

# Особенности магнетосопротивления монослойного графена при рассеянии на короткодействующем потенциале

Г. Ю. Васильева, П. С. Алексеев, Ю. Л. Иванов, Ю. Б. Васильев, Д. Смирнов<sup>+1)</sup>, Х. Шмидт<sup>+1)</sup>, Р. Ж. Хауг<sup>+1)</sup>, Ф. Гайдер<sup>\*1)</sup>, Г. Начтвей<sup>\*1)</sup>

Физико-технический институт им. Иоффе, С.-Петербург, Россия

<sup>+</sup>Institut für Festkörperforschung, Universität Hannover, 30167 Hannover, Germany

<sup>\*</sup>Institut für Angewandte Physik, Technische Universität Braunschweig, 38106 Braunschweig, Germany

Поступила в редакцию 29 августа 2012 г.

Проведены измерения магнетосопротивления монослойного графена, расположенного на подложке Si/SiO<sub>2</sub>, при температурах 2.5–150 К. Обнаружено, что в области достаточно высоких температур вдали от точки Дирака сопротивление зависит от магнитного поля как квадратный корень, что согласуется с недавним теоретическим расчетом магнетосопротивления в случае рассеяния носителей на дефектах с короткодействующим потенциалом.

**1. Введение.** На сегодняшний день существует большое количество экспериментальных и теоретических работ, посвященных транспорту в графене. Интерес к нему обусловлен необычным характером многих явлений в графене, что связано с линейным законом дисперсии носителей и отсутствием щели между электронными и дырочными состояниями. Изучение транспортных и магнетотранспортных явлений в графене позволяет получить информацию не только о спектре носителей, но и о характере рассеяния на дефектах. В частности, о типе рассеяния в легированном графене можно судить по зависимости проводимости от концентрации носителей [1]. Проводимость прямо пропорциональна концентрации, если рассеяние происходит на дальнодействующем потенциале (на ионизованных примесях), а отклонения от линейной зависимости возникают, как считается, за счет вклада других механизмов рассеяния на короткодействующем потенциале [2], в том числе на волнистости слоя графена, на шероховатости подложки, за счет рассеяния на фонах и т.п. [3].

В данной работе измерено магнетосопротивление графена при различных значениях температуры и приложенного на затвор напряжения. Зависимость сопротивления от магнитного поля имеет различный характер в зависимости от удаления от точки Дирака. Обнаружено, что вблизи точки Дирака сопротивление графена практически линейно зависит от магнитного поля, а вдали от нее эта зависимость хорошо аппроксимируется корневой функцией. Последний результат согласуется с недавно разработанной теорией высокотемпературного магнетосопротивления

графена при рассеянии на дефектах с короткодействующим потенциалом [4].

**2. Эксперимент.** Образцы были изготовлены методом микромеханического расслоения натурального графита [5]. Чешуйки однослоистого графена располагались на подложке из сильнолегированного кремния, с одной стороны покрытого пленкой окисла SiO<sub>2</sub> толщиной 330 нм. С обратной стороны на кремний наносился металлический контакт, на который подавалось затворное напряжение. Контакты к слою графена были изготовлены методом фотолитографии с дальнейшим последовательным напылением хрома и золота. Фотография образца, полученная с помощью оптического микроскопа, представлена ниже (см. рис. 2). Образец помещался в центре сверхпроводящего соленоида так, чтобы магнитное поле **B** было направлено перпендикулярно плоскости графена. Поле перестраивалось от –7 до +7 Тл. Температуру внутри камеры, в которой располагался образец, можно было менять в интервале от 2.5 до 150 К. Сопротивление измерялось с помощью двухконтактной методики. Ниже будут представлены результаты измерений между контактами *AD* для образца графена (см. рис. 2). Через образец пропускался ток, не превышающий 100 нА. С помощью источника Keithley 236 на затвор подавалось напряжение *U<sub>g</sub>* от –50 до +50 В. Измерения проводились в автоматическом режиме с помощью компьютера.

**3. Результаты измерений.** На рис. 1 показаны зависимости проводимости от напряжения на затворе в нулевом и ненулевом магнитном поле. Благодаря осцилляциям Шубникова–де Гааза (рис. 1a) видно, что образец демонстрирует свойства, присущие однослоистому графену (величина фактора заполне-

<sup>1)</sup>D. Smirnov, H. Schmidt, R. J. Haug, F. Gouider, G. Nachtwei.

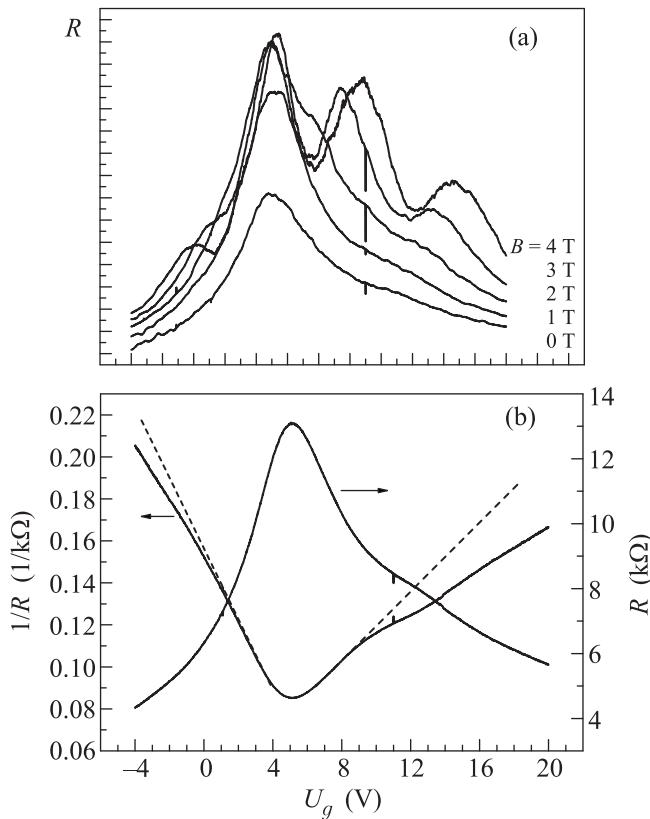


Рис. 1. (а) – Зависимость сопротивления графена от напряжения на затворе при разных значениях магнитного поля при температуре  $T = 2.9$  К. (б) – Сопротивление и проводимость как функции напряжения на затворе в отсутствие магнитного поля при  $T = 53$  К ( $I = 95$  нА)

ния, соответствующая минимумам осцилляций, равна  $\nu = 2$  и 6). Точка Дирака (точка электронейтральности) находится из максимума сопротивления при изменении напряжения на затворе (рис. 1б). Она соответствует напряжению  $U_D = 5.13$  В, что свидетельствует о наличии в образце примесей  $p$ -типа. В области затворных напряжений от 15 до 20 В наклон кривой в нулевом магнитном поле значительно меньше, чем в районе точки Дирака. Штриховые линии на рис. 1б проведены, чтобы показать, что проводимость пропорциональна концентрации носителей вблизи точки Дирака и становится сублинейной функцией концентрации при удалении от нее. Сублинейная зависимость при напряжениях на затворе выше 10 В и ниже 2 В указывает на возрастание роли короткодействующих примесей [2] при удалении уровня Ферми от точки электронейтральности. Для определения концентрации носителей использовалась формула  $n = \varepsilon \varepsilon_o (U_g - U_D) / et$ , где  $\varepsilon$  и  $\varepsilon_o$  – диэлектрическая проницаемость в вакууме и в оксиде кремния соответственно,  $t$  – толщина  $\text{SiO}_2$ ,

$U_g$  – напряжение на затворе,  $U_D$  – напряжение на затворе, соответствующее точке Дирака. Концентрация носителей в образце пропорциональна напряжению на затворе с коэффициентом пропорциональности  $6.54 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}/\text{В}$ . Эти данные хорошо согласуются с результатами измерения концентрации из положения минимумов в осцилляциях Шубникова–де Гааза. Подвижность носителей вычислялась по формуле  $\mu = 1/en\rho_{xx} = (enR_{xx})L/W$ , где  $R_{xx}$  – сопротивление образца,  $L$  – расстояние между контактами, а  $W$  – ширина образца. Было получено значение  $\mu \approx 6200 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ .

Результаты измерения сопротивления при различных температурах представлены на рис. 2. Вблизи точки Дирака образец демонстрирует харак-

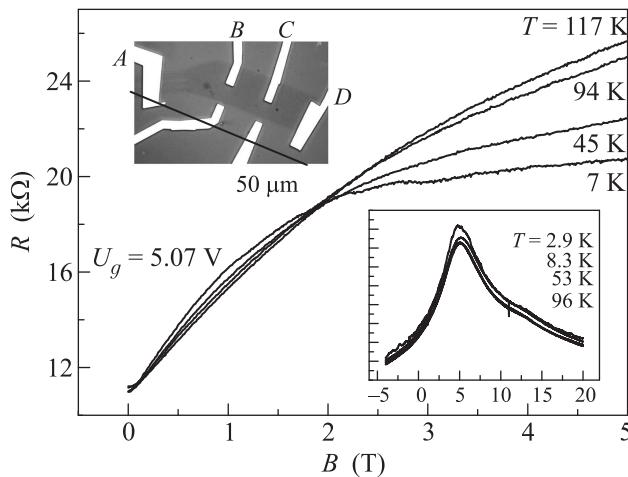


Рис. 2. Магнетосопротивление графена при различных значениях температуры образца. На вставке вверху приведено изображение образца, полученное с помощью микроскопа. Внизу демонстрируются зависимости  $R(B)$  графена в нулевом магнитном поле при разных температурах

терные зависимости сопротивления от магнитного поля. Как видно, они имеют общую точку пересечения при значении магнитного поля 2 Тл. Ниже этого значения сопротивление уменьшается с ростом температуры (диэлектрическая фаза), а при больших магнитных полях – растет. Переход металл–диэлектрик исследовался в ряде работ как вблизи точки Дирака, так и вдали от нее [6]. В дальнейшем нас будет интересовать интервал магнитных полей ниже 2 Тл. При температурах ниже 4 К (образец находится в жидком гелии) сопротивление уже не зависит от температуры. Отметим, что для температур 3.7 и 2.9 К наблюдается участок отрицательного магнетосопротивления в малых магнитных полях с минимумом при 0.03 Тл. Зави-

системы сопротивления от напряжения на затворе, соответственно, подвижность слабо изменяется с температурой (вставка на рис. 2).

Основной результат настоящей работы представлен на рис. 3. На нем приведены зависимости сопро-

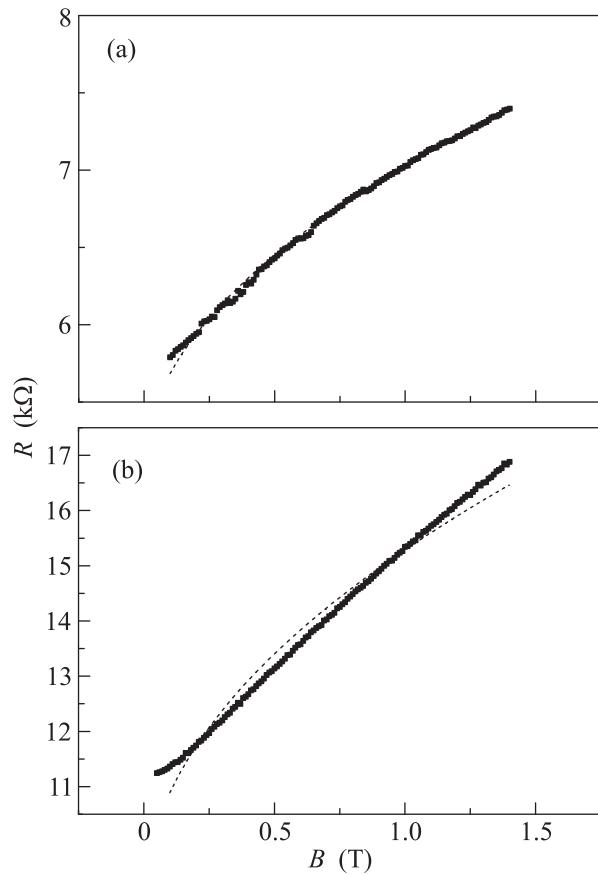


Рис. 3. Магнетосопротивление графена для двух значений напряжения на затворе:  $U_g = 0$  В,  $T = 55$  К (а) и  $U_g = 5.07$  В,  $T = 117$  К (б)

тивления от магнитного поля, измеренные на одном и том же образце при различных значениях напряжения на затворе (панели а и б). Для анализа нами выбраны участки зависимостей в достаточно слабых полях, таких, однако, чтобы исключить влияние эффектов слабой локализации. Точками на рисунке обозначены экспериментальные данные, штриховые линии соответствуют наилучшей подгонке экспериментальных данных с помощью корневой зависимости. В случае, когда напряжение на затворе  $U_g = 0$  В, экспериментальная кривая с высокой точностью описывается корневой зависимостью (рис. 3а) во всем диапазоне магнитных полей, за исключением полей вблизи нуля. В другом случае (рис. 3б) на затвор подавалось напряжение  $U_g = 5.07$  В, что соответствует положению уровня Ферми вблизи точки Дирака.

Видно, что в этом случае экспериментальные данные очень плохо описываются корневой зависимостью и сопротивление является линейной функцией магнитного поля.

**4. Теория.** В работе [4] был проведен расчет магнетосопротивления графена в модели рассеяния на дефектах с короткодействующим потенциалом при высоких температурах (температура много больше расстояния между соседними уровнями Ландау вблизи энергии Ферми  $E_F$ :  $T \gg \hbar\omega_c$ ). Поскольку в графене циклотронная частота  $\omega_c$  и квантовое время рассеяния носителей  $\tau_q$  зависят от энергии носителя, при заданном магнитном поле в одном и том же образце для различных энергий может реализовываться квантовый режим магнетосопротивления (параметр  $\omega_c\tau_q$  велик) или классический режим (параметр  $\omega_c\tau_q$  мал). Было показано, что при высоких температурах ( $T \sim E_F$ ) и небольших магнитных полях, когда параметр  $\omega_c\tau_q$  на уровне Ферми мал, сопротивление графена имеет положительную поправку, зависящую от магнитного поля как квадратный корень:

$$\rho_{xx} = \rho_{xx}^{D,0} + c(T)\sqrt{H}, \quad c(T) \sim -\frac{\partial n_0(E=0)}{\partial E}. \quad (1)$$

Здесь  $\rho_{xx}^{D,0}$  – друлевская проводимость в нулевом магнитном поле,  $n_0$  – фермиевская функция распределения. При больших магнитных полях, когда параметр  $\omega_c\tau_q$  на уровне Ферми велик, и  $T \leq E_F$  сопротивление графена много больше друлевского сопротивления  $\rho_{xx}^{D,0}$  и в целом также представляет собой корневую функцию магнитного поля:

$$\rho_{xx} = q\sqrt{(\omega_c\tau_c)|_{E_F}}\rho_{xx}^{D,0}, \quad \rho_{xx} = C(T)\sqrt{H},$$

$$C(T) \sim \frac{\int E^3[-\partial n_0(E)/\partial E]dE}{\left\{\int E^2(-\partial n_0(E)/\partial E)dE\right\}^2}, \quad (2)$$

где  $q$  – константа. Таким образом, магнетосопротивление  $\Delta\rho_{xx}/\rho_{xx}^{D,0}$  при малых полях много меньше единицы и имеет корневую зависимость с коэффициентом, зависящим от температуры согласно уравнению (1). При больших полях  $\Delta\rho_{xx}/\rho_{xx}^{D,0}$  много больше единицы, но также обладает приблизительно корневой зависимостью  $q\sqrt{(\omega_c\tau_q)|_{E_F}} - 1$ , где  $\sqrt{(\omega_c\tau_q)|_{E_F}}$  является функцией квадратного корня магнитного поля с коэффициентом, зависящим от температуры в соответствии с формулой (2). Между этими режимами существует переходная область, описанная с помощью численного расчета в работе [4].

**5. Обсуждение.** Измерения, представленные на рис. 3б, выполнены, когда энергия Ферми лежит вблизи точки электронейтральности и циклотронная

энергия первого уровня Ландау больше энергии Ферми уже в очень слабых магнитных полях. Рассеяние на короткодействующем потенциале вблизи точки Дирака при измерении сопротивления не проявляется (рис. 1b). Основным типом здесь является рассеяние на дальнодействующем потенциале. Таким образом, оба эти условия не удовлетворяют условиям, для которых проводился расчет в работе [4], и отсутствие корневой зависимости магнетосопротивления на рис. 3b не представляется удивительным.

С ростом напряжения  $U_g - U_D$  увеличивается концентрация носителей и, соответственно, энергия Ферми  $E_F$ . В результате условие  $E_F \gg E_{CR}$  выполняется в большем интервале магнитных полей. На рис. 3a представлены данные для  $U_g = 0$  В, когда энергия Ферми лежит далеко от точки Дирака (это видно по зависимостям сопротивления от напряжения на затворе на рис. 1b). При удалении по энергии от точки Дирака уровни Ландау графена становятся более густо расположеными в силу их сильной неэквивалентности. Это облегчает выполнение основного предположения теории [4] о том, что температура больше расстояния между соседними уровнями Ландау вблизи энергии Ферми.

Хотя основным механизмом рассеяния в легированном графене является рассеяние на заряженных примесях, при повышении энергии носителей роль рассеяния на дефектах с короткодействующим потенциалом значительно возрастает. Это связано с тем, что интенсивности рассеяния  $1/\tau$  на ионизованных примесях и на дефектах с короткодействующим потенциалом в графене зависят от энергии как  $\sim E^{-1}$  и  $\sim E$  соответственно [1]. Иначе говоря, условия, рассмотренные в теоретическом расчете, выполняются в эксперименте тем лучше, чем дальше от точки электронейтральности выбрано напряжение на затворе. Рис. 1b свидетельствует в пользу того, что с ростом напряжения  $U_g - U_D$  в проводимости в нулевом поле  $1/\rho_{xx}^{D,0} \sim n(E_F)\tau(E_F)/m(E_F)$  проявляется не только рассеяние на ионизованных примесях (когда  $\rho_{xx}^{D,0} \sim 1/n$ ), но и рассеяние на дефектах с короткодействующим потенциалом (когда  $\rho_{xx}^{D,0} \sim \text{const}(n)$ ). Ранее в работе [2] были экспериментально исследованы два различных вклада в удельное сопротивление легированного графена. Для короткодействующего потенциала удельное сопротивление  $\rho_S$  не зависит от

концентрации носителей  $n$ , а для дальнодействующего  $\rho_L \sim 1/n$ . Поэтому при больших концентрациях носителей роль дальнодействующего потенциала становится менее заметной.

Таким образом, условия эксперимента вдали от точки Дирака, при которых наблюдается корневая зависимость магнетосопротивления, хорошо соответствуют условиям применимости теории [4].

Отметим, что при протекании тока через образец он нагревается за счет джоулевого тепла. Поэтому температура образца выше температуры камеры, в которой он располагается. Измерения магнетосопротивления графена при различных более точно установленных температурах будут проведены в дальнейшем. Сопоставление теоретических (см. формулы (1) и (2)) и экспериментальных зависимостей сопротивления от температуры будет дополнительным способом проверки правильности интерпретации экспериментальных данных с помощью теории [4].

**6. Заключение.** Итак, в настоящей работе сообщается об обнаружении корневой зависимости сопротивления графена от магнитного поля вдали от точки Дирака. Этот эффект связан с ростом частоты рассеяния носителей на дефектах с короткодействующим потенциалом при увеличении концентрации носителей.

Авторы выражают благодарность И.В. Горному, А.П. Дмитриеву и В.Ю. Качоровскому за обсуждение результатов работы. Работа финансировалась проектами РФФИ, ДФГ, грантом Президента РФ “Ведущие научные школы” # НШ-5442.2012.2 и программой Президиума РАН.

1. A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres et al., Rev. Mod. Phys. **81**, 109 (2009).
2. S. V. Morozov, K. S. Novoselov, M. I. Katsnelson, et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 016602 (2008).
3. S. Das Sarma, S. Adam, E. H. Hwang, and E. Rossi, Rev. Mod. Phys. **83**, 407 (2011).
4. P. S. Alekseev, I. V. Gornyi, A. P. Dmitriev, and V. Yu. Kachorovskii, *Magnetoresistance of Graphene at High Temperatures* (to be published).
5. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov et al., Science **306**, 666 (2004).
6. M. Amado, E. Diez, F. Rossella et al., J. Phys.: Condens. Matter **24**, 305302 (2012).