
ФИЗИКА

КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

CONDENSED STATE PHYSICS

УДК 538.9

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МИКРОСКОПИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ГЕТЕРОГЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ

В. А. ДОРОСИНЕЦ¹⁾, В. А. БОРИСОВ¹⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

Проведены экспериментальные исследования температурной зависимости сопротивления и магнитосопротивления композитных металлоуглеродных образцов C(Co), проявляющих эффект слабой локализации. Магнитосопротивление при температуре $T = 2,2$ К является знакопеременным, что объясняется вкладом механизма спин-орбитального взаимодействия. Анализ кривых магнитосопротивления позволил рассчитать значения параметров, характеризующих время потери фазы волновой функции при неупругом рассеянии и время спин-орбитального взаимодействия. Для параметра, характеризующего время упругого рассеяния, проведена оценка минимального значения.

Ключевые слова: углерод; квантовая поправка; слабая локализация; магнитосопротивление.

Благодарность. Работа выполнена в рамках научно-исследовательской работы 881/06 «Исследовать свойства интегрированных наноструктур и разработать методы диагностики и предложения по их использованию» (государственная программа научных исследований «Конвергенция»).

Образец цитирования:

Доросинец ВА, Борисов ВА. Определение микроскопических параметров гетерогенных углеродных материалов. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2019;3:61–67.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2019-3-61-67>

For citation:

Dorosinets VA, Borisov VA. Determination of microscopical parameters of heterogeneous carbon materials. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2019;3:61–67. Russian.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2019-3-61-67>

Авторы:

Владимир Адамович Доросинец – кандидат физико-математических наук; ведущий научный сотрудник кафедры физики полупроводников и нанoeлектроники физического факультета.

Виктор Андреевич Борисов – студент физического факультета. Научный руководитель – В. А. Доросинец.

Authors:

Vladimir A. Dorosinets, PhD (physics and mathematics); leading researcher at the department of semiconductor physics and nanoelectronics, faculty of physics.

dorosinets@bsu.by

Victor A. Borisov, student at the faculty of physics.

velo_to@mail.ru

DETERMINATION OF MICROSCOPICAL PARAMETERS OF HETEROGENEOUS CARBON MATERIALS

V. A. DOROSINETS^a, V. A. BORISOV^a

^aBelarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

Corresponding author: V. A. Dorosinets (dorosinets@bsu.by)

Experimental studies of the temperature dependence of the resistance and magnetoresistance of the composite metal-carbon samples C(Co), which show the effect of weak localization, have been carried out. The magnetoresistance at a temperature $T = 2.2$ K is alternating, which is explained by the spin-orbit interaction. Analysis of the magnetoresistance curves made it possible to calculate the values of the parameters characterizing the phase loss time in inelastic scattering and the spin-orbit interaction time. For the parameter characterizing the elastic scattering time, the minimum value was estimated.

Keywords: carbon; quantum correction; weak localization; magnetoresistance.

Acknowledgements. The work was performed in the framework of the research project 881/06 «Investigate the properties of integrated nanostructures, and develop diagnostic methods and proposals for their usage» (State Research Program «Convergence»).

Введение

Исследование механизмов электропроводности и извлечение микроскопических параметров гетерогенных (композитных) материалов, характеризующих их электрофизические свойства, представляют собой сложную задачу из-за неоднородности материалов, одновременного совместного проявления нескольких механизмов электропроводности, соотношение вкладов которых изменяется для разных типов экспериментов и при неодинаковых условиях их проведения, например при изменении температуры, приложении магнитного поля. К такому классу объектов относятся, в частности, металлоуглеродные материалы C(Co), полученные методом термообработки карбоксилированной целлюлозы после замены в ней путем ионообменной сорбции протонов COOH-групп на катионы кобальта [1]. Образующиеся при термообработке наночастицы кобальта выполняют роль катализатора формирования вокруг них графеновых плоскостей, что приводит к возникновению объектов, получивших в литературе название «луковица». Таким образом, синтезированные композитные материалы состоят из трех частей: аморфной углеродной диэлектрической матрицы, металлических частиц кобальта и окружающих их графеновых плоскостей [2]. Путем подбора исходных материалов и режима их термообработки возможно получение образцов с требуемым соотношением этих трех компонент. В данной статье рассмотрен случай, когда «луковицы» соприкасаются друг с другом, образуя непрерывные высокопроводящие каналы внутри слабопроводящей аморфной углеродной матрицы.

Как известно, для графита значение электропроводности вдоль плоскостей превышает на несколько порядков ее значение в перпендикулярном плоскостям направлении. Поэтому можно предположить, что для данного типа образцов электронный транспорт реализуется вдоль плоскостей, а не посредством туннелирования между наночастицами металла. Следствием неидеальности строения графеновых плоскостей является наблюдение для образцов с подобной структурой эффекта слабой локализации при низких температурах [3–5]. Поскольку каталитическое воздействие кластеров кобальта на окружающую углеродную матрицу пространственно ограничено, вокруг них формируется всего несколько изогнутых графеновых плоскостей, что подтверждается методами электронной микроскопии [2]. Из этого следует второе предположение – о двумерном характере эффекта слабой локализации, реализуемое при выполнении условия, согласно которому длина Таулесса (расстояние, проходимое носителем заряда между двумя последовательными неупругими рассеяниями) не должна превышать толщину проводящего слоя образца.

Теория электропроводности материалов, проявляющих эффект слабой локализации, для двумерного случая достаточно глубоко проработана [6], причем величина квантовой поправки проявляет зависимость от магнитного поля, а магнитосопротивление $\Delta R(B)$ может иметь сложный, в частности знакопеременный, характер [7]. В ряде работ аппроксимация экспериментальных кривых $\Delta R(B)$ использовалась напрямую для определения микроскопических параметров двумерных полупроводников и грязных металлов, в частности тонких слоев углерода в предграфитном состоянии (разупорядоченных пленок графита) [3; 8]. В числе прочих рассчитывались значения времени упругого и неупругого рассеяния носителей заряда, параметров спин-орбитального взаимодействия. При этом анализ достоверности полученных из аппроксимаций значений параметров, как правило, не проводился, что может приводить к ошибочным выводам. В данной работе мы расширили данный метод на класс металлоуглеродных композитов и оценили корректность полученных этим методом значений параметров.

Материалы и методы

Измерения зависимости сопротивления от температуры и магнитосопротивления $\Delta R(B)$ при фиксированной температуре производились с помощью криогенной установки фирмы *Cryogenics* (Англия). Данная система даст возможность варьировать температуру образца в интервале от 1,7 до 300 К, сверхпроводящий магнит позволяет плавно изменять индукцию магнитного поля, которое в данном эксперименте прикладывалось перпендикулярно направлению протекания электрического тока.

Исследованный образец C(Co) синтезировался по методике, описанной в [1]. Мольная доля кобальта в образце составляла $x = 0,198$, длительность предварительного отжига при 300 °С – 2 ч, температура высокотемпературного отжига – 700 °С.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлена температурная зависимость сопротивления $R(T)$ исследованного образца. Видно, что в области температур ниже перегиба ($T = 41$ К), которая характеризуется отрицательным значением температурного коэффициента сопротивления, экспериментальная кривая $R(T)$ хорошо описывается логарифмической зависимостью, с небольшим отклонением от нее для самых низких температур эксперимента ($T < 3$ К). Такое поведение величины $R(T)$ характерно при учете квантовой поправки к классической проводимости Друде для двумерного случая проявления эффекта слабой локализации и наблюдается у тонких слоев углерода в предграфитном состоянии независимо от способа их получения [2–4]. Анализ зависимости $R(T)$ для образцов, полученных с использованием данной методики, проведен в работах [2; 5]. Отметим, что из-за гетерогенной структуры образца мы оперируем с его полным сопротивлением, а не удельным сопротивлением или удельной электропроводностью.

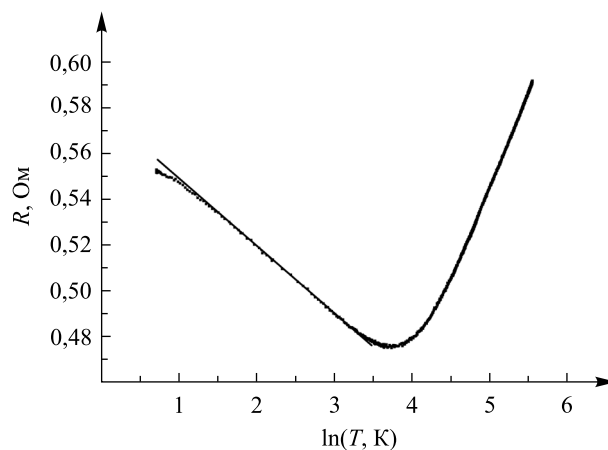


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления образца C(Co); прямая линия соответствует идеальной логарифмической зависимости

Fig. 1. Temperature dependence of the resistance of the sample C(Co); a straight line corresponds to a perfect logarithmic dependence

Наблюдаемое при самых низких температурах отклонение от линейной зависимости $R(T)$ в полулогарифмическом масштабе обычно связывают с возрастанием роли механизма спин-орбитального взаимодействия в интерференции волновых функций электронов при уменьшении вероятности процесса неупругого рассеяния на фононах.

Согласно теории электропроводность материалов, проявляющих эффект слабой локализации, зависит от магнитного поля, причем магнитосопротивление может иметь сложный, в частности знакопеременный, характер [7]. Конкретный вид зависимости $\Delta R(B)$ обусловлен рядом микроскопических параметров, и это дает возможность их определения путем анализа указанной зависимости.

Экспериментальная кривая магнитосопротивления исследованного образца для температуры $T = 2,2$ К представлена на рис. 2, который свидетельствует о знакопеременном характере магнитосопротивления: положительное магнитосопротивление, характерное для малых магнитных полей, сменяется при $B_c = 430,6$ мТл отрицательным магнитосопротивлением при дальнейшем повышении индукции магнитного поля. Аналогичное поведение магнитосопротивления для углеродных материалов в предграфитном

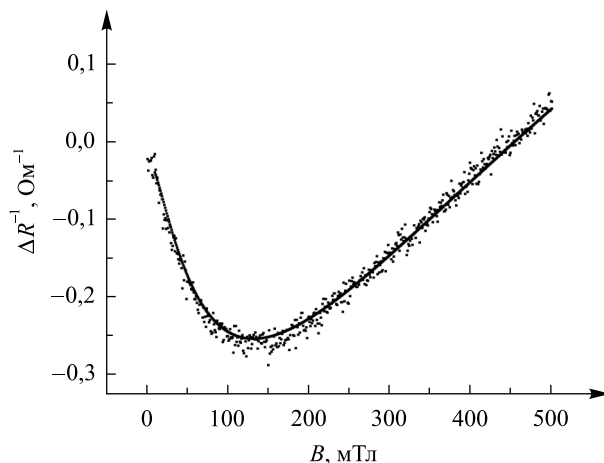


Рис. 2. Зависимость обратного сопротивления образца от магнитного поля при $T = 2,2$ К (точки) и ее аппроксимация формулой (1) (сплошная линия)
Fig. 2. The dependence of the inverse resistance of the sample on the magnetic field at $T = 2.2$ K (points) and its approximation by formula (1) (solid line)

состоянии наблюдалось в работе [8], однако для данного образца значение B_C составляло порядка 1 Тл, что свидетельствует о большом разбросе соотношения параметров, при которых возможно знакопеременное магнитосопротивление.

Поскольку эффект слабой локализации для рассматриваемого образца при $T = 2,2$ К имеет двумерный характер, полная кривая изменения электропроводности $\Delta\sigma(B)$ при приложении магнитного поля B может быть описана формулой Хиками [7]

$$\Delta\sigma(B) = \frac{e}{\pi h} \left[\frac{3}{2} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_2}{B}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_1}{B}\right) - \frac{1}{2} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_3}{B}\right) - \ln\left(\frac{B_2^{3/2}}{B_1 B_3^{1/2}}\right) \right], \quad (1)$$

где h – постоянная Планка; Ψ – дигамма-функция; B_1 , B_2 и B_3 – параметры, характеризующие процессы потери фазы волновой функции электронов в процессе неупругого рассеяния на примесях и в результате спин-орбитального взаимодействия. Последние, в свою очередь, представляют собой комбинации параметров

$$B_X = \frac{h}{8\pi e D t_X}, \quad (2)$$

здесь X равно 0, I, SO или S; D – коэффициент диффузии; t_X – время рассеяния: t_0 – упругого, t_1 – неупругого, t_{SO} – за счет спин-орбитального взаимодействия, t_S – на магнитной примеси, и вычисляются по формуле

$$B_1 = B_0 + B_{SO} + B_S, \quad B_2 = B_1 + 4 \frac{B_{SO}}{3} + 2 \frac{B_S}{3}, \quad B_3 = B_1 + 2 B_S. \quad (3)$$

Эффект слабой локализации возникает в итоге интерференции волновых функций электрона, опиравшего замкнутую траекторию и вернувшегося в исходную точку за счет упругого рассеяния на примесях для двух противоположных направлений движения. Интерференция волновых функций повышает вероятность обратного рассеяния, вследствие чего сопротивление возрастает. Потеря фазы волновой функции при неупругом рассеянии подавляет эффект слабой локализации. Прецессия спина электрона за счет спин-орбитального взаимодействия и изменение ориентации спина при рассеянии на магнитной примеси приводят к подавлению эффекта слабой локализации, что проявляется в отклонении экспериментальной кривой от логарифмической зависимости при самых низких температурах на рис. 1. Первый и третий члены формулы (1) характеризуют процессы рассеивания в триплетном и синглетном каналах соответственно.

Вид формул (1)–(3) дает возможность предположить, что аппроксимация экспериментальных кривых магнитосопротивления формулой (1) может позволить извлечь значения параметров B_1 , B_2 и B_3 . Используя физически обоснованные допущения о доминирующих процессах в магнитосопротивлении, из формул (2), (3) можно оценить значения всех или нескольких имеющих физическое значение параметров B_X . На следующем этапе производится оценка времен, определяющих процессы рассеяния. Из-за невозможности расчета удельной электропроводности образца для анализа рассматривалось значение

выражения $\Delta R^{-1} = A\Delta\sigma$, где A – подгоночная величина. Наилучших результатов аппроксимации экспериментальной кривой на рис. 2 с использованием метода наименьших квадратов математического пакета *Matlab* удалось достичь для параметров $B_1 = 9,3 \cdot 10^3$; $B_2 = 49,13$ и $B_3 = 8,73$ мТл соответственно.

Для проверки корректности полученных величин B_1 , B_2 и B_3 проведено исследование вариативности результата расчета по формуле (1) при изменении значений параметров в окрестности их рассчитанных значений. Анализ показал, что незначительное отклонение от полученных значений для B_2 и B_3 приводило к существенному возрастанию ошибки, в то время как кратное изменение параметра B_1 имело лишь незначительный эффект у точности аппроксимации. В целях определения достоверности полученного значения B_1 была проведена следующая процедура. Из рис. 2 находилось значение индукции магнитного поля, при котором кривая магнитосопротивления пересекала горизонтальную ось ($B_C = 430,6$ мТл), т. е. должно выполняться условие $\Delta R^{-1} = 0$, и в формулу (2) подставлялось это значение для индукции магнитного поля B , а также рассчитанные величины $B_2 = 49,13$ мТл и $B_3 = 8,73$ мТл. Для указанных параметров строились кривые функции ΔR^{-1} в зависимости от параметра B_1 при изменении последнего в пределах от 0,3 до 2,0 Тл, которые представляют абсолютную ошибку для данного значения индукции магнитного поля (рис. 3).

Дополнительно оценивалось влияние шумов измерения на точность определения параметра B_1 . Для этого аналогичные расчеты проводились для ряда значений B_C в диапазоне, соответствующем разбросу экспериментальных точек в окрестности расчетной $B_C = 430,6$ мТл на рис. 2. Из рис. 3 видно, что ошибка аппроксимации изменяется в значительно меньшей степени при многократном изменении B_1 в рассмотренном диапазоне, чем за счет неточности измерений сопротивления при приложении магнитного поля, что свидетельствует о невозможности точного определения параметра B_1 из аппроксимации экспериментальных кривых магнитосопротивления. Поэтому можно заключить, что приведение точного значения параметра B_1 на основании аппроксимации экспериментальных кривых магнитосопротивления является некорректным, возможна лишь оценка его минимального значения, которое составляет для исследованного образца порядка 3 Тл.

При расчете характеристических времен для различных типов рассеяния носителей заряда согласно формуле (2) требуется знание величины коэффициента диффузии D . Анализ литературных источников показал, что наиболее близкими по электрофизическим свойствам среди углеродных материалов к изучаемому образцу являются образцы интеркалированных фтором волокон графита из работы [9]. В частности, для них характерно изменение температурного коэффициента сопротивления

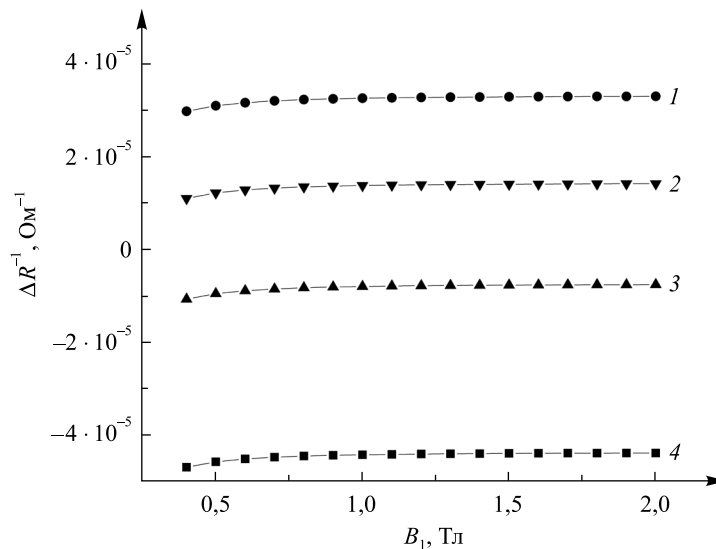


Рис. 3. Ошибка отклонения от нуля рассчитанного значения ΔR^{-1} в точке пересечения аппроксимирующей кривой по формуле (1) с горизонтальной осью при изменении значения параметра B_1 и фиксированных значениях параметров $B_2 = 49,13$ мТл и $B_3 = 8,73$ мТл. Номера кривых соответствуют следующим значениям параметра B_C , мТл: 1 – 430,6; 2 – 428; 3 – 425; 4 – 415

Fig. 3. The error of the deviation of the calculated ΔR^{-1} value from zero at the intersection point of the approximating curve by the formula (1) of the X axis with changing parameter B_1 and the fixed values of the parameters B_2 are 49.13 and 8.73 mT. The numbers of the curves correspond to the following values of the B_C parameter, mT: 1 – 430.6; 2 – 428; 3 – 425; 4 – 415

при сравнимых значениях температур и сопоставимых величинах отрицательного магнитосопротивления. Используя для диффузии электронов значение из работы [9] $D = 6 \text{ см}^2/\text{с}$, которое находится по середине диапазона приводимых в литературе значений для углеродных материалов в предграфитном состоянии, получены оценки времен рассеяния для ряда процессов. Так, для B_3 в формуле (3) можно сохранить только доминирующий вклад от неупругого рассеяния B_1 , и рассчитанное значение для t_1 , равное времени потери фазы волновой функции электрона t_ϕ , достигнет $3,5 \cdot 10^{-11} \text{ с}$. Подставляя данное значение в формулу для длины Таулесса $L_T = (Dt_\phi)^{1/2}$, получим 147 нм. Поскольку расстояние между плоскостями для наших образцов в соответствии с работой [2] составляет 0,370 нм, предположение о двумерном характере электропроводности удовлетворяется при наличии до ~ 400 плоскостей в «луковицах», окружающих наночастицы кобальта, что выполняется с большим запасом согласно микрофотографиям из работы [2].

Из выражения для B_2 в формуле (3), снова пренебрегая B_S , получим $B_{SO} = 25,05 \text{ мТл}$, а t_{SO} составит $1,09 \cdot 10^{-11} \text{ с}$. Отметим, что малое значение параметра B_C для исследованного образца находит логическое объяснение как следствие близости значений времен t_ϕ и t_{SO} . Также можно положить $B_1 \approx B_0$, поскольку условие наблюдения эффекта слабой локализации предполагает, что электрон должен испытать много процессов упругого рассеяния до момента потери фазы волновой функции. Учитывая неопределенность при нахождении параметра B_1 , для максимального значения времени упругого рассеяния электронов t_0 при использовании полученной выше оценки минимального значения получим $B_1 = 9,1 \cdot 10^{-14} \text{ с}$. Для сравнения, у меди (из данных работы [10]) при $T = 2 \text{ К}$ можно получить $t_1 = 7,9 \cdot 10^{-11} \text{ с}$, $t_0 = 6,5 \cdot 10^{-15} \text{ с}$, $t_{SO} = 3,5 \cdot 10^{-14} \text{ с}$. Очевидно, что наиболее сильное отличие наблюдается для времен спин-орбитального рассеяния.

Дополнительно нами был проведен анализ вкладов отдельных членов формулы (1) в общую кривую магнитосопротивления (рис. 4). Отметим, что слабая зависимость полной кривой магнитосопротивления (кривая 4) от индукции магнитного поля является следствием сложения отдельных членов, имеющих значительно более сильную зависимость от B .

Значительный вклад спин-орбитального взаимодействия для исследованного образца не является очевидным и требует пояснения. По нашему мнению, наиболее вероятная причина проявления спин-орбитального взаимодействия связана с рассеянием носителей заряда на поверхности наночастиц кобальта, граничащих с ними аналогично случаю, рассмотренному в работе [11], когда для усиления спин-орбитального взаимодействия на поверхность пленки из магния наносился тонкий слой золота.

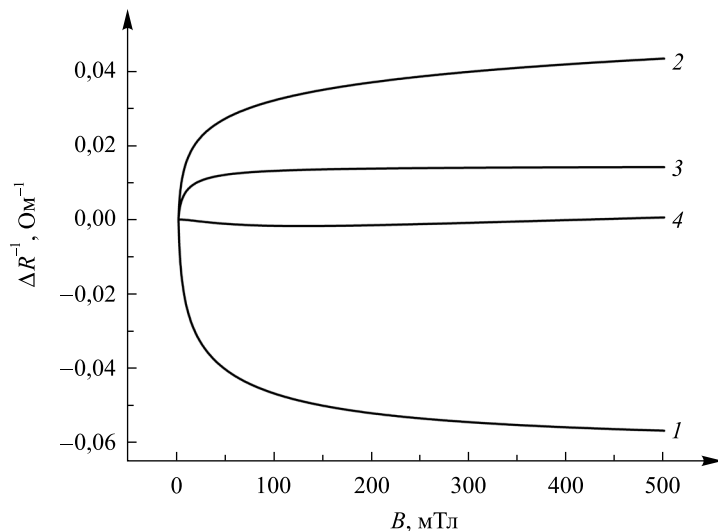


Рис. 4. Температурная зависимость вкладов отдельных членов формулы (1) в результирующее значение магнитосопротивления. Номер кривых 1–3 соответствует порядку следования членов в формуле; 4 – результирующая кривая $\Delta R^{-1}(B)$

Fig. 4. Temperature dependence of individual members contributions of formula (1) to the resulting value of the magnetoresistance. The number of curves 1–3 corresponds to the order of the terms in the formula; 4 – the resulting curve $\Delta R^{-1}(B)$

Заключение

Анализ кривых магнитосопротивления в температурной области, где наблюдаются квантовые поправки к электропроводности Друде, позволяет рассчитать значения микроскопических параметров, характеризующих электропроводящие свойства гетерогенных металлоуглеродных материалов. Особенную тщательность при проведении аппроксимации необходимо проявлять при определении параметра B_1 , характеризующего время упругого рассеяния носителей заряда. Результаты расчета подтверждают правильность предположения о двумерном характере электропроводности в исследованных гетерогенных образцах, следствием чего является проявление эффекта слабой локализации.

Библиографические ссылки

1. Bashmakov IA, Dorosinets VA, Lukashevich MG, Mazanik A, Tihonova T, Zabel T, et al. Preparation, structure, and magnetic properties of cobalt nanoparticles in carbon fibers. *Journal of Materials Research*. 2001;16(10):2832–2835. DOI: 10.1557/JMR.2001.0390.
2. Башмаков ИА, Доросинец ВА, Лукашевич МГ, Мазаник АА, Тихонова ТФ, Скрипка ДА. Получение и электрофизические свойства кобальтосодержащих углеродных волокон. *Физика твердого тела*. 2002;44(9):1614–1621.
3. Bayot V, Piroux L, Michenaud J-P, Issi J-P, Lelaurain M, Moore A. Two-dimensional weak localization in partially graphitic carbons. *Physical Review B*. 1990;41(17):11770–11779. DOI: 10.1103/physrevb.41.11770.
4. Dorosinets VA, Ksenevich VK, Seliuta D, Martunas Z, Valušis G. Investigation of quantum effects in carbonaceous materials near the metal-insulator transition by means of THz photoconductivity. *Acta Physica Polonica A*. 2008;113(3):875–879. DOI: 10.12693/APhysPolA.113.875.
5. Du G, Prigodin VN, Burns A, Joo J, Wang CS, Epstein AJ. Unusual semimetallic behavior of carbonized ion-implanted polymers. *Physical Review B*. 1998;58(8):4485–4495. DOI: 10.1103/PhysRevB.58.4485.
6. Гантмахер ВФ. *Электроны в неупорядоченных средах*. Москва: Физматлит; 2013.
7. Hikami S, Larkin AI, Nagaoka Y. Spin-orbit interaction and magnetoresistance in the two dimensional random system. *Progress of Theoretical Physics*. 1980;63(2):707–710. DOI: 10.1143/PTP.63.707.
8. Wang Yu, Santiago-Aviles JJ. Large negative magnetoresistance and strong localization in highly disordered electrospun pregraphitic carbon nanofiber. *Applied Physics Letters*. 2006;89(12):123119–123119-3. DOI: 10.1063/1.2338573.
9. Piroux L, Bayot V, Issi JP, Dresselhaus MS, Endo M, Nakajima T. Influence of magnetic fields on the two-dimensional electron transport in weakly disordered fluorine-intercalated graphite fibers. *Physical Review B*. 1992;45(24):14315–14320. DOI: 10.1103/physrevb.45.14315.
10. Rosenbaum R. Superconducting fluctuations and magnetoconductance measurements of thin films in parallel magnetic fields. *Physical Review B*. 1985;32(4):2190–2199. DOI: 10.1103/physrevb.32.2190.
11. Bergmann G. Weak localization in thin films: a time-of-flight experiment with conduction electrons. *Physics Reports*. 1984;107(1):1–58. DOI: 10.1016/0370-1573(84)90103-0.

References

1. Bashmakov IA, Dorosinets VA, Lukashevich MG, Mazanik A, Tihonova T, Zabel T, et al. Preparation, structure, and magnetic properties of cobalt nanoparticles in carbon fibers. *Journal of Materials Research*. 2001;16(10):2832–2835. DOI: 10.1557/JMR.2001.0390.
2. Bashmakov IA, Dorosinets VA, Lukashevich MG, Mazanik AA, Tikhonova TF, Skripka DA. [Preparation, structure, and magnetic properties of cobalt nanoparticles in carbon fibers]. *Fizika tverdogo tela*. 2002;44(9):1614–1621. Russian.
3. Bayot V, Piroux L, Michenaud J-P, Issi J-P, Lelaurain M, Moore A. Two-dimensional weak localization in partially graphitic carbons. *Physical Review B*. 1990;41(17):11770–11779. DOI: 10.1103/physrevb.41.11770.
4. Dorosinets VA, Ksenevich VK, Seliuta D, Martunas Z, Valušis G. Investigation of quantum effects in carbonaceous materials near the metal-insulator transition by means of THz photoconductivity. *Acta Physica Polonica A*. 2008;113(3):875–879. DOI: 10.12693/APhysPolA.113.875.
5. Du G, Prigodin VN, Burns A, Joo J, Wang CS, Epstein AJ. Unusual semimetallic behavior of carbonized ion-implanted polymers. *Physical Review B*. 1998;58(8):4485–4495. DOI: 10.1103/PhysRevB.58.4485.
6. Gantmacher VF. *Elektrony v neuporyadochennykh sredakh* [Electrons in Disordered Media]. Moscow: Fizmatlit; 2013. Russian.
7. Hikami S, Larkin AI, Nagaoka Y. Spin-orbit interaction and magnetoresistance in the two dimensional random system. *Progress of Theoretical Physics*. 1980;63(2):707–710. DOI: 10.1143/PTP.63.707.
8. Wang Yu, Santiago-Aviles JJ. Large negative magnetoresistance and strong localization in highly disordered electrospun pregraphitic carbon nanofiber. *Applied Physics Letters*. 2006;89(12):123119–123119-3. DOI: 10.1063/1.2338573.
9. Piroux L, Bayot V, Issi JP, Dresselhaus MS, Endo M, Nakajima T. Influence of magnetic fields on the two-dimensional electron transport in weakly disordered fluorine-intercalated graphite fibers. *Physical Review B*. 1992;45(24):14315–14320. DOI: 10.1103/physrevb.45.14315.
10. Rosenbaum R. Superconducting fluctuations and magnetoconductance measurements of thin films in parallel magnetic fields. *Physical Review B*. 1985;32(4):2190–2199. DOI: 10.1103/physrevb.32.2190.
11. Bergmann G. Weak localization in thin films: a time-of-flight experiment with conduction electrons. *Physics Reports*. 1984;107(1):1–58. DOI: 10.1016/0370-1573(84)90103-0.