Письма в ЖЭТФ, том 37, вып. 6, стр. 261 –263 *20 марта 1983 г.*

О КВАНТОВЫХ ЭФФЕКТАХ В ПРОВОДИМОСТИ ДВУМЕРНЫХ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМ.

П.А.Воробьев

Показано, что коэффициенты перед логарифмами в выражениях для квантовых поправок к проводимости двумерных систем зависят от характеристик рассеивающих потенциалов и геометрии поверхности Ферми, а также от энергии носителей.

Квантовые поправки к проводимости двумерных неупорядоченных систем привлекают в последнее время значительное внимание. Как было показано в [1,2], поправка к проводимости, связанная с эффектами локализации, имеет вид

$$\sigma_L = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\alpha\ln\frac{\tau}{\tau_{in}} . \qquad (1)$$

Здесь τ – время свободного пробега, τ_{in}^{-1} – частота неупругих столкновений, $\alpha = 1$ в обычно используемой модели [1,2].

Логарифмические поправки к проводимости возникают и при учете электрон-электронного взаимодействия [3]:

$$\sigma_I = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\beta\ln\frac{T\tau}{\hbar} , \qquad (2)$$

где T – температура, $\beta = 1 - F$, $F = \langle V_e(\mathbf{p}-\mathbf{p}')\rangle V_e^{-1}(0)$, $V_e(\mathbf{p})$ – фурье-образ потенциала взаимодействия носителей, импульсы $\mathbf{p}$, $\mathbf{p}'$ лежат на поверхности Ферми, а угловые скобки обозначают усреднение по этой поверхности.

Выражения (1), (2) получены при двух упрощающих предположениях: а) о короткодействующем характере потенциала рассеяния на примесях, б) об изотропии поверхности Ферми. Однако для двумерных систем, представляющих практический интерес, эти предположения часто не выполняются.

В настоящей работе расчет квантовых поправок к проводимости производится для анизотропного закона дисперсии носителей и с учетом конечности радиуса действия рассеивающих потенциалов. В такой обобщенной модели логарифмическая зависимость выражений (1), (2) от τ_{in}, T сохраняется, однако величины α, β становятся, вообще говоря, тензорами зависящими как от характеристик рассеивающих центров, так и от геометрии поверхности Ферми. Такая зависимость была отмечена в работе [4], однако использованная в ней модель не является реалистичной.

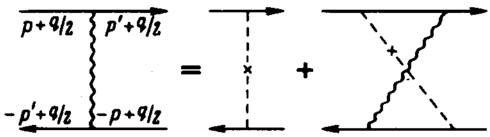

Рис. 1

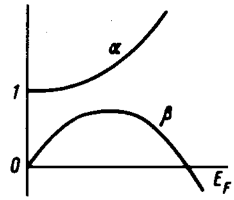

Рис. 2

Для простоты будем считать, что поверхность Ферми односвязна и выпукла. Сумма веерных диаграмм K (волнистая линия на рис. 1) описывающая диффузию в канале частица-частица [2], удовлетворяет интегральному уравнению, изображенному на рис. 1. Его решение можно найти в виде ряда по степеням переданного импульса q. Главный, сингулярный по q, член имеет вид (см. [5]):

$$K(\mathbf{p}, \mathbf{p}', \mathbf{q}, \omega) = \frac{2\Gamma(\mathbf{p})\Gamma(\mathbf{p}')}{\pi\hbar\rho_F} \frac{1}{i\omega + D_{ij}q_iq_j} \; . \tag{3}$$

Здесь Γ – одночастичное затухание, ρ_F – плотность состояний на поверхности Ферми, ω – частота,

$$D_{ij} = \frac{\hbar}{2\pi\rho_F} \int d\varphi \, P(\varphi) Q_i(\varphi) V_j(\varphi)$$

– тензор диффузии, связанный с больцмановской проводимостью соотношениями Эйнштейна, V_j – компоненты скорости носителей,

$$P(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \left| \frac{D(k_x, k_y)}{D(\epsilon, \varphi)} \right|_{\epsilon = \epsilon_F}$$

– якобиан преобразования от k_x, k_y к переменным энергия ϵ и угол φ. Функции Q_i определяются интегральными уравнениями

$$\int d\varphi' P(\varphi') W(\varphi, \varphi')(Q_i(\varphi) - Q_i(\varphi')) = V_i(\varphi) \; . \tag{4}$$

В (4) W есть линия взаимодействия, в первом борновском приближении равная $W(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = n \, |u(\mathbf{p}, \mathbf{p}')|^2$, где n – концентрация примесей, $u(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ – матричный элемент рассеивающего потенциала.

Из-за неточечного характера рассеивающих потенциалов необходимо также провести одевание векторных вершин примесями [6]. Одетым вершинам соответствуют выражения $e\Gamma(\varphi)Q_i(\varphi)$. Окончательно выражение для локализационной поправки к проводимости в нашей модели имеет вид (1), где α есть тензор

$$\alpha_{ij} = \widetilde{D}_{ij} D_0^{-1} . \tag{5}$$

Здесь $D_0 = (\det D_{ij})^{1/2}$

$$\widetilde{D}_{ij} = \int d\varphi P(\varphi)\Gamma(\varphi)Q_i(\varphi)Q_j(\varphi).$$

При вычислении поправок к проводимости, обусловленных взаимодействием, мы будем учитывать те же диаграммы, что и в работах [3, 7]. Используя формулу (3) и учитывая одевание векторных вершин, получаем выражение для величин β в (2):

$$\beta_{ij} = D_{ij} D_0^{-1} - F\alpha_{ij} . \qquad (6)$$

Рассмотрим различные предельные случаи формул (5), (6).

1) Точечные рассеивающие центры. При этом формулы (5), (6) дают результаты работы [8] для анизотропных систем с точечными примесями:

$$\alpha_{ij} = D_{ij} D_0^{-1}, \qquad \beta_{ij} = \alpha_{ij}(1 - F).$$

2) Круговая поверхность Ферми и аксиально-симметричные потенциалы. При этом величины α, β равны

$$\alpha_{ij} = \delta_{ij}\sigma_s/\sigma_t, \qquad \beta_{ij} = \delta_{ij}(1 - F^*). \qquad (7)$$

Здесь σ_s — сечение рассеяния на примесях, σ_t — транспортное сечение, $F^* = F\sigma_s/\sigma_t$.

Отношение $\sigma_s/\sigma_t \geqslant 1$ и растет с ростом энергии носителей. Качественный вид зависимостей α и β от энергии Ферми приведен на рис. 2. Видно, что при достаточно больших энергиях величина F^* может стать бóльшей единицы (при $F < 1$), т. е. возможна инверсия знака поправки σ_I. Отметим, что значение величины $F^* > 1$, наблюденное экспериментально в [9], не может быть объяснено в модели точечных центров.

Полученные результаты показывают, что коэффициенты перед логарифмом в выражениях для квантовых поправок к проводимости двумерных систем могут непрерывным образом изменяться с ростом энергии Ферми. Представляет существенный интерес экспериментальная проверка этой зависимости.

Автор выражает благодарность И.П.Звягину за постановку задачи и руководство работой, В.Л.Бонч-Бруевичу и А.Г.Миронову за замечания и дискуссии, а также Л.В.Келдышу за обсуждение работы.

Литература

1. *Abrahams E., Anderson P.W., Liciardello D.C., Ramakrishnan T.V.* Phys. Rev. Lett., 1979, **42**, 673.
2. *Горьков Л.П., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1979, **30**, 248.
3. *Altshuler B.L., Aronov A.G., Lee P.A.* Phys. Rev. Lett., 1980, **44**, 1288.
4. *Bhatt R.H., Ramakrishnan T.V.* Physica, 1982, **110B**, 2078.
5. *Малеев С.В., Топерверг Б.П.* ЖЭТФ, 1975, **69**, 1440.
6. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г.* ЖЭТФ, 1979, **77**, 2028.
7. *Altshuler B.L., Khmel'nitzkii D.E., Larkin A.I., Lee P.A.* Phys. Rev., 1980, **B22**, 5142.
8. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е.* ЖЭТФ, 1981, **81**, 768.
9. *Bishop D.J., Dynes R.C., Tsui D.C.* Phys. Rev., 1982, **B26**, 773.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
1 февраля 1983 г.