

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА "АЛХИМИЧЕСКОГО ЗОЛОТА" $\text{Hg}_{3-\delta}\text{AsF}_6$

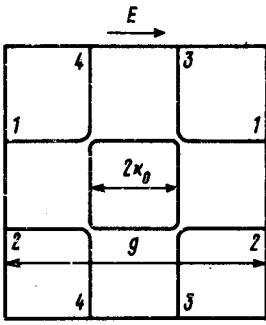
С.И.Мухин

Для $\text{Hg}_{3-\delta}\text{AsF}_6$, в модели с электрон-фононным взаимодействием, получена зависимость магнетосопротивления как функции от температуры и внешнего постоянного магнитного поля, во всем интервале полей до магнитного пробоя. Результаты теории качественно согласуются с экспериментом^{1, 2}. Найденные зависимости для холловской компоненты сопротивления нуждаются в экспериментальной проверке.

Соединение $\text{Hg}_{3-\delta}\text{AsF}_6$ привлекает к себе большой интерес одномерным характером своей структуры и связанными с этим необычными электрическими свойствами^{1, 2}. Кристалл $\text{Hg}_{3-\delta}\text{AsF}_6$ состоит из комплексов AsF_6^- , образующих основную тетрагональную объемноцентрированную решетку. Внутри нее находятся два семейства параллельных цепочек атомов ртути, идущих (не пересекаясь) в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

$\text{Hg}_{3-\delta}\text{AsF}_6$ обладает металлической проводимостью. Экспериментально установлено^{1, 2}, что удельное сопротивление ρ в плоскости цепочек, как функция температуры T и постоянного внешнего магнитного поля H , нормального к этой плоскости, имеет вид:

$$\rho(H, T) = \rho_0(H) + \rho_1(T). \quad (1)$$



Сечение поверхности Ферми плоскостью параллельной цепочкам. Цилиндр с меньшим основанием заполняют электроны, а цилиндр с большим основанием заполняют "дырки" ³

Измерения проводились в интервале температур $2\text{K} < T < 20\text{K}$ и полей $0 < H \leq 180 \text{ кГс}$. Установлено, что $\rho_1(T) \sim T^3$, а $\rho_0(H) \rightarrow 0$ при $H \rightarrow 0$, монотонно возрастает с увеличением H , выходя на узкое плато, за которым следует линейный рост $\rho_0(H) \sim H$ вплоть до верхней границы интервала измерений ².

В настоящей работе зависимость $\rho(H, T)$ получена из теоретического рассмотрения модели с электрон-фононным взаимодействием и поверхностью Ферми (ПФ) (см. рис. 1), качественно соответствующими реальному кристаллу $\text{Hg}_{3-\delta}\text{AsF}_6$ ³⁻⁵.

Согласно ^{2,3}, Ψ -функции электрона на взаимно перпендикулярных цепочках перекрываются слабо. Поэтому ⁵, электрон может попасть (рассеявшись на фононе) с одного плоского участка ПФ на другой, ему перпендикулярный, лишь из области "уголка" (рис. 1). Предполагается, что размер "уголка" δ , в импульсном пространстве, много меньше других характерных размеров ПФ, а также теплового импульса фонона q_T . Тогда (⁵), в пренебрежении диффузией электронов по ПФ вдоль поля H (нормального к плоскости рис. 1), кинетическое уравнение для электрона в схеме повторяющихся зон имеет вид (приведем его лишь для плоскости 3-3 на рис. 1):

$$\begin{aligned}
 -V \frac{d\phi_3}{dk} + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\delta(k - k_0 - ng) X_3^+ + a \Lambda(k - k_0 - ng) \left(A_1^+ - A_3^+ + \frac{eE v_F}{a} \right) + \right. \\
 \left. + \delta(k + k_0 - ng) X_3^- + a \Lambda(k + k_0 - ng) \left(A_2^+ - A_3^- + \frac{eE v_F}{a} \right) \right] + \\
 a \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\lambda|k-k'|} (\phi_3(k') - \phi_3(k)) dk' = eE v_F,
 \end{aligned} \tag{2}$$

где :

$$A_i^\pm = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\lambda|\pm k_0 - k'|} \phi_i(k') dk'; \quad i = 1, 2, 3, 4 \tag{3}$$

$$\Lambda(k) = \frac{\delta^2}{2(k^2 + \delta^2)}. \tag{4}$$

Далее,

$$-\phi_i(k) \frac{dn(k)}{d\epsilon}$$

— это неравновесная добавка к функции распределения электронов $n(k)$ на i -й плоскости ПФ, $\lambda \sim (q_T)^{-1}$

$$\frac{a}{\lambda} \sim \frac{1}{\tau_{11}} \sim \frac{T^3}{\Theta_D^2} \tag{5}$$

— частота электрон-фононных столкновений при температурах, много меньших дебаевской Θ_D , v_F — скорость Ферми для электрона на цепочке, $-e$ — заряд электрона,

$$V = \frac{eH}{c} v_F \quad (6)$$

и c — скорость света.

δ -функции в (2) учитывают скачки функции $\phi_f(k)$ при переходе между участками ПФ, принадлежащими разным энергетическим зонам.

Слагаемые с $\Lambda(k)$ в (2) (отсутствующие в ⁶) ответственны за "прыжки" электрона за "угол" ПФ при рассеянии на фононе, что важно в слабых полях H , когда $\rho_0(H) < \rho_1(T)$.

Решив систему уравнений типа (2) и (3), находим компоненты тензора проводимости ($4k_0 < g$):

$$\sigma_{xx} = \frac{2e^2 g_z g v_F}{h^3 \left(1 + \frac{V^2 \lambda^4}{a^2}\right)^{1/2}} \frac{1}{V} \left[\frac{2}{\theta} + \frac{2g}{1 - \exp(g\Theta)} + \frac{\pi \delta a v g}{1 - \pi \delta a v} \right] \quad (7)$$

$$\sigma_{yx} = \frac{2e^2 g_z g v_F}{h^3} \frac{1}{V} \left[(4k_0 - g) - \frac{g}{\left(1 + \frac{V^2 \lambda^4}{a^2}\right)^{1/2}} \frac{\text{sh}\left(\frac{4k_0 - g}{2} \theta\right)}{\text{sh}\left(g \frac{\theta}{2}\right)} \right], \quad (8)$$

где

$$v = -\frac{1}{V\lambda}; \quad \theta = \left[1 - \left(1 + \frac{V^2 \lambda^4}{a^2}\right)^{1/2} \right] \frac{a}{V\lambda}$$

g — размер зоны Бриллюэна в плоскости рис. 1, g_z — ее размер в перпендикулярном направлении.

Поведение компонент тензора сопротивления ρ_{xx} и ρ_{xy} , получаемых из (7) и (8), как функций от H и T , качественно различается в двух областях значений параметра $\delta g/q_T^2$:

$$\delta g/q_T^2 \ll 1 \quad (9)$$

и

$$\delta g/q_T^2 \gg 1. \quad (10)$$

В больших и промежуточных полях области (9) и (10) не различаются

$$\rho_{xx} = \frac{h^3}{2e^2 g_z g v_F} \frac{V}{2g \left(1 + \frac{V^2 \lambda^4}{a^2}\right)^{1/2}} \frac{1}{\left[\left(1 + \frac{V^2 \lambda^4}{a^2}\right)^{-1} + \left(\frac{4k_0 - g}{2g}\right)^2 \right]}, \quad (11)$$

$$\rho_{xy} = -\frac{h^3}{2e^2 g_z g v_F} \frac{V}{(g - 4k_0)} \frac{1}{1 + [2g/(4k_0 - g)]^2 \left(1 + \frac{V^2 \lambda^4}{a^2}\right)^{-1}} \quad (12)$$

(ср. ⁶) и электрон блуждает по электронным и "дырочным" орбитам, переходя с одной на другую в q_T — окрестности "уголков". Видно, что ρ_{xx} не зависит от T при $V \ll a/\lambda^2$, выходит на плато¹⁾ при $V \gtrsim V_0 = a/\lambda^2 \sim T^4$, положение которого вдоль оси H зависит от T в согласии с ¹.

В случае (9), в полях:

$$V \ll \frac{a}{g\lambda^3}, \quad (13)$$

¹⁾ Линейный рост $\rho_{xx} \sim H$ в области за плато может быть связан с магнитным пробоем в окрестности "уголков" ПФ² и требует отдельного рассмотрения.

когда относительно частые электрон-фононные столкновения препятствуют закручиванию траектории электрона, вместо (11) получаем:

$$\rho_{xx} = \frac{\hbar^3}{2e^2 g_z g^2 v_F} \left(V + \frac{\pi \delta a}{\lambda} \right), \quad (14)$$

что качественно согласуется с (1)¹⁾. В пределе $V \rightarrow 0$ из (7) находим:

$$\text{а) } \rho_{xx} \sim \delta a / \lambda \sim T^3, \quad \text{б) } \rho_{xx} \sim a / g \lambda^3 \sim T^5 \quad (15)$$

для областей (9) и (10) соответственно (в согласии с^{2,5)}).

Для ρ_{xy} находим:

$$\rho_{xy} = - \frac{\hbar^3}{2e^2 g_z g v_F} \frac{V^3 \lambda^6 (g - 4k_0)(g - 2k_0)k_0}{12a^2 g^2} \sim H^3 T^{-10} \quad (16)$$

в области полей

$$\frac{\delta a}{\lambda} < V \ll \frac{a}{g \lambda^3}; \quad (17)$$

и

$$\rho_{xy} = - \frac{\hbar^3}{2e^2 g_z g v_F} \frac{V \pi^2 \delta^2 \lambda^4 k_0 (g - 2k_0)(g - 4k_0)}{12g^2} \sim HT^{-4} \quad (18)$$

при

$$V \ll \frac{\delta a}{\lambda}. \quad (19)$$

Полученные предсказания (12), (16) и (18) для холловской компоненты сопротивления ρ_{xy} нуждаются в экспериментальной проверке.

Автор благодарен А.А.Абрикосову за постановку задачи и полезные обсуждения.

Литература

1. Chakraborty D.P., Spal R., Chiang C.K., Denenstein A., Heeger A.J., Mac Diarmid A.G. Solid State Comm., 1978, 27, 849.
2. Chakraborty D.P., Spal R., Denenstein A.M., Lee K.-B., Heeger A.J., Azbel M.Ya. Phys. Rev. Lett., 1979, 43, 1832.
3. Razavi F.S., Datars W.R., Chartier D., Gillespie R.J. Phys. Rev. Lett., 1979, 42, 1182.
4. Mukhin S.I. J. Low Temp. Phys. 1982, 48, 405.
5. Мухин С.И. ЖЭТФ, 1982, 83, 634.
6. Pippard A.B., Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1968, 305, 291.

Институт стали и сплавов

Поступила в редакцию

23 июня 1982 г.

¹⁾ Применимость (14), (18) ограничена снизу полями $V \sim \delta^2 a$, что связано с заменой k на $\pm k_0$ в экспоненте в (3). Однако, можно показать, что предельные значения $\rho_{xx}(V \rightarrow 0, T)$ верны с относительной погрешностью $\sim (\delta / a T) \ll 1$. Экспериментально $\rho_{xx} \sim H^2$ лишь при $H < 1$ Гс.