.Ф., Тютнев А.П., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Журн. науч. и прикл. фотографии. 2002. Т. 47. № 5. С. 45.
18. Тютнев А.П., Кундина Ю.Ф., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. А. 2002. Т. 44. № 12. С. 2160.
19. Tyutnev A.P., Kundina Yu.F., Saenko V.S., Pozhidaev E.D. // High Performance Polym. 2003. V. 15. № 1. P. 77.
20. Gill W.D. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. № 12. P. 5033.
21. Дубенсов П.И. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: Ин-т электрохимии АН СССР, 1986.
22. Schein L.B., Rosenberg A., Rice S.L. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. № 12. P. 4287.

23. Mack J.X., Schein L.B., Peled A. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. № 11. P.7500.
24. Тютнев А.П., Саенко В.С., Смирнов И.А., Камышенко С.Д., Пожидаев Е.Д.// Журн. науч. и прикл. фотографии. 2002. Т. 47. № 5. С. 45.
25. Tsutsumi N., Yamamoto M., Nishijima Y. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. № 5. P. 1557.
26. Tsutsumi N., Yamamoto M., Nishijima Y. // J. Polym. Sci., Polym. Phys. Ed. 1987. V. 25. № 10. P. 2139.
27. Inigo A., Tan C., Fann W., Huang Y., Perng G., Chen S. // Adv. Mater. 2001. V. 13. № 7. P. 504.
28. Im C., Bässler H., Rost H., Horhold H.H. // J. Chem. Phys. 2000. V. 113. № 9. P. 3802.
29. Колесников В.А., Козлов А.А., Кошелева О.К., Тамеев А.Р., Банников А.В. // Тез. докл. 17 Науч.-техн. конф. "Высокоскоростная фотография и фотоника". М., 1995. С. 39.

## Transport of Radiation-Induced Charge Carriers in Poly(*N*-vinylcarbazole) and a Molecularly Doped Polycarbonate

A. P. Tyutnev\*, V. S. Saenko\*, V. A. Kolesnikov\*\*, and E. D. Pozhidaev\*

\*Moscow State Institute of Electronics and Mathematics,  
Trehsvyatitel'skii per. 3/12, Moscow, 109028 Russia

\*\*Frumkin Institute of Electrochemistry, Russian Academy of Sciences,  
Leninskii pr. 31, Moscow, 119991 Russia

**Abstract**—It was demonstrated that the transport of holes (majority charge carriers) in poly(*N*-vinylcarbazole) and in the molecularly doped polycarbonate at room temperature is nonequilibrium (dispersive) within the entire experimentally accessible range of observation times (from tens of microseconds to several seconds) as evidenced by time-of-flight and radiation-induced conductivity techniques. If the time of flight is preceded by the appearance of a shoulder (decelerated current decay but without achieving a plateau) on time-of-flight curves, then on radiation-induced conductivity curves of the transient current, a similar transition follows the multiple trapping theory. The dispersion parameter is rather large for both polymers (0.6–0.7 at room temperature) and agrees well with the results from time-of-flight measurements of hole drift mobility in poly(*N*-vinylcarbazole) and its charge-transfer complexes dating back to the mid-1970s.