

# Фотопроводимость полимерных композиций с высокой концентрацией органических красителей

© Н.А. Давиденко<sup>¶</sup>, А.А. Ищенко, Л.И. Костенко, Н.Г. Кувшинский, Д.Д. Мысык, Р.Д. Мысык

Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко,  
01033 Киев, Украина

(Получена 9 июня 2003 г. Принята к печати 9 сентября 2003 г.)

Исследованы особенности фотопроводимости пленок аморфного молекулярного полупроводника на основе поли-N-эпоксипропилкарбазола с большой концентрацией окрашенных органических молекул и пленок полимерной композиции с агрегатами органического красителя. Обнаружено исчезновение зависимости энергии активации фотопроводимости от напряженности внешнего электрического поля при переходе от полимерных композиций первого типа ко вторым. Предложено объяснение экспериментальных результатов, состоящее в том, что в полимерных композициях с областями квазиупорядоченных молекул красителя, в отличие от аморфных молекулярных полупроводников, фотогенерация и транспорт носителей заряда происходят и внутри таких областей.

## 1. Введение

Материалы на основе функциональных полимеров и их композиции с органическими красителями и родственными соединениями (полимерные композиции — ПК), которые обладают фотопроводимостью в видимом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне излучения, используются в качестве сред для записи и отображения оптической информации, преобразования солнечной энергии, управления излучением света [1–3]. Для таких материалов зачастую характерно отсутствие трансляционной симметрии в распределении молекул, и они с точки зрения модели беспорядка и строения представляют собой твердый раствор [4–6]. В общем случае это истинный раствор трех типов веществ в нейтральном пленкообразующем связующем. Молекулы двух веществ в твердом растворе ответственны за транспорт электронов и дырок, а молекулы третьего вещества представляют собой центры фотогенерации и (или) рекомбинации носителей заряда. При этом транспорт электронов осуществляется по молекулам, обладающим акцепторными свойствами и находящимся друг относительно друга на расстоянии  $R_n = N_a^{-1/3}$  ( $N_a$  — концентрация этих молекул в ПК). Транспорт дырок осуществляется по молекулам, обладающим донорными свойствами и находящимся друг относительно друга на расстоянии  $R_p = N_d^{-1/3}$  ( $N_d$  — концентрация этих молекул в ПК). Из-за изотропного расположения и стерических факторов электронные уровни молекул не расщеплены и остаются локальными. Радиусы локализации волновых функций электронов на акцепторных молекулах ( $\alpha_n$ ) и дырок на донорных молекулах ( $\alpha_p$ ) могут различаться. Перенос носителей заряда происходит в результате туннельных переходов между локальными уровнями молекул: электронов между нижними свободными молекулярными орбиталями (НСМО) соседних акцепторных молекул, а дырок — между верхними занятыми молекулярными орбиталями (ВЗМО) донорных

молекул. Для большинства практически применяемых ПК [1,4] характерна эмпирически установленная зависимость дрейфовой подвижности электронов ( $\mu_n$ ) и дырок ( $\mu_p$ ) от напряженности внешнего электрического поля ( $E$ ) и температуры ( $T$ ):

$$\mu_n \propto R_n^2 \exp(-2R_n/\alpha_n) \times \exp[-(W_{0n} - \beta E^{1/2})(1/T - 1/T_0)/k_B], \quad (1)$$

$$\mu_p \propto R_p^2 \exp(-2R_p/\alpha_p) \times \exp[-(W_{0p} - \beta E^{1/2})(1/T - 1/T_0)/k_B], \quad (2)$$

где  $W_{0n}$  и  $W_{0p}$  — энергии активации подвижности электронов и дырок при  $E = 0$ ,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T_0$  — температура, при которой пересекаются экстраполированные в область больших  $T$  экспериментальные зависимости  $\lg(\mu_n)$  и  $\lg(\mu_p)$  от  $1/T$ , измеренные при разных  $E$ ,  $\beta$  — коэффициент, численно совпадающий с постоянной Пула–Френкеля,

$$\beta = (q^3/\pi\epsilon\epsilon_0)^{1/2}, \quad (3)$$

$q$  — заряд электрона,  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость. Отметим, что первые из сомножителей в (1) и (2) подобны выражению для вероятности туннельного перехода носителя между локализованными состояниями [7], а вторые — выражению для вероятности преодоления носителем заряда потенциального барьера, создаваемого противоположно заряженным центром, при его движении во внешнем электрическом поле [8]. Поэтому транспорт носителей заряда можно представить таким образом, что он включает диффузию внутри молекул и прыжки (туннелирование) между этими молекулами [1–4].

При поглощении кванта света центром фотогенерации электрон и дырка оказываются разделенными и могут покинуть центр, переходя соответственно на НСМО акцепторной молекулы и ВЗМО донорной молекулы и образуя тем самым кулоновски-связанную (геминальную) электронно-дырочную пару (ЭДП) с начальным

<sup>¶</sup> E-mail: daviden@ukrpack.net

расстоянием  $r_0$  между зарядами в ней. Квантовый выход образования ЭДП ( $\Phi_0$ ) определяется внутримолекулярной конверсией и интерконверсией молекулы центра фотогенерации, соотношением энергий ВЗМО и НСМО этого центра с энергиями соответствующих молекулярных орбиталей донорных и акцепторных молекул, стерическими факторами и спиновой конверсией в ЭДП. Носители заряда в ЭДП далее могут либо разойтись на большие расстояния, создавая тем самым свободные неравновесные носители, ответственные за фотопроводимость, либо рекомбинировать на центре фотогенерации. Для большинства практически используемых ПК плотность фототока ( $j_{ph}$ ) и квантовый выход фотогенерации свободных носителей заряда ( $\eta$ ) могут быть представлены эмпирически установленной зависимостью [4]

$$j_{ph} \propto \eta \propto \Phi_0 R_n R_p \exp(-R_n/\alpha_n - R_p/\alpha_p) \times \exp[-(W_{0ph} - \beta E^{1/2})(1/T - 1/T_0)/k_B], \quad (4)$$

где  $W_{0ph}$  — энергия активации фотогенерации свободных носителей заряда при  $E = 0$ ,  $T_0$  — температура, при которой пересекаются экстраполированные в область больших  $T$  экспериментальные зависимости  $\lg(\eta)$  от  $1/T$ , измеренные для разных  $E$ . Здесь же отметим, что в рамках модели двухстадийного процесса фотогенерации носителей через образование ЭДП и ее диссоциацию величину  $W_{0ph}$  можно отождествить с энергией кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой в ЭДП:

$$W_{0ph} = q^2/4\pi\epsilon_0\epsilon r_0, \quad (5)$$

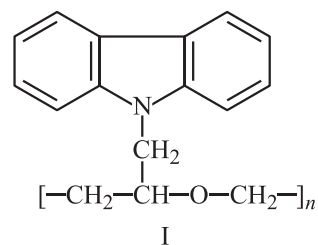
где  $r_0$  — расстояние между носителями заряда противоположного знака в ЭДП.

Приведенная схема фотогенерации и транспорта носителей заряда в ПК, хотя и очень приближенно отражает реальную ситуацию, но достаточна для того, чтобы заметить существенные отличия от кристаллических и аморфных стеклообразных полупроводников [9]. Особо укажем на сильную зависимость подвижности и эффективности фотогенерации носителей заряда от энергии активации этих параметров в нулевом электрическом поле. Этот фактор является лимитирующим для использования ПК в регистрирующих средах и фотоэлектрических преобразователях, где наряду с высокой эффективностью фотогенерации необходимы высокие скорости диссоциации ЭДП [10]. По-видимому, из-за этого последнее время внимание исследователей обращено к композициям, содержащим как наночастицы неорганических полупроводниковых материалов [11,12], так и агрегаты органических красителей [13,14]. Предполагается, что подвижность неравновесных носителей заряда в таких материалах может быть значительно увеличена за счет их переноса в упорядоченных фрагментах образцов ПК, характеризующихся зонным механизмом транспорта. Однако в этих случаях ограничения на получение высокой фотопроводимости могут быть связаны

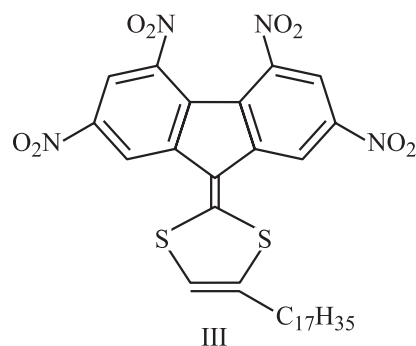
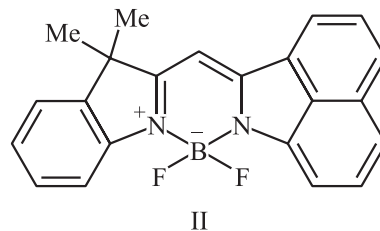
с наличием потенциальных барьеров и ловушек для носителей заряда в областях гетеропереходов агрегат-полимер-агрегат. Кроме того, в литературе мало изучен вопрос, как изменяется механизм фотогенерации носителей заряда при переходе от ПК с изотропным пространственным распределением молекул к ПК с высокой концентрацией красителей. Цель настоящей работы заключается в сопоставлении особенностей фотопроводимости пленок ПК с различной концентрацией красителей, склонных и не способных к агрегации, и уточнение механизма фотогенерации носителей заряда при высокой концентрации красителя.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Для достижения поставленной цели исследовали особенности оптического поглощения, фотолюминесценции и фотопроводимости пленок ПК на основе фотопроводящего олигомера поли-N-эпоксипропилкарбазола (ПЭПК) (I) [15]



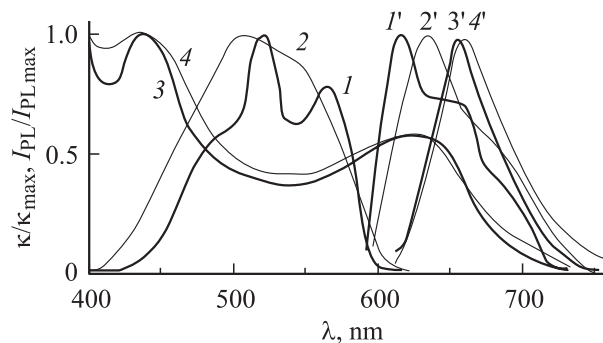
с добавками окрашенных бор-фторидных комплексов (БФ) (II) [16] и соединения с внутримолекулярным переносом заряда (СВПЗ) (III) [17].



Образцы приготавливались в виде структур со свободной поверхностью (стеклянная подложка)–(пленка полимерной композиции ПЭПК+БФ или ПЭПК+СВПЗ), а также в виде сэндвич-структур (стеклянная подложка)–(электропроводящий слой  $\text{SnO}_2:\text{In}_2\text{O}_3$ )–(пленка полимерной композиции ПЭПК+БФ или ПЭПК+СВПЗ)–Al. Концентрацию  $N$  БФ и СВПЗ изменяли в пределах от 0 до 70%.<sup>1</sup> Пленки ПЭПК+БФ и ПЭПК+СВПЗ приготавливались путем нанесения раствора соответствующего количества ПЭПК и БФ или СВПЗ в тетрагидрофуране на стеклянные подложки без электропроводящего слоя или с ним и сушки в течение 4 ч в термощкафу при температуре 80°С. Толщина ( $L$ ) этих пленок была в пределах 0.5–5 мкм, ее измеряли с помощью интерференционного микроскопа МИИ-4. Металлические контакты Al наносили на поверхность полимерной пленки методом термического напыления в вакуумной камере установки ВУП-4М при давлении остаточных газов  $(2-5) \cdot 10^{-5}$  мм рт.ст. Толщина этих контактов была не менее 500 Å. Площадь сэндвич-структур составляла 25 мм<sup>2</sup>. Спектры коэффициента поглощения ( $\kappa$ ) и интенсивности фотолюминесценции ( $I_{\text{PL}}$ ) пленок ПЭПК+БФ и ПЭПК+СВПЗ в образцах со свободной поверхностью измеряли в диапазоне длин волн  $\lambda = 400-1000$  нм с помощью спектрально-вычислительного комплекса КСВИП-23. Образцы сэндвич-структуры использовали для измерений плотности фототока ( $j_{\text{ph}}$ ) при облучении монохроматическим светом со стороны электрода  $\text{SnO}_2:\text{In}_2\text{O}_3$ . В качестве источника света использовали лампу накаливания с набором светофильтров или He–Ne-лазер с длиной волны излучения  $\lambda = 633$  нм. Интенсивность света ( $I$ ) в диапазоне 0.2–10 Вт/м<sup>2</sup> изменяли нейтральными светофильтрами. Напряженность электрического поля  $E$  в полимерной пленке при приложении электрического напряжения к электрическим контактам изменяли в диапазоне  $(1-20) \cdot 10^7$  В/м. Кинетику тока во время облучения и после выключения света регистрировали с помощью запоминающего осциллографа. Для измерений зависимостей  $j_{\text{ph}}$  от  $E$  и  $T$  образцы помещали в термостат с оптическим окном, температуру в котором можно было изменять от 290 до 360 К. Из зависимостей  $j_{\text{ph}}$  от  $T$  определяли величину  $W_{0\text{ph}}$ .

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Пленки ПЭПК без специально введенных добавок не поглощают излучение, а в образцах сэндвич-структур с такими пленками не наблюдается эффект фотопроводимости в видимом диапазоне. Поглощение и фотопроводимость в указанном диапазоне длин волн появляются при введении в ПЭПК добавок БФ и СВПЗ.



**Рис. 1.** Нормированные на максимальные значения спектры коэффициента оптического поглощения  $\kappa/\kappa_{\text{max}}$  (1–4) и интенсивности фотолюминесценции  $I_{\text{PL}}/I_{\text{PL,max}}$  (1'–4') пленок ПЭПК+1%БФ (1, 1'), ПЭПК+50%БФ (2, 2') и ПЭПК+1%СВПЗ (3, 3'), ПЭПК+50%СВПЗ (4, 4') при  $T = 293$  К. Длина волны возбуждения фотолюминесценции  $\lambda = 585$  (1', 2') и 620 нм (3', 4').

На рис. 1 представлены нормированные зависимости  $\kappa$  и  $I_{\text{PL}}$  от  $\lambda$  для пленок ПК с разной концентрацией БФ и СВПЗ. С ростом концентрации БФ, начиная с  $N > 1\%$ , в пленках ПЭПК колебательная структура спектров поглощения и люминесценции значительно сглаживается, а полоса уширяется и смещается в длинноволновую область. Это свидетельствует о возникновении межмолекулярных взаимодействий в системе краситель–краситель, предельным случаем которых является агрегация [16]. Следовательно, при большой концентрации БФ в пленках ПК образуются области скопления агрегатов сэндвичевого строения, которые характеризуются неоднородным уширением разрешенных электронных состояний. Склонность БФ к образованию агрегатов определяется внутриионным строением молекул и отсутствием стерических препятствий. В отличие от БФ, с ростом концентрации СВПЗ в пленках ПЭПК спектры поглощения и люминесценции не претерпевают сильных изменений (рис. 1). Это означает, что сильных взаимодействий между молекулами СВПЗ в пленках ПЭПК не происходит даже при их высокой концентрации и электронные состояния остаются вырожденными. Последнее определяется тем, что, во-первых, флуореновое основание молекулы СВПЗ содержит 4 нитрогруппы, из которых, как было показано результатами квантово-химических расчетов [18], две средние выходят из плоскости молекулы и препятствуют образованию агрегатов сэндвичевого строения, а во-вторых, длинная гибкая цепочка  $-\text{C}_{17}\text{H}_{35}$  создает препятствие для сближения соседних молекул СВПЗ.

В образцах сэндвич-структур с пленками ПЭПК+БФ и ПЭПК+СВПЗ обнаружена фотопроводимость в области поглощения красителей. После начала воздействия светом на образцы с невысокой концентрацией красителей и с приложенным электрическим напряжением величина электрического тока, проходящего через пленку ПК, увеличивается и достигает своего квазистациона-

<sup>1</sup> Здесь и далее по тексту имеется в виду массовая доля веществ.

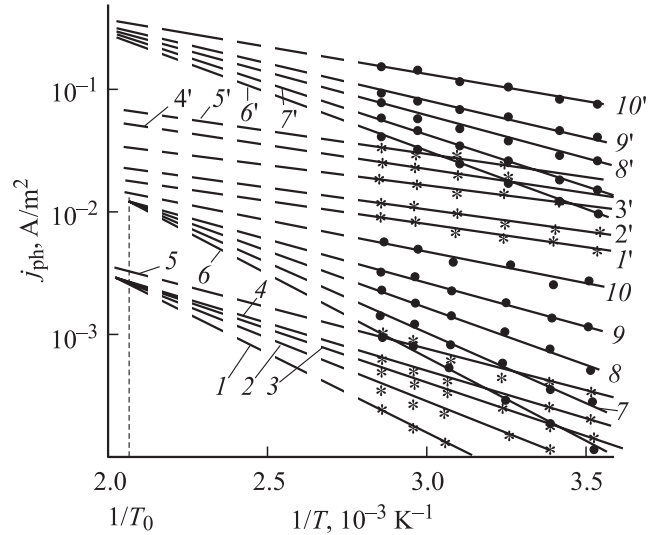
нарного значения  $j_{ph}$ , которое в процессе дальнейшего облучения образца мало изменяется. После выключения света величина тока уменьшается, причем кинетика нарастания и релаксации фототока симметрична. При постоянном  $E$  величина  $j_{ph}$  увеличивается с ростом  $I$ , и зависимость  $j_{ph}$  от  $I$  аналитически можно представить соотношением

$$j_{ph} \propto I^m, \quad (6)$$

где показатель степени  $m = (0.95 \pm 0.05)$ . При увеличении температуры величина фототока возрастает. На рис. 2 представлены результаты измерения  $j_{ph}$  в образцах с пленками ПЭПК + 1%БФ и ПЭПК + 1%СВПЗ при воздействии светом с длиной волны 0–0-перехода  $\lambda_{0-0}$ . Величину  $\lambda_{0-0}$  оценивали из значения  $\lambda$  в точке пересечения нормированных зависимостей коэффициента поглощения и интенсивности фотолюминесценции пленок ПК (рис. 1). Зависимости  $j_{ph}$  от  $E$  и  $j_{ph}$  от  $T$  могут быть аппроксимированы прямыми линиями соответственно в координатах  $\lg j_{ph}$  от  $E^{1/2}$  и  $\lg j_{ph}$  от  $1/T$  и аналитически описаны выражением, подобным (4). Отметим, что для образцов с пленками ПЭПК + 1%БФ и с пленками ПЭПК + 1%СВПЗ участки зависимостей  $\lg j_{ph}$  от  $1/T$ , экстраполированные в область больших  $T$  и измеренные для разных  $E < 1.2 \cdot 10^8$  В/м, пересекаются вблизи температуры  $T_0 = (490 \pm 15)$  К (рис. 2). Значения энергии активации фототока  $W_{ph}$ , рассчитанные из тангенсов углов наклона зависимостей  $\lg j_{ph}$  от  $1/T$  для разных  $E < 1.2 \cdot 10^8$  В/м, уменьшаются с ростом  $E$ . Зависимости  $W_{ph}$  от  $E$  линейны в координатах  $W_{ph} - E^{1/2}$  (кривые 1, 2 на рис. 3), причем тангенс угла наклона дает величину  $(4.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$  эВ  $\cdot$  (В/м) $^{-1/2}$ , что близко к постоянной Пула–Френкеля (3) для  $\epsilon = 3$ . Экстраполированные в область  $E = 0$  прямые пересекаются с осью ординат, что позволяет определить значения соответствующих энергий активации фотогенерации  $W_{0ph}$  в нулевом поле. Результаты указывают на то, что при малых концентрациях красителей фотопроводимость пленок исследуемых ПК обусловлена фотогенерацией носителей заряда из молекул красителей и к ним применимы модельные представления фотогенерации и транспорта, разработанные ранее для аморфных молекулярных полупроводников [4].

Однако с увеличением  $N$  проявляются различия в особенностях фотопроводимости пленок ПК с БФ и СВПЗ. Например, для образцов сэндвич-структур с пленками ПЭПК + 50%СВПЗ по сравнению с пленками ПЭПК + 1%СВПЗ наблюдаются следующие особенности:

- кинетика нарастания и релаксации фототока остается симметричной;
- показатель степени  $m$  в зависимости (6) уменьшается до  $m = (0.85 \pm 0.05)$ ;
- зависимости  $\lg j_{ph}$  от  $E^{1/2}$  остаются линейными, и тангенс угла наклона незначительно уменьшается;

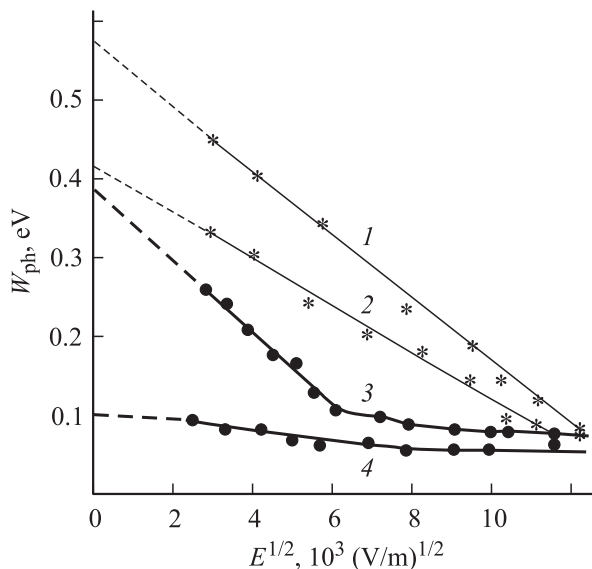


**Рис. 2.** Температурные зависимости фототока в образцах сэндвич-структур с пленками ПЭПК + 1%БФ (1–5), ПЭПК + 50%БФ (1'–5'), ПЭПК + 1%СВПЗ (6–10), ПЭПК + 50%СВПЗ (6'–10') при положительной полярности электрического напряжения на Al-электроде для  $E = 4 \cdot 10^7$  (1, 1', 6, 6'),  $5 \cdot 10^7$  (2, 2', 7, 7'),  $7 \cdot 10^7$  (3, 3', 8, 8'),  $8 \cdot 10^7$  (4, 4', 9, 9'),  $11 \cdot 10^7$  В/м (5, 5', 10, 10'). Длина волны возбуждающего излучения  $\lambda = 585$  нм (1–5, 1'–5') и 633 нм (6–10, 6'–10'), интенсивность  $I = 2$  Вт/м<sup>2</sup>. Толщина полимерной пленки  $L = 2$  мкм.

— участки зависимостей  $\lg j_{ph}$  от  $1/T$ , экстраполированные в область больших  $T$  и измеренные для разных  $E < 1.2 \cdot 10^8$  В/м, также пересекаются, но вблизи более высокой температуры  $T_0 = (510 \pm 15)$  К (рис. 2);

— зависимости  $W_{ph}$  от  $E$  также линейны в координатах  $W_{ph}$  от  $E^{1/2}$ , но значение тангенса угла наклона немного уменьшается, и уменьшается значение энергии активации фотогенерации  $W_{0ph}$  в нулевом поле (рис. 3).

Полученные результаты указывают на то, что при увеличении концентрации СВПЗ основные закономерности фотогенерации носителей заряда сохраняются, но увеличивается вероятность диссоциации ЭДП (уменьшается  $W_{0ph}$ ). Уменьшение  $W_{0ph}$  можно объяснить тем, что с ростом  $N$  уменьшается среднее расстояние между молекулами СВПЗ и после поглощения кванта света возможно образование ЭДП не только за счет выхода положительного заряда (дырки) из возбужденной молекулы СВПЗ на карбазольный фрагмент ПЭПК, но и за счет выхода электрона из возбужденной молекулы СВПЗ на невозбужденную молекулу СВПЗ. При этом величина  $r_0$  в (5) увеличивается. Дополнительным фактором, влияющим на уменьшение  $W_{0ph}$ , может быть увеличение  $\epsilon$  в (5) при увеличении концентрации СВПЗ, обладающих большим собственным дипольным моментом по сравнению с дипольным моментом карбазольных фрагментов ПЭПК. Последнее подтверждается уменьшением тангенса угла наклона зависимостей  $W_{ph}$  от  $E^{1/2}$  (рис. 3) и ранее полученными результатами [19,20] исследований



**Рис. 3.** Зависимость энергии активации фотопроводимости от электрического поля в образцах сэндвич-структур с пленками ПЭПК + 1%СВПЗ (1), ПЭПК + 50%СВПЗ (2), ПЭПК + 1%БФ (3), ПЭПК + 50%БФ (4) при положительной полярности электрического напряжения на Al-электроде, длине волны возбуждающего излучения  $\lambda = 633$  (1, 2) и 585 нм (3, 4), интенсивности возбуждающего излучения  $I = 2$  Вт/м<sup>2</sup>. Толщина полимерной пленки  $L = 2$  мкм.

особенностей фотогенерации и рекомбинации носителей заряда в пленках ПЭПК, содержащих соединения с внутримолекулярным переносом заряда с различными дипольными моментами молекул.

Для образцов сэндвич-структур с пленками ПЭПК + 50%БФ по сравнению с пленками ПЭПК + 1%БФ наблюдаются следующие особенности:

- кинетика нарастания и релаксации фототока становится несимметричной, и после выключения облучающего света в кинетике релаксации фототока появляется медленная составляющая, длительностью в несколько секунд;

- показатель степени  $m$  в зависимости (6) уменьшается до  $m = (0.65 \pm 0.1)$ ;

- зависимости  $\lg j_{ph}$  от  $E^{1/2}$  при  $E < 1.2$  В/м остаются линейными и тангенс угла наклона этих графиков незначительно уменьшается;

- участки графиков зависимостей  $\lg j_{ph}$  от  $1/T$ , экстраполированные в область больших  $T$  и измеренные для разных  $E < 1.2 \cdot 10^8$  В/м, становятся параллельными (рис. 2);

- зависимость  $W_{ph}$  от  $E$  практически отсутствует, и значение энергии активации фотогенерации  $W_{0ph}$  в нулевом поле близко к  $(0.1 \pm 0.05)$  эВ (рис. 3).

Полученные результаты указывают на то, что при увеличении концентрации БФ фотогенерация носителей заряда происходит не только в отдельных молекулах БФ, но и в их агрегатах. В последнем случае переходы происходят между взаимодействующими между собой

молекулами БФ, электронные уровни которых не могут рассматриваться как вырожденные. При появлении неравновесных носителей заряда основным препятствием для их дрейфа во внешнем электрическом поле являются потенциальные барьеры при переходах с молекулы на молекулу и особенно на границах раздела агрегат–ПЭПК–агрегат. Энергия активации этих переходов близка к энергии активации выхода носителей из локализованных состояний, плотность которых больше в областях между областями скопления агрегатов — в полимерном связующем. Поэтому энергия активации фототока  $W_{0ph}$  близка к 0.1 эВ (рис. 3) и соответствует энергии активации переходов дырок между карбазольными фрагментами ПЭПК [21]. Внешнее электрическое поле увеличивает прозрачность потенциальных барьеров межмолекулярных электронных переходов, что проявляется в линейности зависимости  $\lg j_{ph}$  от  $E^{1/2}$ . Несимметричный характер кривых кинетики (нарастающий фототок в начале облучения светом и замедленный его спад после конца облучения), а также сублинейная люкс-амперная характеристика свидетельствуют о влиянии процессов захвата неравновесных носителей и их объемной рекомбинации [22]. Последнее, очевидно, связано с различием энергий локализованных состояний на границах раздела агрегат–ПЭПК, где возможно эффективное образование ловушек. Такие ловушки с захваченными носителями заряда являются и центрами рекомбинации [23].

## 4. Заключение

Основным результатом работы можно считать следующее: обнаружено изменение зависимости энергии активации фотопроводимости от напряженности внешнего электрического поля при переходе от полимерных композиций, соответствующих модельным представлениям аморфного молекулярного полупроводника, к таким, в которых есть области скопления квазиупорядоченных структур органических молекул. С ростом концентрации молекул красителя энергия активации фотопроводимости уменьшается и увеличивается значение характеристической температуры  $T_0$  в соотношении (4). В полимерных композициях с областями квазиупорядоченных молекул красителя, в отличие от аморфных молекулярных полупроводников, фотогенерация и транспорт носителей заряда происходят как между упомянутыми областями, так и внутри них. В объеме пленок вблизи гетеропереходов могут образовываться локализованные состояния, захват на которые неравновесных носителей заряда усиливает процессы объемной рекомбинации. Полученные результаты могут быть использованы для уточнения физических моделей фотогенерации носителей заряда в материалах с наночастицами органических полупроводников и, в частности, при разработке новых сред с высокой эффективностью объемной излучательной рекомбинации [24].

## Список литературы

- [1] P.M. Borsenberger, D.S. Weiss. *Photoreceptors for xerography* (N.Y., Marcel Dekker, 1998).
- [2] J.-M. Nunzi. *Physique*, 3, 1 (2002).
- [3] Е.И. Мальцев, Д.А. Лыпенко, Б.И. Шапиро, А.В. Ванников. Журнал научной и прикладной фотографии, **46** (1), 13 (2001).
- [4] Н.Г. Кувшинский, Н.А. Давиденко, В.М. Комко. *Физика аморфных молекулярных полупроводников* (Киев, Лыбидь, 1994).
- [5] D. Hertel, H. Bassler, U. Scherf, H. Horhold. *J. Chem. Phys.*, **110**, 9214 (1999).
- [6] M. Pope, C.E. Swenberg. *Electronic Processes in Organic Crystals* (Oxford, Clarendon Press, 1982).
- [7] О. Маделунг. *Физика твердого тела. Локализованные состояния*, пер. с нем. и англ. под ред. В.М. Аграновича (М., Наука, 1985).
- [8] П.Т. Орешкин. *Физика полупроводников и диэлектриков* (М., Высш. шк., 1977).
- [9] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1974).
- [10] Е.Л. Франкевич, А.Н. Чабан, Д.И. Кадыров. *Хим. физика*, **21** (4), 103 (2002).
- [11] A. Henglein, Ber. Bunsenges. Phys. Chem., **101** (4), 1562 (1997).
- [12] Р.Ф. Хайрутдинов. *Успехи химии*, **67** (2), 125 (1998).
- [13] J.J.M. Halls, C.A. Walsh, N.C. Greenham, E.A. Marseglia. *Nature*, **376** (6540), 498 (1995).
- [14] S.A. Carter, J.C. Scott, P.J. Brock. *Appl. Phys. Lett.*, **71** (9), 1145 (1997).
- [15] В.Д. Филимонов, Е.Е. Сироткина. *Химия мономеров на основе карбазола* (Новосибирск, Наука, 1995).
- [16] А.А. Ищенко. *Строение и спектрально-люминесцентные свойства полиметиновых красителей* (Киев, Наук. думка, 1994).
- [17] N. Davidenko, N. Kuvshinsky, L. Kostenko, D. Misik. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **324**, 71 (1998).
- [18] N.G. Kuvshinsky, N.A. Davidenko, V.V. Reshetnyak, L.I. Savransky, V.L. Sheptun. *Chem. Phys. Lett.*, **165** (4), 323 (1990).
- [19] N.A. Davidenko, A.K. Kadashchuk, N.G. Kuvshinsky, N.I. Ostapenko, N.V. Lukashenko. *J. Inf. Recording*, **24**, 327 (1996).
- [20] А.К. Кадашук, Н.И. Остапенко, Н.А. Давиденко, Н.Г. Кувшинский, Н.В. Лукашенко. *ФТТ*, **39** (7), 1183 (1997).
- [21] H. Bassler. *Phys. St. Sol. (b)*, **107** (1), 9 (1981).
- [22] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1963).
- [23] Н.А. Давиденко, С.Л. Студзинский, Н.А. Деревянко, А.А. Ищенко, Ю.А. Скрышевский, А.Д. Аль-Кадими. *ФТП*, **36** (10), 1248 (2002).
- [24] Н.А. Давиденко, А.А. Ищенко. *Письма ЖТФ*, **28** (11), 84 (2002).

Редактор Л.В. Шаронова

## Photoconductivity of polymeric compositions with high densities of organic dyes

N.A. Davidenko, A.A. Ishchenko, L.I. Kostenko,  
N.G. Kuvshinskii, D.D. Mysyk, R.D. Mysyk

The University of Kiev,  
01033 Kiev, Ukraine