

В идеальной прямой НТ коэффициент прохождения при любом значении энергии, превышающем уровень дна подзоны, равен единице, и зависимость продольного кондактанса от уровня Ферми $G(E_F)$ дается известной ступенчатой функцией с разрывами в точках границ подзон $E = BM^2$, $B = 1/2ma^2$ — вращательный квант.

Анализ уравнений (25) приводит к следующим выводам. При $E_F < B$ (заселена только подзона $M = 0$) коэффициент прохождения $T(E) = E/(E + C)$, где C зависит от формы изгиба, но не от энергии частицы. Таким образом, проводимость $G(E_F)$ при малых E_F "включается" по линейному закону. Следующие ступеньки в $G(E_F)$ размываются по закону $\sqrt{E_F - BM^2}$, ($|M| = 1, 2, \dots$), что соответствует прохождению над потенциальной стенкой при малом превышении энергии (медленная частица в конечном состоянии). Этот вклад происходит от межподзонных переходов и является основным в пороговой области $0 < E_F - BM^2 \ll aB/R$.

Настоящий доклад основан на публикациях [9–13].

Работа была поддержана грантом РФФИ № 05-02-16939, Программой поддержки научных школ РФ НШ-593.2003.2, а также программами РАН и Министерства науки и технологии РФ.

Список литературы

1. Prinz V Ya et al. *Physica E* **6** 828 (2000); *Nanotechnology* **12** 399 (2001)
2. Schmidt O G, Eberl K *Nature* **410** 168 (2001)
3. Jensen H, Koppe H *Ann. Phys. (New York)* **63** 586 (1971)
4. da Costa R C T *Phys. Rev. A* **23** 1982 (1981)
5. Ogawa N, Fujii K, Kobushukin A *Prog. Theor. Phys.* **83** 894 (1990)
6. Магарилл Л И, Романов Д А, Чаплик А В *ЖЭТФ* **110** 669 (1996); **113** 1411 (1998); Магарилл Л И, Чаплик А В *ЖЭТФ* **115** 1478 (1999)
7. Leadbeater M L et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **7** L307 (1995); *Phys. Rev. B* **52** R8629 (1995)
8. Быков А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **74** 182 (2001)
9. Entin M V, Magarill L I *Phys. Rev. B* **64** 085330 (2001)
10. Entin M V, Magarill L I *Phys. Rev. B* **66** 205308 (2002)
11. Магарилл Л И, Энтин М В *ЖЭТФ* **123** 867 (2003)
12. Chaplik A V, Blick R H *New J. Phys.* **6** 33 (2004)
13. Chaplik A V *Письма в ЖЭТФ* **80** 140 (2004)

PACS numbers: 72.15.Gd, 72.15.Rn, **73.63.-b**, 73.63.Bd, 73.63.Fg

Неоднородные электронные состояния в углеродных наноструктурах различной размерности и кривизны образующих их графеновых слоев

А.И. Романенко, А.В. Окотруб, В.Л. Кузнецов,
А.С. Котосонов, А.Н. Образцов

1. Введение

Образование каркасных углеродных наноструктур всегда сопровождается искривлением образующих их графеновых слоев. В результате возникают новые свойства, не характерные для графита, состоящего из плоских графеновых слоев. Наиболее яркое проявление искривления графеновых слоев — наличие сверхпроводящего состояния в пучках однослойных углеродных нанотрубок с диаметром 10 Å (радиус кривизны $r = 5$ Å) при температуре $T_c \sim 1$ К [1] и сверхпроводимость при $T_c = 16$ К в

нанотрубках диаметром 4 Å ($r = 2$ Å) [2], тогда как в графите сверхпроводящего перехода не наблюдается. Хотя в работах Ю. Копелевича с соавторами [3] утверждается, что в идеальном графите сверхпроводимость должна проявляться, а ее отсутствие в реальных образцах связано с дефектами, всегда присутствующими в графите. Мы полагаем, что сверхпроводящее состояние в углеродных каркасных наноструктурах связано с кривизной образующих их графеновых слоев.

Кроме того, в кристаллической структуре нанокристаллитов (например в нанолуковицах) присутствуют не только криволинейные поверхности, но и одномерные нити различной длины и кривизны [4]. В результате такие структуры зачастую имеют пониженную размерность движения носителей тока.

Настоящий доклад посвящен экспериментальному определению константы электрон-электронного взаимодействия λ_c в углеродных наноструктурах на основе криволинейных графеновых слоев, а также особенностям движения носителей тока в системах, состоящих из криволинейных поверхностей и одномерных нитей.

2. Методы исследования

В наших исследованиях константы электрон-электронного взаимодействия основным методом являлся совместный анализ квантовых поправок к электропроводности, магнетопроводимости и магнитной восприимчивости изучаемых объектов. Для всех каркасных наноструктур на основе графеновых слоев характерно наличие структурных дефектов, приводящих к диффузному движению носителей тока при низких температурах. В результате этого при достаточно низкой температуре в них наблюдаются квантовые поправки к электронным кинетическим и термодинамическим величинам, связанные с квантовой интерференцией. Для одночастичных процессов (эффекты локализации — ЭЛ [5, 6]) — это интерференция волновой функции электрона на замкнутых траекториях с противоположными направлениями обхода этих траекторий (для траекторий длиной l , меньшей длины сбоя фазы $L_\varphi(T) = (D\tau_\varphi)^{1/2}$, где D — коэффициент диффузии, τ_φ — время сбоя фазы). В результате полная проводимость системы уменьшается: $L_\varphi(T)$ с понижением температуры увеличивается, что ведет к уменьшению полной проводимости с понижением температуры.

В магнитном поле появляются дополнительные набег фазы разных знаков для различных направлений обхода замкнутой траектории. В результате интерференция подавляется при условии $L_B = (\hbar c/2eB)^{1/2} < L_\varphi$, что приводит к отрицательному магнетосопротивлению (ОМС) — возрастанию проводимости в магнитном поле. Квантовые поправки возникают и при учете взаимодействия между электронами (эффекты взаимодействия — ЭВ [7]). В этом случае при повторной встрече и взаимодействии двух электронов на расстояниях, меньших длины интерференции $L_{B3} = (D\hbar/k_B T)^{1/2}$ (L_{B3} — длина, при которой информация об изменении фаз электронов за счет предыдущего взаимодействия еще не потеряна), повторное взаимодействие будет зависеть от предыдущего. В результате эффективная плотность состояний на поверхности Ферми v_F оказывается перенормированной. Эффекты взаимодействия дают вклад не только в электропроводность, но и в термодинамиче-

ские величины, зависящие от v_F , — магнитную восприимчивость χ и теплоемкость. Причем, в отличие от поправок к электропроводности и магнетосопротивлению, в поправки к термодинамическим величинам дают вклад только ЭВ.

Для определения эффективной размерности движения носителей тока мы использовали совместный анализ температурных зависимостей электропроводности и магнетосопротивления в области прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка.

3. Электродуговые многослойные углеродные нанотрубки

Характерной особенностью электродуговых многослойных углеродных нанотрубок (MWNT от англ. multi-wall carbon nanotubes), приготовленных в Институте неорганической химии СО РАН [8, 9], является преимущественная ориентация пучков нанотрубок в плоскости, перпендикулярной оси электрической дуги, поэтому объемные образцы на основе MWNT обладают анизотропией электропроводности: $\sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp} \sim 100$ [8, 9], где $\sigma_{\parallel}$ — электропроводность в плоскости преимущественной ориентации пучков нанотрубок, $\sigma_{\perp}$ — проводимость в направлении, перпендикулярном этой плоскости. Средний диаметр отдельной нанотрубки $d \sim 140$ Å. Согласно данным электронного парамагнитного резонанса концентрация парамагнитных примесей в наших образцах меньше 10^{-6} , что исключает примесный вклад в наблюдаемую восприимчивость. Бромирование MWNT в парах брома при комнатной температуре [9] дает состав образца $\text{CBr}_{0,06}$ и приводит к увеличению проводимости за счет повышения концентрации дырочных носителей тока. Согласно теоретическим расчетам [7] основной вклад в квантовые поправки к магнитной восприимчивости $\chi(T, B)$ в магнитных полях, меньших $B_c = (\pi k_B T / g \mu_B)^{1/2}$ ($B_c = 9,8$ Тл при $T = 4,2$ К), дают поправки к орбитальной восприимчивости $\delta\chi_{\text{орб}}$ в куперовском канале. Эти поправки определяются величиной и знаком константы электрон-электронного взаимодействия λ_c и пропорциональны диамагнитной восприимчивости электронов $\chi_{\text{орб}}$. Поскольку в графитах и многослойных углеродных нанотрубках диамагнитная восприимчивость больше, чем в любом другом немагнитном материале (за исключением сверхпроводников), то и поправка $\delta\chi_{\text{орб}}$ должна быть большой.

На рисунке 1 приведены температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ исходных MWNT, бромированных MWNT и графита. Сплошными кривыми показаны регулярные части $\chi(T)$, полученные аппроксимацией экспериментальных данных в рамках модели магнитной восприимчивости квазидвумерных графитов [10], которая хорошо описывает также экспериментальные данные для MWNT [10]. При температуре ниже 50 К наблюдается отклонение экспериментальных данных от аппроксимационной кривой. Причем наблюдается отклонение в сторону увеличения восприимчивости [11, 12]: $\delta\chi(T) = \chi(T)_{\text{эксп}} - \chi(T)_{\text{аппр}} > 0$, где $\chi(T)_{\text{эксп}}$ — экспериментальные данные, $\chi(T)_{\text{аппр}}$ — результат аппроксимации экспериментальных данных в интервале температур 50–400 К теоретической зависимостью для квазидвумерных графитов. Согласно теоретическим представлениям [7] это означает, что константа электрон-электронного взаимодействия имеет положитель-

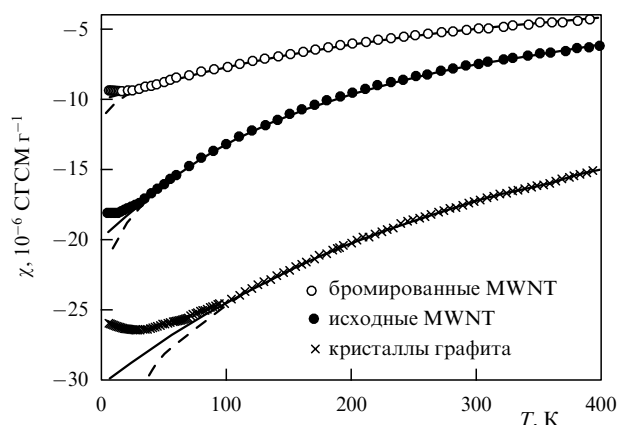


Рис. 1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ электродуговых MWNT и кристаллов графита, измеренные в магнитном поле $B = 0,01$ Тл. Сплошными кривыми показаны регулярные части $\chi(T)$.

ный знак, т.е. происходит отталкивание между электронами. Если бы имело место притяжение, то наблюдалось бы уменьшение восприимчивости (штриховые кривые на рис. 1). Аппроксимация аномальной части магнитной восприимчивости теоретическими зависимостями выявила следующие три особенности.

I. По мере увеличения магнитного поля происходит кроссовер от двумерных поправок в полях $B = 0,01$ Тл к трехмерным при $B = 5,5$ Тл для MWNT и бромированных MWNT. В то же время для графита при всех значениях поля наблюдаются трехмерные поправки к $\chi(T, B)$. Это связано с тем, что магнитная длина $L_B = (\hbar c / 2eB)^{1/2} = 77$ Å при $B = 5,5$ Тл становится сравнимой с толщиной графеновых слоев h , образующих MWNT, в то время как в поле $B = 0,01$ Тл $L_B = (\hbar c / 2eB)^{1/2} = 1800$ Å $\gg h$, но меньше длины трубки l ($l \sim 1$ мкм). В графите толщина пакета графеновых слоев — всегда макроскопическая величина, большая всех характерных длин.

II. Бромирование образцов MWNT привело к увеличению их проводимости на порядок (от $500 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ в MWNT до $5000 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ в бромированных MWNT). В то же время относительная поправка к магнитной восприимчивости $\delta\chi(T)/\chi(T)$, которая и определяет величину λ_c , остается неизменной. Таким образом, бромирование не изменяет константу электрон-электронного взаимодействия λ_c в электродуговых многослойных углеродных нанотрубках.

III. Константа λ_c для MWNT и бромированных MWNT, $\lambda_c \sim 0,2$ [10], больше, чем для графита, $\lambda_c \sim 0,1$ [11], т.е. искривление графеновых слоев в MWNT ведет к увеличению λ_c .

Результаты исследования температурных зависимостей электропроводности и магнетосопротивления также демонстрируют наличие квантовых поправок к электропроводности и отрицательному магнетосопротивлению в MWNT. Но выделение вклада ЭВ в куперовском канале (который определяется величиной и знаком λ_c) на фоне ЭЛ и ЭВ в диффузионном канале весьма проблематично. Как можно видеть из данных по магнетосопротивлению (рис. 2), во всем интервале измеренных полей (0–1 Тл) доминирует ОМС, связанное с ЭЛ. В квантовые поправки к электропроводности вносят вклад все три механизма. Поэтому для выделения вклада ЭВ в купе-

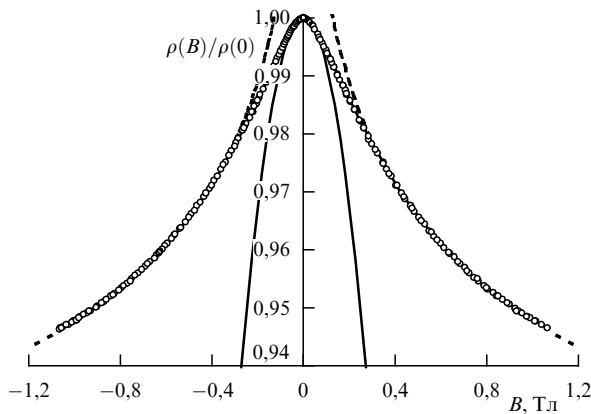


Рис. 2. Относительное магнетосопротивление $\rho(B)/\rho(0)$ электродугловых MWNT, измеренное при $T = 4,2$ К. Сплошной кривой показана квадратичная асимптотика $\rho(B)/\rho(0) \sim B^2$. Штриховые кривые — логарифмическая асимптотика $\rho(B)/\rho(0) \sim \ln(T)$.

ровском канале необходимо по возможности избавиться от вклада ЭЛ. Нам удалось это реализовать в каталитических углеродных многослойных нанотрубках, синтезированных по специальной технологии, которая исключает присутствие примесей углерода, не входящего в состав нанотрубок.

4. Каталитические многослойные углеродные нанотрубки

В каталитических MWNT всегда присутствуют парамагнитные примеси, поскольку в качестве катализаторов используются ферромагнитные металлы. Поэтому извлечь информацию о λ_c из данных по магнитной восприимчивости в каталитических MWNT не удастся вследствие доминирования вклада парамагнитных примесей при низких температурах. Мы провели более тщательный анализ резистивных данных, вклад парамагнитных примесей в которые существенно меньше. На рисунке 3 приведены кривые относительного магнетосо-

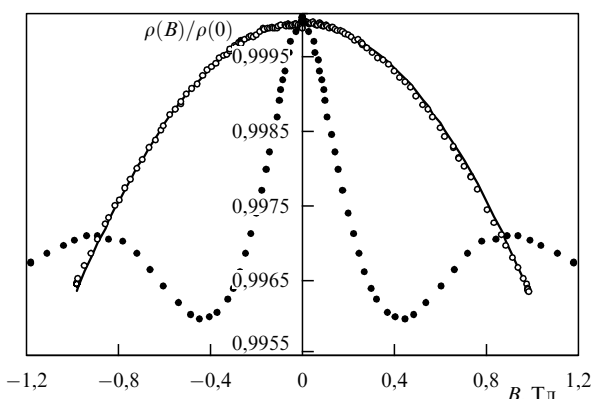


Рис. 3. Относительное магнетосопротивление $\rho(B)/\rho(0)$, измеренное при $T = 4,2$ К для MWNT, полученных каталитическим методом: $\circ$ — MWNT, полученные по специальной методике, исключающей присутствие примесей; $\bullet$ — MWNT, полученные по обычной методике. Сплошная кривая — квадратичная асимптотика $\rho(B)/\rho(0) \sim B^2$.

противления $\rho(B)/\rho(0)$ для MWNT, полученных обычным каталитическим способом [13] (сплошные кружки) и с помощью специальной методики [14], позволяющей получать MWNT практически без примесей аморфного углерода (полые кружки). Из сравнения кривых можно видеть, что в очищенных образцах вклад в ОМС в слабых магнитных полях, связанный с ЭЛ, отсутствует в отличие от вклада в ОМС в каталитических нанотрубках, полученных обычным способом [15, 16]. Относительное магнетосопротивление $\rho(B)/\rho(0)$ для очищенных каталитических MWNT описывается квадратичной зависимостью $\rho(B)/\rho(0) \sim B^2$, являющейся низкополевой асимптотикой ОМС для ЭВ при $B < 1$ Тл. Исследование $\sigma(T)$ каталитических MWNT обнаружило наличие квантовых поправок $\delta\sigma(T) \sim \ln(T)$, что указывает на двумерный характер этих поправок [5–7]. Оценка величины магнитного поля, подавляющего температурную поправку ($\delta\sigma(4,2 \text{ К})/\sigma(4,2 \text{ К}) \sim 27\%$), дает величину $B \sim 8,5$ Тл, что соответствует вполне разумному значению магнитной длины $L_B = (\hbar c/2eB)^{1/2} \sim 60$ Å. Наличие ОМС для ЭВ также согласуется с выводом о том, что $\lambda_c > 0$. Но этот результат получен уже из резистивных данных.

5. Углеродные пленки, содержащие графитоподобные наноразмерные кристаллиты

Образцы наногуглеродных пленок для исследований были изготовлены по методике осаждения на кремневую подложку углерода из газовой смеси метана и водорода, активированной разрядом постоянного тока [17]. Верхний слой пленки образован из тонких кристаллитов графитоподобной структуры толщиной d от 15 до 150 Å, имеющих вид мятых листов бумаги высотой до 1–3 мкм, прикрепленных к зернам среднего слоя. Все кристаллиты контактируют друг с другом, образуя прерывистую нерегулярную сетчатую структуру, по которой и проходит ток. На рисунке 4 приведены кривые $\sigma(T)$. Отклонение экспериментальной кривой $\sigma(T)_{\text{эксп}}$ (кружки) от регулярной части $\sigma(T)_{\text{эстр}}$ (сплошная кри-

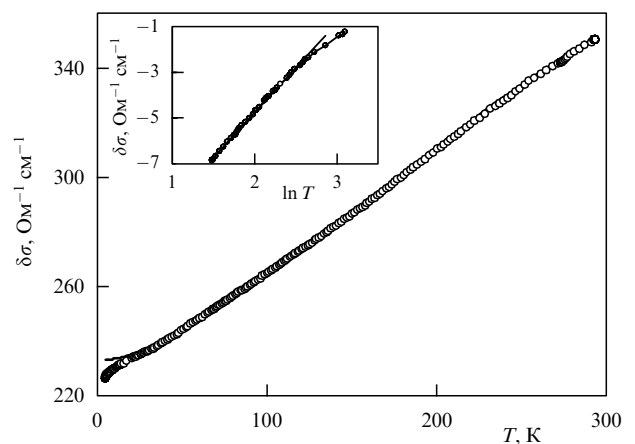


Рис. 4. Температурная зависимость электропроводности $\sigma(T)$, измеренная на пленке, состоящей из наноразмерных кристаллитов углерода. Сплошной кривой показана регулярная часть $\sigma(T)$. На вставке приведена anomальная часть температурной зависимости электропроводности $\delta\sigma(T)$, полученная вычитанием регулярной части из экспериментальных данных.

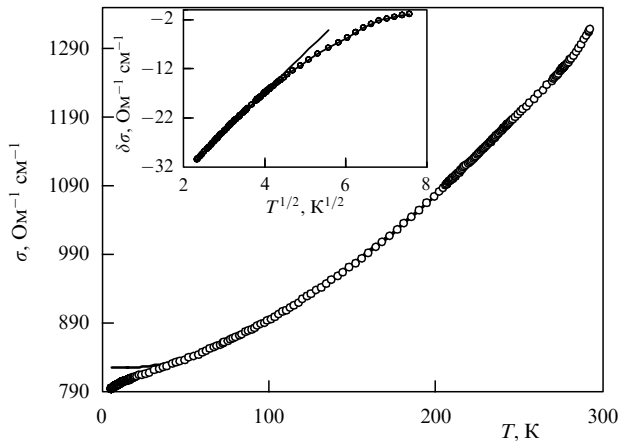


Рис. 5. Температурная зависимость электропроводности $\sigma(T)$, измеренная на кристалле графита. Сплошной кривой показана регулярная часть $\sigma(T)$. На вставке представлена температурная зависимость аномальной части электропроводности $\delta\sigma(T)$, полученной вычитанием регулярной части из экспериментальных данных.

вая) описывается зависимостью $\delta\sigma(T) = \sigma(T)_{\text{эксп}} - \sigma(T)_{\text{эктр}} \sim \ln(T)$ (см. вставку на рис. 4), что указывает на двумерность квантовых поправок [5–7]. Это связано с тем, что характерные длины L_φ и $L_{Bz} > d$. Для сравнения на рис. 5 приведена аналогичная кривая для графита. Наблюдаемая зависимость $\delta\sigma(T) \sim T^{1/2}$ (см. вставку на рис. 5) указывает на трехмерный характер квантовых поправок к проводимости [5–7], как и в случае магнитной восприимчивости [11]. Исследование магнетосопротивления кристаллов графита показало доминирование ОМС, связанного с ЭЛ.

6. Углерод луковичной структуры

Образцы углерода луковичной структуры (УЛС) были изготовлены из мелкодисперсного алмаза отжигом при температурах 1800 К, 1900 К и 2140 К [4]. Полученные таким образом образцы состояли в основном из многослойных дефектных сфер ("луковиц") диаметром $d_{\text{лук}} \sim 50$ Å с расстояниями между слоями внутри сферы $\sim 3,5$ Å, что соответствует расстоянию между слоями в квазидвумерных графитах. Эти сферы объединены в агломераты размерами 500–5000 Å. Объемный образец в виде порошка состоит из таких агломератов. Для проведения измерений порошок засыпался в цилиндрическую ампулу с четырьмя серебряными контактами. Электросопротивление таким образом приготовленных образцов измерялось четырехконтактным методом.

Температурная зависимость электросопротивления УЛС (вставка на рис. 6) типична для случая прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка [18] и описывается выражением $\rho(T) = \rho_0 \exp(-T_0/T)^\alpha$. Экспериментальные данные наилучшим образом аппроксимируются этой зависимостью при $\alpha = 1/2$ для промежуточной температуры отжига 1900 К и при $\alpha = 1/3$ для температур отжига 1800 К и 2140 К. Длина одномерных углеродных нитей, возникающих в процессе графитизации алмаза на промежуточной стадии (1900 К), составляет несколько десятков ангстрем (цепочка длиной порядка 10 атомов углерода). Поэтому зависимость с $\alpha = 1/2$, по-видимому, связана с одномерной прыжковой проводимостью, имеющей переменную длину прыжка,

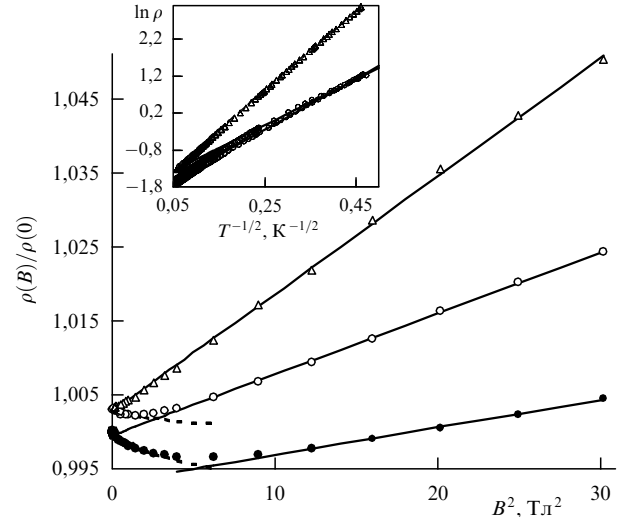


Рис. 6. Относительное магнетосопротивление $\rho(B)/\rho(0)$, измеренное при $T = 4,2$ К для УЛС, полученных графитизацией наноалмаза: $\circ$ — при $T_{\text{отж}} = 1800$ К; $\bullet$ — при $T_{\text{отж}} = 2140$ К; $\triangle$ — при $T_{\text{отж}} = 1900$ К. Сплошными кривыми показаны квадратичные асимптотики $\rho(B)/\rho(0) \sim B^2$, штриховые кривые — зависимости $\ln[\rho(T, B)/\rho(T, 0)] \sim -A\{(eB/\hbar c)n^{-2/3}\} \ln[\rho(T)/\rho_0]$. На вставке приведены температурные зависимости электросопротивления тех же образцов (размерность ρ — [Ом см]).

как и у карбинов [19]. По мере дальнейшей графитизации наноалмаза происходит объединение этих нитей в кристаллические графеновые слои и наблюдается зависимость с $\alpha = 1/3$, связанная с двумерной прыжковой проводимостью, имеющей переменную длину прыжка.

На рисунке 6 приведены кривые относительного магнетосопротивления $\rho(B)/\rho(0)$, измеренные при $T = 4,2$ К. Положительное магнетосопротивление при $B > 3$ Тл описывается выражением $\Delta\rho(B)/\rho(0) \approx (l/r_L)^2$, где l — длина свободного пробега электронов, $r_L = cv_F m/(eB)$ — ларморовский радиус, v_F — скорость электрона на поверхности Ферми. Оценка l (в предположении $v_F \sim 1,5 \times 10^7$ см с⁻¹, $m \sim 0,07m_e$) дает: $l \sim 12$ Å для образца, отожженного при 1800 К, $l \sim 80$ Å для образца, отожженного при 1900 К, $l \sim 18$ Å для образца, отожженного при 2140 К [20–22]. Немонотонное изменение l (при температуре отжига 1900 К $l \sim d_{\text{лук}}$) указывает на практически бездефектную структуру этих луковиц. Образующие их сферы в основном состоят из многосвязной сетки, построенной из одномерных карбиновых цепочек. В полях $B < 3$ Тл для образцов на первой (1800 К) и третьей (2140 К) стадиях отжига наблюдается ОМС (см. рис. 6), природа которого также связана с квантовыми поправками [23].

Согласно теоретическим расчетам [23] в магнитном поле порог локализации по концентрации носителей n_c смещается в сторону меньших концентраций, что приводит к увеличению проводимости, т.е. ОМС. У образцов на промежуточной стадии отжига (1900 К) дефекты внутри луковиц практически отсутствуют, и ОМС не наблюдается. Используя полученные данные по ОМС, мы оценили относительное изменение концентрации носителей тока n для УЛС в рамках теории ОМС в условиях прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, используя выражение [23] $\ln[\rho(T, B)/\rho(T, 0)] = -A\{(eB/\hbar c)n^{-2/3}\} \ln[\rho(T)/\rho_0]$. В результате концент-

рация носителей тока для образца, отжигавшегося при 1800 К, оказалась в 3 раза выше, чем для более графитизированного образца, отжигавшегося при 2140 К [20–22]. Этот результат согласуется с тем фактом, что в каркасных углеродных структурах концентрация носителей возрастает при наличии дефектов.

7. Заключение

Анализ аномальной части магнитной восприимчивости $\delta\chi(T)$ при температуре ниже 50 К позволил оценить константу электрон-электронного взаимодействия λ_c в электродуговых многослойных углеродных нанотрубках ($\lambda_c \sim 0,2$) и в графите ($\lambda_c \sim 0,1$). Установлено, что изменение концентрации носителей тока бромированием электродуговых MWNT не влияет на λ_c . Анализ аномальной части электропроводности и ОМС указывает на доминирование вкладов эффектов локализации в электропроводность и ОМС.

В беспримесных каталитических MWNT обнаружено отрицательное магнетосопротивление, связанное только с эффектами взаимодействия, что указывает на наличие положительного знака λ_c в этих нанотрубках.

В пленках, состоящих из наноразмерных кристаллитов графита, обнаружены квазидвумерные квантовые поправки к электропроводности и ОМС — это полностью согласуется с тем, что толщина кристаллитов h меньше L_ϕ и L_{B3} ($h \sim 15\text{--}150$ Å). В макроскопических кристаллах графита обнаружены трехмерные квантовые поправки к электропроводности и ОМС, поскольку в таких кристаллах всегда h больше L_ϕ и L_{B3} .

В углероде луковичной структуры обнаружена прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка и немонотонное изменение электропроводности по мере графитизации наноалмаза. Образцы с промежуточной температурой отжига (1900 К) имеют минимальную проводимость и одномерную прыжковую проводимость. В двух других образцах с температурами отжига 1800 и 2140 К обнаружена двумерная прыжковая проводимость и ОМС. Оценка концентрации носителей тока из данных по ОМС дает максимальное значение для наиболее дефектного образца на начальной стадии графитизации ($T_{\text{отж}} = 1800$ К).

Таким образом, анализ температурных и полевых зависимостей магнитной восприимчивости, магнетосопротивления и электропроводности неоднородных систем позволяет оценивать константу электрон-электронного взаимодействия λ_c и определять эффективную размерность движения носителей тока. Искривление графеновых слоев в каркасных углеродных наноструктурах ведет к изменению λ_c .

Работа была поддержана грантами РФФИ № 03-02-16458 и 05-03-32901, междисциплинарной программой "Интеграция" СО РАН (грант № 113), Программой "Развитие научного потенциала высшей школы" (грант № 8234), программой "Университеты России" (УР.01.01.186), совместным грантом CRDF и Министерства образования РФ (№ 008-XI).

Список литературы

1. Kociak M et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 2416 (2001)
2. Tang Z K et al. *Synthetic Met.* **133**–**134** 689 (2003)
3. Kopelevich Y et al. *Physica C* **408**–**410** 77 (2004)
4. Kuznetsov V L et al. *Chem. Phys. Lett.* **336** 397 (2004)

5. Kawabata A *Solid State Commun.* **34** 431 (1980)
6. Lee P A, Ramakrishnan T V *Rev. Mod. Phys.* **57** 287 (1985)
7. Альтшулер Б Л, Аронов А Г, Зюзин А Ю *ЖЭТФ* **84** 1525 (1983)
8. Okotrub A V et al. *Appl. Phys. A* **72** 481 (2001)
9. Романенко А И и др. *ФТТ* **44** 634 (2002)
10. Kotosonov A S, Kuvshinnikov S V *Phys. Lett. A* **230** 377 (1997)
11. Romanenko A I et al. *Solid State Commun.* **121** 149 (2002)
12. Romanenko A I et al. *Physica C* **388**–**389** 622 (2003)
13. Кудашов А Г и др. *ФТТ* **44** 626 (2002)
14. Couteau E et al. *Chem. Phys. Lett.* **378** 9 (2003)
15. Kudashov A G et al. *Fullerenes Nanotubes Carbon Nanostruct.* **12** 93 (2004)
16. Romanenko A I et al., in *The Progresses in Function Materials: 11th APAM Conf. Proc., Ningbo, P. R. China, 2004*, p. 59
17. Золотухин А А и др. *ЖЭТФ* **124** 1291 (2003)
18. Mott N F, Davis E A *Electronic Processes in Non-crystalline Materials* 2nd ed. (Oxford: Clarendon Press, 1979)
19. Демишев С В и др. *Письма в ЖЭТФ* **78** 984 (2003)
20. Романенко А И и др. *ФТТ* **44** 468 (2002)
21. Romanenko A I et al., in *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **703** 259 (2002)
22. Okotrub A V et al., in *Electronic Properties of Molecular Nanostructures* (AIP Conf. Proc., Vol. 591, Eds H Kuzmany et al.) (Melville, NY: AIP, 2001) p. 349
23. Альтшулер Б Л, Аронов А Г, Хмельницкий Д Е *Письма в ЖЭТФ* **36** 157 (1982)

PACS numbers: 03.65.Ge, 03.65.Nk, **73.63. –b**

Обобщенный адиабатический принцип для описания динамики электрона в искривленных наноструктурах

В.В. Белов, С.Ю. Доброхотов, В.П. Маслов, Т.Я. Тудоровский

1. Введение

Прогресс в нанотехнологии позволил создавать тонкие протяженные квазиодномерные и квазидвумерные структуры сложной геометрии — нанотрубки и нанопленки. В рассматриваемой нами модели указанные структуры представляют собой области типа тонкого изогнутого цилиндра с "закрученной границей" или тонкой искривленной пленки. Вне этих областей волновая функция $\Psi(\mathbf{r}, t)$ квантовой частицы экспоненциально быстро убывает (модель мягких стенок) либо равняется нулю (модель жестких стенок). Как и в работах [1, 2], мы полагаем, что (трехмерная) квантовая динамика электрона в наноструктурах, помещенных в электромагнитное поле, описывается так называемым гамильтонианом Рашбы:

$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{\hat{\mathbf{P}}^2}{2m} + v_{\text{int}}(\mathbf{r}) + v_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t) - \frac{e\hbar}{2mc} \langle \boldsymbol{\sigma}, \mathbf{H} \rangle + \hat{\mathcal{H}}_{\text{so}}. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{r}$ — радиус-вектор точки в трехмерном пространстве; $\hat{\mathbf{P}} = -i\hbar\nabla - (e/c)\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$; e — заряд электрона; m — эффективная масса квазичастицы; $v_{\text{int}}(\mathbf{r})$ — потенциал конфайнмента; $v_{\text{ext}}, \mathbf{A}$ — потенциалы внешних полей; $\mathbf{H}(t) = \text{rot } \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ — однородное магнитное поле; $\boldsymbol{\sigma} = \{\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3\}$ — матрицы Паули; $\hat{\mathcal{H}}_{\text{so}} = \alpha \langle \boldsymbol{\sigma}, [\nabla v_{\text{int}}, \hat{\mathbf{P}}] \rangle$ — оператор взаимодействия спина электрона с электрическим полем кристалла, постоянная α зависит от типа рассматриваемого кристалла [3]. В случае $v_{\text{int}}(\mathbf{r}) = 0$ и равенства волновой функции нулю на границах трубок

© В.В. Белов, С.Ю. Доброхотов, В.П. Маслов, Т.Я. Тудоровский 2005