

## ПРОВОДИМОСТЬ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*П.М.Островский*

*Институт теоретической физики РАН  
117940 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 сентября 2000 г.

В многослойных углеродных нанотрубках наблюдаются осцилляции магнитосопротивления с периодом  $\Phi_0 = hc/2e$  (A.Bachtold, C.Strunk, J.-P.Salvetat et al., Nature **397**, 673 (1999)). Этот эффект аналогичен эффекту Шарвиних для обычного металла (Д.Ю.Шарвин, Ю.В.Шарвин, Письма в ЖЭТФ **34**, 285 (1981)). Показано, что в углеродных трубках, наряду с максимумами магнитосопротивления при потоке, кратном  $\Phi_0$ , возможно появление дополнительных максимумов с вдвое меньшим периодом.

PACS: 75.50.-y

Углеродные нанотрубки [1] обладают интересными транспортными свойствами. В зависимости от геометрической структуры одностенная трубка может быть диэлектриком, металлом или полупроводником [2]. При этом металлические трубки с очень хорошей точностью являются одномерными проводниками. Однако в работе [3] удалось добиться уникальных экспериментальных условий, при которых нанотрубка проявляет свойства двумерного проводника, характерные для трубок из обычного металла. Именно, речь идет об эффекте Шарвиних [4, 5]: магнитосопротивление осциллирует с периодом  $\Phi_0 = hc/2e$ , достигая максимума при  $\Phi = n\Phi_0$ . Мы покажем, что специфическая структура углеродных трубок может привести к появлению особенностей в магнитосопротивлении, не характерных для трубок из обычного металла. Эти особенности заключаются в появлении дополнительных максимумов сопротивления с вдвое меньшим периодом, чем основной период осцилляций в эффекте Шарвиних.

Основная экспериментальная трудность заключается в том, что практически невозможно создать одностенную трубку достаточно большого диаметра, чтобы наблюдать эффекты магнитного поля. В работе [3] использовались многостенные трубки. Мы, вслед за авторами, будем считать, что ток течет только во внешнем слое трубки.

Эффекты слабой локализации, к которым относится эффект Шарвиних, наблюдаются в металлах, то есть требуют наличия большого параметра  $k_F l$ . Для нанотрубок это не так в силу полуметаллических свойств углерода. Известно, что спектр электронов в чистом углероде линейен, и ферми-поверхность состоит из отдельных "конических" точек, расположенных в вершинах первой зоны Бриллюэна (см. обсуждение электронного спектра графита и ссылки, например, в [6]). Но наблюдение эффекта Шарвиних в многостенных нанотрубках указывает на то, что по определенным причинам внешний слой трубки проявляет металлические (в смысле  $k_F l \gg 1$ ) свойства. Одной из таких причин может быть влияние контактов. Из-за контактной разности потенциалов уровень Ферми в трубке может сместиться из конической точки, что приведет к появлению конечной ферми-поверхности. Другая возможная причина – влияние внутренних слоев трубки. Различная кривизна внутренних и внешних слоев приводит к разности химпотенциалов и перераспределению электронной плотности.

Также возможно изменение электронной плотности из-за легирующих примесей, находящихся внутри трубки или в подложке. Для более точного эксперимента было бы целесообразно сделать специальный “затвор”, позволяющий менять положение уровня Ферми в трубке.

Также для эффекта Шарвиных необходимо, чтобы длина свободного пробега электронов была меньше периметра трубки:

$$rv_0 \ll r, \quad (1)$$

где  $v_0$  – фермиевская скорость,  $r$  – радиус трубки,  $\tau$  – время свободного пробега. Это не так для одностенных трубок, однако в многостенных сильным источником беспорядка являются внутренние слои трубки. Кроме того, необходимо выполнение условия квантовой когерентности

$$r \ll \sqrt{\tau\tau_\phi}v_0. \quad (2)$$

Ему можно удовлетворить, выбрав подходящий температурный режим. Экспериментальное наблюдение эффекта Шарвиных в углеродных нанотрубках [3] можно считать подтверждением применимости приближения слабой локализации.

Модель, которую мы будем рассматривать, предполагает, что ферми-поверхность для электронов углеродной плоскости состоит из двух окружностей с центрами в вершинах первой зоны Бриллюэна (рис.1). Эти долины мы будем обозначать знаками “+” и “-”. Поскольку потенциал создается примесями, размер которых сравним с

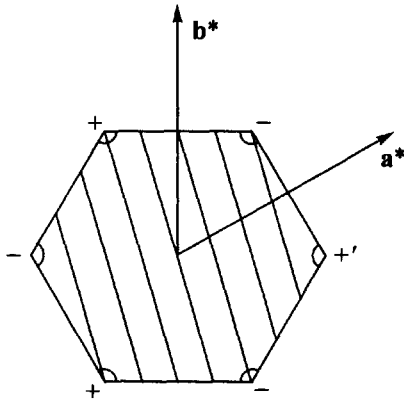


Рис.1. Первая зона Бриллюэна углеродной плоскости. Дуги окружностей вблизи вершин – поверхность Ферми.  $a^*$  и  $b^*$  – базис обратной решетки. Показаны разрешенные линии  $k$  для (7, 2)-трубки (номенклатура соответствует [2]). Индексами “+” и “-” обозначены две части поверхности Ферми (долины)

периодом решетки, нужно учесть зависимость амплитуды рассеяния от импульса. Мы предлагаем следующий феноменологический подход. Введем два времени свободного пробега, соответствующих рассеянию в пределах одной и той же долины ( $\tau_0$ ) и с перебросом в другую долину ( $\tau'$ ):

$$\begin{array}{c} \begin{array}{ccc} + & + & \\ \hline \rightarrow & \rightarrow & \\ \hline + & + & \end{array} & = & \begin{array}{ccc} + & + & \\ \hline \rightarrow & \rightarrow & \\ \hline - & - & \end{array} = \frac{1}{2\pi\nu\tau_0}; & \begin{array}{ccc} + & - & \\ \hline \rightarrow & \rightarrow & \\ \hline - & + & \end{array} = \frac{1}{2\pi\nu\tau'}, \end{array} \quad (3)$$

где  $\nu$  – плотность состояний в одной долине. Очевидно,  $\tau' > \tau_0$ . Полное время свободного пробега дается выражением  $\tau^{-1} = \tau_0^{-1} + \tau'^{-1}$ .

Из-за периодических граничных условий при замыкании плоскости в цилиндр остаются разрешенными только импульсы, лежащие на определенных линиях (рис.1) [2]. Однако при длине свободного пробега меньшей, чем периметр трубки (1), квантование поперечного импульса электронов подавляется и проводимость становится металлической для трубок любой структуры.

Для одной долины вычисления аналогичны [5]. Квантовая поправка к проводимости имеет вид [7]

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = -2\tau^2 \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} C(\mathbf{k}). \quad (4)$$

Интегрирование ведется по всем разрешенным импульсам. Поскольку время жизни куперона  $\tau_\varphi$  велико (2), нужно учитывать размерное квантование из-за периодических граничных условий. Куперонный пропагатор  $C(\mathbf{k})$  соответствует сумме "лестниц" вида

$$C(\mathbf{k} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2) = \begin{array}{c} \xrightarrow{\mathbf{p}_1} \\ \text{---} \\ \xrightarrow{\mathbf{p}_2} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \xrightarrow{\mathbf{p}_1} \\ \text{---} \\ \xrightarrow{\mathbf{p}_2} \\ \text{---} \end{array} + \dots = \frac{1}{2\pi\nu\tau^2} \frac{1}{Dk^2 - i\omega}; \quad \omega\tau, \tau Dk^2 \ll 1. \quad (5)$$

Для цилиндра получается ответ, аналогичный [5]:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = -\frac{1}{\pi\nu} \sum_l \int \frac{dk_{\parallel}}{2\pi} \left[ D \left( k_{\parallel}^2 + \frac{l^2}{r^2} \right) + \frac{1}{\tau_\varphi} \right]^{-1}. \quad (6)$$

Суммирование и интегрирование выполняются в пределах первой зоны Бриллюэна. Магнитное поле сдвигает число  $l \rightarrow l - \Phi/\Phi_0$ . Таким образом, сопротивление периодически зависит от поля, достигая максимума, когда поток через сечение трубки кратен  $\Phi_0$ .

При учете обеих долин нам понадобятся купероны двух видов (импульсы электронов отсчитываются от центра соответствующей долины):

$$C_{++} = C_{--} = \begin{array}{c} + \quad + \\ \text{---} \\ + \quad + \end{array} + \begin{array}{c} + \quad + \\ \text{---} \\ + \quad + \end{array} + \dots = \frac{1}{2\pi\nu\tau^2} \frac{1}{Dk^2 - i\omega + (\tau' - \tau)^{-1}}, \quad \omega\tau, \tau Dk^2 \ll 1; \quad (7)$$

$$C_{+-} = C_{-+} = \begin{array}{c} + \quad - \\ \text{---} \\ - \quad + \end{array} + \begin{array}{c} + \quad - \\ \text{---} \\ - \quad + \end{array} + \dots = \frac{1}{4\pi\nu\tau^2} \frac{1}{Dk^2 - i\omega}, \quad \omega\tau', \tau' Dk^2 \ll 1. \quad (8)$$

Благодаря инвариантности по отношению к обращению времени, куперонный пропагатор совпадает с диффузионным и обладает полюсом, соответствующим сохранению числа частиц. При отсутствии процессов переброса ( $\tau' \rightarrow \infty$ ) мы получаем два полюса ( $C_{++}$  и  $C_{--}$ ), что соответствует сохранению числа электронов каждого типа

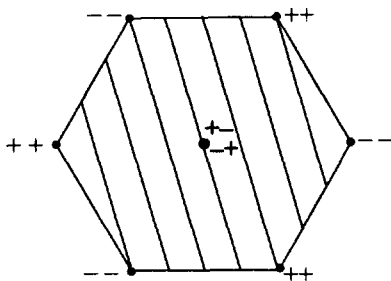


Рис.2. Первая зона Бриллюэна для куперона. Полюсы  $C_{++}$  и  $C_{--}$  находятся в вершинах шестиугольника, полюсы  $C_{+-}$  и  $C_{-+}$  совпадают в центре. Показаны линии разрешенных импульсов для (7,2)-трубки

по отдельности. Расположение этих полюсов в обратном пространстве показано на рис.2.

Квантовая поправка принимает вид

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = -\tau^2 \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} (C_{++} + C_{+-} + C_{-+} + C_{--}). \quad (9)$$

Подставляя выражения куперонных пропагаторов для  $(n_1, n_2)$ -нанотрубки, получаем

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\sigma}{\sigma} = & -\frac{1}{\pi\nu} \sum_l \int \frac{dk_{\parallel}}{2\pi} \left\{ \left[ D \left( k_{\parallel}^2 + \frac{l^2}{r^2} \right) + \frac{1}{\tau_{\varphi}} \right]^{-1} + \right. \\ & + \left[ D \left( k_{\parallel}^2 + \frac{1}{r^2} \left( l + \frac{n_1 + n_2}{3} \right)^2 \right) + \frac{1}{\tau' - \tau} \right]^{-1} + \\ & \left. + \left[ D \left( k_{\parallel}^2 + \frac{1}{r^2} \left( l - \frac{n_1 + n_2}{3} \right)^2 \right) + \frac{1}{\tau' - \tau} \right]^{-1} \right\}. \quad (10) \end{aligned}$$

Суммирование и интегрирование, как и в (6), проводится в пределах первой зоны Бриллюэна (рис.2). Зависимость от магнитного поля, как и раньше, получается заменой  $l$  на  $l - \Phi/\Phi_0$ . При этом, как и прежде, сопротивление периодически зависит от поля с периодом  $\Phi_0 = hc/2e$ , но если  $n_1 + n_2$  не делится на 3, то, кроме максимумов при  $\Phi = n\Phi_0$ , появляются еще дополнительные максимумы при  $\Phi = n\Phi_0/3$ . Типичная зависимость проводимости от поля приведена на рис.3.

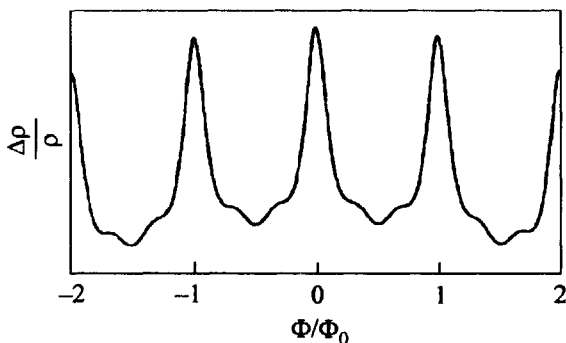


Рис.3. Типичная зависимость сопротивления от магнитного поля.  $\tau' = \tau_0 = 2\tau$ ,  $\tau_{\varphi} = 4\tau$ . По оси ординат условные единицы

Эти особенности имеют чисто геометрическую природу, их величина не зависит от температуры в отличие от основного максимума. Однако если процессы переброса

между долинами ослаблены ( $\tau' \rightarrow \infty$ ), то нужно также учесть член  $\tau_\varphi^{-1}$  в знаменателе (7). Это приводит к тому, что величины дополнительных максимумов будут зависеть от температуры и сравниваются с основным максимумом. Но необходимо, чтобы не нарушились условия диффузионного приближения в (8). При  $\tau' = \infty$  первого слагаемого в (10) просто не будет, электроны каждой из долин дают независимый вклад в осцилляции магнитосопротивления, который совпадает с (6), но сдвинут в ту или иную сторону на треть периода. А при большом, но конечном,  $\tau'$  первый член в (10) имеет более сложный вид, так как становятся существенными члены высших порядков в уравнении диффузии для куперона.

- 
1. S.Ijima, *Nature* **354**, 56 (1991).
  2. N.Hamada, D.-I.Sawada, and A.Oshiyama, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1579 (1992).
  3. A.Bachtold, C.Strunk, J.-P.Salvetat et al., *Nature* **397**, 673 (1999).
  4. Д.Ю.Шарвин, Ю.В.Шарвин, *Письма в ЖЭТФ* **34**, 285 (1981).
  5. Б.Л.Альтшулер, А.Г.Аронов, В.З.Спивак, *Письма в ЖЭТФ* **33**, 101 (1981).
  6. Дж.Каллауэй, *Теория энергетической зонной структуры*, М.: Мир, 1969.
  7. Л.П.Горьков, А.И.Ларкин, Д.Е.Хмельницкий, *Письма в ЖЭТФ* **30**, 248 (1979).