

## Структура и транспортные свойства наноуглеродных пленок, полученных сублимацией на поверхности на $6H$ -SiC

© Н.В. Агринская\*, В.А. Березовец\*+, В.И. Козуб\*, И.С. Котоусова\*,  
А.А. Лебедев\*, С.П. Лебедев\*, А.А. Ситникова\*

\* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

+ International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures,  
53421 Wroclaw, Poland

(Получена 6 августа 2012 г. Принята к печати 13 августа 2012 г.)

Исследованы транспортные свойства слоев наноуглерода на подложке  $6H$ -SiC, полученные сублимацией в вакууме. Было обнаружено, что данные слои состоят из прилегающего к подложке слоя графена, затем слоя мультиграфена, покрытого поликристаллической карбиноподобной фазой. При этом вид кривых магнетосопротивления и осцилляции Шубникова–де-Гааза проявляли черты, свойственные однослойному графену. Сопротивление при низких температурах демонстрировало рост с ростом температуры, что также соответствует поведению однослойного графена (антилокализация). В то же время при более высоких температурах сопротивление падало с ростом температуры, что соответствует слабой локализации. Мы полагаем, что наблюдаемое поведение может быть объяснено параллельной комбинацией вкладов в проводимость однослойного графена и мультиграфена.

### 1. Введение

В последнее время одним из популярных методов формирования слоев графена является термическая графитизация монокристаллического карбида кремния в вакууме или в атмосфере аргона [1]. Данный метод позволяет получить образцы графена больших размеров, допускающие последующую обработку с помощью литографии. Суть метода заключается в нестехиометрическом испарении кремния с поверхности монокристаллического SiC при высокотемпературном нагреве и образовании гексагональной решетки из остаточных атомов углерода на его поверхности. Качество полученных слоев определяется способами предростовой обработки подложки SiC.

В нашей предыдущей работе [2] мы исследовали структурные и транспортные свойства слоев мультиграфена, выращенных на подложках SiC, прошедших предростовую термическую обработку, полученные слои мультиграфена обладали свойствами двумерного дырочного газа с относительно высокой концентрацией носителей ( $10^{12} \text{ см}^{-2}$ ) и низкой подвижностью  $100 \text{ см}^2/(\text{В}^{-1}\text{с}-1)$ . Температурные зависимости сопротивления и магнетосопротивления (пик отрицательного магнетосопротивления в слабых магнитных полях) демонстрировали эффекты слабой локализации (WL). Однако специфических транспортных свойств, связанных с природой носителей в однослойном графене и специфическим спектром плотности состояний [3], таких как слабая атилокализация (WAL), осцилляции Шубникова–де-Гааза (ШДГ), в слоях мультиграфена не наблюдалось.

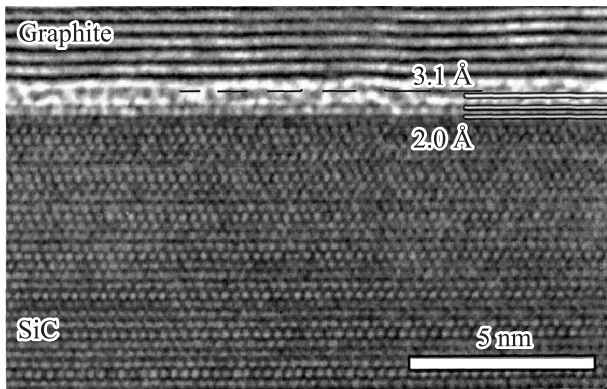
В данной работе исследованы транспортные свойства более совершенных слоев графена на подложке SiC, выращенных при других технологических условиях. При этом транспортные свойства полученных образцов явно

проявляли черты, свойственные поведению графеновых слоев. Точнее, было показано, что наблюдаемое поведение может быть объяснено лишь комбинацией параллельных вкладов в проводимость однослойного графена и мультиграфена.

### 2. Эксперимент

Для проведения исследований транспортных свойств графеновых пленок использовались образцы, полученные на поверхности монокристаллического карбида кремния методом сублимации в вакууме [4]. В качестве подложки были взяты полуизолирующие пластины  $6H$ -SiC фирмы CREE Inc. Рост графеновой пленки проходили на грани  $C_{0001}$ . Непосредственно перед ростом графеновой пленки проводилась процедура отмывки подложек в органических растворителях. Для удаления поверхностного нарушенного слоя, вызванного полировкой пластин, применялась разработанная ранее технология предростовой обработки подложек SiC [5]. Данная технология позволяет значительно улучшить качество выращиваемого графена по сравнению с ростом на необработанной подложке. Рост графеновых пленок осуществлялся в высоковакуумной камере с остаточным давлением  $10^{-6}$  мм.рт.ст. Температура роста составляла  $1400\text{--}1500^\circ\text{C}$ , время роста —  $15\text{--}30$  мин. Качество выращиваемых пленок контролировалось „ex-situ“ при помощи атомно-силовой микроскопии (АСМ) и комбинационного рассеяния (рамановской спектроскопии). После роста на графеновой пленке формировались структуры в геометрии холловского моста (Hall-bar) (расстояние между зондами  $L = 20$  мкм, ширина графеновой полоски  $W = 10$  мкм).

Данная структура была исследована методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разреше-



**Рис. 1.** Изображение поперечного разреза структуры графен/SiC, полученное с помощью просвечивающего электронного микроскопа высокого разрешения. Пунктирная линия показывает слой графена.

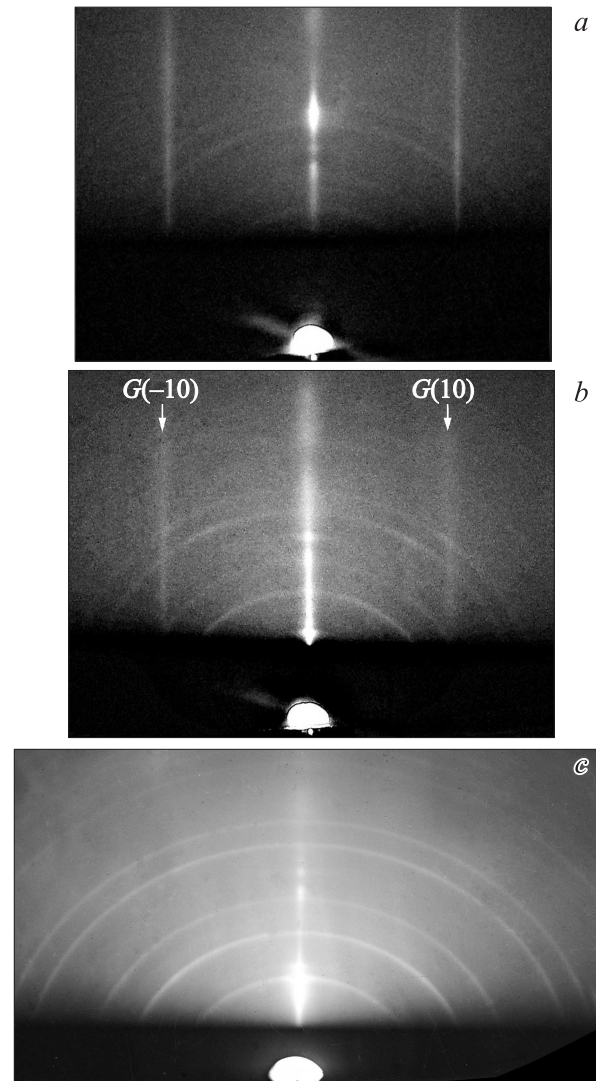
ния. Образец для исследования готовился по стандартной методике — механическая шлифовка поперечного среза с последующим ионным травлением. Исследования проводились с использованием просвечивающего электронного микроскопа. В результате исследований было получено типичное изображение поперечного сечения структуры графен/SiC (см. рис. 1). Непосредственно на поверхности карбида кремния находится первый графеновый слой (слой 0). Причем расстояние между собственно последним слоем графена всего 2 Å. Это свидетельствует о наличии ковалентной связи между атомами Si последнего слоя SiC и атомами C первого графенового слоя. Как показано в работе [6], первый слой выполняет функцию буферного и является полупроводниковым (дает слабый вклад в проводимость при низких температурах). Следующий графеновый слой (слой 1) находится на расстоянии около 3.1 Å от слоя 0. Все последующие слои (8 слоев) находятся на расстоянии  $3.39 \pm 0.02$  Å от предыдущего. Это значение близко к значению межслойного расстояния на графите, характерного для связей ван-дер-Ваальсе. Таким образом, электронно-микроскопические исследования предполагают наличие трехслойной структуры: слой 0 — буферный слой, не принимающий участие в проводимости; слой „идеального“ графена и мильтиграфеновый слой (8 слой).

Полученные образцы также были исследованы с помощью дифракции быстрых электронов на отражение. Съемка электронограмм проведена на электронографе ЭМР-100 при ускоряющем напряжении 50 кВ. Типичные полученные электронограммы показаны на рис. 2, *a–c*.

Анализ электронограмм (рис. 2, *a, b*) показал, что отражения от графена не наблюдаются при определенных азимутах съемки — в условиях, когда съемка происходила под углом скольжения электронного луча примерно  $2\text{--}3^\circ$  и когда луч „захватывал“ не только самые приповерхностные слои образца, но и более глубокие. Отражения (10) от графена имеют вид стержнеобразных

вертикальных рефлексов (отмечены стрелками и обозначены „G“ на рис. 2, *b*). Наряду со стержнеобразными вертикальными рефлексами, которые свидетельствуют о присутствии графеновых слоев, имеющих истинно двумерную (2D) структуру, на дифракционных картинах (рис. 2, *a, b*) наблюдаются также поликристаллические отражения. На электронограмме рис. 2, *c*, зарегистрированной от самых верхних слоев образца при меньшем угле съемки, отсутствуют стержнеобразные рефлексы, отвечающие графену, а наблюдается только поликристаллическая картина.

Поликристаллическим отражениям на всех электронограммах соответствуют следующие значения межплоскостных расстояний: 3.22, 2.91, 2.23, 2.01, 1.81, 1.40, 1.27 Å, что свидетельствует об отличной от графита структуре обнаруженной поликристаллической фазы.



**Рис. 2.** Типичные электронограммы, полученные от разных участков поверхности образца. *a* и *b* снимались под большим углом скольжения луча, чем *c*, в направлении электронного луча параллельно [01 $\bar{1}$ 0] в плоскости графена.

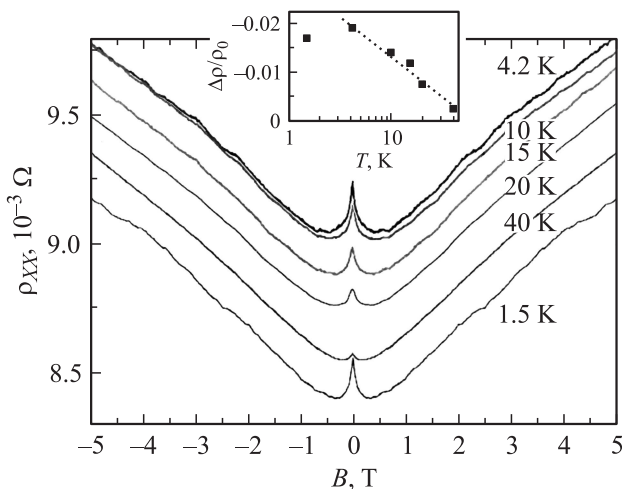
С другой стороны, отражения с найденными межплоскостными расстояниями хорошо соотносятся с рефлексами (103), (104), (211), (304), (314), (334), (00.10) модификации углерода со структурой карбина (получившей название Carbon IX и имеющей параметры гексагональной решетки  $a = 9.44$  и  $c = 12.5 \text{ \AA}$  [7]), а также с рядом рефлексов природного карбина — чаюита.

Таким образом, электронографическое изучение поверхности образцов позволило установить, что прилегающее к подложке углеродное покрытие имеет структуру графена, затем мультиграфена, а внешний его слой состоит из поликристаллической фазы, имеющей карбиноидную структуру, т.е. структуру, содержащую фрагменты линейно упорядоченного углерода.

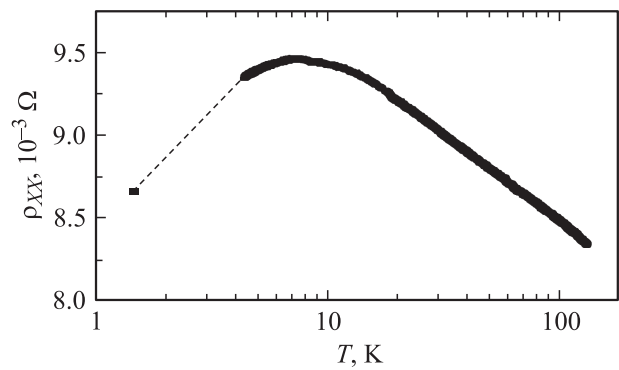
Измерения гальваномагнитных эффектов проводились на образце стандартной холловской геометрии при трех ориентациях образца по отношению к вектору магнитного поля  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{j}$  ( $\mathbf{n} \parallel \mathbf{B} \perp \mathbf{j}$ ,  $\mathbf{n} \perp \mathbf{B} \perp \mathbf{j}$  и  $\mathbf{n} \perp \mathbf{B}$ ), где  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{j}$  — векторы нормали к плоскости слоев и плотности тока соответственно. В области магнитных полей 0–15 Т измерены эффект Холла и магнетосопротивления. По знаку холловского сигнала установлен дырочный тип проводимости во всем диапазоне температур (1.5–130 К). Холловская концентрация дырок, определенная в слабых магнитных полях (индукция  $B$  до 1 Тл), оказалась равной  $= 8.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , а в сильных магнитных полях (индукция  $B$  до 15 Тл) составляла  $1.1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  при  $T = 4.2 \text{ К}$ . Рассчитанная величина холловской подвижности оказалась равной  $77 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ см}^{-1}$  при  $T = 1.5 \text{ К}$ , что намного меньше, чем в однослойном эпитаксиальном графене ( $5000\text{--}10000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ см}^{-1}$ ) [3].

Общий вид кривых магнетосопротивления (МС) до 5 Тл показан на рис. 3.

Видно, что в сильных полях ( $B > 1 \text{ Тл}$ ) при низких температурах наблюдается немонотонная составляющая. Эти осцилляции оказались периодическими на шкале об-



**Рис. 3.** Кривые магнетосопротивления при различных температурах. На вставке — температурная зависимость амплитуды пика отрицательного магнетосопротивления.



**Рис. 4.** Температурная зависимость удельного сопротивления при  $B = 0$ .

ратных магнитных полей (осцилляции ШДГ). В случае ориентаций плоскости образца параллельно оси индукции магнитного поля ( $\mathbf{n} \perp \mathbf{B} \perp \mathbf{j}$  и  $\mathbf{n} \perp \mathbf{B} \parallel \mathbf{j}$ ) осцилляции ШДГ отсутствовали, что указывает на двумерный тип проводимости в исследуемых образцах.

В области слабых магнитных полей ( $B < 0.5 \text{ Тл}$ ) был обнаружен эффект отрицательного магнетосопротивления (ОМС) (рис. 3). Зависимость амплитуды пика ОМС (см. вставку на рис. 3) пропорциональна  $\ln T$ , и это может быть связано с проявлением эффекта слабой локализации (WL), для случая проводимости в диффузном режиме двумерных (2D) носителей заряда. Такая интерпретация пика ОМС подтверждается следующим:

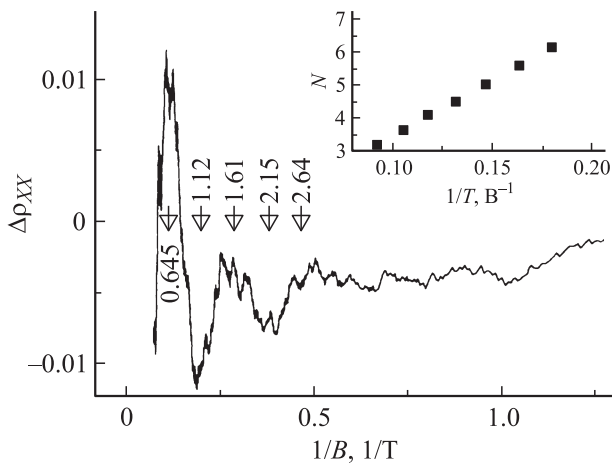
1) отсутствие эффекта WL при ориентации вектора индукции магнитного поля параллельно плоскости образца,

2) уменьшение амплитуды пика WL с ростом температуры пропорционально  $\ln T$  до полного исчезновения при  $T > 50 \text{ К}$ .

При уменьшении температуры до 1.5 К рост пика WL сменялся убыванием. В области магнитных полей больше 0.3 Тл наблюдается переход к положительному магнетосопротивлению (ПМС). Обнаруженное изменение зависимости эффекта магнетосопротивления с ростом магнитного поля может быть связано с проявлением антилокализационной добавки к классической проводимости Друде. Такое поведение аналогично поведению магнетосопротивления, связанного со слабой антилокализацией (WAL), обнаруженного в [3] для эпитаксиального однослойного графена, выращенного на 4H-SiC.

Температурная зависимость сопротивления (рис. 4) в интервале 100–10 К также описывается логарифмическим законом, характерным для эффекта WL (наклон зависимости дает значение сопротивления порядка 3 Ком) (порядка  $\hbar/e^2$ ).

На рис. 4 видно, что при  $T < 7 \text{ К}$  наблюдается смена знака наклона зависимости сопротивления от температуры на противоположный (металлическое поведение). Это могло бы быть связано с проявлением эффекта слабой антилокализации (WAL) в системах со спин-орбитальным взаимодействием [8]. В соответствии с



**Рис. 5.** Кривая магнетосопротивления в масштабе обратного магнитного поля. Полученная вычетом фонового магнетосопротивления (полином 2-го порядка). На вставке — номера уровней Ландау как функция положения максимумов осциллирующей ШДГ для второго типа осцилляций, наблюдаемых в сильных магнитных полях.

теоретическими представлениями о природе носителей в однослойном графене и специфическим спектром плотности состояний [9] WAL в графене имеет не спин-орбитальную природу, а связана с междолинным рассеянием. Экспериментально WAL наблюдалась в магнетосопротивлении однослойного графена в более сильных магнитных полях, чем WL. В нашем образце на кривых МС (рис. 3) также наблюдается переход к положительному МС в области полей  $0.2 > B > 0.5$  Тл, что может быть связано с проявлением WAL. Однако, насколько нам известно, переход при низких температурах к металлическому поведению проводимости при  $B = 0$  ранее не наблюдался в однослойном графене. Исключение составляет работа, где такое квазиметаллическое поведение было обнаружено в достаточно толстых слоях мультиграфена 20 нм, которое связывалось с влиянием интерфейсов [10].

В сильных полях наблюдались осцилляции ШДГ. На рис. 5 показана зависимость сопротивления от магнитного поля, полученная вычетом из кривой МС полинома 2-го порядка. Видно, что в масштабе обратного поля выделяются четкие осцилляции с периодом ( $\Delta = 0.17621/T$ ). Значение концентрации носителей вычислено из периода низкотемпературных осцилляций ШДГ с учетом спинового и долинного вырождения и в предположении параболического спектра по формуле

$$p = 2e/\Delta\hbar\pi = 2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}.$$

Кроме этих осцилляций, на рис. 4 в больших полях видна более мелкая структура, которая четко прослеживается вплоть до температур 30 К. Если выделить эти осцилляции, то они тоже периодичны на шкале обратного магнитного поля, их период  $\Delta = 0.0291/T$  (см. вставку на рис. 5). Это соответствует концентрации

носителей, равной  $1.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , что на порядок больше указанной выше концентрации. Поскольку данные осцилляции наблюдаются при больших магнитных полях, можно думать, что за них ответствен проводящий слой с меньшей подвижностью.

### 3. Обсуждение

Приведенные выше экспериментальные результаты свидетельствуют, с одной стороны, о проявлении у исследованной системы признаков, свойственных грязному металлу (слабая локализация и достаточно низкие подвижности). С другой стороны, наблюдается слабая антилокализация и осцилляции ШДГ, характерные для чистого однослойного графена. Все это заставляет предположить, что в системе наряду со слоем идеального графена присутствует слой мультиграфена с большим числом дефектов. По-видимому, наиболее неожиданным является „обратный“ ход температурной зависимости сопротивления по отношению к общепринятому для графена. Как известно, в первом приближении температурная зависимость добавки к проводимости графена имеет вид

$$2(1/\pi h) \ln(\tau_\phi/\tau_{tr}), \quad (1)$$

где  $\tau_\phi(T)$  — время сбоя фазы,  $\tau_{tr}$  — время релаксации импульса в графене, тогда как фактор 2 связан с независимостью вклада двух долин. При этом предполагается, что  $\tau_\phi < \tau_{tr}$  — время релаксации импульса в графене, тогда как фактор 2 связан с независимостью вклада двух долин. При этом полагается, что  $\tau_\phi < \tau_{iv1}$ , где  $\tau_{iv1}$  — время междолинного рассеяния в графеновом слое, предполагаемого достаточно большим. Действительно, оно связано с рассеянием, при котором происходит большое изменение волнового вектора (порядка вектора обратной решетки). Соответственно ожидается, что при разумных температурах указанная добавка растет с понижением температуры (антилокализация). Отметим, впрочем, что учет температурной зависимости  $\tau_{tr}$  может изменить этот вывод. А именно, тогда как с понижением температуры ожидается насыщение величины  $\tau_{tr}$ , с ростом температуры отношение  $\tau_\phi/\tau_{tr}$  может в принципе падать, что приводит к немонотонной зависимости аргумента логарифма от температуры. Однако это обстоятельство все же не позволяет объяснить иные особенности рассматриваемой системы. Предположим, однако, что наряду со слоем „идеального“ графена в системе присутствует проводящий слой с малыми значениями  $\tau_{iv}$  — например, многослойный материал с неодинаковым расположением ячеек и большим количеством межслойных дефектов. При этом уже при достаточно высоких температурах может быть реализована ситуация  $\tau_{iv,2} < \tau_{\phi,2}$ , где мы обозначили параметры, соответствующие второму слою, индексом 2 (тогда как далее при описании вклада слоя графена соответствующие параметры нумеруются индексом 1). Вклад такого слоя в проводимость определяется слабой локализацией,

поскольку имеет место сильное перемешивание между долинами, и соответствующий вклад в проводимость может быть описан как

$$-\left(\frac{1}{\pi h}\right) \ln\left(\frac{\tau_{\varphi 2}}{\tau_{tr 2}}\right). \quad (2)$$

Таким образом, мы одновременно имеем два вклада, которые могут проявляться при разных температурах: вклад слабой локализации, обусловленный дефектным слоем, и вклад антилокализации, обусловленный более совершенным графеном. С учетом того что вклады в проводимость суммируются, для суммарной проводимости имеем интерференционную добавку

$$\left(\frac{1}{\pi h}\right) \ln\left[\left(\frac{\tau_{\varphi 1}}{\tau_{tr 1}}\right)^2 \left(\frac{\tau_{tr 2}}{\tau_{\varphi 2}}\right)\right]. \quad (3)$$

Как видно, при низких температурах ожидается преобладание антилокализации, тогда как при более высоких — слабой локализации. Чтобы оценить температурный ход проводимости, рассмотрим ситуацию более подробно, вычислив частную производную интерференционной добавки по температуре:

$$2 \frac{\tau_{tr 1}}{\tau_{\varphi 1}} \frac{\partial(\tau_{\varphi 1}/\tau_{tr 1})}{\partial T} - \frac{\tau_{tr 2}}{\tau_{\varphi 2}} \frac{\partial(\tau_{\varphi 2}/\tau_{tr 2})}{\partial T}. \quad (4)$$

Исходя из рассматриваемой модели („чистый“ слой графена, шунтируемый „грязным“ слоем полиграфена) можно сделать следующие предположения. Во-первых,  $\tau_{tr 1} > \tau_{tr 2}$ , во-вторых, поведение  $\tau_{\varphi 2}$  является типичным для разупорядоченных материалов и демонстрирует насыщение с убыванием температуры (см., например, [11,12]). В силу обстоятельств, указанных выше, можно ожидать, что при низких температурах частная производная проводимости по температуре определяется первым членом (антилокализация, обусловленная слоем графена), тогда как вклад второго члена подавлен слабой зависимостью  $\tau_{\varphi 2}(T)$ . С повышением же температуры основную роль начинает играть второй член (слабая локализация, обусловленная мультиграфеном). Такое поведение подчеркивается относительной малостью  $\tau_{tr 2}$ . Очевидно, что точка максимума проводимости определяется обращением в нуль выражения (4). Можно также ожидать, что порядковая оценка температуры максимума соответствует приблизительно равному равенству вкладов антилокализации и локализации.

Заметим, что даже относительно слабый рост наклона температурной зависимости интерференционной добавки к проводимости в сторону более низких температур может приводить к минимуму проводимости при наличии (систематического) роста „фоновой“ проводимости с температурой (что можно ожидать для проводимости „грязного“ слоя). В любом случае, как мы отметили далее, минимум проводимости реализуется при значении аргумента логарифма порядка единицы. Отметим также, что последующее уменьшение температуры, приводящее

к нарушению неравенства  $\tau_{\varphi 1} < \tau_{tr 1}$ , может приводить к росту сопротивления с понижением температуры (т.е. к восстановлению слабой локализации).

Что касается магнетосопротивления, то естественно ожидать, что при больших температурах подчеркивается вклад слабой локализации, а при меньших — этот вклад ослабляется. Именно такое поведение и демонстрирует зависимость магнетосопротивления от температуры, на которой низкополевой пик отрицательного магнетосопротивления падает при последующем понижении температуры.

Что касается наблюдения осцилляций Шубникова–де-Гааза, то оно не противоречит рассматриваемой модели. А именно, хорошо проводящий слой графена с концентрацией носителей  $2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  ответствен за эти осцилляции, хотя их амплитуда в какой-то мере подавлена наличием слоя с пониженной проводимостью. В то же время концентрация носителей, определяемая их эффектом Холла, равная  $8.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , формируется в основном мультиграфеновым слоем и соответственно соотносится с малыми подвижностями, которые не должны были бы обеспечить наблюдение осцилляций Шубникова–де-Гааза.

В заключение хочется отметить роль мультиграфенового слоя. С одной стороны, он усложняет картину проводимости структуры графен/SiC, но с другой — мультиграфен выполняет защитную функцию для „идеального“ графенового слоя, препятствуя его взаимодействию с атмосферой. Также мультиграфен обеспечивает хорошую адгезию металла при создании контактов к графеновой пленке. Таким образом, многослойная графеновая структура может иметь преимущества при создании различных приборов перед многослойным графеном.

Авторы выражают благодарность сотруднику Петербургского технологического института В.П. Рубцу за помощь в проведении электронографической регистрации образцов.

Данная работа частично поддержана фондом РФФИ (проекты 10-02-00544 и 12-02-00165).

## Список литературы

- [1] C. Berger, Z. Song, T. Li, X. Li, A.Y. Ogbazghi, R. Feng, Z. Dai, A.N. Marchenkov, E.H. Conrad, P.N. First, W.A. de Heer. *J. Phys. Chem. B*, **108**, 19912 (2004).
- [2] A.A. Lebedev, N.V. Agrinskaya, S.P. Lebedev, M.G. Mynbaeva, V.M. Petrov, A.N. Smirnov, A.M. Strel'chuk, A.N. Titkov, D.V. Shamshur. *ФТП*, **45**, 623 (2011).
- [3] B. Jouault, B. Jabakhanji, N. Camara, W. Desrat, C. Consejo, J. Camassel. *Phys. rev. B*, **83**, 195 417 (2011).
- [4] A.A. Lebedev, I.S. Kotousova, A.A. Lavrent'ev, S.P. Lebedev, I.V. Makarenko, V.N. Petrov, A.N. Titkov. *Phys. Sol. St.*, **51**, 829 (2009).
- [5] S.P. Lebedev, V.N. Petrov, I.S. Kotousova, A.A. Lavrent'ev, P.A. Dement'ev, A.A. Lebedev, A.N. Titkov. *Mater. Sci. Forum*, **679–680**, 437 (2011).

- [6] Wataru Norimatsu, Michiko Kusunoki. Chem. Phys. Lett., 46 852 (2009).
- [7] W. Luo, W. Win. Carbon, 47, 367 (2009).
- [8] L.E. Golub, S. Pedersen. Phys. Rev. B, 65, 245 311 (2002).
- [9] Xiaosong Wu, Xuebin Li, Zhimin Song, Claire Berger, Walt A. de Heer. Phys. Rev. Lett., 98, 136 801 (2007).
- [10] J. Barzolf-Quiquia, J.-L. Yao, P. Rodiger, K. Schindler, P. Esquinazi. Phys. Status Solidi A, 205, 2924 (2008).
- [11] V.V. Afonin, J. Bergli, Y.M. Galperin, V.L. Gurevich, V.I. Kozub. Phys. Rev. B, 66, 165 326 (2002).
- [12] A.N. Aleshin, V.I. Kozub, D.S. Suh, Y.W. Park. Phys. Rev. B, 64, 224 208 (2001).

Редактор Т.А. Полянская

### **The structure and transport properties of nano-carbon films prepared by sublimation on the surface on 6H-SiC**

*N.V. Agrinskaya\**, *V.A. Berezovets\*<sup>+</sup>*, *V.I. Kozub\**,  
*I.S. Kotousova\**, *A.A. Lebedev\**, *S.P. Lebedev\**,  
*A.A. Sitnikova\**

\* Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

+ International Laboratory of High Magnetic  
Fields and Low Temperatures,  
53421 Wroclaw, Poland

**Abstract** Transport properties of the layers on the substrate multigraph 6H-SiC, obtained by vacuum sublimation. It was found that these layers consist of closed to the substrate layer graphene, then multigraphen layer coated with polycrystalline carbon-like phase. It was found that the curves of the magnetoresistance and Shubnikov-de-Haas showed oscillations shown the features, typical for single-layered graphene. The low temperature resistance demonstrated an increase with temperature increase, which also corresponds to a behavior typical for single-layer graphene (antilocalization). However at higher temperatures the resistance decreased with an increase of temperature, which corresponds to weak licalization. We believe that the observed behavior can be explained by the parallel combination of the contributions to the conductivity of single-layer graphene and multigraphene.