

ВЛИЯНИЕ ДИНАМИКИ СПИНОВ ПРИМЕСЕЙ НА СЛАБУЮ ЛОКАЛИЗАЦИЮ

В.И.Фалько

*Институт физики твердого тела АН СССР
Черноголовка, 142432*

Max-Planck-Institute für Festkörperforschung, HMFL, Grenoble

Поступила в редакцию 28 февраля 1991 г.

Показано, что релаксация спинов парамагнитных примесей приводит в режиме слабой локализации к линейному по температуре слагаемому $[\sigma(T) - \sigma(0)] = (T/T_0)(e^2/4\pi h)(D\tau_0)^{(2-d)/2}$ в области $T < T_0 = \epsilon_F n_0/n_c$.

1. Слаболокализационные поправки часто играют доминирующую роль в температурных и магнитопольевых зависимостях проводимости грязных металлов ($\epsilon_F \tau/h \gg 1$) при низких температурах¹. Имея квантовую природу и

возникая как результат интерференции электронных волн, распространяющихся вдоль разных направлений одной и той же диффузионной траектории, они обладают крайней чувствительностью к любым нарушениям $t \Rightarrow -t$ инвариантности в системе. Наличие в проводнике парамагнитных примесей (с концентрацией n_s), взаимодействующих обменным образом, $V_{int} = (\vec{S}\vec{s})\gamma\delta(\vec{x} - \vec{x}_0)$, с электронами проводимости, приводит к релаксации их спинов и дает свой вклад в обрезание длин траекторий, участвующих в формировании интерференционной картины ². Более того, при самых низких температурах и в нулевом магнитном поле рассеяние с переворотом спина с интенсивностью $\tau_s^{-1} \sim (S+1)S\gamma^2 n_s / (\lambda_F^d \epsilon_F \hbar)$ является основным фактором, определяющим длину когерентности. (Здесь мы полагаем $\tau_s \gg \tau$).

В данной работе рассмотрен вопрос о возможном влиянии динамики спинов парамагнитных примесей на слаболокализационные поправки к проводимости. Под динамикой мы будем подразумевать релаксацию Корринги ³ локализованных спинов. Последняя возникает за счет все того же спин-спинового взаимодействия с термализованными свободными электронами и происходит за времена $\tau_K^{-1} \sim T\gamma^2 / (\lambda_F^{2d} \epsilon_F^2 \hbar)$.

2. Прежде всего, определим, в каком случае эта динамика может быть существенной. Для этого напомним, что вклад в интерференционные эффекты могут давать лишь пары диффузионных траекторий электрона, время движения по которым не превышает времени релаксации спина τ_s . Поэтому динамика спинов рассеивателей может проявить себя только в режиме, когда время Корринги τ_K короче одноэлектронного времени τ_s ,

$$T\gamma^2 / (\lambda_F^{2d} \epsilon_F^2 \hbar) \sim \tau_K^{-1} > \tau_s^{-1} \sim \gamma^2 S(S+1)n_s / (\lambda_F^d \epsilon_F \hbar). \quad (1)$$

Это условие определяет температуру $T_s \propto \epsilon_F n_s / n_e$, при которой статический предел (при $T \ll T_s$) в разрушении когерентности рассеянием на парамагнитных примесях сменяется динамическим (при $T \gg T_s$).

Эти два предела отличаются между собой тем, встречает ли электрон при обходе замкнутого контура в обратных направлениях магнитную примесь в одном и том же спиновом состоянии ($\tau_K > \tau_s$), или абсолютно нескоррелированных ($\tau_K < \tau_s$). В первом случае корреляция пары электронов, обходящих один и тот же контур навстречу друг другу, распадается с различной скоростью в синглетном ($\tau_{s,0}^{-1} = 2\tau_s^{-1}$) и триплетном ($\tau_{s,1}^{-1} = 2/3\tau_s^{-1}$) каналах ². Во втором случае скорость разрушения когерентности вырождена по суммарному спину пары и в точности равна обратному времени релаксации одного электрона, $\tau_{s,0}^{-1} = \tau_{s,1}^{-1} = \tau_s^{-1}$. Это различие приводит к количественному отличию между слаболокализационными поправками к проводимости в указанных двух режимах.

3. Для аналитического описания эффекта мы воспользуемся выражением квантовых поправок к проводимости через двухчастичную функцию Грина в канале частица-частица (куперон). Во временном представлении

$$\sigma_{\alpha\beta} = (e^2/2\pi h) \int_{\tau}^{\infty} dt [C_0(t, -t; \vec{x}, \vec{x}) - 3C_1(t, -t; \vec{x}, \vec{x})]. \quad (2)$$

Вывод уравнения на куперон осуществляется суммированием лестничных диаграмм ^{1,2}, и в данном конкретном случае отличается от известного учетом релаксации Корринги в корреляции спиновых состояний примесей, $\langle S_\alpha(0)S_\beta(t) \rangle = \delta_{\alpha\beta} S(S+1) \exp\{-|t|/\tau_K\}$. В результате, уравнения на синглетную $C_0(t, t'; x, x')$ и триплетную $C_1(t, t'; x, x')$ составляющие куперона имеют вид

$$\{\partial_t - D \nabla^2 + \tau_s^{-1} [1 + c_J \exp(-|t|/\tau_K)]\} C_J(t, t'; x, x') = \delta(t - t') \delta(x - x'), \quad (3)$$

$c_0 = 1$, $c_1 = -1/3$, а подстановка решений этого уравнения в выражения (2) в проводниках разных размерностей дает

$$\sigma_{KB} = (e^2/2\pi h) (D\tau_s)^{(2-d)/2} \int_{\tau/\tau_s}^{\infty} \frac{d\theta}{\theta^{d/2}} \left\{ \exp\{-2\theta - 2\frac{\tau_K}{\tau_s} [1 - e^{-\theta\tau_s/\tau_K}]\} - \right. \\ \left. - 3 \exp\{-2\theta + \frac{2\tau_K}{3\tau_s} [1 - e^{-\theta\tau_s/\tau_K}]\} \right\}. \quad (4)$$

Из этого выражения следует, что квантовые поправки к проводимости в статистическом ($\tau_K^{-1} = 0$) и динамическом ($\tau_K^{-1} \gg \tau_s^{-1}$) пределах для парамагнитных примесных спинов различаются между собой на величину

$$\Delta\sigma = \sigma(\tau_K^{-1} \Rightarrow \infty) - \sigma(\tau_K^{-1} = 0) = \\ = \frac{e^2}{2\pi h} (D\tau_s)^{(2-d)/2} \begin{cases} 0, 5(3^{3/2} - 1 - 2^{3/2})\pi^{1/2} = 1, 2, & d = 1 \\ \ln(27/4) = 1, 9, & d = 2 \\ 4, 65, & d = 3 \end{cases} \quad (5)$$

в образцах разных размерностей. В частности, в тонких пленках ($d = 2$) это отличие имеет вид универсальной величины, $\Delta\sigma = (e^2/2\pi h) \ln(27/4)$.

4. Переход (1) от статического предела в поведении спиновых примесей к динамическому может наблюдаться по температурным зависимостям проводимости в области $T < 4T_s$. Как видно из (4) после подстановки $\tau_s/\tau_K = T/T_s$, в указанном интервале температур релаксация спинов примесей приводит к линейному по T слагаемому

$$\sigma(T) - \sigma(0) = \frac{e^2}{2\pi h} (D\tau_s)^{(2-d)/2} \frac{T}{T_s} [2^{d-6} + (3/4)^{(d-6)/2}] \Gamma(3 - d/2)$$

в проводимости, а при $T \gg T_s$ испытывает насыщение (5).

Важным условием проявления описанной температурной зависимости проводимости при $T \Rightarrow 0$ является то, что релаксация Корринги должна происходить быстрее неупругой релаксации фазы электронов проводимости. (Иначе условие (1) нельзя реализовать в парамагнитном пределе $\tau_\varphi > \tau_s$). Часто основным является механизм сбоя фазы электронов за счет мягких e - e -столкновений², и в d -мерных электронных системах описанную выше температурную зависимость проводимости можно ожидать в образцах с $(\gamma n_e/\epsilon_F)^2 (n_e L_s^d)^{(d-2)/d} (l/\lambda_F) \gg 1$, т.е. в тонких пленках или трехмерных проводниках.

5. В заключение отметим, что аналогичная особенность возможна и в проводимости систем с сильным спин-орбитальным рассеянием, $\tau_{s0} < \tau_s$, в которых вклад в квантовую поправку к проводимости в (2) происходит лишь от синглетной составляющей куперона, а $\Delta\sigma = \frac{e^2}{2\pi h} \ln 2$ имеет те же порядок и знак величины, что и в предыдущем случае.

Следует также упомянуть, что при самых низких температурах $T \ll T_s$ динамика спинов может привести к некоторой неомичности.

Автор благодарит Хмельницкого Д.Е. за обсуждения.

Литература

1. Lee P.A., Ramakrishnan T.V. Rev. Mod. Phys., 1985, 57, 287.
2. Altshuler B.L., Aronov A.G., Khmel'nitskii D.E., Larkin A.I. In Quantum Theory of Solids, ed. I.M.Lifshitz, MIR Publ., Moscow, 1982, 130.
3. Korringa J. Physica, 1950, 16, 601.