

01;07

## Возможность гигантского магнетосопротивления в гетероструктуре на основе эпитаксиального графена

© З.З. Алисултанов<sup>1,2,3</sup>, Г.М. Мусаев<sup>3</sup>, Б.М. Магомедов<sup>3</sup><sup>1</sup> Институт физики им. И.М. Амирханова ДНЦ РАН, Махачкала<sup>2</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва<sup>3</sup> Дагестанский государственный университет, Махачкала

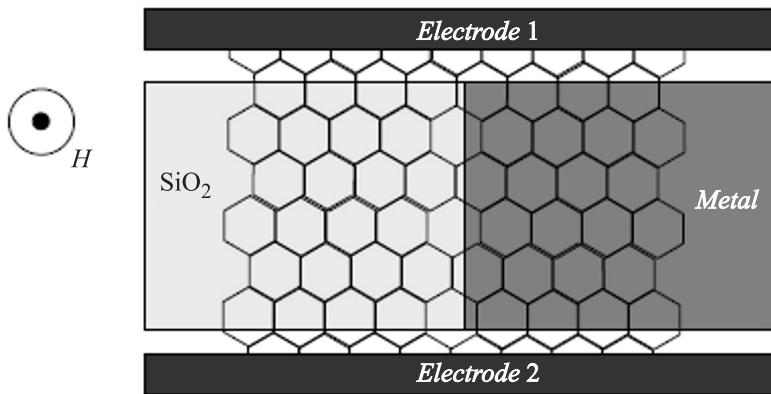
E-mail: zaur0102@gmail.com

Поступило в Редакцию 22 июля 2015 г.

В рамках теории Друде исследовано магнетосопротивление гетероструктуры, состоящей из параллельно соединенных эпитаксиального графена на металлической подложке и графена на диэлектрике. На основе ранее полученных результатов по проводимости эпитаксиального графена предсказано гигантское магнетосопротивление исследуемой системы.

Необычные физические свойства графена делают его перспективным материалом для будущей наноэлектроники [1]. Для прикладных целей большое значение имеет эпитаксиальный графен (ЭГ) [2]. Кроме многочисленных экспериментальных исследований активно развивается также и аналитический подход к изучению ЭГ. Теоретические исследования проводятся в основном численными методами в рамках теории функционала плотности, а также с помощью модельного подхода. Последний основан на гамильтониане Андерсона [3] для адсорбции атомов и был впервые предложен С.Ю. Давыдовым [4]. За последние годы эта модель была применена для решения целого ряда задач, связанных с ЭГ (см., например, [4–8], а также другие работы автора и Давыдова).

В представленной работе нами исследуется магнетосопротивление (МС) гетероструктуры, состоящей из параллельно соединенных ЭГ и графена на диэлектрике. МС такой системы при определенных значениях параметров задачи достигает гигантских значений. Эффект возрастания МС представляет большой прикладной интерес. Например, работа чувствительных элементов датчиков магнитного поля основана на магниторезистивном эффекте. Магниторезистивные датчики широко



Схематическое изображение исследуемой системы.

используются в современной электронике [9]. Например, в устройствах хранения информации данные извлекаются из жесткого магнитного диска с помощью таких датчиков, чрезвычайно чувствительных к слабым магнитным полям [10,11]. Поэтому исследование различных материалов с целью получения большого МС при низкой стоимости представляет большой прикладной интерес и является актуальной задачей современной нанoeлектроники.

Исследуемая здесь система изображена на рисунке. Графен расположен на металлической и диэлектрической подложках, между электродами имеется продольное электрическое поле, а перпендикулярно плоскости графена — внешнее магнитное поле. Как видно из рисунка, мы имеем дело с двумя каналами электронного транспорта: ЭГ на металле (канал 1) и графеном на  $\text{SiO}_2$  (канал 2). Для исследования проводимости данной системы мы пользуемся простейшей теорией Друде без учета квантования Ландау. Введем обозначения:  $\sigma_1$  — проводимость канала 1 и  $\sigma_2$  — проводимость канала 2. Тогда полный ток через систему будет равен  $j = (\sigma_1 + \sigma_2)E$ . Для проводимости будем использовать простейшее выражение теории Друде

$$\sigma = e^2 [v_F^2 \tau \rho(\varepsilon)]_{\varepsilon=\varepsilon_F}, \quad (1)$$

где  $\rho(\varepsilon)$  — плотность состояний,  $\tau$  — время рассеяния,  $v_F$  — скорость Ферми электронов. Плотность состояний свободного графена

$\rho(\varepsilon) = |\varepsilon|/\pi v_F^2 \hbar^2$  исчезает при  $\varepsilon = 0$ , что согласно (1) дает нулевую проводимость. В то же время известно, что графен обладает минимальной проводимостью  $\sigma_0 \sim e^2/\hbar$ , даже при нулевой концентрации носителей. Однако в данной работе нас не интересует это фундаментальное следствие релятивистской квантовой механики. Поэтому мы пользуемся простой формулой Друде (1) и считаем, что концентрация электронов отлична от нуля. Для канала 2 мы имеем  $\tau_2 = \hbar\gamma^{-1}$ , где  $\gamma$  есть некоторая энергия рассеяния, вызванная внутренними столкновительными процессами (рассеяние на колебаниях решетки, на примесях, на дефектах и т.д.). Для плотности состояний, приходящейся на один атом графена, получаем

$$\rho_2 = \frac{\gamma}{2\pi\xi^2} \ln \frac{(\xi^2 + \gamma^2 - \varepsilon_F^2)^2 + 4\gamma^2\varepsilon_F^2}{(\gamma^2 + \varepsilon_F^2)^2} + \frac{\varepsilon_F}{\pi\xi^2} \left( \arctg \frac{\xi^2 + \gamma^2 - \varepsilon_F^2}{2\gamma\varepsilon_F} - \arctg \frac{\gamma^2 - \varepsilon_F^2}{2\gamma\varepsilon_F} \right). \quad (2)$$

Все обозначения такие же, как в [8]. Тогда  $\sigma_2 = e^2 \hbar v_F^2 \rho_2 (|\varepsilon_F|/\gamma)$ . Проводимость канала 1 соответствует проводимости ЭГ на металлической подложке. Исследованию этого вопроса в рамках модели Давыдова посвящен ряд работ [8,9,12]. Из этих работ ясно, что проводимость ЭГ на металле намного меньше проводимости графена на диэлектрике. Это обусловлено тем, что ЭГ образует с металлической подложкой химическую связь, что является дополнительным источником рассеяния электронов. Энергии рассеяния на подложке в модели Давыдова соответствует функция ширины квазиуровня атома углерода  $\Gamma(\varepsilon)$  (см. [8]). Тогда  $\tau_1 = \hbar(\gamma + \Gamma(\varepsilon_F))^{-1}$ . Плотность состояний  $\rho_1(|\varepsilon_F|)$  в этом случае есть (2), только с заменой  $\gamma \rightarrow \gamma + \Gamma(\varepsilon_F)$ . Тогда  $\sigma_1 = e^2 \hbar v_F^2 \rho_1(|\varepsilon_F|)/(\gamma + \Gamma(\varepsilon_F))$ .

В присутствии перпендикулярного магнитного поля проводимость представляет собой тензор  $\sigma_i = \begin{pmatrix} \sigma_{ixx} & \sigma_{ixy} \\ \sigma_{iyx} & \sigma_{iyy} \end{pmatrix}$ , где  $i = 1, 2$  — номер канала. Для двумерного нерелятивистского электронного газа теория Друде дает

$$\sigma_{ixx} = \sigma_{iyy} = \frac{n_i e^2 \tau_i}{m_i} \frac{1}{1 + e^2 H^2 \tau_i^2 / m_i^2 c^2}, \quad (3)$$

$$\sigma_{ixy} = -\sigma_{iyx} = \frac{n_i e^2 \tau_i}{m_i} \frac{1}{1 + e^2 H^2 \tau_i^2 / m_i^2 c^2} \frac{e H \tau_i}{m_i c}, \quad (4)$$

где  $n_i$  — концентрация носителей,  $m_i$  — эффективная масса носителей. Учитывая, что  $\mu_i = e\tau_i/m_i$  есть подвижность носителей в  $i$ -м канале, получаем

$$\sigma_{ixx} = \frac{en_i\mu_i}{1 + H^2\mu_i^2/c^2}, \quad \sigma_{ixy} = \frac{en_i\mu_i}{1 + H^2\mu_i^2/c^2} \frac{H\mu_i}{c}. \quad (5)$$

Выражая подвижность через проводимость без магнитного поля с помощью соотношения  $\sigma_i = en_i\mu_i$ , получаем

$$\sigma_{1xx} = \frac{\sigma_1}{1 + \frac{\alpha_H^2\sigma_1^2}{n_1^2}}, \quad \sigma_{2xx} = \frac{\sigma_2}{1 + \frac{\alpha_H^2\sigma_2^2}{n_2^2}}, \quad (6)$$

$$\sigma_{1xy} = \frac{\frac{\alpha_H\sigma_1^2}{n_1}}{1 + \frac{\alpha_H^2\sigma_1^2}{n_1^2}}, \quad \sigma_{2xy} = \frac{\frac{\alpha_H\sigma_2^2}{n_2}}{1 + \frac{\alpha_H^2\sigma_2^2}{n_2^2}}, \quad (7)$$

где введено обозначение  $\alpha_H = H/ec$ . Так как полный ток равен сумме токов через отдельные каналы, то для полной проводимости имеем  $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$ . Тогда для полного сопротивления получаем

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad \rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad (8)$$

где соответственно  $\sigma_{xx} = \sigma_{1xx} + \sigma_{2xx}$ ,  $\sigma_{xy} = \sigma_{1xy} + \sigma_{2xy}$ . Учитывая явные выражения для проводимостей, окончательно получаем

$$\rho_{xx} = \frac{\frac{\sigma_1}{1 + \alpha_H^2\sigma_1^2/n_1^2} + \frac{\sigma_2}{1 + \alpha_H^2\sigma_2^2/n_2^2}}{\left( \frac{\sigma_1}{1 + \frac{\alpha_H^2\sigma_1^2}{n_1^2}} + \frac{\sigma_2}{1 + \frac{\alpha_H^2\sigma_2^2}{n_2^2}} \right)^2 + \alpha_H^2 \left( \frac{\sigma_1^2}{n_1} \frac{1}{1 + \frac{\alpha_H^2\sigma_1^2}{n_1^2}} + \frac{\sigma_2^2}{n_2} \frac{1}{1 + \frac{\alpha_H^2\sigma_2^2}{n_2^2}} \right)}, \quad (9)$$

$$\rho_{xy} = \frac{\alpha_H \left( \frac{\sigma_1^2}{n_1} \frac{1}{1 + \alpha_H^2\sigma_1^2/n_1^2} + \frac{\sigma_2^2}{n_2} \frac{1}{1 + \alpha_H^2\sigma_2^2/n_2^2} \right)}{\left( \frac{\sigma_1}{1 + \frac{\alpha_H^2\sigma_1^2}{n_1^2}} + \frac{\sigma_2}{1 + \frac{\alpha_H^2\sigma_2^2}{n_2^2}} \right)^2 + \alpha_H^2 \left( \frac{\sigma_1^2}{n_1} \frac{1}{1 + \frac{\alpha_H^2\sigma_1^2}{n_1^2}} + \frac{\sigma_2^2}{n_2} \frac{1}{1 + \frac{\alpha_H^2\sigma_2^2}{n_2^2}} \right)}. \quad (10)$$

В случае  $H = 0$  получаем тривиальный результат:  $\rho_{xx}(H = 0) = (\sigma_1 + \sigma_2)^{-1}$ ,  $\rho_{xy}(H = 0) = 0$ . При этом если  $\rho_1(\gamma + \Gamma) \ll \rho_2/\gamma$ , практически весь ток течет через канал 2, так как  $\rho_{xx}(H = 0) \approx \sigma_2^{-1}$ . Согласно работе [8], при отличной от нуля концентрации носителей это условие выполняется при  $\Gamma \gg \gamma$ . Последнее условие выполняется практически всегда. Действительно, для свободного графена при очень малых концентрациях примесей (в реальных образцах всегда имеются неконтролируемые дефекты, концентрация которых составляет около  $10^9 \text{ cm}^{-2}$ ) и невысоких температурах величина  $\gamma$  порядка 1–10 meV, а величина  $\Gamma$  порядка 1 eV [8].

Мы будем оценивать максимально возможное значение магниторезистивного эффекта, полагая, что выполняются условия  $\alpha_H \sigma_1/n_1, \alpha_H \sigma_2/n_2 \gg 1$ . При выполнении этих условий мы получаем

$$\rho_{xx}(H) \approx \frac{n_1^2 \sigma_2 + n_2^2 \sigma_1}{\sigma_1 \sigma_2 (n_1 + n_2)^2}, \quad (11)$$

$$\rho_{xy}(H) \approx \frac{H}{ec(n_1 + n_2)}. \quad (12)$$

Если к тому же выполняется условие  $n_1^2 \sigma_2 \gg n_2^2 \sigma_1$ , то окончательно имеем

$$\rho_{xx}(H) \approx \frac{n_1^2}{\sigma_1 (n_1 + n_2)^2}. \quad (13)$$

Магниторезистивный эффект определяется величиной МС

$$\text{MR} = \frac{\rho_{xx}(H) - \rho_{xx}(H = 0)}{\rho_{xx}(H = 0)}. \quad (14)$$

В нашем случае мы имеем

$$\text{MR}_{\text{max}} = \frac{\sigma_2 n_1^2}{\sigma_1 (n_1 + n_2)^2} - 1 \approx \frac{\sigma_2 n_1^2}{\sigma_1 (n_1 + n_2)^2}. \quad (15)$$

Отсюда видно, что при  $\sigma_2 \gg \sigma_1$   $\text{MR} \gg 1$ . Если считать, что  $n_1 = n_2$  и положить  $\sigma_2 = 100\sigma_1$  (что примерно достигается при значениях  $\gamma = 10 \text{ meV}$  и  $\Gamma = 1 \text{ eV}$ ), то получаем, что магниторезистивный эффект может достигнуть 10 000%.

Кратко обсудим физическую сторону результата. Пусть два проводника с одинаковыми эффективными массами электронов и разными временами релаксации  $\tau_1$  и  $\tau_2$  соединены параллельно. Если  $\tau_1 \gg \tau_2$ , то  $\sigma_1 \gg \sigma_2$  и ток потечет преимущественно через проводник 1, сопротивление которого будет равно  $\sigma_1^{-1}$ . В присутствии магнитного поля ситуация обратная, а именно, чем больше время релаксации, тем больше продольное сопротивление. Действительно, в скрещенных полях электроны дрейфуют перпендикулярно магнитному и электрическому полям, а дрейф вдоль электрического поля возможен только благодаря рассеянию. Поэтому в присутствии магнитного поля продольный ток потечет преимущественно через материал 2, сопротивление которого пропорционально  $\sigma_2^{-1}$ . Таким образом, относительное изменение сопротивления оказывается равным

$$\text{MR} \sim \frac{\sigma_2^{-1} - \sigma_1^{-1}}{\sigma_1^{-1}} = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_2} \approx \frac{\tau_1}{\tau_2}.$$

В этой работе мы использовали простейшую теорию и качественно рассмотрели явление возрастания МС. Наше рассмотрение не содержит некоторых важных параметров, таких как температура, уровни Ландау. Более подробное и строгое рассмотрение будет проведено в последующих работах.

Работа поддержана грантом РФФИ № 15-02-03311а, грантом президента РФ МК-4471.2015.2, РФФИ МКН-15-19-10049, а также проектом № 3.1262.2014 Министерства образования и науки РФ в сфере научной деятельности.

Алисултанов 3.3. искренне благодарен фонду Дмитрия Зимины „Династия“ за финансовую поддержку.

## Список литературы

- [1] *Katsnelson M.I.* Graphene: Carbon in Two Dimensions. N.Y.: Cambridge University Press, 2012. 366 p.
- [2] *Berger C., Song Zh., Li T. et al.* // J. Phys. Chem. B. 2004. V. 108. P. 19 912.
- [3] *Давыдов С.Ю.* Теория адсорбции: метод модельных гамильтонианов. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ „ЛЭТИ“, 2013. 235 с. [twirpx.com/file/1596114/](http://twirpx.com/file/1596114/)

- [4] *Давыдов С.Ю.* // ФТП. 2011. Т. 45. В. 5. С. 629–633.
- [5] *Alisultanov Z.Z.* // JETP Lett. 2013. V. 98(2). P. 111.
- [6] *Alisultanov Z.Z.* // Physica E. 2015. V. 69. P. 89–95.
- [7] *Алисултанов З.З., Мейланов Р.П.* // ФТП. 2014. Т. 48(7). С. 951–962.
- [8] *Алисултанов З.З., Камиров И.К.* // ФТТ. 2014. Т. 56(4). С. 821.
- [9] *Ripka P., Janosek M.* // IEEE Sensors J. 2010. V. 10. P. 1108.
- [10] *Parkin S.S.P. et al.* // Nat. Mater. 2004. V. 3. P. 862.
- [11] *Yuasa S., Nagahata T., Fukushima K. et al.* // Nat. Mater. 2004. V. 3. P. 868.
- [12] *Алисултанов З.З.* // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 17. С. 8.