

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ ЛОКАЛИЗАЦИИ И ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ПРОВОДИМОСТЬ ИОННО-ОБЛУЧЕННЫХ ПОЛИМЕРОВ НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ СТОРОНЕ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК

© А.Н.Алешин, Н.Б.Миронков, А.В.Суворов

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 26 мая 1995 г.)

Исследована низкотемпературная магнитопроводимость $\Delta\Sigma(H, T)$ облученных ионами полимерных пленок (полиимид) вблизи перехода металл-диэлектрик. Установлено, что для всех исследованных образцов наблюдается положительное магнитосопротивление, т. е. оба вклада в $\Delta\Sigma(H, T)$ (вследствие эффектов локализации и электрон-электронного взаимодействия) одного знака (отрицательны), что связывается с влиянием спин-орбитального рассеяния. Показано, что в области слабых магнитных полей $\Delta\Sigma(H, T) \sim H^2$, что обусловлено в основном эффектами слабой локализации, тогда как в области достаточно сильных полей характер $\Delta\Sigma(H, T)$ определяется эффектами электрон-электронного взаимодействия. Определена температурная зависимость времени сбоя фазы $\tau_\varphi \sim T^{-1}$.

В настоящее время известно, что проводящие полимеры в легированном состоянии обладают многими свойствами, характерными для металлов [1]. В то же время механизм транспорта носителей заряда на металлической стороне перехода металл-диэлектрик (ПМД) в таких системах до конца не выяснен. Было установлено, что эффекты локализации и электрон-электронного взаимодействия играют существенную роль в определении механизма низкотемпературного транспорта как в неупорядоченных металлах и легированных полупроводниках [2,3], так и в легированных сопряженных полимерах, таких как полиацетилен и полианилин [4,5]. Однако для ионно-имплантированных несопряженных полимеров такого анализа не проводилось.

Температурная зависимость проводимости в таких системах описывается выражением

$$\sigma(T) = \sigma(0) + mT^{1/2} + VT^p/2, \quad (1)$$

где m и V — константы, второе слагаемое — поправки к проводимости вследствие электрон-электронного взаимодействия, а третье — вследствие эффектов локализации [2]. Значение p определяется из температурной зависимости частоты сбоя фазы волновой функции $\tau_\varphi^{-1} \sim T^p$,

зависящей от механизма рассеяния. Так, $p = 3$ в случае электрон-фононного рассеяния; $p = 2$ и 1.5 в случае электрон-электронного рассеяния для чистого и грязного металлов соответственно. В [6] было показано, что непосредственно вблизи ПМД электрон-электронное рассеяние также приводит к $p = 1$.

Как было показано в [2,7,8], величина показателя степени p для материалов вблизи ПМД может быть определена из анализа температурных и полевых зависимостей магнитопроводимости. При этом выражения для $\sigma(T)$ в отсутствие магнитного поля и в полях $g\mu_B H \gg k_B T$, когда основное влияние на $\sigma(T, H)$ оказывают эффекты электрон-электронного взаимодействия, соответственно имеют вид [2,7,8]

$$\sigma(T) = \sigma(0) + mT^{1/2} = \sigma(0) + \alpha[4/3 - \gamma(3F_\sigma/2)]T^{1/2}, \quad (2)$$

$$\sigma(H, T) = \sigma(H, 0) + m(H)T^{1/2} = \sigma(H, 0) + \alpha[4/3 - \gamma(F_\sigma/2)]T^{1/2}, \quad (3)$$

где

$$\alpha = e^2/\hbar (1.3/4\pi^2) (k_B/2\hbar D)^{1/2}, \quad (4)$$

D — коэффициент диффузии, F_σ — параметр взаимодействия; γ — параметр, зависящий от механизма рассеяния; при этом предполагается, что α , γ и F_σ не зависят от магнитного поля [3]. Как было показано в [2], вклад в суммарную магнитопроводимость ($\Delta\Sigma(H, T)$ вследствие электрон-электронного взаимодействия) $\Delta\Sigma_I(H, T)$, как правило, отрицателен (положительное магнитосопротивление). В то же время вклад вследствие эффектов локализации $\Delta\Sigma_L(H, T)$ может быть как положительным [9], так и отрицательным [10] в зависимости от величины спин-орбитального рассеяния [11]. В последнее время было показано, что для ряда материалов вблизи ПМД, в том числе и для легированных сопряженных полимеров [3,5], вклады в магнитопроводимость вследствие локализации и электрон-электронного взаимодействия являются аддитивными

$$\Delta\Sigma_I(H, T) = \sigma(H, T) - \sigma(0, T) = \Delta\Sigma_L(H, T) + \Sigma_I(H, T). \quad (5)$$

Вклад в $\Delta\Sigma(H, T)$ от электрон-электронного взаимодействия в случае слабых и сильных магнитных полей может быть записан как [3]

$$\Delta\Sigma_I(H, T) = -0.041\alpha(g\mu_B/k_B)^2\gamma F_\sigma T^{-3/2} H^2, \quad g\mu_B H \ll k_B T, \quad (6a)$$

$$\Delta\Sigma_I(H, T) = \alpha\gamma F_\sigma T^{1/2} - 0.77\alpha(g\mu_B/k_B)^{1/2}\gamma F_\sigma H^{1/2}, \quad g\mu_B H \gg k_B T. \quad (6b)$$

В этом случае суммарная магнитопроводимость при слабых магнитных полях $g\mu_B H \ll k_B T$ может быть описана выражением

$$\Delta\Sigma(H, T) = - (1/48\pi^2) (e/c\hbar)^2 G_0(l_\varphi)^3 H^2 - 0.041\alpha(g\mu_B/k_B)^2\gamma F_\sigma T^{-3/2} H^2, \quad (7)$$

где $G_0 = e/\hbar^2$, а l_φ — длина неупругого рассеяния. Отметим, что оба вклада отрицательны и пропорциональны H^2 , а из первого слагаемого в правой части, описывающего локализационный вклад, может быть

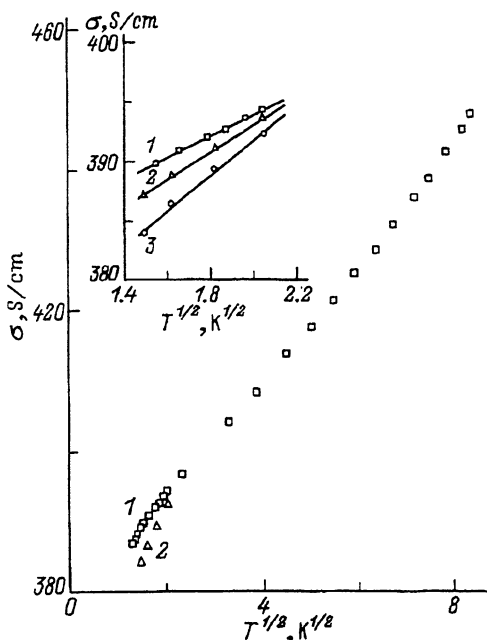


Рис. 1. Зависимость σ от $T^{1/2}$ для образца № 1 при $H = 0$ (1), 2.7 Т (2).

На вставке приведены зависимости σ от $T^{1/2}$ при $T \leq 4.2$ К; $H(T)$: 1 — 0, 2 — 1.7, 3 — 2.7.

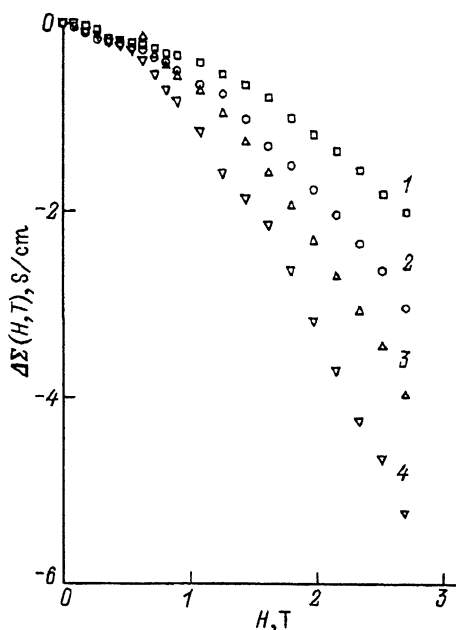


Рис. 2. Зависимость $\Delta\Sigma(T, H)$ от H для образца № 1.

T (К): 1 — 4.2, 2 — 3.3, 3 — 2.6, 4 — 2.2.

определена зависимость длины неупругого рассеяния от температуры, что позволяет определить и температурную зависимость времени сбоя фазы τ_φ , поскольку $\tau_\varphi = (l_\varphi)^2/D$.

В настоящей работе исследована магнитопроводимость облученных ионами пленок несопряженного полимера — полиимида — на металлической стороне ПМД. Аналогичные образцы были описаны нами ранее при исследовании проводимости и термоэдс ионно-облученного полиимида [12,13]. Образцы полиимида облучались ионами Ag^+ и Ga^+ с энергией $E \sim 90$ keV и дозами $5 \cdot 10^{16}$ и $1 \cdot 10^{17}$ cm^{-2} . Толщина проводящего слоя составляла порядка 500 Å, контакты наносились в планарной геометрии напылением золота и серебряной пастой аналогично [13]. Измерения проводимости осуществлялись на постоянном токе четырехзондовым методом в диапазоне температур 77–1.9 К и магнитных полей до 2.7 Т.

Зависимости проводимости от $T^{1/2}$ облученных ионами пленок полиимида в отсутствие и при наличии магнитного поля приведены на рис. 1 для одного из образцов с $\sigma(300 \text{ К})/\sigma(4.2 \text{ К}) = 1.37$. Видно, что аналогично нашим предыдущим данным [13] в данном диапазоне температур при $H = 0$ выполняется зависимость (1) с $p = 1$, что соответствует металлическому поведению вблизи ПМД [6]. Магнитное поле уменьшает низкотемпературную проводимость всех исследованных образцов (положительное магнитосопротивление), при этом проводимость в магнитном поле $\sigma(H, T) \sim T^{1/2}$ (вставка к рис. 1).

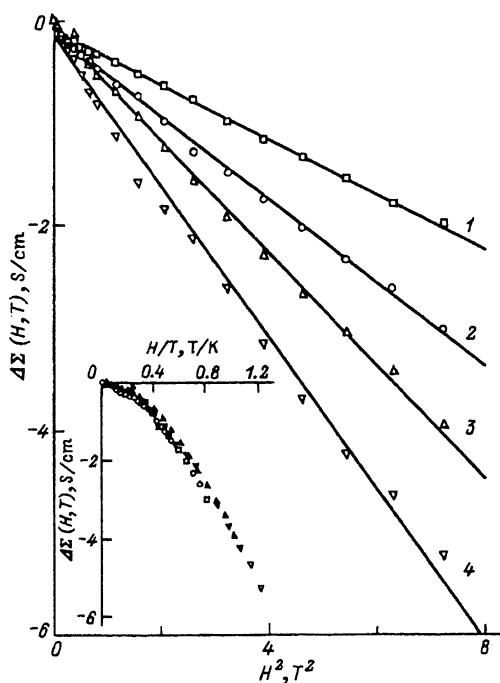


Рис. 3. Зависимость $\Delta\Sigma(T, H)$ от H^2 для образца № 1. T (К): 1 — 4.2, 2 — 3.3, 3 — 2.6, 4 — 2.2. На вставке приведены зависимости $\Delta\Sigma(T, H)$ от H/T при тех же температурах.

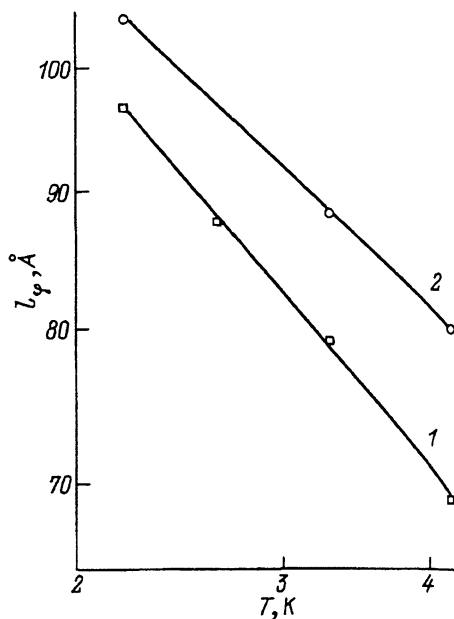


Рис. 4. Зависимость l_φ от T для образцов ионно-облученного полиимида. 1 — образец № 1, 2 — образец № 2.

Значения параметров α и γF_σ оценивались из величин наклонов зависимостей $\sigma(T)$ и $\sigma(T, H)$ от $T^{1/2}$ по формулам (2)–(4), при этом условие $g\mu H > k_B T$ для магнитных полей $H = 2.7$ Т начинало выполняться при $T < 3.7$ К. Величины α , γF_σ , а также коэффициенты m и $m(H)$ приведены в таблице. Относительно малые значения γF_σ сравнимы со значениями, полученными для легированных полупроводников [3] и сопряженных полимеров [5] при уровнях легирования вблизи ПМД.

Зависимости магнитопроводимости $\Delta\Sigma(H, T)$ от магнитного поля приведены на рис. 2. Видно, что проводимость слабо зависит от магнитного поля при слабых полях (меньше 1 Т), а затем уменьшается с ростом поля, при этом $\Delta\Sigma(H, T) \sim H^2$ (рис. 3). Такой характер зависимостей $\Delta\Sigma(H, T)$ указывает на то, что в нашем случае аналогично [3,5,14] оба вклада в магнитопроводимость (вследствие взаимодействия

Экспериментальные значения и параметры для исследованных образцов

Номер образца	Доза, cm^{-2}	$\frac{\sigma(300 \text{ K})}{\sigma(4.2 \text{ K})}$	m	$m(H)$	α	γF_σ	D , $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	τ_φ (4.2 К), s
1	10^{17}	1.37	2.58	4.14	13.16	0.42	$2.4 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-11}$
2	$5 \cdot 10^{16}$	1.41	5.78	7.66	22.66	0.29	$8.1 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-11}$

и локализации) одного знака и отрицательны, что может быть связано с сильным влиянием спин-орбитального рассеяния (возможно, на атомах Ga^+) [11]. Отметим, что, согласно теории [2,8], квадратичная зависимость $\Delta\Sigma_I$ от H должна наблюдаться вплоть до $H_{Ic} = k_B T / g\mu_B$. Используя для полиимида $g = 2.0003$ [15], получаем $H_{Ic}/T = 0.745$, что хорошо согласуется с экспериментом (вставка к рис. 3). Сравнение величин $\Delta\Sigma_L(H, T)$ и $\Delta\Sigma_I(H, T)$ в (7) позволяет сделать вывод о преобладающем влиянии локализационного вклада на $\Delta\Sigma(H, T)$ в этом диапазоне H . В то же время, как и в случае легированных сопряженных полимеров [5], в достаточно больших (более 2 Т) магнитных полях, где наблюдаются отклонения от зависимости $\Delta\Sigma(H, T) \sim H^2$, влияние электрон-электронного взаимодействия становится определяющим.

В случае слабых магнитных полей можно (аналогично [3,14]), определив из рис. 3 наклон зависимости $\Delta\Sigma(H, T)$ от H^2 и используя полученные значения α и γF_σ , из выражения (7) вычислить вклады $\Delta\Sigma_I(H, T)$ и $\Delta\Sigma_L(H, T)$ и определить величину l_φ при каждой температуре. Зависимость l_φ от температуры приведена для образцов № 1 и 2 на рис. 4. Из рис. 4 видно, что $l_\varphi \sim T^{-1/2}$, а так как $\tau_\varphi \sim (l_\varphi)^2/D$, то $\tau_\varphi \sim T^{-1}$. Значения D , полученные из (4), а также значения τ_φ при $T = 4.2$ К для облученного ионами полиимида приведены в таблице. Следует отметить, что найденная нами зависимость $\tau_\varphi \sim T^{-1}$ согласуется с теорией для систем вблизи ПМД [6], а величина τ_φ сравнима со значениями, наблюдавшимися в кристаллических полупроводниках вблизи ПМД [3], однако меньше τ_φ , найденных для сопряженных проводящих полимеров [4,5].

Авторы благодарны Т.А. Полянской за полезные обсуждения.

Работа была частично поддержана Международным научным фондом (грант N R41000).

Список литературы

- [1] Heeger A.J., Kivelson S., Schrieffer J.R., Su W.P. Rev. Mod. Phys. **60**, 3, 781 (1988).
- [2] Lee P.A., Ramakrishnan T.V. Rev. Mod. Phys. **57**, 2, 287 (1985).
- [3] Dai P., Zhang Y., Sarachik M.P. Phys. Rev. **B45**, 8, 3984 (1992); **B46**, 11, 6724 (1992).
- [4] Thummes G., Korner F., Kotsler J. Solid State Commun. **67**, 3, 215 (1988).
- [5] Reghu M., Yoon C.O., Moses D., Heeger A.J. Phys. Rev. **B48**, 24, 17685 (1994).
- [6] Belitz D., Wysokinski K.I. Phys. Rev. **B36**, 17, 9333 (1987).
- [7] Altshuler B.L., Aronov A.G. Solid State Commun. **46**, 6, 429 (1983).
- [8] Lee P.A., Ramakrishnan T.V. Phys. Rev. **B26**, 8, 4009 (1982).
- [9] Kawabata A. Solid State Commun. **34**, 6, 431 (1980).
- [10] Hikami S., Larkin A., Nagaoka Y. Progr. Theor. Phys. **63**, 2, 707 (1980).
- [11] Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ **81**, 2(8), 768 (1981).
- [12] Aleshin A.N., Suvorov A.V. Phil. Mag. **B65**, 4, 783 (1992).
- [13] Алешин А.Н., Миронков Н.Б., Суворов А.В. ФТТ **37**, 5, 1752 (1995).
- [14] Rosenbaum T.F., Milligan R.F., Thomas G.A., Lee P.A., Ramakrishnan T.V., Bhatt R.N. Phys. Rev. Lett. **47**, 24, 1758 (1981).
- [15] Алешин А.Н., Грибанов А.В., Добродумов А.В., Суворов А.В., Шлимак И.С. ФТТ **31**, 1, 12 (1989).