

Т.о., студенты любого направления и формы обучения подвержены колебательности в процессе усвоения знаний с периодом в один год. Видимо, на нее влияют неуправляемые факторы.

Представленная в [6] математическая модель соответствует действительности с допустимой погрешностью около 10 %. Уменьшение колебательности возможно путем изменения учебных планов и графика учебного процесса.

### Литература

1. *Третьяков П. И., Сенновский И. Б.* Технология модульного обучения в школе. М., Новая школа, 1997. 351 с.
2. *Беспалько В. П., Татур Ю. Б.* Системно-методическое обеспечение учебно-воспитательного процесса подготовки специалистов. М., Высшая школа, 1989. 142 с.
3. *Потеев М. И.* Практикум по методике обучения во ВТУЗах. М., Высшая школа, 1990. 127с.
4. *Бабуреев Р. В.* Моделирование в познавательной деятельности студентов. Изд. Казанского университета, 1983. 112 с.
5. *Карнеги Д.* Как завоевывать друзей и оказывать влияние на людей... // Как вырабатывать уверенность в себе и влиять на людей выступая публично. Мн., Беларусь, 1990. 670 с., 1990. С. 312–329.
6. *Волченко И. О., Ежова Н. М.* Исследование процессов усвоения знаний учащимися ВУЗа // Вестник МГТУ. Т. 2, № 1. 1999.

## ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ПОЛИАМИДА, ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ИОНАМИ КОБАЛЬТА

С. М. Лукашевич

Ионная имплантация является одним из эффективных методов модификации электрофизических свойств полимеров, приводя к изменению проводимости от величин, характерных для хороших изоляторов, до значений, близких тем, которые демонстрируют металлы. Увеличение электропроводности ионно-имплантированных полимеров обусловлено радиационно-индуцированной карбонизацией материала, формированием углеродных кластеров, характеризующихся наличием систем сопряжения с  $sp^2$  гибридизацией химических связей [1]. С увеличением дозы имплантации обычно наблюдается рост и перекрытие кластеров, сопровождающиеся увеличением протяженности сопряженных систем, в которых носителями заряда являются  $\pi$ -электроны. Перенос заряда между системами сопряжения в пределах имплантированного слоя осуществляется прыжками или туннелированием между проводящими кластерами в диэлектрической матрице, что подтверждено выполнением закона Мотта в соответствующих температурных интервалах:  $R(T) = R_0 \exp(T_0/T)^p$ , где  $R_0$ –

константа,  $T_0$  – характеристическая температура и  $p = 1/(1 + D)$ ,  $D = 1, 2, 3$  – размерность процесса [2]. В зависимости от типа имплантируемых ионов и режимов имплантации в полимерах может наблюдаться формирование проводящих слоев с различными механизмами проводимости, которые могут быть трех-(3D) или двумерными (2D), или даже представлять собой одномерную цепочку  $sp^2$  или  $sp^3$  связей, определяющих транспортные свойства всей системы [3,4].

Пленки полиимида (ПИ) толщиной 40 мкм были имплантированы ионами  $Co^+$  энергией 40 кэВ и дозами  $2.5 \cdot 10^{16}$ – $1.25 \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup> при плотностях ионного тока  $j = 4, 8$  и  $12$  мкА/см<sup>2</sup> в остаточном вакууме  $10^{-3}$  Па на имплантаторе ИЛУ-3. Измерения температурной зависимости сопротивления  $R(T)$  проведены в интервале 5–300 К квазичетырехзондовым методом на постоянном токе. Омические контакты были нанесены на поверхность и торцевые срезы образцов серебряной пастой на эпоксидной основе, обеспечивая контакт с имплантированным слоем.

Имплантация ионов кобальта в ПИ приводит к существенному уменьшению сопротивления имплантированных образцов. Исходя из величины и вида температурной зависимости сопротивления  $R(T)$ , их можно разделить на три группы. К первой группе относятся пленки, имплантированные во всем исследуемом интервале доз при токе имплантации  $j = 4$  мкА/см<sup>2</sup>. Ко второй и третьей группам – ПИ, имплантированный максимальной дозой при  $j = 8$  и  $j = 12$  мкА/см<sup>2</sup>, соответственно.

На рис. 1 показаны зависимости  $R(T)$  для образцов первой группы. Эти образцы имеют отрицательный температурный коэффициент сопротивления и находятся на изоляционной стороне перехода диэлектрик-металл. Для низких доз в высокотемпературной области измерений зависимость  $R(T)$  достаточно хорошо спрямляется в координатах  $R-(1/T)^{1/4}$ . Для ПИ, имплантированного дозами  $7.5 \cdot 10^{16}$  и  $1.25 \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup>, область температур с  $p = 1/4$  спускается до  $T \approx 40$  К. При более низких температурах  $R \sim (1/T)^{1/3}$ . Величина  $p = 1/4$ , говорит о преобладании 3D-механизма прыжковой проводимости, а изменение  $p$  с  $1/4$  на  $1/3$  свидетельствует о переходе к квазидвумерному прыжковому транспорту электронов [2].

Повышение плотности ионного тока при максимальной дозе имплантации (вторая группа образцов) приводит к резкому снижению сопротивления. Для этих образцов знак температурного коэффициента сопротивления также отрицателен, однако при понижении температуры сопротивление увеличивается менее, чем в два раза. Зависимость сопротивления от температуры при этом хорошо спрямляется в масштабе  $R-\ln T$ , как показано на рис. 2.

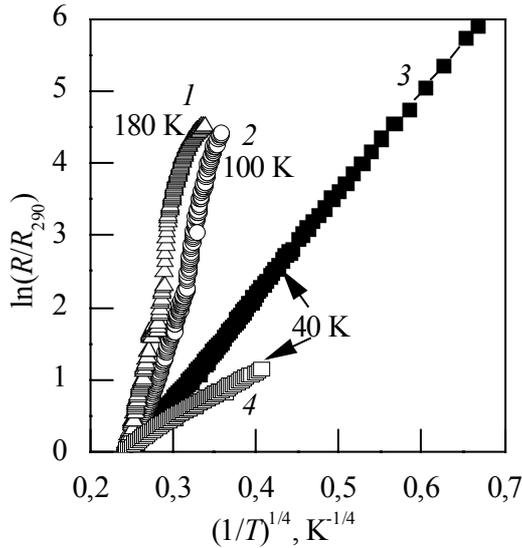


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления имплантированного ПИ дозами: 1 –  $2.5 \cdot 10^{16}$ ; 2 –  $5 \cdot 10^{16}$ ; 3 –  $7.5 \cdot 10^{16}$ ; 4 –  $1.25 \cdot 10^{17}$   $\text{см}^{-2}$  при  $J = 4$   $\text{мкА/см}^2$

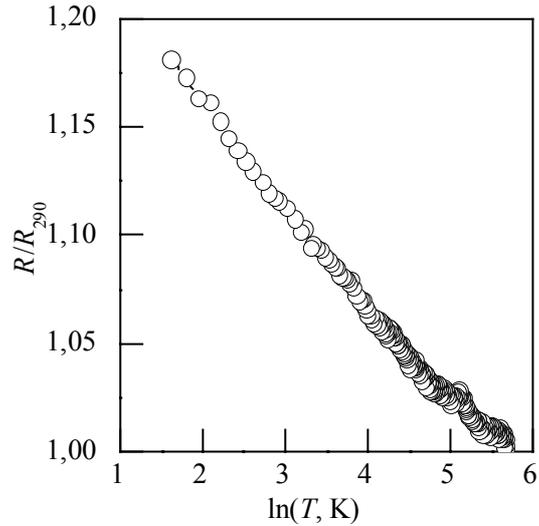


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления имплантированного ПИ дозой  $1.25 \cdot 10^{17}$   $\text{см}^{-2}$  при  $J = 8$   $\text{мкА/см}^2$

Для определения доминирующего механизма проводимости в имплантированных образцах проведен расчет локальной энергии активации  $W(T) = -d(\ln R)/d(\ln T)$ , имеющей различную температурную зависимость по обе стороны перехода металл-изолятор [5]. На рис. 3 показаны зависимости локальной энергии активации от температуры для образцов первой и второй групп. Видно, что для образцов первой группы она имеет отрицательный наклон, подтверждая прыжковый механизм транспорта, в то время как для образцов второй группы - наклон положительный, что исключает туннелирование как доминирующий механизм проводимости. В этом случае зависимость проводимости от температуры может быть представлена в виде:

$$\sigma(T) = \sigma_D + A_{WL} T^{n/2} + A_{EEI} T^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\sigma_D$  – проводимость Друде, а второй и третий члены - квантовые поправки, обусловленные процессами слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия с коэффициентами  $A_{WL}$  и  $A_{EEI}$  [6,7]. Теоретический расчет дает значение  $n$  от  $3/2$  до  $2$  в зависимости от того, доминирует электрон-электронное или неупругий электрон-фононный механизм рассеяния носителей заряда [6], в то время как для 2D-случая теория предсказывает только логарифмическую температурную зависимость проводимости. Однако, зависимости вида  $\sigma(T) = \sigma_0 + AT^{1/2}$  и  $\sigma(T) = \sigma_0 + B \ln T$  не позволяют описать экспериментальные кривые и только зависимость вида

$$\sigma(T) = \sigma_0 + AT^{1/2} + B \ln T \quad (2)$$

хорошо согласуется с экспериментом при  $A = 0.045$  и  $B = 0.021$ . Уравнение (2) предполагает, что электропроводность описывается 3D электрон-электронным взаимодействием (член  $T^{1/2}$ ) и 2D-эффектом слабой локализации (член  $\ln T$ ).

Зависимость сопротивления от температуры для образцов третьей группы представлена на рис. 4. Наличие минимума типично для разупорядоченных металлических пленок и указывает на существенную роль квантовых поправок к проводимости при низких температурах. При  $T < 50$  К зависимость  $R(T)$  для данных образцов хорошо экстраполируется формулой (2) с  $A = 0.017$  и  $B = 0.0046$ , а зависимость  $\ln W$  от  $\ln T$  также имеет положительный наклон.

Таким образом, для полиимида, имплантированного ионами кобальта в интервале доз  $2.5 \cdot 10^{16} - 1.25 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  при относительно низкой плотности ионного тока доминирующим механизмом проводимости является прыжковый с переменной длиной прыжка. При высокой дозе имплантации и плотности ионного тока  $8 \text{ мкА/см}^2$  в проводящих свойствах имплантированного слоя ПИ наблюдается переход изолятор-металл, обусловленный формированием гранулярного металлического слоя в карбонизированной фазе полимера. При этом слабая зависимость сопротивления от температуры на металлической стороне перехода обусловлена процессами слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия, а увеличение плотности тока до  $12 \text{ мкА/см}^2$  приводит к доминированию металлического типа проводимости при высоких температурах и процессов слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия при низких.

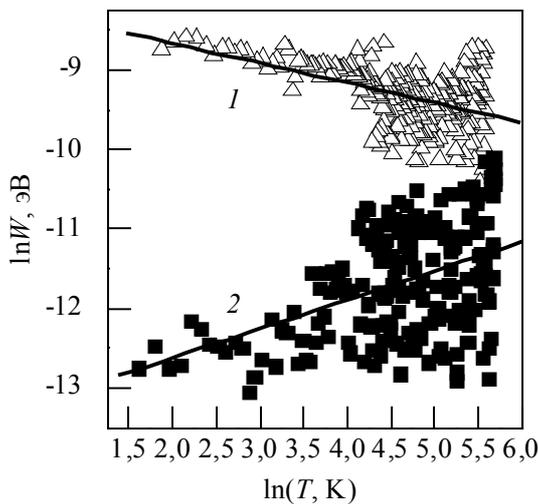


Рис. 3. Зависимость локальной энергии активации от температуры для образцов первой (1) и второй (2) групп

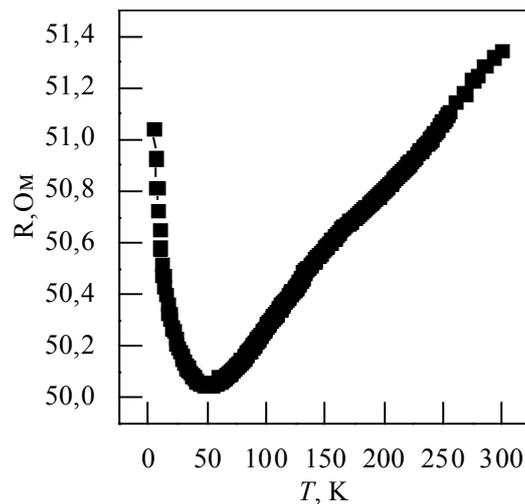


Рис. 4. Температурная зависимость сопротивления имплантированного ПИ дозой  $1.25 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  при  $J = 12 \text{ мкА/см}^2$

## Литература

1. *Sviridov D. V., Odzhaev V. B., Kozlov I. P.* In: *Electrical and Optical Polymer Systems* / Ed. D.L. Wise, G.E. Wnek, D.J. Trantolo, T.M. Cooper, J.D. Gresser. Marcel Dekker, New York (1998) P. 387.
2. *Mott N. F., Devis E.* // *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*. Clarendon, Oxford (1979).
3. Wang Y., Mohite S. S., Bridwell L. B., Giedd R. E., Sofield C. J. // *J. Mater. Res.* 8, 388 (1993).
4. Попок В. Н., Карпович И. А., Одзхаев В. В., Свиридов Д. В. // *Nucl. Instr. Meth.* B148, 1106 (1999).
5. Забродский А. Г., Зиновьева К.Н. // *ЖЭТФ* 59, 425 (1984).
6. *Lee P. A., Ramakrishan T. V.* // *Rev. Mod. Phys.* 57, 287 (1985).
7. *Altshuler B. L., Aronov A. G., Lee. P. A.* // *Phys. Rev. Lett.* 44, 1288 (1980).

## ВОЗМОЖНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ СВЕТИМОСТИ $\gamma$ -ПУЧКОВ В ПРОЦЕССАХ РОЖДЕНИЯ ФЕРМИОННЫХ ПАР НА $\gamma\gamma$ - КОЛЛАЙДЕРАХ

**В. В. Макаренко, В. А. Мосолов, Т. В. Шишкина**

Лептонные коллайдеры ближайшего будущего предоставляют возможность исследования столкновений высокоэнергетических фотонных пучков [1]. Эти эксперименты представляют большой физический интерес [2] (в первую очередь, в связи с поиском хиггсовского бозона) и успех этих исследований зависит от точности калибровки фотонных пучков. Калибровка пучков фотонов с различной спиральностью не вызывает затруднений ввиду наличия процессов с большим сечением (например,  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ ). При одинаковой спиральности начальных фотонов эти процессы имеют сечение во много раз меньшее ( $\sim m^2/s \approx 10^{-8}-10^{-12}$ ) и не могут быть использованы.

В этой работе проведен анализ возможности использования эксклюзивного процесса  $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-\gamma$  (где  $l=e, \mu$ ) для измерения светимости фотонных пучков [3] в рамках программы исследований TESLA (DESY, Германия [2]).

Матричные элементы процесса получены методом спиральных амплитуд. Интегрирование по фазовому пространству конечных частиц произведено численно при помощи метода Монте-Карло. Анализ проводился при энергии 120 ГэВ в системе центра масс (предполагаемый порог рождения хиггсовского бозона в s-канале). Различные поляризационные состояния будем описывать полной спиральностью системы фотонов  $J$ .