Письма в ЖЭТФ, том 31, вып. 1, стр. 60 – 62 *5 января 1980г.*

О ПРОВОДИМОСТИ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

В.М.Эдельштейн

Для двумерного вырожденного электронного газа с кулоновским взаимодействием вычислена поправка к времени свободного пробега в поле случайных примесей и соответствующая поправка к проводимости.

В последнее время при изучении задачи о локализации двумерных электронов были рассчитаны несколько механизмов [1, 2], приводящих к уменьшению проводимости $\sigma(T)$ при уменьшении температуры. В [1] к отрицательным поправкам к σ приводил учет интерференции при рассеянии невзаимодействующих электронов на разных примесях. В [2] применительно к трехмерному случаю такая поправка возникала от интерференции примесного и электрон-электронного взаимодействия. Перенесение метода работы [2] на двумерный случай с короткодействующим межчастичным потенциалом дает поправку $\delta\sigma/\sigma_0 \sim (\epsilon_F\tau_0)^{-1} \ln T\tau_0$, где ϵ_F – энергия Ферми, τ_0 – время пробега без учета электрон-электронного взаимодействия. С точностью до численного фактора такой же результат следует из [1]. Логарифмическая зависимость σ от T была недавно наблюдена в тонких ~ 3 нм пленках сплава AuPd [3].

В этой статье будет показано, что в условиях, когда межчастичный потенциал можно считать двумерным кулоновским, интерференция примесного и межчастичного рассеяния приводит к более быстрому падению проводимости вида $\delta\sigma/\sigma_0 \sim -(\epsilon_F\tau_0)^{-1} \ln^2 T\tau_0$. Такого поведения следует ожидать в пленках полуметаллов. Например для Bi, где дебаевский радиус (трехмерный) $\kappa_D^{-1} \approx 100$ Å [4] пленка толщиной несколько нанометров будет удовлетворять поставленным условиям.

Первая по малому параметру $(\epsilon_F\tau_0)^{-1}$ поправка к собственной энергии Σ электрона изображена на рис. 1. Использована стандартная "крестовая" техника усреднения по примесям, волнистая линия – межчастичный кулоновский потенциал. Особая часть Σ^s получается от области интегрирования $\omega\tau_0 < 1$, $ql < 1$. Так как все внутренние частоты и энергии больше температуры, то в выражении для Σ^s можно перейти к пределу $T \to 0$. При этом для диаграммы 1,*а* получим

$$ {}^{a}\Sigma^{s}_{\epsilon > 0}(p) \approx \int_{\epsilon}^{\tau_0^{-1}} \frac{i d\omega}{2\pi} \int \frac{q dq}{2\pi} \left[\frac{2}{(ql)^2 - 2i\omega\tau_0} \right]^2 \frac{2\pi e^2}{\epsilon_\infty q} \left(1 + \frac{l^2 \kappa q}{(ql)^2 - 2i\omega\tau_0} \right)^{-1} \times $$

$$ \times (\epsilon - \xi_p - i/2\tau_0)^{-1} \qquad (1) $$

Здесь ϵ — энергия электрона, отсчитанная от химпотенциала, $l = v_F \tau_0$, $\kappa = 2e^2 m/\epsilon_\infty$. Первый множитель в (1) возникает из-за интерференции примесного и межчастичного взаимодействий; второй есть экранированный двумерный кулоновский потенциал, где для поляризационной петли подставлено выражение [5]

$$- (m/\pi)(ql)^2/[(ql)^2 - 2i\omega\tau_0)] \qquad (2)$$

последний фактор возникает от $G^A_{\epsilon-\omega}(p-q)$, где, как будет видно из конечного результата, в логарифмическом приближении зависимостью от ω, q можно пренебречь. Ограничение снизу на ω возникает из требования, чтобы полюс по энергии функции Грина частицы после испускания кванта взаимодействия переходил на другую сторону от вещественной оси. В противном случае примесные поправки к кулоновскому потенциалу малы.

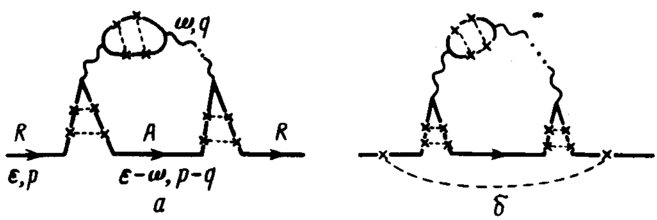

Рис. 1

После интегрирования по частоте ω получается

$$^a\Sigma^s \approx - \frac{i}{\tau_0} (2/\pi\epsilon_F\tau_0) \quad [1+2i(\epsilon - \xi_p)\tau_0]^{-1} \int\limits_0^1 \frac{dy}{y} \ln \frac{2\epsilon\tau_0 + i\kappa l y}{2\epsilon\tau_0 + iy^2} . \qquad (3)$$

Видно, что область интегрирования по $y = ql$, дающая главный вклад в интеграл есть $\epsilon\tau_0/\kappa l < y < 1$. Вычисление этого интеграла и аналогичного выражения, соответствующего рис. 1,б приводит к формуле

$$G^R_\epsilon(p)^{-1} = \epsilon - \xi_p + i/2\tau_0 - i(16\pi\epsilon_F\tau_0^2)^{-1}[(\epsilon - \xi_p + i/2\tau_0)/(\epsilon - \xi_p - i/2\tau_0)] \times$$
$$\times \ln^2 \epsilon\tau_0 . \qquad (4)$$

Так как σ пропорциональна мнимой части коррелятора токов, для которой имеется условие унитарности [6], то при изотропном рассеянии на примесях справедлива формула (рис. 2).

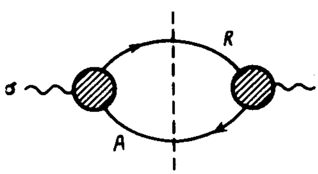

Рис. 2

$$\sigma \sim \int d^2p\, d\epsilon\, (-\partial n_F/\partial\epsilon)\, A^2(\epsilon, p) |\vec{\Gamma}(\epsilon, p)|^2, \tag{5}$$

где $A(\epsilon, p)$ – скачок функции $G_\epsilon(p)$ на разрезе $\mathrm{Im}\,\epsilon = 0$, $\vec{\Gamma}$ – векторная вершина. Главный вклад в интеграл (5) происходит от области $\epsilon - \xi_p \sim \tau_0^{-1}$, $\epsilon \sim T$. В нулевом приближении $\vec{\Gamma}_0 \sim \mathbf{p}$, при этом получаем

$$\sigma(T)/\sigma_0 = 1 - (4\pi\epsilon_F\tau_0)^{-1}\ln^2 T\tau_0 . \tag{6}$$

Векторная вершина в первом приближении дается выражением на рис.3. Здесь обе внутренние электронные функции Грина в поправке к $\vec{\Gamma}_0$ одновременно либо опережающие, либо запаздывающие, следовательно, примесные вставки малы. Кроме того интеграл по импульсу в $\vec{\Gamma}_1$ набирается из узкой области $\epsilon' - \xi_{p-q} \sim \tau_0^{-1}$, а интеграл по частоте ϵ' из широкой $-\epsilon_F < \epsilon' < 0$, поэтому поправок, логарифмически зависящих от T отсюда не возникает. Таким образом, учет $\vec{\Gamma}_1$ сводится лишь к неособой перенормировке скорости электронов на поверхности Ферми.

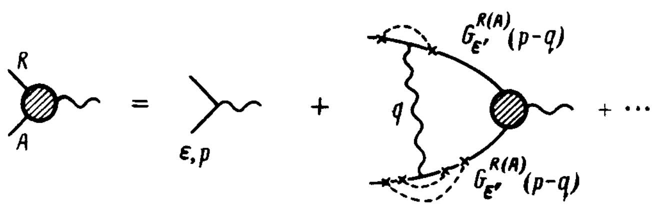

Рис. 3.

Для применимости (6) помимо указанных выше условий необходимо $\ln(T\tau_0)^{-1} > 1$. Отметим, что $\kappa l = (e^2/\epsilon_\infty v_F)\epsilon_F\tau_0$ применительно к Bi порядка $0{,}1\epsilon_F\tau_0 \gtrsim 1$ для не слишком грязных образцов.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 ноября 1979 г.

Литература

[1] Л.П.Горьков, А.И.Ларкин, Д.Е.Хмельницкий. Письма в ЖЭТФ, 30, 248, 1979.

[2] В.Л.Альтшулер, А.Г.Аронов. Письма в ЖЭТФ, 27, 700, 1978.

[3] G.J.Dolan, D.D.Osheroff. Phys. Rev. Lett., 43, 721, 1979.

[4] D.H.Brownell, Jr., E.H.Hygh. Phys. Rev., 164, 909, 1967.

[5] P.G.de Gennes. J. Phys. Radium., 23, 630, 1962.

[6] J.S.Langer. Phys. Rev., 127, 5, 1962.