*Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 9, стр. 621 – 625 5 ноября 1974 г.*

# ЭФФЕКТ УВЛЕЧЕНИЯ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИИ МЕТАЛЛОВ

*Ю.Каган, В.Н.Флеров*

1.Возможность наблюдения экспоненциальной температурной зависимости сопротивления металлов при низких температурах, обусловленной эффектом увлечения, наталкивается на принципиальные трудности.

Как показывает анализ [1, 2], такая возможность может реализоваться только в некомпенсированных металлах с закрытой поверхностью Ферми, а при наличии дефектов к тому же только у тех низ них, которые обладают поверхностью Ферми близкой к сферической (см. также [3]). В результате все многообразие металлов сужается до группы щелочных металлов.

Однако эффект увлечения должен ярко проявиться в магнетосопротивлении при низкой температуре. В случае некомпенсированных металлов с закрытой поверхностью Ферми это связано с подавлением в сильном магнитном поле кристаллической анизотропии функции распределения электронов [4], которая и ответственна за появление требования сферичности поверхности Ферми [2]. В случае компенсированных металлов с закрытой поверхностью Ферми само магнитное поле в отличие от электрического создает единый дрейф электронов и дырок, который, в свою очередь, стимулирует дрейф фононов. Чем сильнее выражено увлечение фононов, тем менее эффективно рассеяние и тем больше оказывается поперечное сопротивление. Таким образом, в магнетосопротивлении увлечение может проявляться для всех металлов с закрытой поверхностью Ферми.

Эффект увлечения в магнетосопротивлении, по-видимому, вообще не рассматривался в литературе, исключая только что появившуюся заметку [5], где анализируется влияние магнитного поля на диффузию электронов к областям поверхности Ферми, откуда эффективно совершается переброс.

2. Линеаризованная система кинетических уравнений для электрон-фононной системы металла в магнитном поле имеет следующий вид:

$$N^a = \hat{P}^{e,ph}(\phi^a, \chi^a) + \hat{R}(\phi^a) + \hat{M}(\phi^a);$$
$$0 = \hat{P}^{ph,e}(\chi^a, \phi^a) + \hat{L}(\chi^a). \qquad (1)$$

Здесь $\hat{R}$ – оператор столкновений электронов с дефектами, а $\hat{L}$ – соответствующий оператор, описывающий фонон-фононное взаимодействие и взаимодействие фононов с дефектами. Остальные обозначения аналогичны принятым в [4] ($a$ – индекс декартовой координаты).

Ограничимся рассмотрением одноосных или кубических кристаллов. Разложим поправку к электронной ($\phi^a$) и фононной ($\chi^a$) функции распределения по некоторым полным системам функций $\{\psi_i\}$ и $\{\xi_\nu\}$, зависящим от обобщенных аргументов $k \equiv k, n$ ($n$ – номер зоны) и $q \equiv q, s$ ($s$ – номер ветви), соответственно.

Разрешая второе уравнение в (1) относительно коэффициентов разложения функции $\chi^a$ и подставляя найденные значения в первое уравнение, имеем для коэффициентов разложения электронной функции распределения $a_j(a)$:

$$\langle N^a, \psi_i \rangle = \sum_j K_{ij} a_j(a), \qquad \hat{K} = \hat{\tilde{P}} + \hat{R} + \hat{M}, \qquad (2)$$

где

$$\tilde{P}_{ij} = P_{ij} - \sum_{\nu\nu'} P'_{i\nu}(Q^{-1})_{\nu\nu'} P'_{\nu' j}. \qquad (3)$$

Здесь $P_{ij}$ и $P'_{\nu j}$ представляют собой оператор электрон-фононного взаимодействия при $\chi^a = 0$ и $\phi^a = 0$ соответственно, $(P'_{\nu j} = P'_{j\nu})$. $\hat{Q}$ – оператор столкновений, соответствующий правой части уравнения (1) при $\phi^a = 0$.

3. Рассмотрим некомпенсированные металлы. В этом случае уравнение (2) в точности совпадает с уравнением, исследовавшимся в [4], если сделать замену $\hat{P} \to \hat{\tilde{P}}$. Это позволяет непосредственно воспользоваться найденным в [4] значением асимптотического поведения сопротивления в сильном магнитном поле.

Выберем в качестве первых трех функций в системах $\{\psi_i\}$ и $\{\xi_\nu\}$ компоненты квазиимпульса $k^a$ и $q^a$ (если куски поверхности Ферми выходят на границу зоны Бриллюэна, необходимо использовать периодическую кусочно-линейную функцию $k^a$, см [1]). Тогда в соответствии с [4], если $\mathbf{H}$ параллельно одной из главных осей (ось *3*), для поперечной компоненты тензора сопротивления вдоль главной оси *1* имеем

$$\rho^{11}_{H\to\infty} = \frac{1}{j^2}(\tilde{P}_{11} + P_{11}), \tag{4}$$

$$j = \langle N^a, \psi_1 \rangle = e(N_e - N_h). \tag{5}$$

(у первых трех функций индекс $i$ соответствует номеру оси).

Если пренебречь рассеянием фононов на дефектах, то легко показать, что в отсутствие процессов переброса в электрон-фононной системе металла $\tilde{P}_{11}$ обращается в нуль. В результате при $\mathbf{H} \to \infty$ температурозависящая часть сопротивления при низких температурах будет иметь экспоненциальную зависимость от $T$ (см. подробнее [2]) *вне зависимости от характера рассеяния электронов на дефектах*. Тем самым появляется возможность, в принципе, наблюдать проявления эффекта увлечения в некомпенсированных металлах с анизотропной поверхностью Ферми, которые при измерении обычного сопротивления при $\mathbf{H} = 0$ маскируются степенной зависимостью $\rho$ от $T$, обусловленной анизотропным рассеянием электронов на дефектах [2, 3].

4. В случае компенсированных металлов с закрытой поверхностью Ферми величина $j$ в (5) обращается в нуль тождественно. В связи с этим мы выделим явно еще одну тройку функций $\psi_i$, получающихся друг из друга циклической перестановкой координат – $\psi_a$, которые должны отвечать условию

$$\langle N^a, \psi'_{a_1} \rangle = j'_a \delta^{aa_1} \neq 0. \tag{6}$$

При этом

$$\langle \psi'_a | \hat{M} | \psi_{a_1} \rangle = \frac{1}{c} e^{aa_1\gamma} j'_a H^\gamma; \quad \langle \psi_a | \hat{M} | \psi_{a_1} \rangle = \frac{j}{c} e^{aa_1\gamma} H^\gamma = 0. \tag{7}$$

Следуя [4], мы потребуем, чтобы все функции $\psi_{i}$, кроме функций 2-й тройки, были бы взаимноортогональны и ортогональны $N^{a}$ и одновременно, чтобы для них выполнялось условие $<\psi_{a}'|\hat{M}|\psi_{j}> = 0$, $(j>6)$. Тогда матрица $\hat{K}$ имеет следующую блочную структуру

$$\hat{K} = \begin{pmatrix} \hat{F}^{11} & \hat{K}^{12} & \hat{F}^{(1)} \\ \hat{K}^{21} & \hat{K}^{22} & \hat{F}^{(2)} \\ \hat{F}^{(1)}_{T} & \hat{F}^{(2)}_{T} & \hat{K}^{(3)} \end{pmatrix}, \qquad \hat{F} = \hat{\tilde{P}} + \hat{R}. \tag{8}$$

Здесь $\hat{K}^{ss'}$ и $\hat{F}^{ss'}$ представляют собой квадратные матрицы третьего порядка с элементами, равными матричным элементам между функциями, принадлежащими первой ($s=1$) и второй ($s=2$) тройкам. Определение остальных блоков – автоматическое.

Если найти матрицу $\hat{T}$ обратную $\hat{K}$, то тензор сопротивления будет определяться матрицей третьего порядка $(\hat{T}^{22})^{-1}$, где $\hat{T}^{22}$ – блок обратной матрицы $\hat{T}$, стоящий на месте $\hat{K}^{22}$ (ср. [4]). В результате находим в общем случае

$$\rho^{\alpha\beta} = 1/_{j_{\alpha}' j_{\beta}'} [\hat{K}^{22} - \hat{K}^{21}(\hat{F}^{11} - \hat{F}^{(1)}(\hat{K}^{(3)})^{-1}\hat{F}^{(1)}_{T})^{-1}\hat{K}^{21} +$$

$$+ \hat{F}^{(2)}(\hat{K}^{(3)} - \hat{F}^{(1)}_{T}(\hat{F}^{11})^{-1}\hat{F}^{(1)})^{-1}\hat{F}^{(1)}_{T}(\hat{K}^{(22)})^{-1}\hat{K}^{12} + \hat{K}^{21}(\hat{K}^{22} - \hat{F}^{(1)}(\hat{K}^{(3)})^{-1} \times$$

$$\times \hat{F}^{(1)}_{T})^{-1}\hat{F}^{(1)}(\hat{K}^{(3)})^{-1}\hat{F}^{(2)}_{T} - \hat{F}^{(2)}(\hat{K}^{(3)} - \hat{F}^{(1)}_{T}(\hat{F}^{11})^{-1}\hat{F}^{(1)})^{-1}\hat{F}^{(2)}_{T}]_{\alpha\beta}.$$

Асимптотика поперечного сопротивления в сильном магнитном поле определяется вторым членом в (9), дающим квадратичную зависимость от $\mathbf{H}$ в соответствии с известным общим результатом [6]. Если $\mathbf{H}$ направлено вдоль главной оси, то $(K^{(3)})^{-1}$ обращается в нуль [4] и мы приходим к выражению

$$\rho^{11}_{H\to\infty} = \frac{H^2}{c^2(\tilde{P}_{22} + R_{22})} \tag{10}$$

($\mathbf{H}$ || оси *3*). Таким образом, снова температурозависящая часть сопротивления (точнее коэффициента при $H^2$) однозначно определяется диагональным матричным элементом обобщенного оператора столкновений для чисто дрейфовой кусочно-линейной функции квазиимпульса $\psi_2$, хотя зависимость, естественно, и обратная. Интересно, что выделенной оказывается дрейфовая компонента именно вдоль оси *2*, которой соответствует единый дрейф электронов и дырок при $\mathbf{H}$ вдоль оси *3* и $\mathbf{E}$ вдоль оси *1*.

Все высказанные выше соображения об экспоненциальной зависимости от $T$ при низких температурах и о подавлении роли анизотропного рассеяния электронов на примесях в условиях увлечения, связанного со своеобразной симметризацией функции распределения электронов в сильном магнитном поле реально можно наблюдать эффект увлечения, который принципиально отсутствует в сопротивлении компенсированных металлов при **H** = 0.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
15 июля 1974 г.

## Литература

[1] Ю.Каган, В.Н.Флеров. ДАН СССР, 203, 787, 1972.

[2] Ю.Каган, В.Н.Флеров. ЖЭТФ, 67, 2001, 1974.

[3] Р.Н.Гуржи. ЖЭТФ, 47, 1415, 1964.

[4] Ю.Каган, В.Н.Флеров. ЖЭТФ, 66, 1375, 1974.

[5] Р.Н.Гуржи, А.И.Копелиович. Письма в ЖЭТФ, 19, 630, 1974.

[6] И.М.Лифшиц, М.Я.Азбель, М.И.Каганов. Электронная теория металлов, М., изд. Наука, 1971.