

К ВОПРОСУ О ВЫСОКОЙ ПРОВОДИМОСТИ НЕСОПРЯЖЕННЫХ ПОЛИМЕРОВ

А. Н. Лачинов, В. М. Корнилов, Т. Г. Загуренко, А. Ю. Жеребов*

*Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра Российской академии наук
450075, Уфа, Россия*

Поступила в редакцию 22 сентября 2005 г.

Проведено экспериментальное исследование механизма переноса заряда в экспериментальной структуре типа металл – электроактивный полимер – металл вблизи порога перехода полимера в высокопроводящее состояние, индуцированное одноосным давлением. Исследована динамика формы вольт-амперных характеристик в зависимости от приложенного давления. Анализ полученных данных проведен в рамках модели инжекционных токов с привлечением представлений о возможности сканирования квазиуровня Ферми вблизи инжектирующего уровня. Проведенные оценки позволяют сделать вывод о том, что в предпереходной по давлению области в полимерной пленке происходит формирование узкой зоны глубоких ловушечных состояний, расположенных вблизи уровня Ферми. В непосредственной области перехода из этих состояний возникает узкая зона когерентного переноса заряда, которая может отвечать за высокий уровень металлоподобной проводимости тонких полимерных пленок, многократно наблюдавшийся ранее разными авторами.

PACS: 73.20.At, 73.40.Rw, 73.50.Fq, 73.50.Gr

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к электроактивным полимерам с каждым годом увеличивается. Он стимулируется обнаружением новых перспективных применений, таких, например, как в области создания электролюминесцентных устройств [1] или сред для транспорта электронов с поляризованным спином [2] и других. Однако многие физические процессы, связанные с транспортом заряда в этих средах, остаются непонятными. В частности, до сих пор открыт вопрос о механизме высокой проводимости в тонких слоях некоторых функциональных полимеров. Это явление было обнаружено в начале 80-х годов прошлого века [3] и до сих пор не имеет удовлетворительного объяснения. Одной из специфических особенностей этого эффекта является то, что высокая проводимость возникает без применения допирования в материалах, имеющих широкую запрещенную зону. В то же время это одно из немногих явлений, которое по своей сути можно отнести к наноэлектронным, так как оно не наблюдается в массивных образцах.

Суть явления заключается в том, что в пленках полимеров, толщина которых по разным источникам может быть от нескольких микрон [4] до нескольких нанометров [5], в результате незначительного с энергетической точки зрения воздействия [6] может возникать аномально высокая электропроводность металлического типа. К типичным для такого вида объектов можно отнести следующие факты:

- 1) пороговый характер возникновения высокой проводимости;
- 2) электропроводность, достигающая 10^4 – 10^5 (Ом · см)⁻¹ [7];
- 3) локальная плотность токов, не вызывающая разрушения органического материала, вплоть до 10^6 А/см² и выше [8];
- 4) анизотропия электропроводности, наличие каналов проводимости [9];
- 5) температурная зависимость проводимости металлического типа вплоть до сверхнизких гелиевых температур [10].

Известно несколько теоретических моделей [11–15], объясняющих это явление. Однако чаще всего они построены на основе тщательно ото-

*E-mail: lachinov@anrb.ru

бранных экспериментальных фактов и потому не претендуют на универсальность, а порой просто взаимно исключают друг друга. В то же время в подавляющем большинстве как экспериментальных, так и теоретических работ не обсуждается вопрос о механизме формирования высокопроводящего состояния в полимерной пленке, хотя ответ на этот вопрос может способствовать более полному пониманию природы явления.

В связи с этим целью настоящей работы явилось экспериментальное изучение «предпереходных» явлений в тонких пленках полимеров, предваряющих возникновение высокой электропроводности и установление характера распределения электронных состояний в запрещенной зоне полимера.

2. ОБЪЕКТЫ, МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ И ОЦЕНОК

Идея эксперимента заключалась в следующем. В работе [16] методами квантовохимических расчетов было показано, что в широкозонном полимере, таком, каким является полидифениленфтальд (первый потенциал ионизации порядка 6.5 эВ, ширина запрещенной зоны порядка 4.2 эВ), возможно формирование глубоких электронных состояний в результате захвата избыточного заряда на молекулярные ловушки. Ранее к подобному же выводу пришли авторы работ [17, 18] на основе анализа экспериментальных результатов, полученных на полимерах другой химической структуры. Энергетически эти состояния должны располагаться близко к середине энергетической щели.

Если рассмотреть область контакта такого полимера с металлом (а именно металл как резервуар электронов может быть источником избыточного заряда), то можно заметить, что подобные состояния должны формировать некую зону ловушечных состояний, по которым может осуществляться перенос заряда, расположенную вблизи инжектирующего уровня (уровня Ферми металла). Действуя в рамках таких допущений, можно использовать метод, предложенный в работе [19], позволяющий осуществить «сканирование» электронных состояний в полимерном материале вблизи инжектирующего уровня.

Этот метод используется не часто, потому остановимся на нем несколько подробнее. Он построен на анализе вольт-амперных характеристик в рамках инжекционной модели. Напряжение, приложенное к образцу, равно $U = [E_F(0) - E_F(L)]/e$, где $E_F(0)$ и

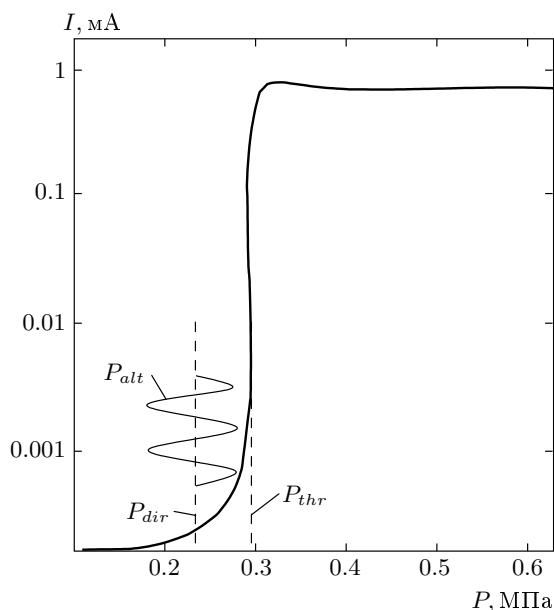


Рис. 1. Иллюстрация принципа действия метода комбинированного воздействия. Зависимость величины тока, протекающего через структуру металл–полимер–металл, от приложенного одноосного давления; P_{thr} — пороговое давление, при котором происходит переход полимерного образца из диэлектрического состояния в металлическое, P_{dir} — значение постоянного давления, при котором происходит измерение, P_{alt} — переменное давление, модулирующее P_{dir} , $P_{alt} \ll P_{dir}$

$E_F(L)$ — потенциальные энергии носителей на первом и втором электродах, L — толщина полимерной пленки, e — заряд. Плотность тока, протекающего через образец с ловушками, определяется известным соотношением Чайлда

$$J = \frac{9}{8} \mu \epsilon \epsilon_0 \Theta \frac{U^2}{L^3}$$

с дополнительным множителем Θ , характеризующим захват носителей заряда ловушками. В общем случае

$$\Theta = \frac{N_v}{H_t} \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right),$$

где N_v — плотность состояний в интервале энергии kT у края валентной зоны (для дырок) и зоны проводимости (для электронов), H_t — суммарная объемная плотность ловушек, E_t — разность энергий между уровнем ловушки и валентной зоной (или зоной проводимости).

Соотношение между захваченным зарядом n_t^0 в условиях равновесия и захваченным зарядом

n_t в случае протекания тока при условии, что $(E_t - E_F) > kT$, можно получить, используя выражение для одного центра захвата на уровне энергии E_t :

$$n_t^0/N_t = \{g^{-1} \exp [(E_t - E_F^0)/kT] + 1\}^{-1}, \quad (1)$$

где g — степень вырождения ловушки, N_t — объемная плотность ловушек,

$$n_t/n_t^0 = \exp [(E_F - E_F^0)/kT]. \quad (2)$$

Положение квазиуровня Ферми $E_F(L)$ у выходного контакта определяется в предположении, что все ловушки, лежащие ниже этого уровня, заполнены. В этом случае расчет числа захваченных носителей дает непосредственно и число ловушек. Положением $E_F(L)$ можно управлять в пределах данного диапазона энергии путем изменения тока, что позволяет рассчитать распределение ловушек по энергиям.

Согласно работе [20], положения квазиуровневой Ферми $E_{F_1}(L)$ и $E_{F_2}(L)$, соответствующих напряжениям $F_1(L)$ и $F_2(L)$, имеют следующие значения:

$$E_{F_1}(L) = -kT \{ \ln J_1 - [\ln F_1(L) + \ln(\epsilon\mu N_c)] \}, \quad (3)$$

$$E_{F_2}(L) = -kT \{ \ln J_2 - [\ln F_2(L) + \ln(\epsilon\mu N_c)] \}. \quad (4)$$

Отсюда

$$\begin{aligned} \Delta E_F(L) &= E_{F_1}(L) - E_{F_2}(L) = \\ &= kT \left\{ \ln \frac{J_2}{J_1} + \ln \left[\frac{F_1(L)}{F_2(L)} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Плотность ловушек определяется через параметр захвата $\theta(L)$ у выходного контакта:

$$\frac{dn_t/(n_t + n_f)}{d[-E_F(L)/kT]} = \frac{1}{m-1} - \theta, \quad (6)$$

где m есть наклон зависимости $\ln J = f(\ln U)$.

В стационарных условиях ситуация упрощается, если предположить, что все ловушки, лежащие ниже E_F , заполнены:

$$h(\epsilon) = n_{t0}(m-1)^{-1} \exp \left[\int_{\epsilon_0}^{\epsilon} (m-1)^{-1} d\epsilon \right], \quad (7)$$

где функция $h(\epsilon)$ определена как $dn_t/d\epsilon$, $\epsilon \equiv -E_F(L)/kT$, ϵ_0 (и n_t^0) относятся к самым глубоким уровням ловушек (и их плотностям), через которые перемещался квазиуровень Ферми в ходе эксперимента. Значение ϵ_0 можно получить из уравнения (7) путем подстановки наименьших полученных значений зависимости J от U , а величина n_t^0

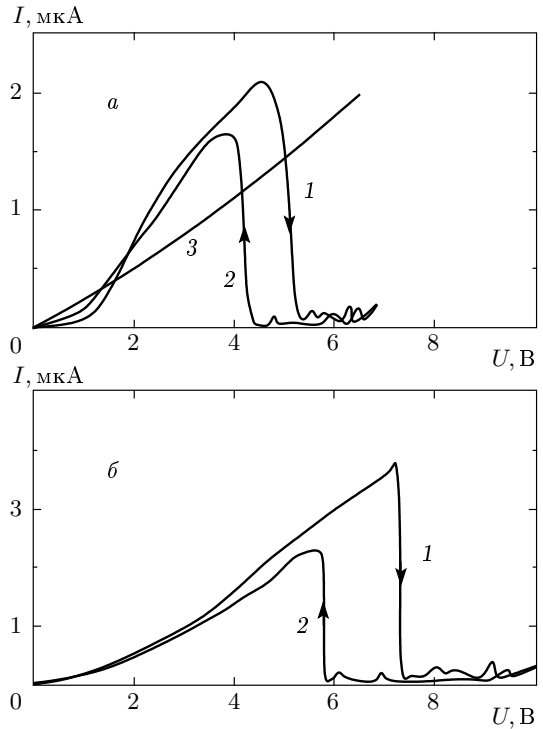


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики системы металл–полимер–металл, полученные методом комбинированного воздействия для разных значений постоянного давления при одном и том же P_{alt} : а) $P \leq P_{thr}$, б) $P \sim P_{thr}$; 1 соответствует увеличению напряжения, 2 — уменьшению напряжения

может быть найдена лишь в том случае, если на вольт-амперной характеристике наблюдается переход к режиму предельного заполнения ловушек, из которого можно вычислить суммарную плотность ловушек. Вообще, глубины ловушек и их относительные концентрации могут быть определены, даже если величина n_{t0} неизвестна.

Таким образом, зная зависимость $E_F(L) = f[1/(m-1)]$, можно экспериментально определить функцию распределения ловушек по энергиям $h(\epsilon)$.

В последнее время появилось несколько сообщений об измерениях ВАХ в предпороговой по давлению области перехода из диэлектрического состояния в металлическое [21, 22]. Эти результаты свидетельствуют об определенной взаимосвязи между давлением, оказываемым на полимерную пленку, и формой кривых ВАХ.

Основным экспериментальным методом в работе явился метод измерения вольт-амперных характеристик на постоянном и переменном токе в области перехода типа диэлектрик–металл полимер–

ной пленки по давлению. ВАХ измерялись при одновременном воздействии на образец постоянного и переменного давления. Созданная установка с прецизионным изменением давления позволяла с помощью постоянного давления P_{dir} подводить рабочую точку непосредственно к области перехода (рис. 1), а с помощью переменного (значительно меньшего, чем постоянное) давления P_{alt} позволяла периодически смещать рабочую точку в непосредственную область перехода.

Амплитуда переменного воздействия подбиралась таким образом, чтобы суммарного постоянного и переменного давления было недостаточно для перехода образца в металлическое состояние. Регистрация ВАХ проводилась либо на постоянном токе, либо с помощью селективного усилителя на частоте переменного воздействия. Напряжение на образец подавалось от генератора сигналов специальной формы, оно имело форму линейной пилы с частотами развертки от 0.001 до 0.1 Гц. Существенного влияния частоты развертки в указанном диапазоне на результаты измерений обнаружено не было. Кроме того, проводились контрольные измерения ВАХ по точкам.

В качестве объекта исследований был выбран ранее хорошо изученный полимер полидифениленфталид [23]. Образец представлял собой трехслойную структуру. Металлический электрод (Au) наносился методом термодиффузионного напыления на полированную поверхность предметного стекла. На этот электрод методом центрифугирования наносилась полимерная пленка из раствора полимера в циклогексаноне. В качестве второго (верхнего) электрода использовалась пластинка медной фольги толщиной 0.1 мм. Толщина полимерной пленки контролировалась с помощью микроинтерферометра МИИ-4 и для разных образцов составляла от 0.6 до 1.2 мкм.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 показаны типичные ВАХ полимерной пленки в зависимости от величины постоянного давления, которое по нашему замыслу определяло положение рабочей точки на характеристике $I(P)$ и, соответственно, степень трансформации электронной подсистемы полимерного материала при переходе из низкопроводящего состояния в высокопроводящее. При малых P ВАХ нелинейна, без каких-либо особенностей, и напоминает по форме ВАХ образца, находящегося в низкопроводящем состоянии.

Смещение рабочей точки в область перехода за счет увеличения P_{dir} приводит к последовательному изменению формы ВАХ. Можно условно разделить область перехода по давлению на три участка. Первый ограничен значениями $P \leq P_{dir}$, второй — $P \sim P_{dir}$ и третий — $P \geq P_{thr}$.

В пределах первого участка формируется ВАХ колоколообразной формы (рис. 2а, кривая 1). При малых напряжениях ($U < 1$ В) наблюдается участок, близкий к линейному. При $U > 1$ В наблюдается переход на сверхлинейную зависимость типа $U \propto I^n$, где $n_{max} \sim 3.8$. Максимальное значение тока наблюдается при $U_{thr} \sim 4.5$ В, после чего регистрируется падающий участок ВАХ N -образного типа. После достижения минимального значения тока ВАХ следует по кривой, близкой к ВАХ низкопроводящего состояния. Обратный ход ВАХ происходит по кривой, близкой к ВАХ прямого хода изменения напряжения с небольшим гистерезисом (рис. 2а, кривая 2).

Такая форма ВАХ напоминает вольт-амперные характеристики тонких пленок аморфных окислов [24]. При этом было обнаружено не только внешнее сходство, но и совпадение некоторых особенностей на таких зависимостях. В частности, полимерные пленки, ВАХ которых приведены на рис. 2, обладают характерным эффектом памяти, который заключается в следующем (рис. 2а, кривая 3). Если рабочая точка находилась на участке убывания ВАХ, то резкое уменьшение напряжения на образце приводило к сохранению того уровня проводимости, который пленка имела в этой точке ВАХ. После такой процедуры ВАХ имеет вид, близкий к линейному во всем интервале используемых напряжений.

Перемещение рабочей точки во второй участок зависимости $I(P)$ приводит к изменению формы ВАХ (рис. 2б). Наблюдается смещение U_{thr} в сторону больших напряжений, увеличение начального линейного участка, уменьшение показателя n_{max} до значения $n_{max} \sim 3$ и вырождение участка убывания практически в вертикальную прямую, плохо контролируемую напряжением. Было установлено, что существует предельное значение максимального смещения U_{thr} , которое не зависит от толщины пленки полимера и составляет примерно 7–8 В.

Третий участок зависимости $I(P)$ характеризуется отсутствием участка убывания на ВАХ.

Результаты измерения ВАХ в режиме регистрации производной $dI/dP = f(U)$ показаны на рис. 3. При малых напряжениях на образце изменений на зависимости нет. В области, соответствующей пере-

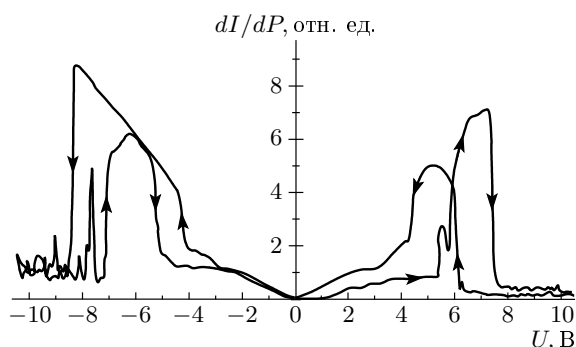


Рис. 3. Результаты измерения ВАХ в режиме регистрации производной $dI/dP = f(U)$

ходу к сверхлинейному режиму на постоянном токе, на кривой наблюдается особенность в виде резкого возрастания сигнала производной. После прохождения участка нелинейности производная уменьшается и далее изменяется слабо. Воспроизводимость ВАХ на всех этапах трансформации достаточно высокая. По нашим экспериментальным оценкам она составляет не менее $1.5 \cdot 10^7$ циклов.

В отличие от аморфных пленок окислов, в которых регистрируется ВАХ подобной формы, не обнаружено влияния давления и состава окружающей атмосферы на воспроизведение эффектов. Это может свидетельствовать о том, что изменение проводимости в полимерных пленках не сопровождается химическими превращениями.

Рассмотрим интерпретацию формы ВАХ в рамках описанной выше модели [19]. Использование модели токов, ограниченных пространственным зарядом, предполагает, что в запрещенной зоне шириной E_g в определенном энергетическом интервале ΔE расположены ловушечные состояния. Характер изменения ВАХ говорит о том, что эти состояния могут быть расположены вблизи инжектирующего уровня металла E_{fm} и ширина области энергий, в которой они размещены, невелика. Судя по увеличению концентрации объемного заряда с ростом давления в предпереходной области (см. рис. 4), согласно работе [25], можно ожидать увеличения плотности состояний в запрещенной зоне полимера.

У выходного контакта в системе, по которой протекает ток, ограниченный пространственным зарядом, напряженность внутреннего поля равна примерно U/L , где U — приложенное напряжение. Отсюда можно рассчитать положение квазиуровня Ферми $E_F(L)$ у выходного контакта, и если предположить, что все ловушки, лежащие ниже этого уров-

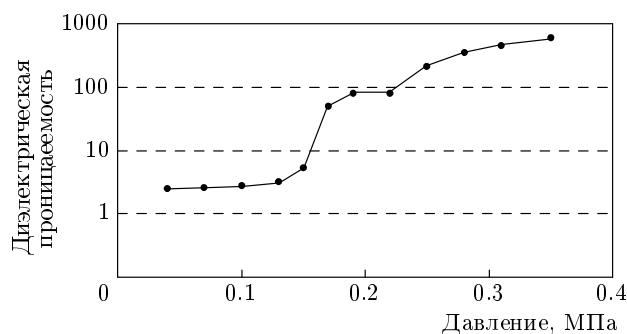


Рис. 4. Зависимость диэлектрической проницаемости тонких пленок полидифениленфталаида от величины приложенного к пленке давления

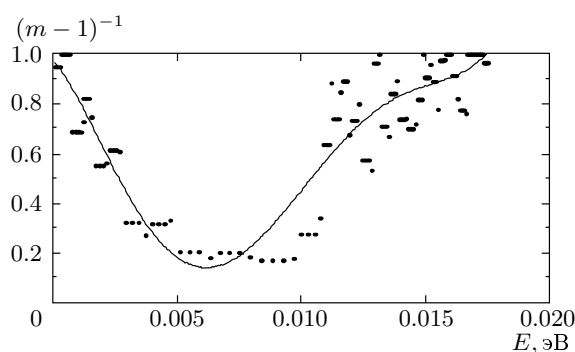


Рис. 5. Зависимость параметра $(m - 1)^{-1}$, пропорционального концентрации ловушек (7), от смещения квазиуровня Ферми ΔE в области токов, соответствующих режиму предельного заполнения ловушек

ня, заполнены, то расчет числа захваченных носителей даст непосредственно и число ловушек. Положение $E_F(L)$ можно смещать в пределах данного диапазона энергии путем изменения тока, что позволяет рассчитать распределение ловушек по энергиям.

Рассмотрим результаты анализа экспериментальных ВАХ, проведенного по методике (1)–(7). На рис. 5 представлена типичная зависимость параметра $(m - 1)^{-1}$, пропорционального концентрации ловушек, от величины смещения квазиуровня Ферми ΔE в области токов, соответствующих режиму предельного заполнения ловушек. В пределах изменения напряжения, применяемого в эксперименте, смещение квазиуровня Ферми происходит в узком интервале энергий $\Delta E_F(L) \sim 0.1$ эВ. Расчет интеграла (7) позволяет определить положение и форму зоны ловушек вблизи инжектирующего электрода относительно уровня Ферми. Полуширина энергетической

зоны, в которой располагаются ловушки, составляет около 0.05 эВ.

Результаты измерения ВАХ в режиме производной $dI/dU = f(U)$ показали, что построение этих зависимостей в координатах $dI/dU = f(\Delta E_F)$ дает хорошее согласие с результатами расчетов, представленных на рис. 5. Это означает, что производная от ВАХ отражает характер распределения ловушечных состояний вблизи уровня Ферми. Этот вывод представляется вполне естественным, если рассмотреть его как результат прямого дифференцирования зависимости тока от напряжения, определяемого уравнением Чайлда.

Таким образом, из результата анализа вольт-амперных характеристик, полученных, когда образец находился в переходном состоянии из низкопроводящего состояния в высокопроводящее, следует, что внешнее воздействие, например давление, способствует возникновению уровней ловушек, расположенных вблизи уровня Ферми в узком энергетическом интервале.

Можно предположить, что одним из следствий используемой модели может быть следующее. При перемещении рабочей точки, в которой происходит измерение ВАХ, путем изменения давления или другого воздействия, влияющего на диффузную часть инжекции, будут изменяться начальные условия для конкретной ВАХ [26–28], например, такие как концентрация ловушек, соотношение между заполненными и свободными ловушками, концентрация свободных носителей, что должно привести к последовательному изменению вида ВАХ в зависимости от того, в какой точке перехода она измерялась. Например, переход от линейной части ВАХ к сверхлинейной в этом случае может происходить при разных напряжениях, либо это должно проявиться в величине напряжения предельного заполнения ловушек.

В результате проведенной работы можно выдвинуть предположение, что переход в высокопроводящее состояние, индуцированный давлением, является следствием формирования в середине энергетической щели узкой частично заполненной зоны. Транспорт заряда по этой зоне обеспечивает те свойства, о которых говорилось во Введении. Однако узость зоны должна накладывать определенные ограничения на этот транспорт, в частности, резкие изменения токов, протекающих через систему металл–полимер–металл, при определенных значениях напряжений на ВАХ. Эти изменения происходят как при увеличении напряжения, так и при уменьшении. Последнее можно объяснить специфич-

кой прохождения квазиуровня Ферми через узкую зону. Однако обращают на себя внимание очень резкие и обратимые изменения тока, которые свидетельствуют о малом размытии краев этой узкой зоны. Одно из возможных объяснений этого факта может быть связано с тем, что зона сформировалась в середине достаточно большого интервала запрещенных энергий. У используемого в настоящей работе полидифениленфталида она составляет по разным оценкам 4.0–4.2 эВ. Следовательно, от новой зоны до дна зоны проводимости или потолка валентной зоны около 2 эВ, что значительно превышает kT и в определенном смысле соответствует условиям, которые реализуются при низких температурах. Необходимо отметить, что идея формирования узкой зоны в середине щели запрещенных энергий при эффекте электронного переключения не нова. Ее предложили в работе [29] для объяснения явлений, которые наблюдались в пленках аморфных окислов, однако до сих пор не было экспериментального подтверждения ее наличия.

Представление об узкой зоне в середине щели может последовательно объяснить некоторые результаты экспериментов, которые до сих пор выглядят спорными, например переход системы металл–полимер–металл со сверхпроводящими (СП) берегами в СП-состояние при температуре сверхпроводящего перехода берегов, который неоднократно наблюдался за последние 15 лет [30–32]. Необходимо отметить, что все эти эксперименты проводились, когда полимерная пленка, разделяющая два сверхпроводника, изначально тем или иным способом переводилась в высокопроводящее состояние с металлическим типом проводимости. Последнее хорошо регистрировалось по виду температурной зависимости проводимости. Если принять предложенную в настоящей работе модель, то переход в сверхпроводящее состояние при температурах, близких к температуре берегов, есть не что иное, как разновидность эффекта близости. В металлических фольгах нормальных металлов этот эффект может наблюдаться до толщины около 50 мкм. Он ограничен длиной когерентности куперовской пары, различной для разных металлов. Толщина полимерной прослойки значительно меньше 1–2 мкм, и если в этом материале существует зона когерентного переноса, то вполне может наблюдаться и эффект близости в органическом металле, подтверждением чего могут явиться недавние наблюдения эффекта Джозефсона в системах сверхпроводник–полимер–сверхпроводник [33]. Фактически, в своих работах авторы делают вывод о том, что

слабая связь формируется на границе раздела сверхпроводник–полимерный металл.

4. ВЫВОДЫ

В результате проведенной работы установлено, что переход в высокопроводящее состояние в тонких пленках несопряженных полимеров в многослойной структуре металл–полимер–металл может быть следствием возникновения глубоких электронных состояний в запрещенной зоне полимера. По мере возрастания внешнего воздействия концентрация этих состояний может достичь критической величины и в результате перекрытия волновых функций электронов в области самого перехода формируется узкая зона когерентного переноса заряда, ответственная за последующие кинетические явления, такие как высокий уровень электропроводности с металлической зависимостью от температуры и другие явления, описанные в настоящей работе.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты №№ 05-02-97904-р_агидель_а, 04-02-97503-р_офи, 05-02-17321-а), а также в рамках Государственного контракта № 10002-251/ОФН-05/049-064/ 020703-966.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Moons, *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, 12235 (2002).
2. Z. H. Xiong, Di Wu, Z. Vally Vardeny, and Jing Shi, *Nature* **427**, 821 (2004).
3. Н. С. Ениколопян, Ю. А. Берлин, С. И. Бешенко, В. А. Жорин, Письма в ЖЭТФ **33**, 508 (1980).
4. С. Г. Смирнова, Л. Н. Григоров, Н. М. Галашина, Н. С. Ениколопян, *ДАН СССР* **283**, 176 (1985).
5. V. M. Kornilov and A. N. Lachinov, *J. de Phys., IV Colloque C7* **3**, 1585 (1993).
6. А. Н. Лачинов, А. Ю. Жеребов, В. М. Корнилов, ЖЭТФ **102**, 187 (1992).
7. В. М. Архангородский, Е. Г. Гук, А. М. Ельяшевич и др., *ДАН СССР* **309**, 603 (1989).
8. А. М. Ельяшевич, А. Н. Ионов, М. М. Ривкин, В. М. Тучкевич, *ФТТ* **34**, 3457 (1992).
9. О. А. Скалдин, А. Ю. Жеребов, В. В. Делев и др., Письма в ЖЭТФ **51**, 141 (1990).
10. А. Н. Ionov, A. N. Lachinov, M. M. Rivkin, and V. M. Tuchkevich, *Sol. St. Comm.* **82**, 609 (1992).
11. N. V. Agrinskaya and V. I. Kozub, *Sol. St. Comm.* **106**, 111 (1998).
12. A. M. Elyashevich, A. A. Kiselev, A. V. Liapzev, and G. P. Miroshnichenko, *Phys. Lett. A* **156**, 111 (1991).
13. D. M. Eagles, *Physica C* **225**, 222 (1994).
14. О. А. Пономарев, Е. С. Шиховцева, ЖЭТФ **107**, 637 (1995).
15. Л. Н. Григоров, Т. В. Дорофеева, А. В. Краев и др., *ВМС А* **38**, 2011 (1996).
16. N. Johansson, A. N. Lachinov, S. Stafstrom, and W. R. Salaneck, *Synth. Met.* **67**, 319 (1994).
17. T. J. Fabish, H. M. Saltsburg, and M. L. Hair, *J. Appl. Phys.* **47**, 930 (1976).
18. C. B. Duke and T. J. Fabish, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1075 (1976).
19. S. Nespurek and J. Sworakowski, *Phys. Stat. Sol. A* **41**, 619 (1977).
20. S. Nespurek, J. Obrda, and J. Sworakowski, *Phys. Stat. Sol. A* **46**, 273 (1978).
21. A. N. Lachinov, R. B. Salikhov, A. A. Bunakov, and A. R. Tameev, *Nonlin. Opt.* **32**, 13 (2004).
22. A. A. Bunakov, A. N. Lachinov, and R. B. Salikhov, *Macromolecular Symp.* **212**, 387 (2004).
23. М. Г. Золотухин, В. А. Ковардаков, С. Н. Салазкин, С. Р. Рафиков, *ВМС* **26a**, 1212 (1984).
24. Дж. Дирнлей, А. Стоунхэм, Д. Морган, *УФН* **112**, 6 (1974).
25. W. R. Harper, *Contact and Frictional Electrification*, Claredon Press, Oxford (1967), p. 263.
26. A. Yu. Zherebov and A. N. Lachinov, *Synth. Met.* **44**, 99 (1991).
27. В. М. Корнилов, А. Н. Лачинов, Письма в ЖЭТФ **61**, 902 (1995).
28. В. М. Корнилов, А. Н. Лачинов, Письма в ЖЭТФ **61**, 504 (1995).
29. J. G. Simmons and R. R. Verderber, *Proc. Roy. Soc. A* **301**, 77 (1967).
30. В. М. Архангородский, А. Н. Ионов, В. М. Тучкевич, И. С. Шлимак, Письма в ЖЭТФ **51**, 56 (1990).
31. А. М. Ельяшевич, А. Н. Ионов, В. М. Тучкевич и др., Письма в ЖТФ **23**, 8 (1997).
32. В. А. Закревский, А. Н. Ионов, А. Н. Лачинов, Письма в ЖТФ **24**, 89 (1998).
33. А. Н. Ионов, А. Н. Лачинов, Р. Ренч, Письма в ЖТФ **28**, 69 (2002).