

СПИН-ОРБИТАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В МЕТАЛЛ-УГЛЕРОДНЫХ КОМПОЗИТАХ ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК

В. А. Доросинец¹, И. А. Башмаков¹, D. Reuter², A. Wieck², S. Shvarkov²

¹Белорусский государственный университет, dorosinets@bsu.by

²Ruhr University, Germany

ВВЕДЕНИЕ

Одной из важнейших задач современной электроники является поиск и разработка новых принципов функционирования наноразмерных твердотельных устройств. Одним из наиболее перспективных направлений нанoeлектроники является спинтроника, основой которой является управление спинами электронов в дополнение к управлению носителями зарядов. Уже давно разработан прототип спинового полевого транзистора, в котором спин-орбитальное взаимодействие используется для контроля прецессии спинов в двумерном электронном газе, сформированном в полупроводниковой гетероструктуре [1]. Многообещающим является и использование электронных устройств на основе углерода: углеродных нанотрубок, графеновых плоскостей, а также других производных форм углерода. Поэтому исследование механизмов спин-орбитального взаимодействия для углеродных структур представляется важной задачей. Наиболее полно спин-орбитальное взаимодействие может проявляться для углеродных структур, электропроводность которых соответствует переходу металл-диэлектрик, для которых спин-орбитальное взаимодействие может определять длину фазовой когерентности электронов и таким образом влиять на проявления эффекта слабой локализации.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Нами исследовались кобальт-углеродные композиты $\text{Co}_x\text{C}_{1-x}$. Композиты изготавливались путем термообработки в вакууме волокон карбоксилированной целлюлозы, в которых химическими методами протоны COOH -групп были замещены на катионы кобальта [2]. Разработанный техпроцесс позволяет управлять соотношением атомов углерода и кобальта в синтезированных композитах. В процессе синтеза композитов образуются нанокластеры кобальта, которые оказывают каталитическое действие на формирование графеновых плоскостей, в результате чего углерод имеет турбостратную структуру, уже для температуры термообработки 700–900 °С. Ранее было показано, что такие композиты могут проявлять квазиметаллический характер электропроводности, причем металлические кластеры изолированы в углеродной матрице и не определяют электропроводность.

Измерения температурной зависимости сопротивления $R(T)$ и магнитосопротивления $R(B)$ образцов проводились в гелиевом криостате замкнутого цикла стандартным четырехконтактным методом на постоянном токе в температурном интервале от 2,5 до 300 К. Измерения магнитосопротивления проводились при постоянной температуре, выдерживаемой с точностью до 0,2 К.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Разработанная методика синтеза металло-углеродных композитов позволяет получать образцы на обеих сторонах перехода металл-диэлектрик и наблюдать изменения характера температурной зависимости сопротивления образцов, исследовать проявления эффектов квантовой интерференции волновых функций электронов, электрон-электронного и спин-орбитального взаимодействий. Отметим, что значения удельных сопротивлений для приведенных ниже трех образцов отличаются незначительно, в то время как они проявляют существенно различный характер зависимости $R(T)$ и $R(B)$.

На рисунке 1 представлена температурная зависимость сопротивления образца N1. Типичный для металла характер зависимости $R(T)$ в области высоких температур сменяется участками с двумя особенностями: выпуклостью с размытым максимумом в районе 150 К и участком роста сопротивления при понижении температуры при низких температурах. В то время как первая особенность еще недостаточно изучена, появление второго участка обусловлено одновременным проявлением эффектов слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия [2]. Причем эффект слабой локализации доминирует и имеет двумерный характер, что проявляется в лагори́фмической зависимости сопротивления от температуры, отклонение от которой наблюдается лишь для температур ниже 8 К, что может быть обусловлено проявлением спин-орбитального взаимодействия.

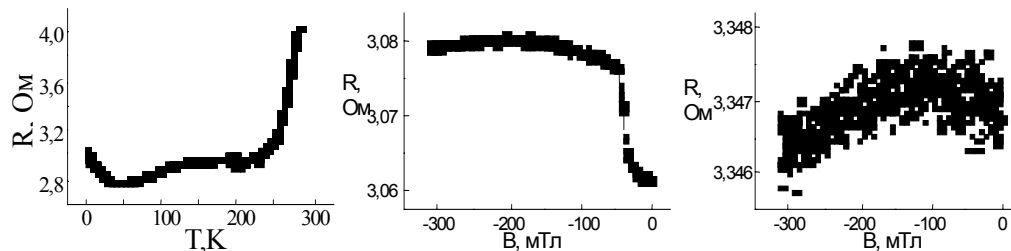


Рис. 1. $R(T)$ образца N1 с выраженным проявлением эффекта слабой локализации при низких температурах и $R(B)$ для 3 и 20 К

На кривой магнитосопротивления, снятой при 3 К видны две компоненты: положительного магнитосопротивления при малых значениях магнитного поля и отрицательного магнитосопротивления, которая наблюдается во всем оставшемся интервале значений приложенного магнитного поля. На кривой $R(B)$ можно видеть также протяженный переходной участок от режима положительного к режиму отрицательного магнитосопротивления. Для 20 К отрицательное магнитосопротивление еще наблюдается, хотя его значение уменьшается на порядок величины, а переходной участок полностью исчезает. Дальнейшее повышение температуры приводит к полному исчезновению участка положительного магнитосопротивления. Характер поведения магнитосопротивления не изменяется при измерении в конфигурации, когда магнитное поле направляется параллельно электрическому току, что позволяет исключить для всех исследованных образцов эффект анизотропного магнитосопротивления. Отрицательное магнитосопротивление является следствием разрушения магнитным полем слабой локализации в результате подавления интерференции волно-

вых функций электронов и описывается известным выражением [3], в которое входят времена спин-орбитального, упругого и неупругого рассеяния, а также рассеяния на магнитных примесях.

Появление участка отрицательного магнитосопротивления мы связываем с проявлением спин-орбитального взаимодействия при низких температурах. Этот вывод подтверждается корреляцией температурных интервалов отклонения $R(T)$ от логарифмической зависимости и наблюдением эффекта положительного магнитосопротивления. В работе [4] проявление спин-орбитального рассеяния объяснялось присутствием в углеродной матрице кластеров кобальта, что дает для времени спин-орбитального рассеяния при $T = 2$ К значение $\tau_{SO} = 1,19 \cdot 10^{-9}$ с, что меньше времени сдвига фазы волновой функции τ_ϕ для данной температуры.

Для образца N2 (см. рис. 2), проявляющего чисто металлический характер зависимости $R(T)$ также наблюдаются компоненты положительного и отрицательного магнитосопротивления, однако зависимость компоненты положительного магнитосопротивления от температуры существенно отличается. Так для $T = 2$ К величина положительного магнитосопротивления мала, но с повышением температуры повышается и хорошо выражена даже для $T = 200$ К.

Для образца N3 (см. рис. 3) наблюдается диэлектрический характер температурной зависимости сопротивления, однако изменение абсолютного сопротивления в температурной области 300–2,5 К не превышает трех. Такое малое изменение сопротивления с температурой не позволяет интерпретировать его как следствие прыжко-

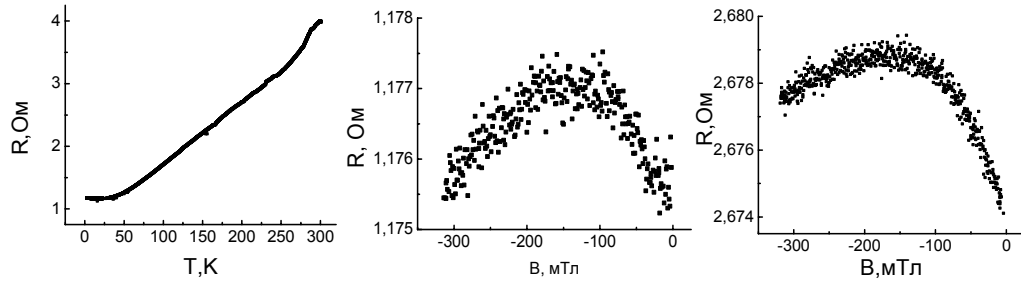


Рис. 2. $R(T)$ образца N2 с выраженным металлическим поведением и $R(B)$ для 3 и 200 К

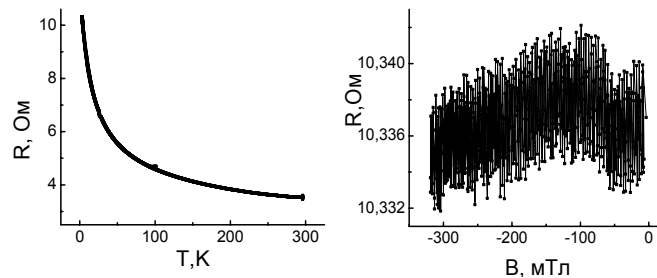


Рис. 3. $R(T)$ образца N3 с выраженным металлическим поведением и $R(B)$ для 3 К

вой проводимости. Аппроксимация кривой известными формулами прыжковой проводимости для трехмерного и двумерного случаев дает для плотности состояний на уровне Ферми и длины среднего прыжка не имеющие физического смысла значения. Аппроксимация кривых с учетом квантовых поправок к электропроводности позволяет заключить, что эффекты слабой локализации и электрон-электронного взаимо-

действия характерны и для этого образца. Однако они не являются доминирующими и данный образец является наиболее трудным для описания.

Подтверждением присутствия эффекта слабой локализации в электропроводности образца *N3* служит наблюдение отрицательного магнитосопротивления приблизительно равного по величине значениям для образцов *N1* и *N2*. Логично заключить, что отрицательное магнитосопротивление обусловлено одним и тем же эффектом для всех трех образцов. Небольшую по величине компоненту положительного магнитосопротивления удалось наблюдать только при самых низких температурах (рис. 3).

Таким образом, нами показано, что разработанная методика синтеза металлоуглеродных композитов позволяет получать образцы, существенно различающиеся по величине спин-орбитального взаимодействия. Величина и характер температурной зависимости положительного магнитосопротивления, обусловленного спин-орбитальным взаимодействием, коррелирует с характером температурной зависимости сопротивления образцов. Дальнейшее исследование природы спин-орбитального эффекта в композитах позволит понять природу эффекта, получить образцы с заданным поведением спин-орбитального взаимодействия.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Datta, S.* Electronic analog of the electro-optic modulator / *S. Datta, B. Das* // *Appl. Phys. Lett.* 1990. V. 56. P. 665.
2. *Башмаков, И. А.* Получение и электрофизические свойства кобальтосодержащих углеродных волокон / *И. А. Башмаков [и др.]* // *ФТТ.* 2002. Т. 44. № 9. С. 1614.
3. *Hikami, S.* Spin-orbit interaction and magnetoresistance in the two dimensional random system / *S. Hikami, A. I. Larkin and Y. Nagaoka* // *Prog. Theor. Phys.* 1980. V. 63. P. 707.
4. *Бумай, Ю. А.* Спин-орбитальное взаимодействие и двумерная слабая локализация в углеродной матрице с нанокластерами кобальта / *Ю. А. Бумай [и др.]* // *ФТТ.* 2005. Т. 47. № 2. С. 345.