Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 10, стр. 630 – 633 20 мая 1974 г.

О ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ СВОЙСТВАХ МЕТАЛЛОВ С ЗАКРЫТЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ ФЕРМИ

Р.Н.Гуржи, А.И.Копелиович

Изучена поперечная электропроводность чистых металлов с закрытыми поверхностями Ферми в сильных магнитных полях при низких температурах.

Если поверхность Ферми закрытая и число электронов не равно числу дырок, то при температурах $T << T_0 \approx \Delta p s$ вероятность процесса переброса при электрон-фононных столкновениях, а вместе с ней и электросопротивление идеального металлического образца, пропорциональны $\exp(-T_0/T)$. (Здесь Δp – минимальное расстояние между изолированными электронными или дырочными группами, s – скорость звука). До настоящего времени нет надежных данных об экспериментальном наблюдении экспоненты Пайерлса, хотя для некоторых металлов измерения проведены при температурах, значительно меньших T_0.

В предыдущей работе [1] на основе детального рассмотрения механизма электрон-фононного сопротивления, нами было показано, что экспоненциальная зависимость в чистом виде должна проявляться при температурах, значительно более низких, чем T_0. Физически это связано с тем обстоятельством, что при низких температурах процессы переброса возможны только в небольших областях на поверхности Ферми – лунках. При этом электропроводность σ пропорциональна полному времени релаксации, за которое электрон совершает замкнутый цикл в p-пространстве: диффузию через поверхность Ферми и перескок между эквивалентными лунками в результате переброса, $\sigma \sim \tau_Д + \tau_П$. Диффузионное время $\tau_Д \sim T^{-5}$, а перебросное время $\tau_П \sim \exp(T_0/T)$. Однако, как показано в [1], при $T \approx T_0, \tau_Д >> \tau_П$ и благодаря этому в зависимости $\sigma(T)$ экспонента Пайерлса проявляется при температурах $T_П << T_0$. (Отношение $T_П/T_0$ падает с ростом параметра $p_F/\Delta p$, но даже для Na и K, у которых $p_F/\Delta p \approx 3, T_П/T_0 \sim 1/10$.). В реальных условиях при столь низких температурах рассеяние электронов будет происходить на дефектах кристаллической решетки или границах образца (см., например, [3, 4]).

Совершенно другое положение, как мы сейчас покажем, имеет место в сильных магнитных полях. В этом случае экспоненциальная зависимость может проявляться при температурах, сравнимых с T_0.

При низких температурах, когда тепловой импульс фононов T/s мал в сравнении со всеми характерными параметрами поверхности Ферми и размерами лунок, естественно воспользоваться диффузионным приближением [1, 2]. Имеем

$$-{}^{1}/_{v} = \partial\chi/_{\partial t} + \operatorname{div}[\hat{D}(\nabla\chi - \mathbf{a}(\Delta\chi))] + \Pi(\chi) = -e\mathbf{E}\,\mathbf{n} \quad . \qquad (1)$$

Здесь $-\chi(\mathbf{p})^{\partial n}/_{\partial\epsilon}$ – неравновесная добавка к функции распределения электронов, $n = [\exp(^{\epsilon-\mu}/_{T}) + 1]^{-1}$, $\mathbf{v} = {}^{\partial\epsilon}/_{\partial\mathbf{p}}$, $\mathbf{n} = \mathbf{v}/v$, t – время обращения вдоль орбиты в магнитном поле, второй член в левой части описывает диффузию электронов, член Π – процессы переброса.

В сильном магнитном поле имеем: $\chi = \chi^{(0)} + \chi^{(1)} + \ldots$,

$$\chi^{(0)} = \mathbf{u}\mathbf{p} + f(p_z), \qquad \mathbf{u} = cH^{-2}[\mathbf{E}\mathbf{H}] \ , \qquad (2)$$

$$-\left({}^{1}/_{v}\right)\left(\partial\chi^{(1)}/_{\partial t}\right) + \operatorname{div}[\hat{D}(\nabla f - \mathbf{a}(\nabla f)] + \Pi(\chi^{(0)}) = -eH_z n_z \ , \ \ldots \qquad (3)$$

При вычислении тока достаточно ограничиться нулевым приближением (2). Однако, функция $f(p_z)$ определяется из условий разрешимости уравнения (3):

$$< v\operatorname{div}[\hat{D}(\nabla f - \mathbf{a}(\nabla f))] > + < v\Pi(\chi^{(0)}) > = -eE_z < v_z > , \quad (4)$$

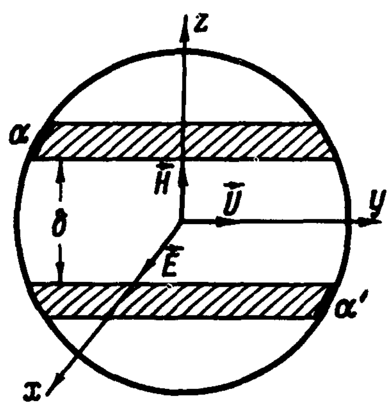
$$^{2}/_{h^3}\int p_z v\,\Pi(\chi^{(0)})\,dS = -eE_z(n_e - n_h),$$

$< \ldots >$ означает среднее по периоду обращения. (5)

В общем случае произвольного числа лунок и любой замкнутой поверхности Ферми (с единственным ограничением: размеры лунок малы в сравнении с расстояниями между ними) результат решения уравнений (4), (5) может быть сформулирован в виде законов Кирхгофа для электронных токов, протекающих по разветвленным цепям в импульсном пространстве (ср. [2]). Мы не будем здесь приводить общих выражений для тензора электропроводности . Суть дела можно выяснить из простых физических соображений. В нулевом приближении по малому параметру $(\Omega \tau)^{-1}$ (Ω – ларморовская частота, τ – характерное время релаксации) возникает лишь холловский ток $\mathbf{j} = ne\mathbf{u}$ и соответственно $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = necH^{-1}$. Продольная электропроводность σ_{xx} обусловлена процессами переброса. По порядку величины

$$\sigma_{xx} \approx \frac{n_{\text{эфф}} e^2}{m} \frac{1}{\Omega^2 \tau_{\text{эфф}}}, \tag{6}$$

где $\tau_{\text{эфф}}$ – эффективное время свободного пробега относительно столкновений с перебросом, $n_{\text{эфф}}$ – число электронов , которые в этих столкновениях участвуют.



Оказывается, что эффект процессов переброса может быть существенно различен в зависимости от того, попадает или нет две или большее количество лунок в одно сечение $p_z = \text{const}$. Для иллюстрации этого положения на рисунке показана сферическая поверхность Ферми с одной парой эквивалентных лунок a, a', причем магнитное поле направлено так, что лунки не перекрываются (слои траекторий, проходящих через лунки, заштрихованы).

С первого взгляда может показаться, что благодаря наличию дрейфа (член $\mathbf{up}$ в (2)) в лунках a и a' функция χ будет существенно различной и поэтому процессы переброса в магнитном поле будут идти в полную силу. Но на самом деле, если полностью пренебречь диффузией, плотности неравновесных электронов на эквивалентных лунках под действием процессов переброса окажутся равными и $\sigma_{xx} = 0$. (Формально: функция $f(p_z)$ в (2) подстроится таким образом, чтобы функция $\chi^{(0)}$ на лунках a и a' была одинаковой). Учет диффузии, конечно, приведет к току в направлении оси x, однако, при этом в формуле (6) $\tau_{\text{эфф}} \approx$ $\approx \tau_{\text{Д}} + \tau_{\text{П}}$ и мы приходим к ситуации, аналогичной рассмотренной в [1] (при $H = 0$).

Теперь легко понять, что если лунки перекрываются, то компенсация невозможна[1]. При этом $\tau_{\text{эфф}} \approx \tau^{U}(p_F / r_0)$, $n_{\text{эфф}} \approx n(r_0/p_F)$ (r_0 – радиус лунки, $1/\tau^U$ – частота столкновений с перебросом для электрона, находящегося в лунке). Если же лунки не перекрываются и расстояние между слоями луночных траекторий δ (см. рисунок) достаточно велико, так , что количество процессов переброса определяется скоростью диффузии электронов (что возможно при $T > T_{\text{П}}$), то $n_{\text{эфф}} \approx$ $\approx n(\delta/p_F)$ и $\tau_{\text{эфф}} \approx \tau^{(\delta)}$. Здесь $\tau^{(\delta)} \approx \tau^F(\delta/p_F)^2$ – время отвечающее диффузионному перемещению на расстояние δ, $\tau^F \sim T^{-5}$ – обычное транспортное время электрон-фононного взаимодействия.

При произвольной ориентации поля, согласно (6),

$$\sigma_{xx} \approx \frac{ne^2}{m}\,\Omega^{-2}\left[\tau^F\left(\delta/p_F\right) + \tau^U(p_F/r_0)^2\right]^{-1}. \tag{7}$$

Частота перебросов

$$1/\tau^U \sim \begin{cases} T^3, & T > T_0 \\ T_0^3 \exp(-T_0/T), & T < T_0. \end{cases}$$

Итак, в сильных магнитных полях ($\Omega\tau_{\text{эфф}} \gg 1$) и при не слишком низких температурах ($T > T_{\text{П}}$) электропроводность оказывается сильно анизотропной функцией магнитного поля, причем для тех направлений поля, которые отвечают перекрытию лунок (точнее, при $\tau^F(\delta/p_F) \ll$ $\ll \tau^U(p_F/r_0)^2$), $\sigma_{xx} \sim (\tau^U)^{-1}$. В последнем случае экспоненциальная зависимость Пайерлса $\sigma_{xx} \sim \exp(-T_0/T)$ должна проявиться при температурах $T \sim T_0 \gg T_{\text{П}}$.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
4 апреля 1974 г.

Литература

[1] Р.Н.Гуржи, А.И.Копелиович. ЖЭТФ, **64**, 380, 1973.

[2] Р.Н.Гуржи, А.И.Копелиович. ЖЭТФ, **61**, 2514, 1971.

[3] В.С.Цой, В.Ф.Гантмахер. ЖЭТФ, **56**, 1232, 1969.

[4] I.W. Ekin. B.W.Maxfrield. Phys. Rev. B4, 4215, 1971.

---

[1] Тот же результат может возникнуть и при перекрытии неэквивалентных лунок. Необходимо только, чтобы в отсутствие диффузии, под действием магнитного поля и процессов переброса, электрон мог уйти на бесконечность в расширенном р-пространстве.