

## Геминальная рекомбинация долгоживущих электрон-дырочных пар в допированных карбазолсодержащих аморфных молекулярных полупроводниках

© А.К. Кадашук, Н.И. Остапенко, Н.А. Давиденко, Н.Г. Кувшинский, Н.В. Лукашенко

Институт физики академии наук Украины,  
252650 Киев, Украина

(Поступила в Редакцию 24 января 1997 г.)

С помощью измерений кинетик затухания изотермической рекомбинационной люминесценции (ИРЛ) в широком интервале температур (4.2–300 К) при временах  $t > 1$  с, а также кинетик фотоиндуцированного сигнала ЭПР исследованы особенности геминальной рекомбинации долгоживущих электрон-дырочных пар в пленках поли(*N*-эпоксипропилкарбазола) (ПЭПК), содержащих соединения с внутримолекулярным переносом заряда (СВПЗ) в качестве центров фотогенерации носителей заряда. Изучено влияние на геминальную рекомбинацию наличия потенциального барьера на обратный переход носителей в центр рекомбинации и начального триплетного состояния зарядовых пар. Установлено, что кинетики затухания ИРЛ для исследованных времен соответствуют закону  $I(t) \sim t^{-m}$ , где  $m$  принимает значения от 0.65 до 1.05. Впервые обнаружено немонотонное изменение  $m$  с температурой ( $m$  проходит через минимум при некоторой температуре), для объяснения которого предложен механизм рекомбинации зарядовых пар в ПЭПК, содержащих СВПЗ.

Известно, что фотогенерация носителей заряда в органических телах представляет собой двухступенчатый процесс. На первой стадии образуется кулоновски связанная электрон-дырочная (ЭД) пара с относительно небольшим расстоянием  $r_0$  между носителями в паре. Далее эта пара может либо аннигилировать в результате геминальной рекомбинации (ГР), либо диссоциировать под действием фононов и внешнего электрического поля на свободные носители заряда согласно модели Онзагера. Поэтому ГР является процессом, лимитирующим квантовый выход свободных носителей тока [1].

В последнее время большое внимание привлекают карбазолсодержащие аморфные молекулярные полупроводники (АМП) как модельные системы для исследования ГР в связи тем, что в отличие от многих органических систем, где рекомбинация проходит за пикосекунды, в этих системах были обнаружены [2] долгоживущие ЭД-пары с временем жизни до секунд при комнатной температуре. ГР зарядовых пар исследовалась с помощью измерения кинетик затухания изотермической рекомбинационной люминесценции (ИРЛ) в пленках поли(*N*-винилкарбазола) (ПВК) [3–6], которые в широком диапазоне времен описываются степенным законом

$$I_{RL}(t) \propto t^{-m}, \quad (1)$$

где  $m$  близко к единице. Ранее [4] было показано, что ИРЛ в данных системах имеет "задержанный" характер по отношению к быстрой составляющей люминесценции и обусловлена ГР носителей зарядов.

Такой закон затухания рекомбинационной люминесценции в ПВК был подтвержден [3] с помощью Монте-Карло-моделирования ГР в рамках модели "разупорядочения" [7] при учете гауссового распределения локализованных состояний по энергиям, ширина которого для ПВК составляет  $\sigma \cong 0.1$  eV [4]. Согласно этому подхо-

ду, энергетическое разупорядочение локализованных состояний является причиной увеличения времени жизни ЭД-пар и появления кинетики рекомбинации вида (1). Заметим, что более ранние теории ГР в ПВК [8], предсказывающие зависимость  $\propto t^{-3/2}$  для больших времен наблюдения, не могут адекватно описывать получаемые зависимости.

Вместе с тем согласие между экспериментальными и расчетными результатами было только качественным. Экспериментальное значение времени жизни ЭД-пар при комнатной температуре на много порядков превосходило расчетное значение [4]. Для объяснения этого факта было сделано предположение, что для времен  $t > 10^{-3}$  s после конца возбуждения ГР контролируется ловушками, в качестве которых могли выступать преддимерные состояния карбазольных ядер [3]. Этот вывод был косвенно подтвержден [6] при исследовании затухания ИРЛ пленок ПВК при скачкообразном изменении температуры. Было установлено [6], что ИРЛ имеет активационный характер с энергией активации, близкой к значениям глубин ловушек в ПВК.

Следует отметить, что нами исследовались дополнительные факторы, приводящие к очень сильному увеличению времени жизни ЭД-пар для ряда аморфных молекулярных полупроводников [9]. Они обусловлены начальным триплетным состоянием образующихся ЭД-пар [10], а также наличием потенциального барьера на обратный переход носителей заряда в центр рекомбинации [11]. Изучались молекулярные полупроводники на основе поли(*N*-эпоксипропилкарбазола) (ПЭПК), содержащего молекулы соединений с внутримолекулярным переносом заряда (СВПЗ) в качестве центров фотогенерации. Молекулы СВПЗ состоят из донорной и акцепторной частей, соединенных между собой мостиком сопряженной связи. Из-за этого переходы с переносом заряда для молекул СВПЗ имеют большую силу осциллятора

по сравнению с комплексами с переносом заряда. СВПЗ имеют также большие дипольные моменты в основном состоянии. После возбуждения молекул СВПЗ светом и выхода из них положительно заряженных носителей (дырок) образуются ЭД-пары, у которых дырки локализованы на карбазольных группах ПЭПК, а электроны — на акцепторных частях молекул СВПЗ. Потенциальный барьер на рекомбинацию возникает благодаря большому значению потенциала ионизации донорной части СВПЗ по сравнению с карбазольными группами ПЭПК [10], и высота барьера может быть оценена как разница этих потенциалов ионизации.

Благодаря упомянутым факторам в системах ПЭПК, содержащих СВПЗ, ЭД-пары имеют времена жизни значительно больше по сравнению с чистым ПЭПК и упомянутым выше ПВК [3,4]. Зарядовые пары наблюдаются при комнатной температуре спустя много часов после облучения [10,11] с помощью измерений релаксации фотоиндуцированного сигнала ЭПР, изменения оптической плотности пленок, а также задержанной релаксации тока в пленке с блокирующими контактами.

Данная работа посвящена исследованию кинетик затухания рекомбинационной люминесценции в пленках ПЭПК, содержащих СВПЗ, в широком интервале температур ( $4.2 < T < 300$  К) при временах наблюдения  $t > 1$  с, а также фотоиндуцированного сигнала ЭПР с целью выяснения влияния факторов, препятствующих рекомбинации, на эволюцию геминальных ЭД-пар.

## 1. Методика эксперимента

Для получения пленок ПЭПК, содержащих 0.1 mol.% СВПЗ<sub>1</sub>, структурная формула которого показана на вставке к рис. 1, растворами этих веществ поливали металлические подложки, затем пленки высушивались при  $T = 70^\circ\text{C}$ ; их толщина составляла 5–10  $\mu\text{m}$ .

Исследуемые образцы помещались в гелиевый криостат, в котором температура поддерживалась в интервале 4.2–300 К. Для измерения кинетик затухания ИРЛ образцы облучались светом ксеноновой лампы через светофильтр с полосой пропускания в области  $\lambda > 500$  nm (область поглощения молекул СВПЗ). Отметим, что в этом случае возбуждения матрицы ПЭПК не происходит. Длительность возбуждения составляла 10 с. Спектры люминесценции измерялись с помощью КСВУ-23 при возбуждении лазером с  $\lambda = 633$  nm.

Регистрация кинетик затухания интегральной интенсивности ИРЛ производилась с помощью ФЭУ, работающего в режиме счета фотонов и расположенного в непосредственной близости от окна криостата, при временах наблюдения  $t > 1$  с после конца облучения. Проведение эксперимента, а также получение и обработка экспериментальных данных контролировались компьютером.

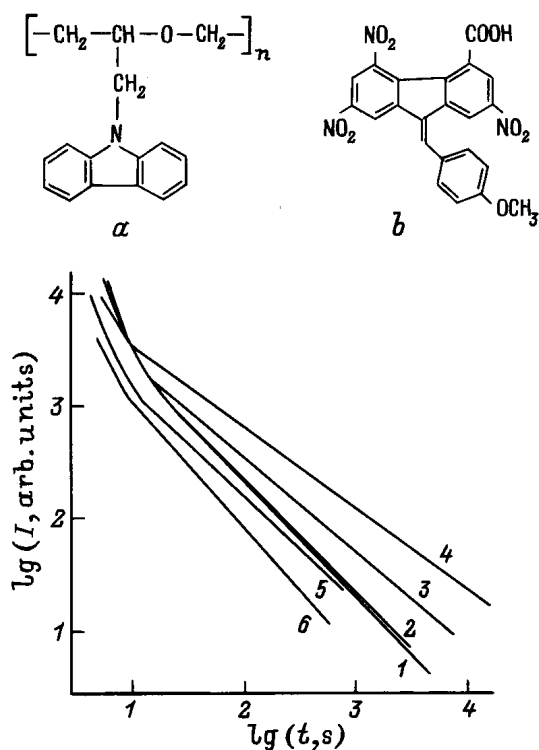
Для уточнения механизма релаксации ЭД-пар проводились исследования фотоиндуцированного сигнала ЭПР и термолюминесценции этих же образцов.

## 2. Результаты

Интенсивность ИРЛ при временах наблюдения ( $t > 1$  с) была на много порядков меньше интенсивности люминесценции пленок ПЭПК, содержащих СВПЗ, соответствующей люминесценции молекул СВПЗ. Относительный квантовый выход люминесценции практически не изменялся в интервале температур  $T = 4.2\text{--}160$  К, однако сильно уменьшался при более высоких температурах. Подобным образом вел себя и квантовый выход ИРЛ.

Кинетику затухания ИРЛ при временах наблюдения  $t > 1$  с можно описать выражением вида (1) с показателем степени  $m \leq 1$ , который в отличие от данных ранних работ [3,4] оказался немонотонно зависящим от температуры (рис. 1). Во всем исследуемом интервале температур значение  $m$  не зависело от интенсивности возбуждающего света. Хотя на начальной стадии наблюдения до 10–15 с затухание ИРЛ имело более сильную зависимость (рис. 1), в настоящей работе мы остановимся только на более длинновременной части кинетики, которая всегда соответствовала зависимости (1).

Исходя из зависимости показателя степени  $m$  от температуры, можно выделить три характерных интервала температур.



**Рис. 1.** Кинетики затухания интегральной интенсивности ИРЛ в зависимости от времени после окончания облучения пленки ПЭПК + 0.1 mol.% СВПЗ<sub>1</sub>, измеренные при различных температурах при возбуждении ИРЛ светом с  $\lambda > 500$  nm в течение  $t_0 = 10$  с. На вставках *a* и *b* приведены структурные формулы ПЭПК и СВПЗ<sub>1</sub> соответственно.  $T$  (К): 1 — 5, 2 — 50, 3 — 100, 4 — 180, 5 — 220, 6 — 270.

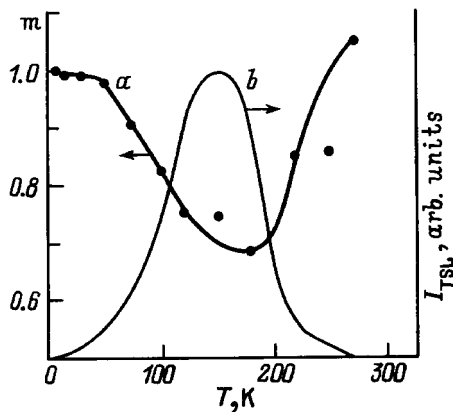
1) Для  $4.2 \leq T < 50$  К кинетика затухания ИРЛ описывается зависимостью (1), где  $m = 1 \pm 0.05$  (рис. 1). Значение  $m$  не зависит от времени облучения ( $t_0$ ). На рис. 1 представлены кинетики затухания ИРЛ в двойном логарифмическом масштабе для  $T = 5$  (кривая 1) и 50 К (кривая 2) при  $t_0 = 10$  с. Легко видеть, что эти зависимости практически совпадают. Следует подчеркнуть, что в этом интервале температур кинетики затухания были не зависящими от температуры. Так, например, резкое охлаждение образца до 4.2 К во время регистрации ИРЛ практически не изменяло ее интенсивности.

2) В интервале температур  $50 < T < 180$  К кинетика затухания интегральной интенсивности ИРЛ также соответствует зависимости (1), но значение  $m$  уменьшается с ростом температуры. Из рис. 1 видно, что с увеличением температуры интенсивность ИРЛ в области больших времен наблюдения относительно возрастает, хотя начальные стадии кинетик затухания при этом практически совпадают.

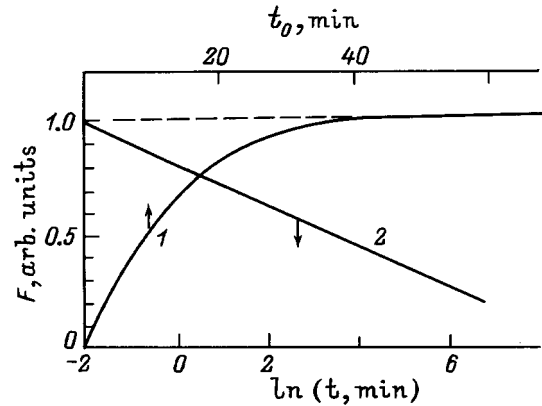
3) В области температур  $180 < T < 300$  К кинетика затухания ИРЛ также соответствует зависимости (1), однако в отличие от предыдущего температурного интервала значение  $m$ , пройдя через минимум при  $T = 180$  К, далее растет с температурой до  $m = 1 \pm 0.05$  при  $T = 270$  К.

Обобщенная зависимость  $m(T)$  для всех исследуемых температур представлена на рис. 2, а. Характерно, что при  $T > 180$  К интегральная интенсивность ИРЛ довольно сильно уменьшается с ростом температуры. Как видно из рис. 1, при  $T > 180$  К начальные стадии кинетик затухания ИРЛ уже не совпадают и это отличие усиливается при дальнейшем росте температуры.

На рис. 2, б приведена кривая термолюминесценции пленок ПЭПК, содержащих СВПЗ<sub>1</sub>, при возбуждении, аналогичном возбуждению ИРЛ.



**Рис. 2.** а) Температурная зависимость тангенса угла наклона  $m(T)$  кинетик затухания ИРЛ, построенных в координатах  $\lg I(\lg t)$ , пленок ПЭПК + 0.1 mol.% СВПЗ<sub>1</sub>. ИРЛ возбуждалась в течение 10 с светом с  $\lambda > 500$  nm. б) Кривая термолюминесценции пленок ПЭПК + 0.1 mol.% СВПЗ<sub>1</sub> после возбуждения светом при  $T_{irr} = 4.2$  К. Возбуждение термолюминесценции, аналогично возбуждению ИРЛ.



**Рис. 3.** Кинетики возрастания фотоиндуцированного сигнала ЭПР со временем облучения  $t_0$  пленок ПЭПК/СВПЗ<sub>1</sub> светом с  $\lambda > 500$  nm (1) и кинетика его релаксации после прекращения облучения (2) при комнатной температуре.

На рис. 3 показаны зависимости фотоиндуцированного сигнала ЭПР пленок ПЭПК, содержащих СВПЗ<sub>1</sub>, при комнатной температуре от времени облучения  $t_0$  (кривая 1), а также кинетика его затухания со временем  $t$  после окончания облучения (кривая 2). Отметим, что сигнал ЭПР не наблюдается для чистого ПЭПК или СВПЗ в отдельности.

### 3. Обсуждение результатов

В пленках ПЭПК [10,11], содержащих молекулы СВПЗ в качестве центров фотогенерации носителей заряда, после поглощения света образуются ЭД-пары, имеющие времена жизни, значительно большие, чем в системах, в которых центрами фотогенерации служат комплексы с переносом заряда, как, например, в пленках ПЭПК, содержащих тринитрофлуоренон. Когда расстояние между носителями в ЭД-парах становится больше радиуса спиновой корреляции  $r_c$  (согласно [10],  $r_c \geq 13 \text{ \AA}$ ), эти пары могут быть зарегистрированы по появлению сигнала ЭПР (рис. 3). Из рис. 3 видно, что сигнал ЭПР, обусловленный носителями геминальных пар, пропорциональный их концентрации  $n$ , постепенно достигает насыщения, а его последующая релаксация может быть описана зависимостью типа  $F(t) \propto \ln t$ . Ранее аналогичные зависимости были получены нами также для кинетик нарастания и релаксации ЭД-пар при исследовании задержанной релаксации токов в пленках с блокирующими контактами. Заметим, что существует хорошее согласие между результатами исследований ЭПР и ИРЛ при комнатной температуре. Действительно, если  $n \propto \ln t$ , то должна выполняться зависимость  $I_{RL} \propto dn/dt \propto 1/t$ , что и наблюдается экспериментально.

Мы считаем, что одна из причин столь значительного увеличения времени жизни ЭД-пар состоит в наличии потенциального барьера на обратный переход дырок в центр рекомбинации (на донорную часть молекулы

СВПЗ). Шанс "выжить" до больших времен имеют только те пары, носителям которых удалось осуществить диффузионное движение друг от друга [3]. При временах  $t > 1$  s мы имеем дело как раз с такими ЭД-парами, поскольку те из них, в которых носители диффузионно не разделились, к этому времени уже проаннигилировали. Таким образом, при температурах, при которых заморожена подвижность дырок, часть ЭД-пар увеличивает расстояние между зарядами.

Обратимся к рис. 1. Поскольку кинетика затухания ИРЛ в области температур  $4.2 < T < 50$  К не изменяется при скачкообразном охлаждении образца и соответствует зависимости (1), можно говорить о чисто туннельном характере рекомбинации носителей заряда, так называемой туннельной люминесценции [12]. Ранее при исследовании туннельной и термостимулированной люминесценции чистых ПВК [13] и ПЭПК [14] было показано, что при этих температурах термостимулированные процессы крайне затруднены, а рекомбинация идет туннельным путем, о чем дополнительно свидетельствуют сильно заниженные значения частотного фактора, измеренного по термолюминесценции [14]. Исходя из того что кинетики ИРЛ при 4.2 и 50 К практически совпадают, можно сделать вывод о том, что за время облучения  $t_0$  при этих температурах образуется одинаковая концентрация ЭД-пар с одинаковыми расстояниями в паре. Дополнительным свидетельством независимости первоначального разделения зарядов в ЭД-паре ( $r_0$ ) от температуры может служить независимость площади под кривой термолюминесценции от температуры, при которой производилось возбуждение ( $T_{ит}$ ) [15]. Действительно, оказалось, что интенсивность термолюминесценции не изменяется от  $T_{ит} = 4.2$  К вплоть до 80 К, когда уже начинает разгораться полоса термовысвечивания пленок ПЭПК, содержащих СВПЗ.

Перейдем к анализу кинетик ИРЛ во втором интервале температур ( $50 < T < 180$  К), которые также описываются выражением (1). Эти кинетики совпадают на начальном этапе до 15 s, что указывает на независимость от температуры первоначального формирования ЭД-пар аналогично первому интервалу температур (заметьте, что для системы ПЭПК, содержащих СВПЗ<sub>1</sub>, начальное разделение в паре составляет  $r_0 = 12$  Å [9]). Вместе с тем при больших временах после окончания облучения интенсивность ИРЛ становится относительно больше с ростом температуры, а кинетики затухания более пологими, т. е. показатель степени  $m$  в (1) уменьшается с температурой. Следует отметить, что такое поведение ИРЛ нами наблюдалось впервые и отличается от температурных зависимостей кинетик ИРЛ, исследованных ранее для ПВК [3,4], где отмечалось монотонное возрастание  $m$  с ростом температуры от 20 до 300 К.

Мы считаем, что такое поведение кинетик ИРЛ в пленках ПЭПК, содержащих СВПЗ, в промежуточном интервале температур обусловлено размораживанием диффузионного движения дырок; вместе с тем температура еще недостаточно высока для активационного

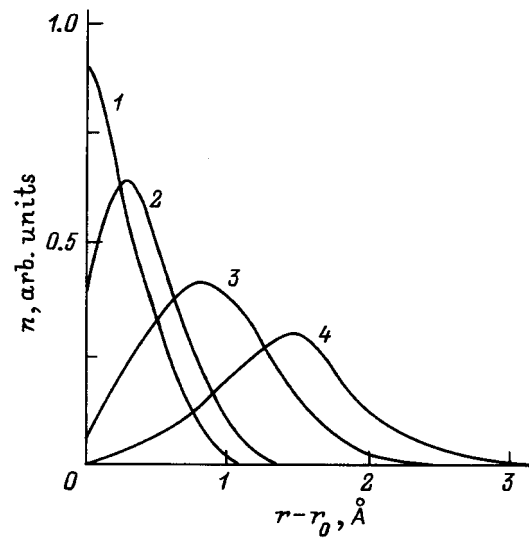


Рис. 4. Результаты расчета распределения концентрации ЭД-пар ( $n$ ) по расстояниям между зарядами ( $r$ ) (при  $t_0 = 5$  s и  $T = 240$  К) для различных моментов времени  $t$  после конца облучения.  $t$  (s): 1 — 0.05, 2 — 2, 3 — 10, 4 — 15. Расстояние  $r$  отсчитывается от величины радиуса термализации носителей  $r_0 = 12$  Å.

преодоления барьера  $W_p$  на рекомбинацию, составляющего для данной системы 0.4 eV [10,11]. Этот вывод подтверждается наличием полосы термолюминесценции для системы ПЭПК, содержащих СВПЗ<sub>1</sub> в этой области температур (рис. 2, b), указывающим на размораживание подвижности дырок. Если предположить, что дырки диффузионно удаляются от центра рекомбинации, то становится возможным накопление большего числа ЭД-пар (по сравнению с первоначальным распределением) с большими расстояниями  $r$  между зарядами. Другими словами, увеличение концентрации ЭД-пар, время жизни которых возросло по сравнению с временем жизни этих пар при низких температурах, можно объяснить увеличением расстояния  $r$  из-за диффузии подвижного заряда от центра рекомбинации.

Для третьего интервала температур ( $T > 180$  К) кинетика затухания также соответствует (1), но значение  $m$  в (1) возрастает с температурой, т. е. ведет себя аналогично ранее исследованному случаю ПВК [3,4]. Мы полагаем, что при этих температурах уже происходит активационное преодоление барьера  $W_p$  на рекомбинацию. Два фактора могут увеличивать скорость затухания ИРЛ с ростом температуры [8]: увеличение вероятности термоактивационной рекомбинации и диссоциации геминальных пар.

Как видно из рис. 1, общая интенсивность ИРЛ уменьшается при  $T > 180$  К и коррелирует с квантовым выходом обычной фотолюминесценции ПЭПК, содержащих СВПЗ<sub>1</sub>. Однако это связано не с изменением условий образования ЭД-пар, а с уменьшением вероятности внутримолекулярных излучательных переходов из-за тушения люминесценции. Интересно отметить, что

если произвести облучение пленок ПЭПК, содержащих СВПЗ<sub>1</sub>, светом при достаточно высокой температуре ( $T > 250$  К), то после этого происходит обратимое уменьшение интенсивности ИРЛ при низких температурах. Восстановление до первоначальной величины происходит полностью через сутки. Ранее мы показали [9], что тушащим фактором для люминесценции являются парамагнитные частицы (квазисвободные носители заряда в ЭД-парах с большими расстояниями), возникающие в пленках ПЭПК, содержащих СВПЗ, под действием света при таких температурах.

В заключение мы проиллюстрируем возможность перераспределения концентрации ЭД-пар ( $n$ ) в сторону относительного увеличения числа пар с большими расстояниями  $r$  между зарядами с помощью достаточно упрощенной расчетной модели. На рис. 4 приведены зависимости  $n(r - r_0)$  для значений  $t_0 = 10$  с и  $T = 240$  К. Эти зависимости были рассчитаны при следующих предположениях: 1) фотогенерация ЭД-пар происходит с эффективностью  $p$ ; 2) расстояние между зарядами в ЭД-паре увеличивается от значения  $r_i$  до  $r_{i+1} = r_i + \sqrt{D_i \Delta t}$  за малый отрезок времени  $\Delta t$  в результате диффузионного движения дырок, где  $D_i$  — коэффициент диффузии дырки на расстоянии  $r_i$  от центра рекомбинации; этот процесс может быть представлен в виде выражения для константы скорости вероятности

$$\Phi_i = \frac{1}{5} \nu_D \exp \left[ -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon kT} \left( \frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_i + r_{i+1}} \right) \right], \quad (2)$$

где  $\nu_D$  — частотный фактор перехода между соседними карбазольными группами,  $q$  — заряд электрона,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость пленки АМП,  $k$  — постоянная Больцмана; 3) аннигиляция ЭД-пар происходит при туннельном переходе дырки с расстояния  $r_i$  в центр рекомбинации; этот процесс может быть представлен в виде следующего выражения:

$$\Phi_{ai} = \nu_{a0} \exp(-W_p/kT) \exp(-2r_i/\alpha), \quad (3)$$

где  $\nu_{a0}$  — частотный фактор туннельного перехода, который не зависит от температуры и считается не зависящим от  $r_i$ .

Изменение полной концентрации  $\Delta n$  зарядовых пар за время  $\Delta t \rightarrow 0$  можно представить в виде суммы изменений концентраций пар  $n_i$  с расстояниями между зарядами  $r_i$

$$\Delta n = \sum_{i=1}^{\infty} (\Phi_{i-1} n_{i-1} - \Phi_i n_i - \Phi_{ai} n_i) \Delta t, \quad (4)$$

где  $r_{i=1} = r_0$ ,  $\Phi_{i-1} n(r_0) = P$  для  $0 \leq t \leq t_0$  и  $P = 0$  для  $t > t_0$ . Граничное условие

$$n_i = 0, \quad t = 0. \quad (5)$$

Интегральную интенсивность ИРЛ можно представить в виде

$$I(t) = \sum_i \Phi_{ai} n(r_i, t). \quad (6)$$

Для расчетов зависимости  $n(r, t)$  и  $I(t)$  нами были использованы значения  $\alpha = 1 \text{ \AA}$  [10],  $r_0 = 12 \text{ \AA}$ ,  $\nu_{a0} = 3 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ ,  $W_p = 0.4 \text{ eV}$ , которые для ПЭПК, содержащих СВПЗ<sub>1</sub>, были рассчитаны согласно данным [16]. Значение  $D_i$  считалось равным  $D_0 \exp(-q^2/4\pi\epsilon_0\epsilon r_i kT)$ , где  $D_0$  определялось из соотношения Эйнштейна с использованием величины подвижности дырок по карбазольным группам вне кулоновской ямы, создаваемой электроном [17].

Результаты расчетов зависимостей  $n(r, t)$  на рис. 4 наглядно демонстрируют возможность процесса перераспределения концентрации ЭД-пар в сторону увеличения доли пар с большими расстояниями между зарядами. Зависимости  $\lg I(\lg t)$  с учетом полученных  $n(r, t)$  оказались линейными и описываются соотношением (1) с  $m < 1$ . Мы считаем, что это является дополнительным подтверждением адекватности предложенного механизма образования и аннигиляции ЭД-пар в исследуемых системах аморфных молекулярных полупроводников.

## Список литературы

- [1] М. Поуп, Ч. Свенберг. Электронные процессы в органических кристаллах. Мир, М. (1985). Т. 2. 262 с.
- [2] J. Mort, M. Morgan, S. Grammatica, J. Noolandi, K.M. Hong. Phys. Rev. Lett. **48**, 20, 1411 (1982).
- [3] S. Stolzenburg, B. Ries, H. Bassler. Ber. Bunsenges. Phys. Chem. **91**, 8, 853 (1987).
- [4] S. Stolzenburg, B. Ries, H. Bassler. Mater. Sci. **13**, 1-2, 259 (1987).
- [5] S. Stolzenburg, B. Ries, H. Bassler. Chem. Phys. Lett. **116**, 1, 73 (1985).
- [6] X. Guo, G.D. Mendenhall. Chem. Phys. Lett. **152**, 2, 3 146 (1988).
- [7] H. Bassler, G. Schonherr, M. Abkowitz, D.M. Pai. Phys. Rev. **B26**, 6, 3105 (1982).
- [8] K.M. Hong, J. Noolandi. J. Chem. Phys. **68**, 11, 5163 (1978).
- [9] Н.Г. Кувшинский, Н.А. Давиденко, В.М. Комко. Физика аморфных молекулярных полупроводников. Лыбидь, Киев (1994). 176 с.
- [10] N.A. Davidenko, N.G. Kuvshinsky. J. Inf. Rec. Mat. **22**, 1, 37 (1994).
- [11] N.A. Davidenko, N.G. Kuvshinsky. J. Inf. Rec. Mat. **21**, 3, 185 (1993).
- [12] К.И. Замаараев, Р.Ф. Хайрутдинов, В.П. Жданов. Туннелирование электрона в химии. Наука, Новосибирск (1985). 317с.
- [13] P.I. Butlers, I. Tale, J. Pospisil, S. Nespurek. Prog. Colloid Polym. Sci. **78**, 1-2, 93 (1988).
- [14] А.К. Кадашук, Н.И. Остапенко, Ю.А. Скрышевский, Е.Н. Великая, М.Т. Шпак. ФТТ **31**, 7, 203 (1989).
- [15] А.К. Кадашук, Н.И. Остапенко, Ю.А. Скрышевский, М.Т. Шпак, Э.А. Силиныш, Г.А. Шлихта. ФТТ **32**, 5, 1312 (1990).
- [16] А.М. Белоножко, Н.А. Давиденко, О.Г. Кочмала, В.А. Павлов. Фундаментальные основы оптической памяти и среды. Киев (1990). Т. 21. С. 40.
- [17] Н.Г. Кувшинский, Н.Г. Чуприн, В.К. Перепелица. УФЖ **28**, 6, 943 (1983).