

ЭФФЕКТ УВЛЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В СИСТЕМЕ ИЗ ДВУХ ЛИСТОВ ГРАФЕНА

Д. К. Ефимкин^{a,*}, Ю. Е. Лозовик^{a,b,**}

^a Институт спектроскопии Российской академии наук
142190, Троицк, Московская обл., Россия

^b Московский физико-технический институт
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 15 января 2011 г.

В системе, состоящей из двух листов графена, разделенных диэлектриком, рассмотрен эффект увлечения носителей заряда, обусловленный межслойным туннелированием на хаотически расположенных туннельных мостиках. Найдена зависимость транссопротивления системы от размера туннельного мостика для различной взаимной ориентации листов графена (берналовской и гексагональной). Для берналовской ориентации транссопротивление чувствительно к размеру туннельного мостика и в пределе точечного контакта стремится к нулю. Для гексагональной ориентации транссопротивление слабо зависит от размера туннельного мостика. В обоих случаях величина транссопротивления системы сильно зависит от величины продольного магнитного поля и разности между энергиями Ферми квазичастиц листов графена, что позволяет непосредственно выделить в эксперименте вклад в транссопротивление, связанный с туннелированием.

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффекты увлечения носителей заряда, обусловленные кулоновским взаимодействием зарядов в различных структурах, содержащих двумерный электронный газ, начали активно исследовать как экспериментально [1–4], так и теоретически [5, 6] около 20 лет назад. Принципиальная схема экспериментов по исследованию эффектов увлечения изображена на рис. 1а. Протекание электрического тока I в одном слое, благодаря взаимодействию между электронами из разных листов, приводит к возникновению разности потенциалов V в другом слое. В эксперименте обычно определяется транссопротивление системы, которое для квадратного образца равно $\rho_d = V/I$ (в общем случае для образца длиной L и шириной W транссопротивление определяется как $\rho_d = VW/IL$).

Транссопротивление двухслойной системы чувствительно к многочастичным корреляциям внутри каждого слоя. Например, величина транссопротивления сильно изменяется, если электронный газ в одном из слоев либо находится в окрестности сверх-

проводящего перехода [7], либо испытывает переход металл—диэлектрик [8], либо образует вигнеровский кристалл [9]. Транссопротивление также чувствительно к корреляциям между квазичастицами из разных слоев. В системе пространственно-разделенных электронов и дырок, благодаря кулоновскому взаимодействию между ними, возможно электрон-дырочное спаривание [10–12]¹⁾. В этой системе были предсказаны некоторые необычные коллективные явления, отличающие систему от трехмерного экситонного диэлектрика [13]: возможность состояния с противоположно направленными сверхтекучими токами [14, 15], джозефсоновские эффекты [16–18]. Электрон-дырочное спаривание приводит к аномалиям в эффекте увлечения, которые наблюдались в работах [19, 20] и были предсказаны в работе [21]. В настоящее время исследование эффектов увлечения стало активно развивающейся самостоятельной областью, в которой изучаются различные поверхностные состояния и корреляции в двумерных структурах (см. работы [22–26] и цитируемую там литературу).

*E-mail: mitruga@yandex.ru

**E-mail: lozovik@isan.troitsk.ru

¹⁾ Фактически в работах [10] были впервые рассмотрены эффекты кулоновского увлечения.

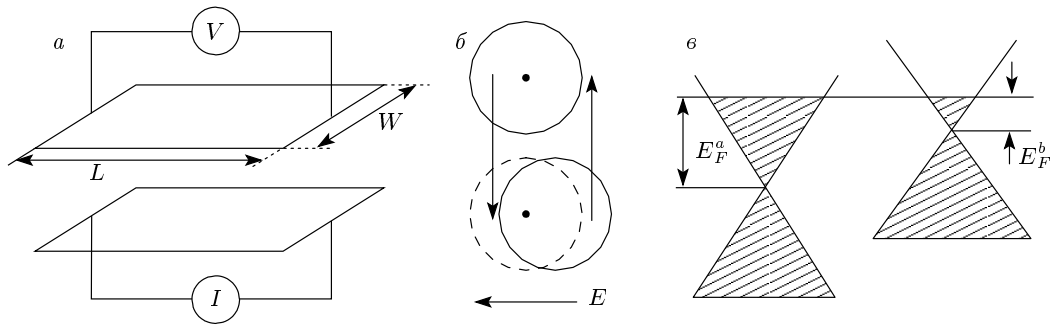


Рис. 1. а) Схема экспериментов по исследованию эффектов увлечения в двухслойных структурах. б) Передача импульса от одного листа к другому за счет туннелирования квазичастиц при протекании тока в одном из слоев, вызванного электрическим полем E . в) Положение электрохимического потенциала системы. $E_F^{a,b}$ — энергии Ферми квазичастиц в соответствующем слое

Совсем недавно был открыт [27, 28] новый уникальный по своим электронным свойствам [29, 30] двумерный материал — графен. В графене был экспериментально обнаружен ряд интересных явлений [29], которые отсутствуют в обычных полупроводниковых системах: существование минимума удельной проводимости, отсутствие связанных состояний во внешнем потенциале, положительное магнитосопротивление, аномальный квантовый эффект Холла. Носители заряда в графене обладают высокой подвижностью, достигающей в отдельных образцах значений $\mu \sim 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при комнатной температуре, что делает его весьма перспективным материалом для нанoeлектроники.

Эффект кулоновского увлечения в системе из двух листов графена, разделенных диэлектриком, рассмотрен в работе [31]. Недавно были проведены первые экспериментальные исследования [32] эффекта увлечения в рассматриваемой системе. Несмотря на численное расхождение между теорией и экспериментом, зависимость транссопротивления от концентрации носителей заряда и температуры согласуется с результатами работы [31], что свидетельствует о том, что кулоновское взаимодействие является основным механизмом увлечения в этой системе.

Существует еще один механизм увлечения, связанный с туннелированием квазичастиц между листами графена, который ранее, насколько нам известно, не рассматривался. А именно, если при туннелировании между слоями импульс квазичастицы сохраняется, то электрический ток в одном листе создает во втором листе либо электрический ток (если контур, содержащий второй слой, замкнут), либо разность потенциалов на концах (если контур, содержащий второй слой, разомкнут (рис. 1б)). Этот

механизм увлечения является объектом исследования в этой работе. Как будет показано ниже, этот механизм слабее, чем другие механизмы увлечения, но транссопротивление, обусловленное межслойным туннелированием, весьма чувствительно к магнитному полю, параллельному листам графена, и несопадению линий Ферми квазичастиц из разных слоев. Это позволяет выделить его вклад из транссопротивления, получаемого в эксперименте.

Транссопротивление вычисляется во втором порядке теории возмущений (в первом порядке теории возмущений транссопротивление равно нулю) либо по энергии кулоновского взаимодействия, либо по энергии межслойного туннелирования. В этом приближении различные механизмы увлечения независимы и их можно исследовать отдельно друг от друга.

Эффект увлечения между двумя двумерными электронными газами, обусловленный туннелированием на хаотически расположенных точечных туннельных мостиках, рассматривался в работе [33]. Ниже мы обобщаем результаты этой работы на электронный газ в графене, туннельные мостики конечной протяженности и вычисляем транссопротивление системы для различной взаимной ориентации решеток графена.

В разд. 2 вводится туннельный гамильтониан для различной взаимной ориентации решеток графена. В разд. 3 приводятся основные этапы вычисления транссопротивления системы. В разд. 4 приведены различные оценки и сделаны выводы.

2. ОПИСАНИЕ СИСТЕМЫ

Рассматриваемая система состоит из двух листов графена (лист a и лист b), которые разделены тон-

ким слоем диэлектрика. Концентрацией носителей заряда в каждом листе можно управлять при помощи напряжения между листами графена и внешними электродами. Система будет находиться в равновесии, если электрохимические потенциалы листов совпадают (рис. 1б). Если в одном слое созданы электроны, а в другом — дырки, может произойти электрон-дырочное спаривание [34–36]. Ниже будем предполагать, что температура системы выше температуры фазового перехода. В этом случае, благодаря симметрии между электронами и дырками в графене, величина транссопротивления для увлечения между электронами из разных слоев будет отличаться только знаком от величины транссопротивления, которое соответствует увлечению между электронами и дырками из разных слоев (при условии совпадения концентраций электронов и дырок и других управляющих параметров задачи). Для определенности предположим, что электрохимический потенциал находится в зоне проводимости обоих листов графена.

Носители заряда в графене четырехкратно вырождены, $g = 4$, в силу двукратного вырождения по спину и двукратного вырождения, связанного с наличием в первой зоне Бриллюэна двух неэквивалентных долин. Если размеры a_T туннельных мостиков и характерный радиус a_i потенциала примесных атомов удовлетворяют соотношению $a_T, a_i \gg a_0$, где a_0 — расстояние между соседними атомами в графене, то переходами между долинами можно пренебречь и их можно рассматривать независимо друг от друга. Основным механизмом рассеяния в графене является рассеяние на кулоновских примесях из подложки [37, 38], для которых условие $a_i \gg a_0$ выполняется. Будем предполагать, что размер туннельных мостиков значительно превышает период решетки графена и условие $a_T \gg a_0$ тоже выполняется.

В этом случае гамильтониан системы имеет вид

$$H = H_a + H_b + H_T.$$

Гамильтониан $H_{a(b)}$ описывает отдельные квазичастицы из листа $a(b)$ и их взаимодействие с примесными атомами в графене или в окружающем его диэлектрике:

$$H_{a(b)} = \int d\mathbf{r} \Psi_{a(b)}^\dagger(\mathbf{r}) \left[v_F \hat{\boldsymbol{\sigma}} \mathbf{p} - E_F^{a(b)} + \hat{U}_{a(b)}(\mathbf{r}) \right] \Psi_{a(b)}(\mathbf{r}).$$

Здесь $\Psi(\mathbf{r})$ — спинорный оператор поля электронов в графене, составленный из операторов поля электронов на двух подрешетках [29, 30], вектор $\hat{\boldsymbol{\sigma}} = (\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y)$

составлен из матриц Паули, v_F — скорость Ферми электронов в графене, $E_F^{a(b)}$ — химический потенциал носителей в листе $a(b)$, внешний потенциал $\hat{U}_{a(b)}(\mathbf{r})$ складывается из энергии взаимодействия с отдельными примесными атомами в листе $a(b)$, т. е.

$$\hat{U}_{a(b)}(\mathbf{r}) = \sum_i \hat{U}_{a(b)}^0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i).$$

Конечное общее выражение для транссопротивления системы не зависит от типа примесей, поэтому мы не будем конкретизировать структуру потенциала $\hat{U}_{a(b)}^0(\mathbf{r})$.

Гамильтониан H_T описывает туннелирование электронов между листами графена на отдельных мостиках, размер a_T которых значительно превышает период решетки графена a_0 :

$$H_T = \int d\mathbf{r} [\Psi_a^\dagger(\mathbf{r}) T(\mathbf{r}) \hat{t} \Psi_b(\mathbf{r}) + \text{h.c.}].$$

Здесь $T(r)$ — энергетический профиль системы туннельных мостиков, \hat{t} — матрица, описывающая переходы между различными подрешетками из слоя b в слой a , которая зависит от взаимной ориентации решеток графена.

Наиболее устойчивыми упаковками двухслойного графена являются берналовская и гексагональная упаковки [39], причем двухслойный графен с берналовской упаковкой имеет меньшую энергию. Ниже транссопротивление вычислено для двух указанных выше упаковок (берналовской и гексагональной), обобщение полученных результатов на произвольную ориентацию решеток графена обсуждается в разд. 4.

При гексагональной упаковке узлы решеток графена обоих листов находятся напротив друг друга, поэтому в основном возможны туннельные переходы только между атомами, которые принадлежат к одной и той же подрешетке, т. е. $A \leftrightarrow A'$ и $B \leftrightarrow B'$. В этом случае матрица \hat{t} имеет диагональный вид,

$$\hat{t}_H = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

При берналовской упаковке решетки графена смещены друг относительно друга на расстояние a_0 , где a_0 — расстояние между соседними атомами в графене. Поэтому возможны туннельные переходы либо $A \leftrightarrow B'$ (B1), либо $B \leftrightarrow A'$ (B2) в зависимости от направления смещения решеток графена. В этом случае матрица \hat{t} имеет иную структуру:

$$\hat{t}_{B1} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{t}_{B2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Профиль энергии системы туннельных мостиков представляет собой сумму энергий отдельных мостиков, т. е.

$$T(\mathbf{r}) = \sum_i T_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i).$$

Профиль туннельного мостика удобно параметризовать следующим образом:

$$T_0(\mathbf{r}) = T_E \exp\left(-\frac{r^2}{2a_0^2}\right).$$

Здесь a_0 — характерный размер туннельного мостика, T_E — характерная энергия туннельных переходов между листами. Положение туннельных мостиков нескоррелировано, и по их координатам будет проводиться усреднение.

Ниже рассмотрен только случай сильного допирования, в котором $E_F\tau \gg 1$, где E_F и τ — соответственно энергия Ферми и время жизни электронов на уровне Ферми. (Здесь и в дальнейшем мы пользуемся системой единиц, в которой $\hbar = 1$.) При этом переходы в валентной зоне будут запрещены в силу принципа Паули, а межзонных переходов не будет, так как при туннелировании энергия электронов сохраняется. Поэтому можно листы графена описывать в однозонном приближении, в котором гамильтониан системы без учета взаимодействия с примесными атомами может быть представлен в виде

$$H_T = \sum_{\mathbf{k}} (\xi_{\mathbf{k}}^a a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} + \xi_{\mathbf{k}}^b b_{\mathbf{k}}^\dagger b_{\mathbf{k}}) + \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} T_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \Lambda_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} a_{\mathbf{k}}^\dagger b_{\mathbf{k}'},$$

где $\xi_{\mathbf{k}}^{a,b} = v_F k - E_F^{a,b}$ — закон дисперсии квазичастиц в зоне проводимости в листе $a(b)$, $a_{\mathbf{k}}^\dagger (b_{\mathbf{k}}^\dagger)$ и $a_{\mathbf{k}} (b_{\mathbf{k}})$ — операторы соответственно рождения и уничтожения квазичастиц,

$$T_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} = \sum_i T_0(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \exp[i(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \cdot \mathbf{r}_i]$$

— фурье-образ энергетического профиля, $\Lambda_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}$ — угловой фактор, который определяется ориентацией решеток графена:

$$\Lambda_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}^H = \cos \frac{\phi_{\mathbf{k}} - \phi_{\mathbf{k}'}}{2}$$

для гексагональной ориентации и

$$\Lambda_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}^{B1(2)} = \frac{1}{2} \exp\left(\pm i \frac{\phi_{\mathbf{k}} + \phi_{\mathbf{k}'}}{2}\right)$$

для берналовской ориентации ($\phi_{\mathbf{k}}, \phi_{\mathbf{k}'}$ — полярные углы).

3. ВЫЧИСЛЕНИЕ ТРАНСПРОВОДИМОСТИ СИСТЕМЫ

Хотя непосредственно в эксперименте определяется транссопротивление ρ_D двухслойной системы, вычислять удобнее транспроводимость σ_D , которая является недиагональным элементом матрицы, обратной к матрице сопротивлений, и связана с транссопротивлением следующим образом:

$$\rho_D = \frac{\sigma_D}{\sigma_D^2 - \sigma_a \sigma_b} \approx -\frac{\sigma_D}{\sigma_a \sigma_b}.$$

Здесь σ_a, σ_b — проводимости слоев a и b , которые в режиме сильного допирования равны

$$\sigma_{a,b} = g \frac{e^2 E_F}{4\pi} \tau_{a,b}^{tr}.$$

Здесь $\tau_{a,b}^{tr}$ — транспортное время релаксации носителей заряда на примесях на уровне Ферми в соответствующем слое.

Для вычисления транспроводимости удобно воспользоваться теорией линейного отклика Кубо. Транспроводимость $\sigma_D(\omega)$ может быть получена при помощи аналитического продолжения мацубаровской транспроводимости $\sigma_D(ip_n)$, которая определяется следующим образом [7]:

$$\sigma_D(ip_n) = -\frac{1}{2p_n} \int_{-\beta}^{\beta} d\tau \exp(ip_n\tau) \langle T_M J_x^a(0, \tau) J_x^b(0, 0) \rangle.$$

Здесь $p_n = 2n\pi\beta$ — бозевские мацубаровские частоты, β — обратная температура системы, $J_x^{a(b)}$ — компонента оператора тока для электронов в соответствующем слое, T_M — операция упорядочения по мацубаровскому времени.

Мацубаровская транспроводимость раскладывается в ряд теории возмущений по энергии межслойного туннелирования, причем ненулевой вклад в транспроводимость дает диаграмма второго порядка, изображенная на рис. 2. Усреднение восприимчивости по положениям примесных центров приводит к перенормировке токовой вершины и функций Грина. Диаграмме на рис. 2 соответствует аналитическое выражение

$$\begin{aligned} \sigma_D(ip_n) = & \frac{T}{p_n} \sum_{\omega_n} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \Gamma_{a,x}(ip_n + i\omega_n, i\omega_n, \mathbf{k}) \times \\ & \times G_a(ip_n + i\omega_n, \mathbf{k}) G_a(i\omega_n, \mathbf{k}) \times \\ & \times |T_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}|^2 |\Lambda_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}|^2 G_b(ip_n + i\omega_n, \mathbf{k}') G_b(i\omega_n, \mathbf{k}') \times \\ & \times \Gamma_{b,x}(i\omega_n, ip_n + i\omega_n, \mathbf{k}'). \end{aligned}$$

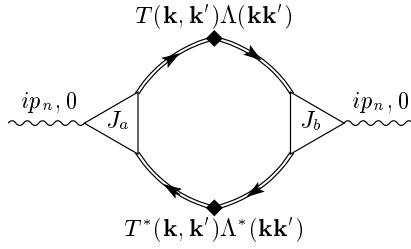


Рис. 2. Диаграмма второго порядка по величине энергии туннельных мостиков для транспроводимости системы, усредненная по положению примесей

Здесь $\Gamma_{a(b),x}(i\omega'_n, i\omega_n, \mathbf{k})$ и $G_{a(b)}(i\omega_n, \mathbf{k})$ — токовая вершина и одночастичная функция Грина, соответствующие квазичастицам в листе $a(b)$, перенормированные благодаря взаимодействию с примесными атомами; $\omega_n = (2n + 1)\pi\beta$ — фермиевские мацубаровские частоты. После суммирования по мацубаровским частотам и выполнения аналитического продолжения получаем

$$\sigma(\omega) = \frac{e^2}{\omega} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} |T_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}|^2 |\Lambda_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}|^2 \times \\ \times \int \frac{d\epsilon}{2\pi i} \{ [n_F(\epsilon) - n_F(\epsilon + \omega)] L^{+-}(\epsilon + \omega, \epsilon) + \\ + n_F(\epsilon) [L^{-+}(\epsilon, \epsilon - \omega) - L^{++}(\epsilon + \omega, \epsilon)] \}.$$

Здесь через $L^{\alpha\beta}(\epsilon_1, \epsilon_2)$ обозначено выражение ($\alpha, \beta = +, -$)

$$L^{\alpha\beta}(\epsilon_1, \epsilon_2) = \Gamma_{a,x}^{\alpha\beta}(\epsilon_1, \epsilon_2, \mathbf{k}) G_a^\alpha(\epsilon_1, \mathbf{k}) G_a^\beta(\epsilon_2, \mathbf{k}) \times \\ \times G_b^\alpha(\epsilon_1, \mathbf{k}') G_b^\beta(\epsilon_2, \mathbf{k}') \Gamma_{b,x}^{\beta\alpha}(\epsilon_2, \epsilon_1, \mathbf{k}').$$

Примем во внимание следующие факты.

1) В режиме сильного допирования, в котором $E_F\tau \gg 1$, токовая вершина, перенормированная на примесях, и свертки запаздывающих и опережающих функций Грина имеют вид

$$\Gamma_x^{+-}(\epsilon, \epsilon, \mathbf{k}) = \Gamma_x^{-+}(\epsilon, \epsilon, \mathbf{k}) = ev_F \frac{\tau^{tr}(\mathbf{k})}{\tau(\mathbf{k})} \cos \phi_{\mathbf{k}},$$

$$G^+(\epsilon, \mathbf{k}) G^-(\epsilon, \mathbf{k}) \rightarrow 2\pi\tau(\mathbf{k}) \delta(\epsilon - \xi_{\mathbf{k}}),$$

$$G^+(\epsilon, \mathbf{k}) G^+(\epsilon + \omega, \mathbf{k}) \rightarrow 0,$$

$$G^-(\epsilon, \mathbf{k}) G^-(\epsilon + \omega, \mathbf{k}) \rightarrow 0.$$

Здесь $\tau(\mathbf{k})$, $\tau^{tr}(\mathbf{k})$ — время затухания квазичастиц и транспортное время релаксации электронов с импульсом \mathbf{k} на примесях.

2) В экспериментах через один из слоев пропускается постоянный электрический ток, поэтому $\sigma_D = \sigma_D(\omega = 0)$.

3) Транспроводимость отлична от нуля при нулевой температуре, поэтому можно ограничиться нулевым порядком разложения транспроводимости по параметру $T/E_F \ll 1$.

С учетом этих приближений транспроводимость системы имеет вид

$$\sigma_D = 2\pi e^2 v_F^2 \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \cos \phi_{\mathbf{k}} \cos \phi_{\mathbf{k}'} |T_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}|^2 \times \\ \times |\Lambda_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}|^2 \tau_a^{tr}(\mathbf{k}) \tau_b^{tr}(\mathbf{k}') \delta(\xi_{\mathbf{k}}^{b(a)}) \delta(\xi_{\mathbf{k}'}^{a(b)}).$$

Проводя усреднение по положениям туннельных мостиков и учитывая, что носители заряда в графене четырехкратно вырождены, после элементарных преобразований получаем

$$\sigma_D = g \frac{e^2 E_F^a}{4\pi} \frac{\tau_a^{tr} \tau_b^{tr}}{\tau_{Ta}^{tr}} = g \frac{e^2 E_F^b}{4\pi} \frac{\tau_a^{tr} \tau_b^{tr}}{\tau_{Tb}^{tr}},$$

где $\tau_{a(b)}^{tr} = \tau_{1(2)}^{tr}(k = k_F)$ — транспортное время релаксации носителей заряда на примесях в слое $a(b)$ на уровне Ферми, $\tau_T^{tr} = \tau_T^{tr}(k = k_F)$ — транспортное время туннелирования носителей заряда на уровне Ферми, которое отличается от времени туннелирования τ_T дополнительным угловым фактором, стоящим под знаком интеграла,

$$\frac{1}{\tau_{Ta(b)}^{tr}(\mathbf{k})} = 2\pi n_T \int \frac{d\mathbf{k}'}{(2\pi)^2} |T_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}|^2 |\Lambda_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}|^2 \times \\ \times \cos \phi_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \delta(\xi_{\mathbf{k}}^{b(a)} - \xi_{\mathbf{k}'}^{a(b)}),$$

$$\frac{1}{\tau_{Ta(b)}(\mathbf{k})} = 2\pi n_T \times \\ \times \int \frac{d\mathbf{k}'}{(2\pi)^2} |T_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}|^2 |\Lambda_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}|^2 \delta(\xi_{\mathbf{k}}^{b(a)} - \xi_{\mathbf{k}'}^{a(b)}).$$

Здесь n_T — концентрация туннельных мостиков. Транспроотивление системы, обусловленное межслойным туннелированием, равно

$$\rho_D = -\frac{1}{g} \frac{4\pi}{e^2 E_F^a} \frac{1}{\tau_{Ta}^{tr}} = -\frac{1}{g} \frac{4\pi}{e^2 E_F^b} \frac{1}{\tau_{Tb}^{tr}}.$$

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Транспроотивление, обусловленное межслойным туннелированием, не зависит от плотности носителей заряда ни в одном из листов графена

и имеет ненулевое значение при нулевой температуре. Такая зависимость кардинально отличается от зависимости транссопротивления, связанного с межслойным кулоновским взаимодействием, которое пропорционально $T^2 n_a^{-3/2} n_b^{-3/2}$ [31].

На рис. 3 приведена зависимость отношения транспортного времени туннелирования к времени жизни в определенном листе, t_T^{tr}/t_T , от размера k_{FaT} туннельного мостика для берналовской и гексагональной ориентаций листов графена. Для берналовской ориентации отношение t_T^{tr}/t_T чувствительно к размеру контакта и в пределе точечного контакта ($a_0 \ll a_T \ll k_F^{-1}$) становится равным нулю. Этот результат легко объяснить — при туннелировании через точечный контакт амплитуда вероятности туннелирования во все возможные направления одинакова, поэтому не происходит передача импульса между слоями. Для гексагональной ориентации отношение t_T^{tr}/t_T гораздо слабее зависит от размера контакта и в пределе точечного контакта ($a_0 \ll a_T \ll k_F^{-1}$) не исчезает, а становится равным $1/2$. Это вызвано подавлением рассеяния назад, так как при туннелировании через точечный контакт частицы, имеющей импульс \mathbf{k} , амплитуда туннелирования в состояние с импульсом \mathbf{k}' зависит от угла $\phi_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}$ как $\cos^2(\phi_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}/2)$ и быстро убывает с увеличением угла между начальным и конечным импульсами. Поэтому в этом случае передача импульса в пределе точечного контакта конечна.

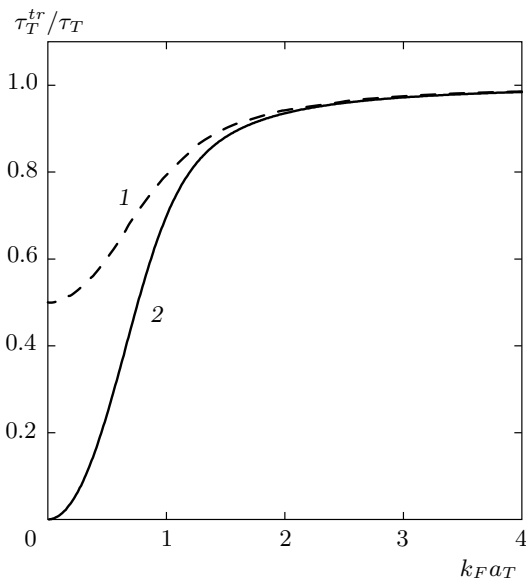


Рис. 3. Зависимость величины τ_T^{tr}/τ_T от размера k_{FaT} туннельных мостиков для гексагональной (1) и берналовской (2) ориентаций листов графена

Приложение постоянного магнитного поля H , параллельного листам графена, изменяет фазу туннельного элемента в соответствии с зависимостью

$$T(\mathbf{r}) \rightarrow T(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{q}_m \cdot \mathbf{r}), \quad \mathbf{q}_m = \left(-\frac{ed}{c}H_y, \frac{ed}{c}H_x\right),$$

где \mathbf{q}_m — связанный с магнитным полем вклад в магнитный импульс (интеграл движения в однородной системе пространственно-разделенных электронов и дырок, заменяющий импульс при наличии магнитного поля), который меняет амплитуду туннелирования между двумя состояниями \mathbf{k} и \mathbf{k}' :

$$|T_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}|^2 |\Lambda_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}|^2 \rightarrow |T_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'-\mathbf{q}_m}|^2 |\Lambda_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'-\mathbf{q}_m}|^2.$$

При туннелировании сохраняются импульс (с точностью до a_T^{-1}) и энергия квазичастицы. При отсутствии магнитного поля туннелирование происходит между состояниями на уровне Ферми, импульс между которыми не превышает a_T^{-1} . Приложение магнитного поля, для которого магнитный импульс $q_m a_T \gg 1$, приводит к значительному сокращению площади фазового пространства, доступного для туннелирования. Для туннельного мостика размером $a_T = 100$ нм при расстоянии между листами графена $d = 2$ нм величина критического магнитного поля, параллельного листам графена, которое подавляет туннелирование, равна $H_c \approx 3$ Т.

Поворот решетки одного листа графена относительно решетки другого на угол α сопровождается поворотом первой зоны Бриллюэна одного листа графена в импульсном пространстве относительно первой зоны Бриллюэна второго листа на такой же угол. Положения дираковских точек листов графена перестают совпадать, и для туннелирования электронов между листами требуется импульс $\Delta k = K_0 \alpha$, где $K_0 = 4\pi/3\sqrt{3}a_0$ — расстояние от центра зоны Бриллюэна до дираковской точки. При туннелировании сохраняется импульс с точностью до a_T^{-1} , поэтому при $\Delta k a_T \gg 1$ туннелирование и увлечение за счет туннелирования будут подавлены. Для туннельных мостиков размером $a_T = 100$ нм критическое значение угла поворота равно $\alpha_c \approx 0.5 \cdot 10^{-3}$.

При несовпадении линий Ферми электронов из разных слоев для туннелирования между слоями графена требуется импульс, равный расстоянию Δk между линиями Ферми. При туннелировании сохраняется импульс с точностью до a_T^{-1} , поэтому при $\Delta k a_T \gg 1$ туннелирование и увлечение за счет туннелирования будут подавлены. Для туннельных мостиков размером $a_T = 100$ нм туннелирование будет

подавлено, если разность между энергиями Ферми превышает критическое значение $\Delta E_c \approx 6 \cdot 10^{-2}$ эВ.

При вычислении транссопротивления предполагалось, что $E_F \tau \gg 1$. Как показывает анализ транспортных экспериментов в отдельном листе графена [37, 38], это условие выполняется, если концентрация носителей заряда $n \geq 10^{12}$ см $^{-2}$.

При $T_E \approx 6 \cdot 10^{-3}$ эВ, $d \approx 2$ нм, $a_T \approx 100$ нм и $n_T a_T \approx 10^{-2}$ транссопротивление, обусловленное межслойным туннелированием, равно $\rho \approx 0.7$ Ом. При этих же параметрах транссопротивление, обусловленное кулоновским взаимодействием при $T = 250$ К, изменяется в пределах $\rho \sim 10$ –100 Ом с изменением концентрации носителей заряда в обоих слоях [32].

В эксперименте увлечение электронов из одного слоя электрическим током в другом слое происходит за счет туннелирования и кулоновского взаимодействия одновременно. В отличие от увлечения за счет кулоновского взаимодействия, величина транссопротивления, которое связано с межслойным туннелированием, крайне чувствительна к несовпадению линий Ферми и к магнитному полю, параллельному листам графена. Это позволяет непосредственно в эксперименте выделить вклад в транссопротивление, связанный с туннелированием.

Работа одного из авторов (Ю. Е. Л.) выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-91224-СТ $_-$), а другого автора (Д. К. Е.) — гранта Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых (МК-5288.2011.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. P. M. Solomon, P. J. Price, D. J. Frank et al., Phys. Rev. Lett. **63**, 2508 (1989).
2. T. J. Gramila, J. P. Eisenstein, A. H. MacDonald et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 1216 (1991).
3. U. Sivan, P. M. Solomon, and H. Shtrikman, Phys. Rev. Lett. **68**, 1196 (1992).
4. T. J. Gramila, J. P. Eisenstein, A. H. MacDonald et al., Phys. Rev. B **47**, 12957 (1993).
5. A. P. Jauho and H. Smith, Phys. Rev. B **47**, 4420 (1993).
6. L. Zheng and A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **48**, 8203 (1993).
7. A. Kamenev and Y. Oreg, Phys. Rev. B **52**, 7516 (1995).
8. Y. Zou, G. Refael, J. Yoon, Phys. Rev. **80**, 180503(R) (2009).
9. V. Braude and A. Stern, Phys. Rev. B **64**, 115431 (2001).
10. Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон, Письма в ЖЭТФ **22**, 26 (1975).
11. Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон, ЖЭТФ **71**, 738 (1976).
12. Yu. E. Lozovik and V. I. Yudson, Sol. St. Comm. **19**, 391 (1976).
13. Л. В. Келдыш, Ю. В. Копаев, ФТТ **6**, 2791 (1964).
14. Yu. E. Lozovik and V. I. Yudson, Sol. St. Comm. **21**, 211 (1976).
15. Ю. Е. Лозовик, О. В. Берман, Письма в ЖЭТФ **64**, 256 (1996).
16. Yu. E. Lozovik and A. V. Poushnov, Phys. Lett. A **228**, 399 (1997).
17. M. Fogler and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **86**, 183 (2001).
18. A. I. Bezuglyj and S. I. Shevchenko, ФНТ **30**, 282 (2004).
19. C. Morath, J. Seamons, J. Reno et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 026804 (2009).
20. A. F. Croxall, K. Das Gupta, and C. A. Nicoll, Phys. Rev. Lett. **101**, 246801 (2008).
21. G. Vignale and A. H. MacDonald, Phys. Rev. Lett. **76**, 2786 (1996).
22. O. L. Berman, R. Ya. Kezerashvili, and Yu. E. Lozovik, Phys. Rev. B **82**, 125307 (2010).
23. O. L. Berman, R. Ya. Kezerashvili, and Yu. E. Lozovik, Phys. Lett. A **374**, 3681 (2010).
24. S. M. Badalyan and G. Vignale, Phys. Rev. Lett. **103**, 196691 (2009).
25. V. Zyuzin and G. Fiete, Phys. Rev. B **82**, 113305 (2010).
26. R. Asgari, B. Tanatar, and B. Davoudi, Phys. Rev. B **77**, 115301 (2008).
27. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov et al., Science **306**, 666 (2004).
28. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov et al., Nature **438**, 197 (2005).

29. A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. P. Peres et al., *Rev. Mod. Phys.* **81**, 109 (2009).
30. Ю. Е. Лозовик, С. П. Меркулова, А. А. Соколик, *УФН* **178**, 757 (2008).
31. W.-K. Tse, B.-Y.-K. Hu, and S. Das Sarma, *Phys. Rev. B* **76**, 081401 (2007).
32. S. Kim, I. Jo, J. Nah et al., *Phys. Rev. B* **83**, 161401(R) (2011).
33. Y. Oreg and A. Kamenev, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2421 (1998).
34. Yu. E. Lozovik and A. A. Sokolik, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 61 (2008).
35. M. Yu. Kharitonov and K. B. Efetov, *Phys. Rev. B* **78**, 241401(R) (2008).
36. H. Min, R. Bistrizer, J. J. Su et al., *Phys. Rev. B* **78**, 121401(R) (2008).
37. K. Nomura and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 076602 (2007).
38. E. H. Hwang, S. Adam, and S. Das Sarma, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 186806 (2007).
39. B. Nanda and S. Satpathy, *Phys. Rev. B* **80**, 165430 (2009).