Письма в ЖЭТФ, том 39, вып. 12, стр. 567 – 569 25 июня 1984 г.

О ПРОВОДИМОСТИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ МЕТАЛЛОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ С ДЕФЕКТАМИ С ДАЛЬНОДЕЙСТВУЮЩИМ И КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИМ ПОТЕНЦИАЛОМ

С.С.Мурзин

Рассмотрена поперечная проводимость $\sigma_\perp$ металлической системы с дефектами двух видов в классически сильном магнитном поле H. Радиус действия потенциала одних дефектов a много больше ларморовского радиуса электрона r, других – меньше r. Показано, что вклад в проводимость от рассеяния на различных дефектах неаддитивен. Возможна зависимость $\sigma_\perp$ от H вида $\sigma_\perp \sim H^{-4/3}$.

Поперечная проводимость $\sigma_\perp$ металлов с замкнутой поверхностью Ферми и полупроводников в сильном магнитном поле $r \ll l$ (l – длина свободного пробега электронов) обусловлена смещением центров электронных орбит в результате рассеяния. Проводимость $\sigma_\perp$ связана с коэффициентом диффузии поперек магнитного поля $D_\perp$ соотношением Эйнштейна, которое для вырожденного электронного газа имеет вид $\sigma_\perp = e^2(\partial n/\partial\epsilon)D_\perp$, где $\partial n/\partial\epsilon$ – плотность состояний на уровне Ферми. Если в каждом акте рассеяния центр орбиты электрона смещается случайным образом, то коэффициент диффузии равен (в работе [1] с. 457)

$$D_\perp = \frac{\Sigma(\Delta x)^2}{2\delta t}, \tag{1}$$

где суммирование производится по столкновениям, испытываемым электроном в течение времени δt, и Δx – изменение x-координаты центра орбиты при столкновении.

Соотношение (1) справедливо в случае рассеяния на фононах [2] или точечных дефектах [3]. Однако, как будет показано ниже, оно не всегда справедливо в системе со случайно расположенными дефектами, радиус действия потенциала которых $r \ll a \ll l$. Это условие может быть выполнено, например, для потенциала дислокаций в кристалле или потенциала ионизированных примесей в полупроводниках.

В настоящей работе рассмотрена проводимость вырожденного электронного газа в кристалле с дефектами двух видов. Радиус действия потенциала одних дефектов $a \ll r$, других $b \ll r$. Дальнодействующий потенциал будем считать гладким с амплитудой $u_0 \ll \epsilon_F$, где ϵ_F – фермиевская энергия электронов. Концентрация дефектов с таким потенциалом $n \lesssim a^{-3}$. Для рассеяния на короткодействующих дефектах введем время релаксации импульса τ. В отсутствии дальнодействующих дефектов коэффициент диффузии поперек магнитного поля был бы равен $D_\perp \sim r^2/\tau$, а вдоль поля $D_\parallel \sim v_F^2\tau$, v_F – фермиевская скорость. В отличие от работ [4, 5] рассмотрен случай, когда $l = v_F\tau \gg a, (na^2)^{-1}$. Здесь $(na^2)^{-1}$ – длина пробега электрона между столкновениями с дальнодействующими дефектами. Релаксацией продольной компоненты импульса на дефектах a можно пренебречь, так как $n_0 \ll \epsilon_F$. Рассеяние на дефектах a можно рассматривать как дрейф в скрещенных полях: H и поле дефекта $E \sim u_0/ea$ (в работе [1], с. 308). Один акт рассеяния приводит к смещению центра орбиты электрона на величину $\Delta x \sim v_{\text{др}}\,\Delta t \sim n\dfrac{u_0}{\epsilon_F}$, где $v_{\text{др}} \sim c\dfrac{u_0}{eHa}$ – скорость дрейфа, $\Delta t \sim a/v_F$ – время пролета электрона в поле дефекта. Поперечное смещение электрона на длине пробега вдоль магнитного поля l за счет взаимодействия с дефектами a равно $\Delta x_l \sim r(u_0/\epsilon_F)(na^2 l)^{1/2} \sim n(u_0/\epsilon_F)(\tau/\tau_0)^{1/2}$, где $\tau_0 = (na^2 v_F)^{-1}$. Считается, что $\Delta x_l \ll a$.

Основная особенность нашего рассмотрения состоит в учете того что электрон, рассеявшись один раз на каком-либо дефекте размером a, в процессе своего хаотического движения вдоль магнитного поля много раз вернется к нему снова прежде, чем сместится поперек поля на расстояние $\sim a$. Пролетая в поле рассматриваемого дальнодействующего дефекта, электрон каждый раз будет смещаться примерно в одном и том же направлении на расстояние $\sim \Delta x$. Суммарное смещение $\sim \Delta x M$ (M – число возвратов), в то время как из формулы (1) получили бы смещение за счет этих столкновений $\sim \Delta x M^{1/2}$. Поперечное движение электрона на расстояние меньшее a имеет недиффузионный характер и лишь на масштабах бо́льших a становится диффузионным. Шаг такой диффузии порядка a, коэффициент диффузии $D_\perp \sim a^2/t_0$, где t_0 – время, за которое электрон смещается на расстояние $\sim a$. Для того, чтобы определить t_0, найдем смещение электрона $\Delta X(t)$ в зависимости от времени для $\Delta X(t)$ меньших a. Время t_0 найдем из уравнения $\Delta X(t) \approx a$.

Чтобы найти $\Delta X(t)$, воспользуемся тем, что вероятность обнаружить электрон снова в поле рассматриваемого дефекта через время t равна $a/(D_\parallel t)^{1/2}$. Средняя скорость дрейфа под действием только одного дефекта $v_{\text{др}} \sim v_{\text{др}} a / (D_\parallel t)^{1/2}$. Соответствующее смещение $\Delta x_1(t) \sim v_{\text{др}} a (t/D_\parallel)^{1/2} \sim r v_F (u_0/\epsilon_F)(t/D_\parallel)$. Число дальнодействующих дефектов, с которыми взаимодействует электрон в течение времени t, порядка $(D_\parallel t)^{1/2}/(na^2)^{-1}$. В силу случайного расположения дефектов квадрат смещения электрона за время t в результате взаимодействия со всеми, как дальнодействующими так и короткодействующими дефектами, равен

$$\overline{[\Delta X(t)]^2} \sim [\Delta x(t)]^2 \frac{(D_\parallel t)^{1/2}}{(na^2)^{-1}} + \frac{r^2}{\tau} t \sim \left(r v_F \frac{u_0}{\epsilon_F} \right)^2 t^{3/2} D_\parallel^{-1/2} na^2 + r^2 \frac{t}{\tau}. \qquad (2)$$

Время t_0 найдем из равенства $\overline{[\Delta X(t)]^2} \approx a$. Коэффициент диффузии будет равен

$$D_\perp \sim \frac{a^2}{t_0} \sim \left(r v_F \frac{u_0}{\epsilon_F} \right)^2 (t_0/D_\parallel)^{1/2} na^2 + r^2/\tau. \qquad (3)$$

В случае, когда первое слагаемое в (3) гораздо больше второго

$$D_\perp = D_1 \sim (r^4 a^2/\tau\tau_0^2)^{1/3} (u_0/\epsilon_F)^{4/3} \propto H^{-4/3}. \qquad (4)$$

Отсюда видно, что вклад в коэффициент диффузии $\left(\text{а значит и в проводимость } \sigma_\perp = e^2 \left(\frac{\partial n}{\partial \epsilon}\right) D_\perp \right)$ от рассеяния на дальнодействующих и короткодействующих дефектах неаддитивен. Величина $D_1 > r^2/\tau$, если $(a/r)(\tau/\tau_0)(u_0/\epsilon_F)^2 > 1$.

Выше мы не учли смещение электронов в состояниях, в которых энергия движения вдоль магнитного поля $\epsilon_z < u_0$. В случае отталкивающего потенциала u_0 электрон с $\epsilon_z < u_0$ оказывается на некоторое время заперт между двумя соседними дальнодействующими дефектами, отражаясь то от одного, то от другого (при условии $\tau > \tau_0(\epsilon_F/\epsilon_z)^{1/2}$). Движение поперек магнитного поля в среднем будет иметь характер дрейфа. При некоторых условиях поперечная диффузия определяется именно движением электронов в состояниях с $\epsilon_z < u_0$. Учет этого приводит к дополнительному ограничению для выражения (4) $(r/a) < (\epsilon_F/u_0)^{7/4} (\tau_0/\tau)^2$.

Возможно, именно, рассмотренный механизм поперечной диффузии электронов приводит к отклонению от закона $\sigma_\perp \propto H^{-2}$ в висмуте, наблюдающемуся в магнитных полях, больших 1 кЭ (см., например, [6]). Характерный масштаб неоднородности поля дислокаций $a \sim N^{-1/2}$, где N – число дислокаций, пронизывающих сечение единичной площади. Для $N \sim 10^6$ см$^{-2}$, $a \sim 10^{-3}$ см. Время $\tau_0 \sim (Nav_F)^{-1} \sim a/v_F$. В магнитном поле $H = 10$ кЭ, в котором отклонение от закона $\sigma_\perp \propto H^{-2}$, наблюдаемое в работе [6], достигает 100%, величина $r \sim 10^{-5}$ см. Взяв $u_0 \sim \Lambda \frac{b}{a} \sim 10^{-4}$ эВ, где $b \sim 10^{-7}$ см – модуль вектора Бюргерса, $\Lambda \sim 1$ эВ – деформационный потенциал, $\epsilon_F \sim 10^{-2}$ эВ, $l \sim 10^{-2}$ см, получим что $\frac{\tau}{\tau_0}\left(\frac{u_0}{\epsilon_F}\right) \sim 10^{-2} \sim r/a$. Это условие, при котором D_1 сравнивается с r^2/τ. В более сильных полях доминирует $D_1 \propto H^{-4/3}$.

Автор выражает благодарность за полезные обсуждения В.Ф.Гантмахеру, В.Т.Долгополову, В.Я.Кравченко, И.Б.Левинсону.

Литература

1. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979.
2. *Titeica S.* Ann. d. Phys., 1935, **22**, 128.
3. *Давыдов Б.И., Померанчук И.Я.* ЖЭТФ, 1939, **9**, 1294.
4. *Ереженов М.Е., Пекар С.И.* ФТТ, 1963, **5**, 1297.
5. *Herring C.* J. Appl. Phys., 1960, **31**, 1939.
6. *Богод Ю.А., Красовицкий В.Б.* Phys. stat. sol. (b), 1974, **65**, 847.

Поступила в редакцию
23 марта 1984г.
После переработки
25 мая 1984 г.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР