

05;12

Использование системы металл–диэлектрик–металл для изучения структурных переходов в металлах

© Т.Г. Загуренко, В.М. Корнилов, А.Н. Лачинов

Российская Академия наук
Уфимский научный центр
Институт физики молекул и кристаллов,
450075 Уфа, Россия
e-mail: lpr ipmc@anrb.ru

(Поступило в Редакцию 27 сентября 2000 г.)

Представлены результаты исследований электропроводности системы легкоплавкий металл–полимер–металл в зависимости от температуры. Предлагается новая методика диагностики структурных превращений в металлах. Обсуждение ведется в рамках модели зарядовой неустойчивости, возникающей в тонких полимерных пленках при изменении граничных условий.

Введение

Диагностика структурных превращений в металлах является одной из важнейших проблем металловедения. Поиск новых методов исследования в этом направлении всегда приводил к приобретению нового знания. В настоящей работе приведены экспериментальные результаты, которые могут послужить основой создания новой методики исследования структурных превращений в металлах.

В настоящее время многочисленные исследования фазовых переходов твердое тело–жидкость показали, что все они сопровождаются аномалиями физических свойств, возникающими как до температуры плавления, так и выше температуры фазового перехода (ΔT может иметь значение более 100°C [1,2]). На существование эффектов пред- и постплавления, по-видимому, впервые было указано в работе [3]. В областях пред- и постплавления возникают отклонения в поведении теплоемкостей [4], тепло- и температуропроводности [5]. Эти эффекты сопровождают плавление и металлов [6], и диэлектриков [7], и полупроводников [8]. Для изучения пред- и постпереходных явлений исследователи вынуждены привлекать достаточно сложные и дорогостоящие научные методики, например рентгеновское поглощение [6], эллипсометрию [9], прецизионные термографические исследования [8] и др. Однако существует определенный круг задач, связанных, например, с влиянием примесей на поверхности или контактированием с другими материалами, которые очень сложно решать, используя данные методики.

В настоящей работе рассматривается возможность регистрации структурных превращений в металле вблизи температуры плавления путем измерения тока, протекающего через границу раздела металл–диэлектрик.

Метод основан на измерении тока, протекающего через экспериментальную структуру металл–диэлектрик–металл 2 (M_1 –Д– M_2). В качестве M_1 используется образец исследуемого металла, в качестве M_2 — металл,

который не имеет структурных переходов в исследуемом температурном интервале. Как правило, основным в такой системе механизмом переноса заряда является инжекционный [10]. Необходимо отметить, что имеется в виду перенос заряда, при котором не происходят модификации структуры или пробой диэлектрика. Величина инжекционного тока зависит от таких параметров контактирующих материалов, как работа выхода металлов и диэлектрика, концентрация объемного заряда в диэлектрике, концентрация ловушек в диэлектрике и их энергетическое положение в запрещенной зоне и других. Многие из этих параметров зависят от температуры, и поэтому регистрируемый инжекционный ток будет также изменяться с ее ростом.

Однако в линейном приближении изменение инжекционного тока, которое возникает из-за структурных переходов в металле, невелико. Поэтому для регистрации изменений структурных параметров металла требуются дополнительные условия. Например, если в качестве диэлектрика выбрать материал, диэлектрические свойства которого в результате контакта с металлом будут нелинейным образом зависеть от концентрации объемного заряда, то возможно существенное увеличение инжекционного тока, достаточное для его уверенной регистрации при тех же условиях. В качестве такого диэлектрика может быть использована полимерная пленка, созданная, например, на основе полигетероариленов. В некоторых полимерах этого класса ранее было обнаружено значительное нелинейное увеличение диэлектрической проницаемости и электропроводности при незначительных изменениях концентрации свободных носителей [11,12].

Методика эксперимента

Используемая в работе измерительная ячейка представляла собой плоскую многослойную структуру типа "сэндвич": металл–полимер–металл (M_1 –П– M_2) (рис. 1). В качестве полимера использовался поли(фталидилиденбифенилилен) (ПФБ). Его выбор объ-

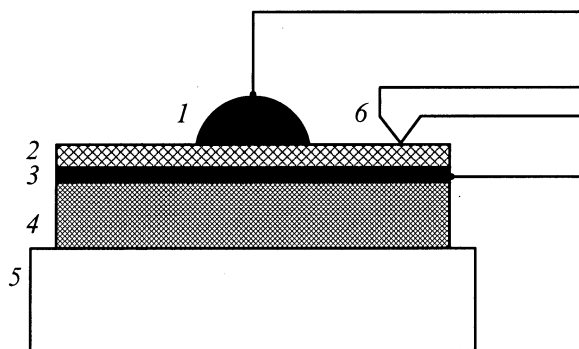


Рис. 1. Схема измерительной ячейки: 1 — верхний электрод, 2 — полимерная пленка, 3 — нижний электрод, 4 — стеклянная подложка, 5 — нагревательное устройство 6 — термопара.

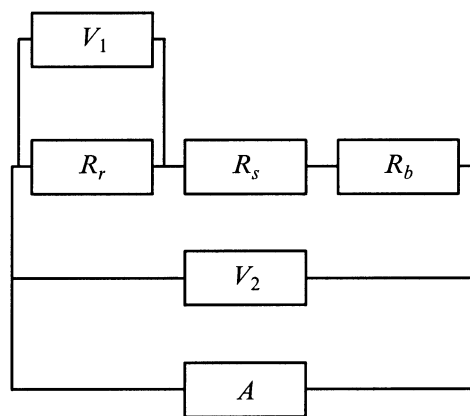


Рис. 2. Схема электрической цепи для измерения температурных зависимостей и снятия вольт-амперных характеристик. R_s — образец, R_r — эталонное сопротивление, R_b — балластное сопротивление, $V_{1,2}$ — вольтметры, A — источник напряжения. $R_s \gg R_r$, $R_s > R_b/100$.

яснялся тем, во-первых, что данный полимер обладает хорошими пленкообразующими свойствами на металлических подложках. В работе [13] было показано, что при соблюдении определенных технологических условий ПФБ образует сплошные однородные пленки толщиной $0.05\text{--}10\ \mu\text{m}$. Во-вторых, данный полимер не имеет никаких температурных особенностей в проводимости вплоть до температуры размягчения полимера (360°C на воздухе). Кроме того, ПФБ является наиболее изученным с точки зрения создания высокопроводящего состояния полимером [14–16].

Полимерный слой наносился на электрод M_2 из раствора ПФБ в циклогексаноне методом центрифугирования. В экспериментах использовались образцы различной толщины в интервале $0.1\text{--}5\ \mu\text{m}$. Качество и однородность полимерной пленки контролировались методами оптической, электронной просвечивающей и атомно-силовой микроскопии аналогично работе [17].

Кроме этого, применялся метод сканирующей туннельной микроскопии (СТМ).

В качестве M_1 использовались легкоплавкие металлы: галлий, сплав Вуда, индий, олово, выбор которых определялся их температурой плавления, которая должна была быть меньше температуры размягчения полимера. Предварительно отполированные электроды из легкоплавких металлов (M_1) прижимались к полимерной пленке с малым усилием для обеспечения электрического контакта. В качестве M_2 применяли слой меди, напыленный в вакууме на стеклянную полированную пластину.

Экспериментальная ячейка помещалась в нагревательное устройство, позволявшее нагревать и охлаждать ячейку с постоянной скоростью изменения температуры в диапазоне от 20 до 350°C . Измерения тока, протекающего через экспериментальную ячейку, проводили по схеме, типичной для электрических цепей с нелинейной нагрузкой, обладающей S -образным участком отрицательного дифференциального сопротивления. Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 2.

Результаты измерений

Метод допускает два возможных способа регистрации динамических структурных изменений в металле вблизи температуры фазового перехода: с использованием источника электрического поля и без него.

1. Регистрация с источником эдс в измерительной цепи. Рассмотрим первый способ. В этом случае регистрация инжекционного тока проводилась с использованием источника эдс в измерительной цепи. На рис. 3 представлены температурные зависимости тока, протекающего через полимерную пленку в $M_1\text{--}P\text{--}M_2$ системе, при использовании в качестве M_1 разных металлов. Кривая 1 соответствует галлию, кривая 2 — сплаву Вуда, кривые 3 и 4 — индию и олову соответственно. Нагрев экспериментальной ячейки проводился с постоянной скоростью изменения температуры. На рис. 3 видно, что вблизи температуры плавления легкоплавкого электрода наблюдается резкое увеличение инжекционного тока. При дальнейшем нагреве система остается в высокопроводящем состоянии. При охлаждении она возвращается в исходное диэлектрическое состояние при температуре, совпадающей с точкой кристаллизации металла M_1 в пределах погрешности проведенных измерений.

Рассмотрим подробнее поведение температурной зависимости тока, протекающего через систему $M_1\text{--}P\text{--}M_2$, на примере использования в качестве M_1 электрода из индия. При комнатной температуре система находится в диэлектрическом состоянии. Сопротивление полимерного образца $\sim 10\ \text{G}\Omega\text{m}$, величина протекающего тока мала. Вольт-амперная характеристика образца имеет вид экспоненты и может быть объяснена в рамках модели эффекта Френкеля–Пула [18], типичного для переноса

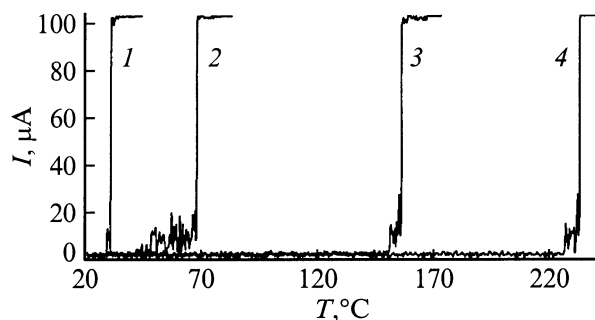


Рис. 3. Температурная зависимость тока, протекающего через полимерную пленку при использовании в качестве M_1 разных металлов. Толщина пленки $1 \mu\text{m}$, напряжение источника 5V , скорость нагрева 5grad/min .

заряда в диэлектриках. При нагреве значение тока, протекающего через $M_1\text{--P--}M_2$ систему, остается неизменным до температуры $130\text{--}135^\circ\text{C}$. Выше этой температуры в измерительной цепи возникают флуктуации тока, которым соответствуют изменения в падении напряжения на балластном сопротивлении величиной $1\text{--}10\%$ от значения приложенного напряжения. Эти флуктуации существуют при дальнейшем повышении температуры измерительной ячейки вплоть до температуры плавления верхнего электрода.

Достижение температуры плавления электрода M_1 (индий — 156.2°C) характеризуется скачкообразным увеличением тока в измерительной цепи, практически все напряжение падает на балластном сопротивлении. Величина сопротивления $M_1\text{--P--}M_2$ системы уменьшается до $0.1\text{--}5 \Omega \cdot \text{m}$, при этом ток, протекающий через систему, максимальный и ограничивается только балластным сопротивлением.

Аналогичная картина наблюдается и при использовании в качестве M_1 галлия, индия, олова, только все особенности в протекании тока возникают вблизи температурной области плавления каждого из этих металлов: в частности, для галлия — 29.75°C , сплава Вуда — 68°C и олова — 232°C .

В высокопроводящем состоянии температурная зависимость системы имеет металлический характер. Температурный коэффициент сопротивления (ТКС) системы равен $3 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$, что в пределах погрешности измерений совпадает с ТКС электродов. В данном случае температурная зависимость сопротивления полимерного образца маскируется свойствами электродов, однако она в любом случае не имеет активационного характера.

При охлаждении измерительной ячейки изменения величины протекающего тока происходят в обратном порядке. Достижение температуры кристаллизации электрода M_1 отмечается резким уменьшением тока в измерительной цепи. В некоторых случаях наблюдается небольшой гистерезис, который объясняется, по-видимому, инерционностью измерительной ячейки. При дальнейшем понижении температуры вновь наблюдается область

токовых флуктуаций, после которой образец возвращается в исходное диэлектрическое состояние.

Результаты экспериментов наилучшим образом воспроизводятся при времени выдержки образца между двумя последовательными циклами нагрев–охлаждение не менее 2h . Это может свидетельствовать о значительном времени релаксации объемного заряда в полимерной пленке, возникшего в результате инжекции из электрода и захваченного на долгоживущие ловушки.

2. Регистрация без источника эдс в измерительной цепи. В этом случае схема регистрации существенно отличалась от варианта, описанного выше. Контроль за состоянием экспериментальной ячейки в этом случае осуществлялся с помощью электрометра, подключенного непосредственно к электродам системы $M\text{--P--}M$.

На рис. 4 представлены типичные температурные зависимости контактной разности потенциалов (КРП) в $M_1\text{--P--}M_2$ системе, полученные при использовании в качестве электродов разных легкоплавких металлов M_1 : кривая 1 — сплав Вуда, 2 — индий, 3 — олово. При комнатной температуре полимерная пленка находилась в диэлектрическом состоянии, при контакте с M_1 возникала некоторая КРП, определяемая соотношением работ выхода электродов и полимера. При увеличении температуры наблюдается экспоненциальный рост КРП. За $20\text{--}30^\circ\text{C}$ до температуры плавления электрода рост КРП прекращается и в экспериментальной структуре возникают низкочастотные флуктуации КРП. При достижении температуры плавления металла КРП резко уменьшается до минимального уровня. Низкочастотные осцилляции исчезают в интервале $20\text{--}30^\circ\text{C}$ выше температуры плавления.

При охлаждении экспериментальной ячейки до температуры на $20\text{--}30^\circ\text{C}$ выше температуры кристаллизации вновь возникают низкочастотные осцилляции тока в измерительной цепи. Осцилляции наблюдаются вплоть до температур на $20\text{--}30^\circ\text{C}$ ниже температуры кристаллизации. В этом интервале температур начинается рост КРП. В ходе дальнейшего понижения температуры кривая КРП плавно выходит на кривую, соответствующую циклу нагрева.

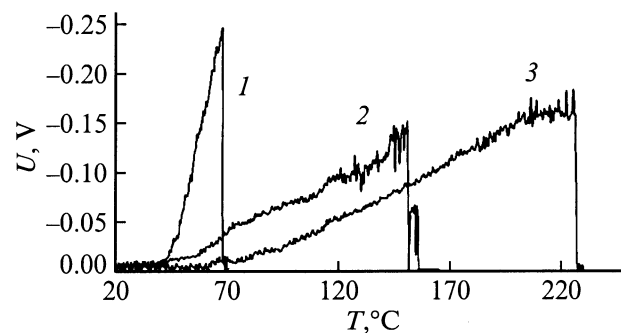


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, для контактной разности потенциалов.

Отклонение температурной зависимости КРП от экспоненциальной и наличие других температурных особенностей, по-видимому, также является следствием увеличения концентрации в полимерной пленке неравновесного объемного заряда при изменении граничных условий на поверхности раздела металл–полимер в областях температур, соответствующих явлениям пред- и постплавления вблизи температуры плавления металла.

Воспроизводимость результатов экспериментов существенно зависела от времени выдержки между последовательными циклами нагрев–охлаждение. Как и в случае экспериментов с полем, результаты воспроизводятся наилучшим образом при времени выдержки образца между циклами не менее 2 h.

Обсуждение

Рассмотрим возможное объяснение рассматриваемого явления в предположении о существенной роли инжекционного механизма. Инжекция заряда из металла в полимер при стационарных граничных условиях изучается уже достаточно давно [19–21]. Согласно [19], при контактировании металла с полимером чаще формируется контакт омического типа, т.е. положения уровней Ферми металла и полимера относительно уровня вакуума отличаются незначительно, что может способствовать полевой инжекции заряда в полимер. В частности, согласно [11,22], ПФБ имеет работу выхода ~ 4.2 eV, что соответствует среднему значению эффективной работы выхода (ЭРФ) ”грязной” поверхности металлов.

Для омического контакта распределение потенциала ψ в объеме полимера можно задать выражением [23]

$$d\psi/dx = (2q^2 n_s kT / \varepsilon)^{1/2} \left\{ \exp[-(\psi - \varphi_m + \chi) / kT] - \exp[-(\varphi - \varphi_m) / kT] \right\}^{1/2}, \quad (1)$$

где q — заряд электрона, n_s — поверхностная концентрация заряда, k — постоянная Больцмана, T — температура, ε — диэлектрическая проницаемость, φ_m и φ — ЭРВ металла и полимера соответственно, χ — энергия сродства к электрону.

Нескомпенсированные в полимере заряды создают приповерхностный заряд с глубиной проникновения в объем полимерного образца z_0 . Плотность этого приповерхностного заряда, согласно [23], определяется формулой

$$N = \varepsilon(\varphi - \varphi_m) / 2\pi(ez_0)^2. \quad (2)$$

Величина заряда и глубина проникновения зависят от соотношения работ выхода полимера и металла, акцепторно-донорных свойств полимера и других параметров контактирующих материалов. По различным оценкам z_0 отличается на порядок в зависимости от вида полимера и способа оценки [24,25] и равно $\sim 0.1-3$ μm ,

что сопоставимо с толщиной полимерной пленки в наших экспериментах. В наших рассуждениях для простоты будем считать величину z_0 постоянной.

Из (2) следует, что изменение заряда dN при изменении температуры на dT можно представить в виде

$$dN/dT \sim (\varphi - \varphi_m) d\varepsilon/dT + \varepsilon d(\varphi_m)/dT. \quad (3)$$

Плотность тока в такой системе можно выразить формулой [26]

$$J = -N\mu d\psi/dx - eD dN/dx, \quad (4)$$

где μ — подвижность носителей в полимере, D — коэффициент диффузии носителей, первый член в правой части тока уравнения (4) определяет дрейфовую составляющую тока, второй — диффузионную.

Произведем оценку относительного изменения заряда dN/dT для контакта металл–полимер за счет изменения эффективной работы выхода при плавлении электрода. Будем считать, что ε полимера мало меняется с температурой в интересующем нас интервале, поэтому пренебрежем первым членом в (3).

Вопрос о характере изменений ЭРВ в области структурного перехода до сих пор представляется неоднозначным [27,28], и даже известны взаимоисключающие мнения об отсутствии или наличии скачка работы выхода. Однако мы будем опираться на общепризнанный факт значительной нелинейности ЭРВ металла при фазовом переходе. Тем более, что еще в работе [29] было показано, что скачок в точке плавления отсутствует только для истинной работы выхода при условии предварительной глубокой очистки поверхности металла от примесей. Также известно, что вблизи температуры структурных превращений наличие контактирующего с поверхностью металла слоя примесей модифицирует эмиссионные свойства металла [29–32].

Воспользуемся результатами работы [33], полученными при измерении зависимости $\varphi(T)$, и оценим относительное изменение плотности заряда dN/N для контакта металл–полимер (In–ПФБ). Выбор результатов работы [33] определялся тем, что зависимость $\varphi(T)$ в этой работе была получена при непрерывном изменении температуры, т.е. в условиях измерений, близких к условиям проведения измерений $I(T)$ настоящей работы. Согласно этим данным, эффективная работа выхода индия (φ_{In}) растет с увеличением температуры и при температуре плавления (T_{melt}) имеет максимальное значение ~ 4.1 eV. Дальнейшее повышение приводит к скачкообразному понижению ЭРВ индиевого электрода. Уменьшение φ_{In} при T_{melt} составляет ~ 0.1 eV, что, согласно (3), соответствует изменению $dN/N \sim 80\%$. Очевидно, что при исходной концентрации носителей заряда $10^{11}-10^{12}$ cm^{-3} [17] такого изменения dN/N явно недостаточно для возникновения высокой проводимости в полимере.

По-видимому, для объяснения явления необходимо привлечь дополнительные сведения об эффекте. В частности, известно, что проводимость в тонких полимерных

пленках существенно анизотропна. Эффективный перенос заряда осуществляется только в направлении, перпендикулярном поверхности пленки по так называемым каналам. По оценкам [34], плотность каналов составляет 10^4 – 10^5 cm^{-2} , а средний диаметр — ~ 100 нм. Кроме того, ранее в работе [35] было установлено, что в предпереходной области при нестационарном нагреве происходит увеличение концентрации заряда в объеме полимера на 400–500% от исходного значения при комнатной температуре. Если учесть, что изменение проводимости происходит не во всем объеме полимерной пленки, а лишь в отдельных ее частях — проводящих каналах, то логично предположить, что именно в областях формирования каналов изменение концентрации носителей заряда максимально. С учетом сказанного выше, локальная концентрация заряда может достигать $\sim 10^{20}$ – 10^{21} cm^{-3} . В этом случае 80%-ный скачок концентрации в точке плавления будет происходить не относительно равновесной концентрации, измеренной при комнатной температуре, а относительно неравновесного ее значения, достигнутого в непосредственной близости от температуры плавления. Очевидно, что столь значительное увеличение концентрации избыточного заряда может существенным образом сказаться на увеличении электропроводности системы и возникновении в системе высокопроводящего состояния.

Анализ полученных оценок, предыдущих результатов и уравнения (4) позволяет предположить важную роль инжекционных процессов при переходе полимерной пленки из низкопроводящего (НПС) в высокопроводящее состояние. В связи с этим нами было исследовано влияние величины электрического напряжения на величину тока, протекающего через M_1 –П– M_2 систему. В ходе экспериментов было установлено, что эффект переключения в ВПС имеет порог по напряжению (U_{th}), ниже которого полимер остается в НПС во всем температурном диапазоне. Вблизи U_{th} переход в ВПС является неустойчивым (рис. 5). Более того, в этом случае при $T > T_{melt}$ не происходит полного перехода по проводимости в высокопроводящее состояние.

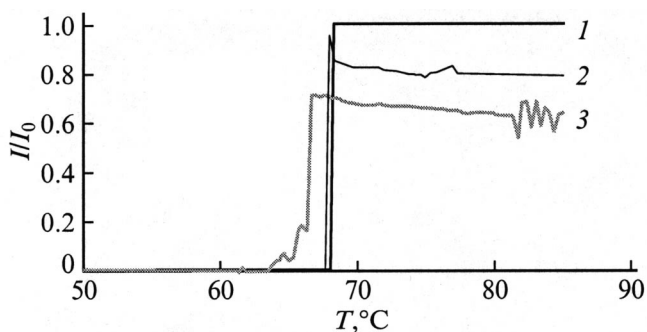


Рис. 5. Температурная зависимость тока, протекающего через полимерную пленку при разном приложенном напряжении, V : 1 — 5, 2 — 3, 3 — 1.5. M_1 — сплав Вуда, толщина пленки $1 \mu\text{m}$, скорость нагрева 5 grad/min .

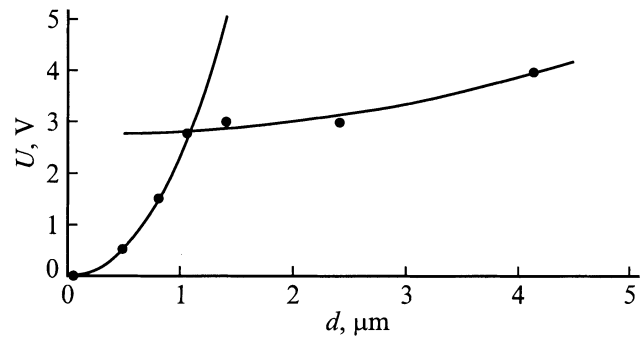


Рис. 6. Зависимость порогового напряжения полимерной пленки от толщины. M_1 — сплав Вуда, скорость нагрева 8 grad/min .

Полученные значения U_{th} достаточно хорошо совпадают с пороговыми напряжениями начала электролюминесценции (рекомбинационного излучения), определенными в работе [36]. Данное сопоставление позволяет предположить соответствие U_{th} началу двойной инжекции. В полимерах, как правило, собственными носителями заряда являются дырки, следовательно регистрируемые особенности в протекании тока через образец обусловлены инжекцией электронов.

Для уточнения роли инжекционного механизма в инициации ВПС очень важными являются результаты измерения зависимости порогового напряжения от толщины полимерной пленки (рис. 6). На полученной зависимости можно выделить два участка, четко разделенных точкой перегиба $d_{th} \sim 1 \mu\text{m}$, которые хорошо аппроксимируются зависимостью вида

$$U_{th}(d) = kd^n, \quad (5)$$

где $n \sim 2$, коэффициент k при $d_{th} < 1 \mu\text{m}$ составляет 2.35, при $d_{th} > 1 \mu\text{m}$ $k \sim 0.06$.

Подобные зависимости являются характерными для инжекционного механизма. В частности, согласно [23], напряжение начала двойной инжекции можно определить как

$$U(d) = C\mu^{-1}\tau^{-1}d^n, \quad (6)$$

где μ и τ — подвижность и время жизни электронов соответственно, C — модельный коэффициент.

Точка перегиба, по-видимому, имеет физический смысл глубины проникновения поверхностного заряда. Необходимо отметить, что полученное значение d_{th} находится в хорошем согласии с теоретической оценкой для данного полимера, полученной ранее в работе [17].

Изменение предстепенного множителя в (5) при увеличении толщины полимерной пленки с учетом выражения (6) означает изменение либо подвижности, либо времени жизни электронов. Из экспериментов по зарядке полимерных пленок [19] известно, что в субмикронных полимерных пленках наблюдается два типа механизмов зарядки: объемный и поверхностный. Переход

от одного к другому происходит по мере увеличения толщины пленки. Объясняется это тем, что при толщинах, меньших глубины проникновения поверхностного заряда, возможно перекрытие облаков поверхностного заряда. При этом существенную роль играют силы зеркального отображения между поверхностным зарядом и противоположным электродом. По мере увеличения толщины заряды "локализируются" вблизи своего электрода, а в средней части пленки начинает формироваться обедненная область, препятствующая взаимопроникновению поверхностных зарядов. В работе [21] это было убедительно продемонстрировано. В рамках такого подхода уменьшение коэффициента k в выражении (5) может означать увеличение времени жизни электронов, так как увеличение подвижности трудно ожидать в этом случае.

Таким образом, проведенные исследования свидетельствуют, что использование тонкой полимерной пленки типа ПФБ в гетероструктуре М–П–М позволяет изучать поверхностные изменения в металлических электродах, сопровождающие структурные переходы в них. К достоинствам данного метода можно отнести высокую чувствительность, простоту в реализации, доступность, высокую воспроизводимость и надежность при соблюдении технологических требований. Отметим, что данная методика пока не претендует на возможность количественного контроля изменения параметров металла в области температур структурных превращений. Плавление является только частным случаем фазовых переходов в веществах, поэтому результаты данной методики могут быть использованы для контроля за различными структурными превращениями в металлах. Это подтверждается результатами работы [10], в которой подобным методом были зарегистрированы структурные превращения в нанокристаллических металлах.

Список литературы

- [1] *Frenken J.W.M., Maree P.M.J., van der Veen J.F.* // Phys. Rev. B. 1986. Vol. 34. P. 7506–7516.
- [2] *Theis W., Horn K.* // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 51. P. 7157–7159.
- [3] *Ubbelonde A.R.* // Trans. Far. Soc. 1938. Vol. 34. P. 29–34.
- [4] *Амитин Е.Б., Миненков Ю.Ф., Набутовская О.А., Пауков И.Е.* // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. Вып. 6. С. 2029–2098.
- [5] *Зиновьев В.Е., Полев В.Ф., Тадуц С.Г., Гельд П.В.* // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 9. С. 2914–2917.
- [6] *Stern E.A., Zhang Ke* // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 60. N 18. P. 1872–1875.
- [7] *Битюцкая Л.А., Машикина Е.С.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 17. С. 85–88.
- [8] *Битюцкая Л.А., Машикина Е.С.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 18. С. 8–12.
- [9] *Dolecki K., Polanski K., Wojtczak L.* Soc. Sci. et Lett. Lodz. Ser. Rech. Deform. 1995. Vol. 18. P. 119–132.
- [10] *Лачинов А.Н., Загуренко Т.Г., Корнилов В.М.* и др. // ФТТ. 2000. Т. 42. Вып. 10. С. 1882–1888.
- [11] *Lachinov A.N., Zherebov A.Yu., Zolotukhin M.G.* // Synth. Metals. 1993. Vol. 59. P. 377–386.
- [12] *Корнилов В.М., Лачинов А.Н.* // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 61. Вып. 11. С. 902–906.
- [13] *Rasmusson J.R., Kugler Th., Erlandsson R., Lachinov A., Salaneck W.R.* // Synth. Metals. 1996. Vol. 76. P. 195–200.
- [14] *Zherebov A.Yu., Lachinov A.N.* // Synth. Metals. 1991. Vol. 44. P. 99–102.
- [15] *Lachinov A.N., Zherebov A.Yu., Kornilov V.M.* // Synth. Metals. 1991. Vol. 44. P. 111–113.
- [16] *Лачинов А.Н., Жеребов А.Ю., Корнилов В.М.* // ЖЭТФ. 1992. Т. 102. С. 187–193.
- [17] *Корнилов В.М., Лачинов А.Н.* // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. Вып. 4. С. 1513–1529.
- [18] *Conell G.A.N., Camphausen D.L., Paul W.* // Phil. Mag. 1972. Vol. 26. N 3. P. 541–551.
- [19] *Simmons J.G.* // J. Phys. Chem. Sol. 1971. Vol. 32. P. 2581–2591.
- [20] *Fabish T.J., Saltsburg H.M., Hair M.L.* // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47. N 3. P. 930–939.
- [21] *Duke C.B., Fabish N.J.* // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 37. N 16. P. 1075–1078.
- [22] *Wu C.R., Johansson N., Lachinov A.N.* et al. // Synth. Metals. 1994. Vol. 67. P. 125–128.
- [23] *Као К., Хуанг В.* Перенос электронов в твердых телах. Пер. с англ. М.: Мир, 1984. Т. 1, 2.
- [24] *Липсон А.Г., Кузнецова Е.В., Саков Д.М., Топоров Ю.П.* // Поверхность. 1992. № 12. С. 74–82.
- [25] *Ненахов С.А., Щербина Г.И., Чалых А.Е., Муллер В.М.* // Поверхность. 1994. № 3 С. 77–82.
- [26] *Emtage P.R., O'Dwyer J.J.* // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 16. P. 356–358.
- [27] *Васьков Р.Е., Владимиров А.Ф., Моос Е.Н., Табунов Н.И.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1998. Т. 62. № 10. С. 2044–2050.
- [28] *Алчагиров Б.Б., Хоконов Х.Б., Архестов Р.Х.* // ДАН. Сер. физ. хим. 1992. Т. 326. № 1. С. 121–125.
- [29] *Большов В.Г., Добрецов Л.Н.* // ДАН СССР. Сер. физ. 1954. Т. ХСVIII. № 2. С. 193–196.
- [30] *Фоменко В.С.* Эмиссионные свойства материалов. Киев: Наукова думка, 1981. 340 с.
- [31] *Vancea J., Reiss G., Butz D., Hoffmann H.* // Europhys. Lett. 1989. Vol. 9. N 4. P. 379–384.
- [32] *Ameiser J.* // Zs. F. Phys. 1931. Vol. 69. P. 111–118.
- [33] *Алчагиров Б.Б., Калажкоков Х.Х., Хоконов Х.Б.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1991. Т. 52. № 12. С. 2463–2467.
- [34] *Скалдин О.А., Жеребов А.Ю., Лачинов А.Н.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. Вып. 3. С. 141–145.
- [35] *Загуренко Т.Г., Корнилов В.М., Лачинов А.Н.* // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып.3. С. 85–87.
- [36] *Антитин В.А., Валеева И.Л., Лачинов А.Н.* // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. Вып. 9. С. 526–529.