

## МЕХАНИЗМЫ ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА В ТОНКИХ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ

*В работе в качестве объекта исследования были выбраны тонкие пленки полидифениленфталида, в которых ранее наблюдались интересные явления, связанные с переходом в высокопроводящее состояние. Были использованы методы вольт-амперных характеристик и ИК спектроскопии в температурном интервале 80...300 К. Исследована зависимость проводимости полимерных пленок от обратной температуры и выявлены различные механизмы переноса заряда, такие как туннельный, омический и прыжковый. Для выяснения особенностей переноса заряда при комнатных температурах были построены зависимости проводимости в координатах Пула—Френкеля и рассмотрены существующие на сегодняшний день модели переноса заряда в полимерных пленках. На основе анализа результатов сделаны предварительные выводы об основных механизмах переноса заряда в тонких пленках полидифениленфталида в различных электрических полях и температурных интервалах.*

За последние тридцать лет были открыты новые полимерные материалы с электропроводностью, лишь ненамного уступающей электропроводности металлов. Первым проводящим полимером, с которого началось развитие исследований в данном направлении, был полиацетилен. В виде твердых серебряистых пленок в 1974 году его впервые синтезировал из ацетилена Хидеки Ширикава в Токийском технологическом институте. В 1977 году Ширикава одновременно с Хигером и Макдиармидом установили, что частичное окисление полиацетилена молекулярным йодом или другими реагентами увеличивает его проводимость в  $10^9$  раз [1].

Работы этих ученых послужили толчком для создания множества приборов на основе проводящих полимеров, таких как сенсорные и электрохимические датчики, полимерные батарейки, электролюминесцентные диоды и органические транзисторы.

---

В 1980-х годах в работах [2–3] сообщалось о скачкообразном уменьшении электрического сопротивления тонких пленок полимерных диэлектриков, а также их композиций: полимерный изолятор—металл в ходе их одноосного сжатия. При давлении порядка  $10^8$  Па и комнатной температуре наименьшие значения сопротивления некоторых исследованных систем не превышали сопротивления, которым должен был обладать при обычных условиях идентичный по геометрическим размерам образец металла. В этих работах в качестве полимера служили полиэтилен, полипропилен, политетрафторэтилен, поливинилхлорид и полиакриламид. Размер полимерных частиц не превышал 50 мкм. В качестве металлических наполнителей применяли мелкодисперсные медь, олово, железо и алюминий, полученные в виде порошков с размером частиц 0,01–0,1 мкм и 1–10 мкм. В ряде случаев использовали графит. Авторы этих работ считают, что скачок сопротивления, вызванный воздействием на полимерные композиции одноосного давления и деформации сдвига, не связан с образованием в межэлектродном зазоре проводящих каналов из соприкасающихся частиц.

В работе [4] для изложенных выше экспериментальных фактов была развита модель стимулированной давлением инъекции носителей тока из металла в зону проводимости диэлектрика. Согласно этой модели сжатие вещества вызывает распад поверхностных состояний, играющих роль акцепторов электронов. Не исключено также, что одновременно из-за увеличения поляризуемости происходит понижение дна зоны проводимости полимерного диэлектрика. В результате этого при некотором критическом значении давления структура энергетических зон вблизи границы раздела металл—диэлектрик оказывается благоприятной для инъекции носителей.

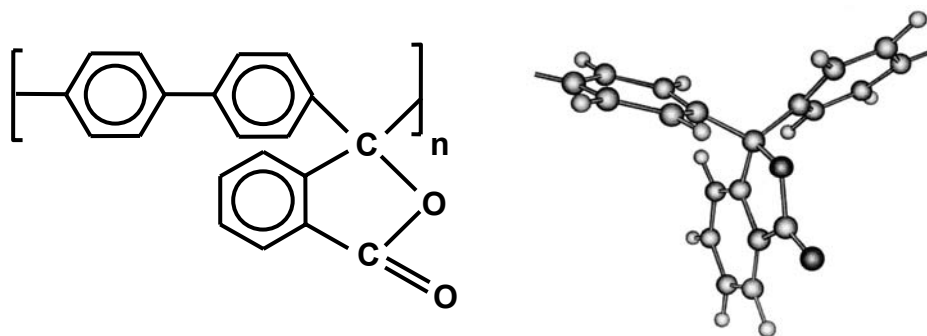
В работах [5–7] было проведено исследование проводимости пленок окисленного полипропилена в зависимости от электрического поля, температуры, давления, геометрии образца и материала подложки. Авторы обосновали предположение о проводящих областях — узких каналах, сопротивление растекания которых определяет сопротивление системы полимер—металл. Была измерена электропроводность проводящего канала в пленке окисленного полипропилена (толщиной 15–20 мкм) при комнатной температуре и температурная зависимость проводимости вплоть до 1,2 К с использованием электродов из сверхпроводящего металла (Sn). В результате исследований было установлено, что канал в окисленном полипропилене обладает при 300 К сверхвысокой проводимостью, а величина сопротивления представляет собой сопротивление растекания, сосредоточенное в массивном электроде.

Наконец, авторы работ [8–11] показали, что в тонких пленках полиарилефталидов наблюдаются переходы из диэлектрического состояния в высокопроводящее, индуцированные такими относительно слабыми внешними физическими воздействиями, как одноосное механическое давление, электрическое поле, температура или бомбардировка электронным пучком. Особенность этого явления заключается в том, что высокопроводящее состояние обладает температурной зависимостью проводимости, типичной для металлов, и величина удельной проводимости может быть чрезвычайно высокой [ $> 10^5$  (Ом·см) $^{-1}$ ].

Несмотря на большое количество работ, посвященных изучению свойств полимерных пленок, вопросы, связанные с определением условий возникновения проводящего состояния, с релаксацией избыточного инжектированного заряда и механизмами его переноса, остаются до конца невыясненными. С этой целью в данной работе были исследованы электрофизические и оптические свойства как тонких пленок полимеров, так и многослойных структур, где в качестве одного или двух слоев использовались полимерные пленки.

### *Объект исследования*

В качестве объекта исследования ими использовался полидифениленфталид (ПДФ). Обоснование выбора данного полимера состоит в следующем. Полидифениленфталид (рис. 1) относится к полимерам класса полиариленфталидов. Эти полимеры были синтезированы в лаборатории поликонденсации Института органической химии Уфимского научного центра РАН методом электрофильной поликонденсации. Строение синтезированных полимеров устанавливали комплексным использованием методов структурного анализа полимеров. Температура деструкции ( $T_g$  — температура потери 1% веса) в аргоне и в воздухе равна 440 °С. Поскольку синтез полимера осуществляется с использованием катализаторов, анализ присутствия примесей неорганического происхождения, особенно проводящих (и, следовательно, их возможного влияния на результаты измерений и последующую интерпретацию), имеет принципиальное значение.



*Рис. 1.* Структурная формула и модельное трехмерное изображение полидифениленфталита

Для анализа неорганических примесей, присутствующих в полимерах, были использованы спектрометры Perkin—Elmer Plasma II и Varian Spectra-20. Эти приборы позволяют определять содержание элементов на уровне нескольких ppm ( $10^{-4}\%$ ) при навеске полимера 0,3–0,5 г. При дальнейшем увеличении навески возможно определение примесей даже при их меньшем содержании. Следует отметить, что содержание примесей в количествах, не превышающих 10 ppm, практически не сказывается на свойствах полимеров.

---

Полиарилефталиды обладают высокой тепло- и термостойкостью. Термостабильность фталидного цикла в полиарилефталиде определяется структурой групп, соединяющих фенильные ядра в основной цепи [12]. Исследование хемостойкости полиарилефталидов показало, что они обладают хорошей стойкостью к действию агрессивных сред при повышенных температурах [13].

При изучении некоторых электрофизических свойств полиарилефталидов была показана возможность термического инициирования проводимости ароматических полимеров, содержащих легко поляризуемые боковые фталидные группировки [14].

Полидифенилефталид аморфен и хорошо растворим в метилефториде, хлороформе, тетрафторэтане, диметилформамиде, циклогексаноне и других растворителях. Методом полива из раствора получают неориентированные пленки с прочностью на разрыв ( $800\text{--}900 \text{ кгс}\cdot\text{см}^{-2}$ ) и относительным удлинением при разрыве 10–20%. Установлено, что для получения прочных пленок необходим полимер с молекулярной массой более  $3 \cdot 10^4$  [15]. Пленкообразующие свойства полидифенилефталидов при малых толщинах (2–150 нм) были изучены ранее [16] методом атомно-силовой микроскопии в зависимости от вида растворителя (хлороформ или циклогексанон), концентрации раствора, типа подложки (металлическая или полупроводниковая) и характера поверхности подложки (гидрофильная или гидрофобная).

На основе этого можно выделить следующие особенности пленкообразования полимеров типа ПДФ. При использовании растворителя с меньшей температурой кипения (хлороформ) и нанесении пленок методом центрифугирования при одинаковых условиях образуется пленка большей толщины, чем при использовании растворителя с более высокой температурой кипения (циклогексанон).

Морфология тонких пленок полимера (особенно сверхтонких, полученных из растворов 0,1% концентрации) сильно зависит от природы подложки и таких ее свойств, как смачиваемость, шероховатость, и условий предварительной обработки (очистка и тому подобное).

Пленки полимера, как правило, образуются однородными. На свежеприготовленных поверхностях металла (Au) или полупроводника (Si) образуются однородные пленки вплоть до толщин порядка 2 нм. Таким образом, для экспериментального применения наиболее оптимальным является использование в качестве растворителя циклогексанона, так как при этом удается получить методом центрифугирования однородные пленки полимеров без сквозных дефектов на металлической подложке вплоть до толщин  $\sim 4,0$  нм. При использовании растворителей с низкой температурой кипения типа хлороформа однородные пленки получить сложнее. В связи с этим в настоящей работе использовался только раствор полимера в циклогексаноне.

### *Получение образцов*

Для измерения нами были использованы образцы типа «сэндвич»: металл—полимер—металл и Si-SiO<sub>2</sub>—полимер—металл—полимер.

Для создания экспериментальных образцов типа металл—полимер—металл (рис. 2) в качестве подложки использовали пластину тонкого стекла. На

подложку в вакууме методом термодиффузионного напыления на установке ВУП 4М наносился медный электрод. Нанесение полимерной пленки проводилось методом центрифугирования в следующем порядке. Подложка укрепля-



Рис. 2. Структура образца:  
1 — полимер ПДФ,  
2 — омические электроды,  
3 — стеклянная подложка

лась на центрифуге, затем на нее наносился раствор полимера в циклогексаноне. Концентрацией раствора задавалась толщина полученной пленки. В нашем случае использовались растворы 10%-ной и 5%-ной концентрации. Скорость вращения центрифуги составляла величину 2500 об/мин, время выдержки при

заданной скорости вращения равнялось одной минуте. После этого образцы выдерживались в течение 30 минут при комнатной температуре, затем помещались в сушильный шкаф на 60 минут при температуре 100 °С для удаления остатков растворителя. Толщина полимерной пленки составляла величину 0,8...1,4 мкм в зависимости от концентрации раствора. Толщина полимерной пленки контролировалась при помощи микроинтерферометра МИИ 4. Затем описанным выше способом на поверхность полимерной пленки наносился второй медный электрод.

Для создания многослойных экспериментальных образцов Si-SiO<sub>2</sub>—полимер—металл—полимер (рис. 3) в качестве подложки использовали пластину легированного кремния. С одной стороны, на кремниевую пластину методом вакуумного термодиффузионного напыления наносился слой алюминия

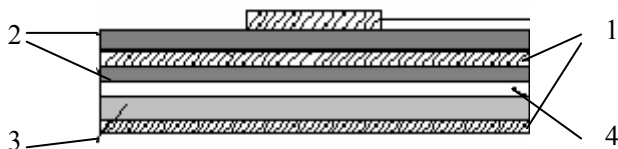


Рис. 3. Структура образца:  
1 — омические электроды, 2 — полимер ПДФ,  
3 — кремний, 4 — оксид кремния

для создания омического контакта. С другой стороны, на поверхности кремниевой пластины находился естественный слой оксида кремния SiO<sub>2</sub>. Нанесение полимерной пленки проводилось методом, описанным выше. Затем на поверхность полимерной

пленки напылялся медный слой тем же методом, что и алюминий. Сверху на медный слой вновь наносилась полимерная пленка из раствора ПДФ (5%) меньшей толщины. После сушки на полученные образцы напыляли верхнюю электродную площадку из меди. При проведении измерений электрические контакты припаивались к электродным площадкам индием.

### Методика измерения

Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) образцов типа металл—полимер—металл проводились по стандартной методике. Измерения ВАХ образцов со структурой Si-SiO<sub>2</sub>—полимер—металл—полимер проводились при различных напряжениях на среднем электроде. Каждая точка ВАХ измерялась в

статическом режиме. Точка выдерживалась некоторое время ( $t = 1-2$  мин), затем проводилось измерение.

Температурные измерения проводились в диапазоне  $80...300$  К с помощью криостата, изготовленного на основе сосуда Дьюара. Исследуемая система помещалась в сосуд Дьюара, изменение температуры при этом достигалось изменением положения образца относительно поверхности азота. Температура контролировалась дифференциальным термопарным методом. Термопара изготавливалась электросваркой в графитовом порошке из двух проводов: медного и константанового. Один спай помещался вблизи исследуемого образца, а второй (холодный) спай помещался в сосуд со льдом и водой ( $t = 0$  °С). Возникающая термоЭДС измерялась вольтметром. Перевод показаний вольтметра в температурные значения проводился по градуировочной кривой термопары.

### Результаты и их обсуждение

Для выяснения особенностей переноса заряда были проведены измерения температурной зависимости проводимости пленок. Измерения проводились на пленках, находящихся в непроводящем состоянии. На рис. 4 приведены зависимости проводимости пленки от обратной температуры (зависимость  $\ln(I/U)$  от  $1000/T$ ) для образцов структуры типа металл—полимер—металл. Из графика следует, что, по крайней мере, действуют два механизма переноса заряда. Один — при низких температурах, близких к температуре жидкого азота; второй — при высоких температурах  $250...300$  К.

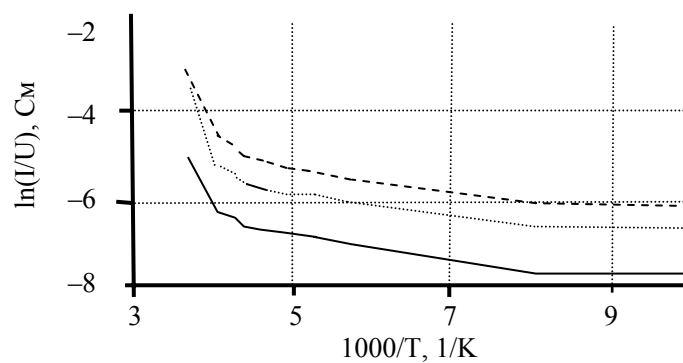


Рис. 4. Зависимость проводимости пленки от обратной температуры и величины электрического поля

Условные обозначения:

—  $2 \cdot 10^5$  В/см, .....  $3 \cdot 10^5$  В/см, - - - -  $3,5 \cdot 10^5$  В/см

Анализ вида зависимости проводимости от температуры позволяет сделать следующие выводы: при низких температурах, скорее всего, преобладает туннельный механизм. Для туннельного переноса заряда характерно то, что он не зависит от температуры и зависит от величины электрического поля, что подтверждается расчетами, выполненными в соответствии с формулой  $I \sim U^2 \exp(-b/U)$  [17]. При высоких температурах, по-видимому, преобладает

прыжковый транспорт носителей заряда по ловушечным уровням в запрещенной зоне. Ниже этот вопрос обсуждается более подробно.

Для образцов с многослойной структурой Si-SiO<sub>2</sub>—полимер—металл—полимер график зависимости проводимости пленки от обратной температуры (рис. 5) можно разделить на три интервала. Первый интервал: 300...230 К — область резкого снижения проводимости, второй: 230..190 К — область увеличения проводимости и третий: 190..80 К — область плавного спада проводимости.

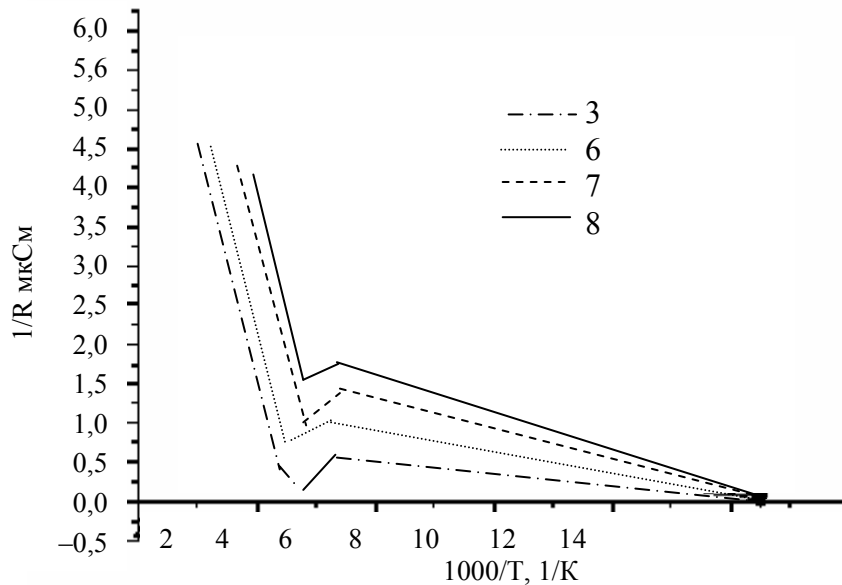


Рис 5. Зависимость проводимости от температуры при различных напряжениях на образце. На вставке указаны напряжения на образце в вольтах. Напряжение на среднем электроде  $U_{cp}=0,5$  В

Как видно, температурные зависимости проводимости полимерных пленок для образцов с разной структурой отличаются друг от друга в средней области температур. Увеличение проводимости в многослойных образцах, вероятно, обусловлено наличием среднего электрода и подачей на него положительного напряжения.

Чтобы выяснить особенности переноса заряда в образцах со структурой типа металл—полимер—металл при комнатных температурах, были также построены зависимости проводимости пленок  $\ln(I/U)$  от  $U^{1/2}$ , то есть в координатах Пула—Френкеля (рис. 6). Экспериментальные точки в пределах погрешности измерений хорошо укладываются на прямую линию в средней области значений напряжения.

Согласно модели Пула—Френкеля зависимость подвижности от напряженности электрического поля удовлетворяет феноменологическому уравнению Гилла [18]:

$$\mu = \mu_0 \cdot \exp \left[ -\frac{E_a}{k} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right],$$

где  $E_a = E_a(0) - \beta F^{1/2}$  — энергия активации, причем,  $E_a(0)$  — энергия активации в нулевом поле,  $\beta$  — коэффициент,  $F$  — напряженность приложенного электрического поля,  $T_0$  — характеристическая температура,  $\mu_0$  — подвижность при отсутствии ловушек,  $k$  — постоянная Больцмана. Коэффициент  $\beta$  определяется из тангенса угла наклона полевой зависимости подвижности в координатах  $\ln\mu - F^{1/2}$ . Его также можно определить и по зависимости  $\ln(I/U)$  от  $U^{1/2}$ , представленного на рис. 3. Значение  $\beta$  в этом случае составляет величину  $1,27 \cdot 10^{-4}$  эВ(см/В) $^{1/2}$ . Если коэффициент  $\beta$  интерпретировать в рамках модели Пула—Френкеля (П—Ф), рассматривающего освобождение носителя заряда из кулоновского центра локализации, то  $\beta_{\text{П-Ф}} = [e^3 / (\pi \epsilon \epsilon_0)]^{0,5}$ . Расчет по этой формуле дает значение  $\beta_{\text{П-Ф}}$ , равное  $4,17 \times 10^{-4}$  эВ(см/В) $^{0,5}$  при статической диэлектрической проницаемости  $\epsilon = 3,4$ . Как видно, экспериментально найденные значения  $\beta$  в 3,3 раза меньше  $\beta_{\text{П-Ф}}$ , следовательно, модель Пула—Френкеля не вполне адекватно интерпретирует полученные зависимости. Следует отметить, что, скорее всего, в неупорядоченных органических матрицах не реализуется механизм Пула—Френкеля [19] из-за отсутствия в подавляющем большинстве органических материалов заметных концентраций заряженных транспортных центров.

Чтобы выявить особенности температурной зависимости проводимости с точки зрения молекулярной динамики, были привлечены ранее измеренные ИК-спектры поглощения полимерных пленок (см. рис. 6).

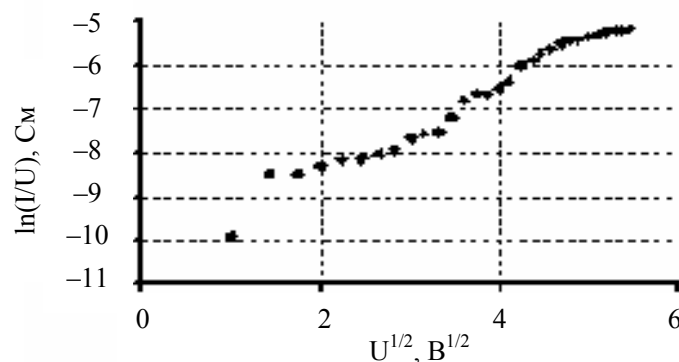


Рис. 6. Зависимость проводимости пленки от величины приложенного напряжения

Исследования показали, что наибольшие изменения происходят в области частот  $\nu \sim 1600 \text{ см}^{-1}$  при температурах, близких к 250 К и 300 К (см. рис. 7). В этой области спектра наблюдается двойная линия  $1595\text{--}1608 \text{ см}^{-1}$ , типичная для осцилляций С=С связей фенильного кольца бокового фталидного фрагмента [20–21]. Наблюдающиеся при нагревании изменения в ИК-спектре ПДФ, вероятно, вызваны релаксационными возбуждениями этих связей.

Использование метода инфракрасной спектроскопии позволило выявить, каким образом происходит релаксация избыточного заряда. В работе [22] было показано, что захват избыточного электрона боковым фталидным фрагментом может привести к таким последствиям: молекула переходит в новое энергетиче-



чески устойчивое положение с иной геометрией, а в области запрещенных энергий возникают глубокие электронные состояния. По-видимому, резкое увеличение интенсивностей линий именно бокового фталидного фрагмента в колебательном спектре полимера отражает факт перехода молекулы в новое состояние в результате захвата электрона на молекулярную ловушку. Поэтому интервал температур, при которых регистрируются максимальные амплитуды в инфракрасном спектре поглощения, хорошо коррелирует с областью температур на графиках зависимости проводимости пленки от обратной температуры (зависимость  $\ln(I/U)$  от  $1000/T$ ).

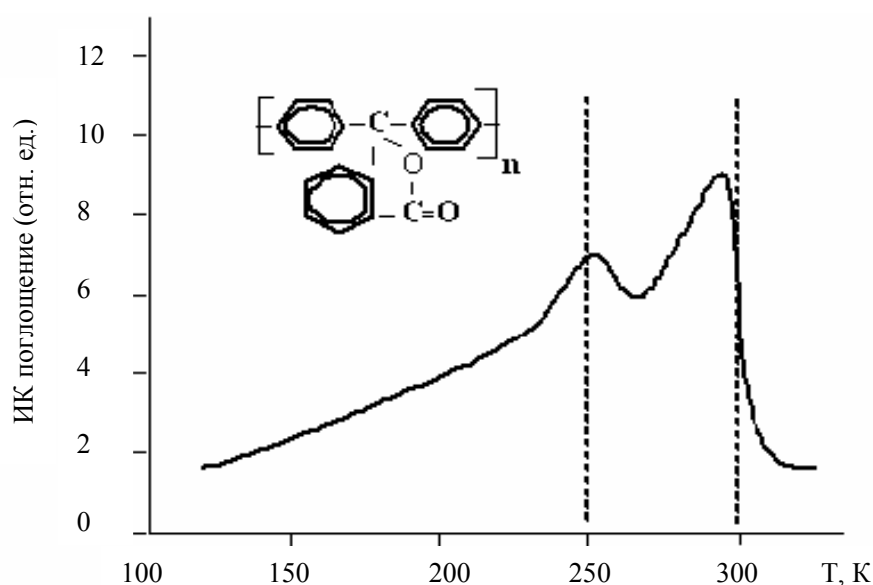


Рис. 7. Зависимость интенсивности инфракрасного поглощения от температуры

На сегодняшний день предложены три основные модели транспорта зарядов в неупорядоченных органических матрицах: модель прыжкового транспорта по центрам с гауссовым распределением энергетических уровней, поляронная модель и модель дипольных ловушек (транспортных центров). В целом ситуация в этой области остается неясной, и даже по поводу самой природы носителя заряда в этих матрицах часто дискутируют.

В серии работ Басслера и сотрудников [23–25] детально развита следующая модель переноса носителя заряда. Органическая матрица с внедренными в нее транспортными центрами моделируется кубической решеткой с ребром  $a$ , в каждом узле которой расположен транспортный центр. Положение энергетического уровня  $E$ , участвующего в транспорте зарядов, для каждого центра есть независимая случайная величина из-за случайного и некоррелированного влияния окружения. Соответствующая плотность состояний описывается гауссовым распределением

$$\rho(E) = (2\pi\sigma^2)^{-1/2} \exp\left(-\frac{E^2}{2\sigma^2}\right).$$

---

Дополнительным обоснованием такого выбора  $\rho(E)$  являются экспериментально обнаруженная гауссова форма полос поглощения и флуоресценции многих полимеров.

Конкретные расчеты в рамках описанной модели удалось провести только с помощью численного моделирования методом Монте-Карло. Полевая зависимость подвижности имеет  $S$ -образный характер, ее средняя часть приблизительно отвечает линейной зависимости  $\ln \mu$  от  $F^{1/2}$ . На основании предложенных расчетов была предложена модель прыжкового транспорта по центрам с гауссовым распределением энергетических уровней.

В работах [26–27] активно развивается идея о том, что носителями тока в неупорядоченных органических матрицах являются поляроны малого радиуса. Как известно, полярон — это связанное состояние носителя заряда и колебательной моды (внутримолекулярной или фононов), перемещающихся в твердом теле как единое целое. В указанных работах считается, что полярон образуется при взаимодействии носителя именно с внутримолекулярной колебательной модой. Основной же недостаток поляронной модели состоит в полной невозможности описать экспериментально наблюдаемую полевую зависимость подвижности.

В основе модели дипольных ловушек [28, 29] лежит следующее предположение. Пусть величина подвижности определяется скоростью выхода носителя заряда из ловушки (транспортного центра). Такая ситуация может реализоваться, когда транспортировка происходит, например, путем перескоков носителей по системе относительно мелких ловушек, а скорость выхода носителей из транспортных центров определяет их концентрацию в подвижном «транспортном» состоянии. Фактически именно эта идея лежит в основе модели Пула—Френкеля, однако в ней дополнительно предполагается, что транспортные центры заряжены и при отсутствии носителя заряда. К сожалению, в подавляющем большинстве изученных полимерных матриц не может быть заряженных ловушек сколько-нибудь заметной концентрации. В промежуточной достаточно широкой области полей  $10^5$ – $10^6$  В/см полевая зависимость подвижности хорошо описывается уравнением Гилла, причем,  $\beta = 0,36\beta_{T-\phi}$ .

Дипольная модель [28] учитывает в ряду других параметров пространственную ориентацию молекулярных диполей относительно внешнего электрического поля и величину самого дипольного момента. Описание модели не рассматривает возможность вариации дипольного момента в процессе взаимодействия молекул с избыточным зарядом. В то же время в работах [30] показано, что захват электрона в среде, обладающей большим коэффициентом электрон-фононного взаимодействия, может приводить к значительному поляризованному эффекту. Последний приводит к известному эффекту изменения спектра электронных (ловушечных) состояний в области запрещенных энергий [31].

В рамках полученных результатов для объяснения особенностей переноса заряда в наших образцах можно было бы в одинаковой мере привлечь как модель прыжкового транспорта по ловушечным уровням, так и модель дипольных ловушек. По-видимому, окончательный выбор между двумя этими моделями требует дополнительных исследований. При этом не исключается возможность, что одновременно работают оба механизма переноса.

---

Таким образом, исследования, проведенные в данной работе, показывают, что в пленочных образцах полидифениленфталида релаксация избыточного заряда приводит к возбуждению боковых фталидных фрагментов молекулы и к созданию дополнительных ловушечных уровней в запрещенной зоне. Анализ полученных результатов позволяют также сделать предположения об основных механизмах переноса заряда в разных температурных интервалах.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. *Chiang C. K., Ficher Jr. C. R., Park Y. W., Heeger A. J., Shirakawa H., Louis E. J., Gau S. C., McDiarmid A. G.* // *Phys. Rev. Lett.* 1977. V. 39. P. 1098.
2. *Ениколопан Н. С., Берлин Ю. А., Бешенко С. И., Жорин В. А.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1981. Т. 33. Вып. 10. С. 508–511.
3. *Ениколопан Н. С., Берлин Ю. А., Бешенко С. И., Жорин В. А.* // *ДАН СССР. Сер. физ. хим.* 1981. Т. 258. Вып. 6. С. 1400–1403.
4. *Берлин Ю. А., Бешенко С. И., Жорин В. А., Овчинников А. А., Ениколопан Н. С.* // *ДАН СССР. Сер. физ. хим.* 1981. 1386–1390.
5. *Архангородский В. М., Гук Е. Г., Ельяшевич А. М., Ионов А. Н., Тучкевич В. М., Шлимак И. С.* // *ДАН СССР.* 1989. Т. 309. № 3. С. 603–606.
6. *Архангородский В. М., Ионов А. Н., Тучкевич В. М., Шлимак И. С.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1990. Т. 51. Вып. 1. С. 56–61.
7. *Ельяшевич А. М., Ионов А. Н., Ривкин М. М., Тучкевич В. М.* // *ФТТ.* 1992. Т. 34. № 11. С. 3457–3464.
8. *Лачинов А. Н., Жеребов А. Ю., Корнилов В. М.* // *ЖЭТФ.* 1992. Т. 102. С. 187–193.
9. *Лачинов А. Н., Жеребов А. Ю., Корнилов В. М.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1990. Т. 52. Вып. 2. С. 742–745.
10. *Lachinov A. N., Zherebov A. Yu. and Zolotukhin M. G.* // *Synth. Metals.* 1993. V. 59. P. 377–386.
11. *Ионов А. Н., Лачинов А. Н., Ривкин М. М. et al.* // *Solid State Communs.* 1992. V. 82. № 8. P. 609–611.
12. *Крайкин В. А., Салазкин С. Н., Комиссаров В. Д., Ковардаков В. А., Рафииков С. Р.* // *Высокомолек. соед. Б.* 1986. Т. 28. С. 264.
13. *Салазкин С. Н., Золотухин М. Г., Рафииков С. Р.* // *Пласт. массы.* 1987. № 10. С. 36.
14. *Салазкин С. Н., Золотухин М. Г., Лачинов А. Н., Сангалов Ю. А., Никифорова Г. И., Панасенко А. А., Валямова Ф. А.* // *ДАН СССР.* 1988. Т. 302. С. 365.
15. *Салазкин С. Н., Золотухин М. Г., Ковардаков В. А., Дубровина Л. В., Гладкова Е. А., Павлова С. С., Рафииков С. Р.* // *Высокомолек. соед. А.* 1987. Т. 29. № 7. С. 1431–1436.
16. *Wu C. R., Johansson N., Lachinov A. N., Stafstrom S., Kugler T., Rasmusson J., Salaneck W. R.* *Synth. Metals.* 1994. V. 67. P. 125–128.
17. *Зи С.* *Физика полупроводниковых приборов: В 2 кн.* М., 1984.
18. *Gill W. G.* // *J. Appl. Phys.* 1972. V. 43. P. 5033.
19. *Ванников А. В., Гришина А. Д., Новиков С. В.* // *Успехи химии.* 1994. Т. 63. № 2. С. 107–129.
20. *Салазкин С. Н., Рафииков С. Р., Толстиков Г. А. и др.* *ДАН.* 1982. Т. 262. № 2. С. 355–359.
21. *Zolotukhin M. G., Panasenko A. A., Sultanova V. S. et al.* *Makromol. Chem.* 1985. V. 186. P. 1747–1753.
22. *Johansson N., Lachinov A. N., Stafstrom S. et al.* *Synth. Metals.* 1994. V. 67. P. 319–322.
23. *Pautmeier L., Richert R., Bassler H.* // *Synth. Metals.* 1990. V. 37. P. 271.
24. *Bassler H.* // *Philos. Mag. B.* 1984. V. 50. P. 347.
25. *Richert R., Pautmeier L., Bassler H.* // *Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 63. P. 547.

- 
26. Schein L. B., Mack J. X. // Chem. Phys. Lett. 1988. V. 149. P. 109.
  27. Schein L. B., Glatz D., Scott J. C. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 472.
  28. Novikov S. V., Vannikov A. V. // Chem. Phys. Lett. 1991. V. 182. P. 598.
  29. Novikov S. V., Vannikov A. V. // Chem. Phys. 1993. V. 169. P. 21.
  30. Duke C. B., Fabish T. J. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37, № 16. P. 1075.
  31. Поуп М., Свенберг Ч. Электронные процессы в органических кристаллах: В 2 т. М., 1985.

*A. Lachinov, R. Salikhov, A. Bunakov*

### **CHARGE TRANSPORT MECHANISMS IN THIN POLYMER FILMS**

*Thin films of polydiphenylenephthlide are investigated, interesting phenomena connected to high conductivity state transition being earlier observed. The methods of voltage-current characteristics and IR spectroscopy in temperature interval 80-300 K were applied. The conductance of the polymer films vs. inverse temperature is explored and the different charge transport mechanisms such as tunnel, ohmic and hopped were detected. To find out the features of charge transport at room temperatures the dependences of the film conductance in Poole-Frenkel coordinates were constructed and the models of charge transport were considered. On the basis of the results of the analysis, preliminary conclusions were made about the basic mechanisms of charge transport in thin polydiphenylenephthlide films in different electric field and temperature intervals.*