Письма в ЖЭТФ, том 39, вып.8, стр. 369 – 372 *25 апреля 1984 г.*

ТЕРМОДИНАМИКА ЭЛЕКТРОНОВ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПРОВОДНИКАХ В ПРИСУТСТВИИ КОНДОВСКИХ ПРИМЕСЕЙ

А.Г.Аронов, А.Ю.Зюзин

В работе изучаются термодинамические свойства локализованных спинов в неупорядоченных проводниках. Показано, что существуют орбитальные вклады в магнитную восприимчивость, которые не содержат малости по $(p_F l/\hbar)^{-1} < 1$. Нетривиальные вклады в теплоемкость возникают уже в третьем порядке по константе связи в отличие от обычной задачи Кондо.

Обменное взаимодействие электронов проводимости с магнитными примесями приводит к ряду качественных особенностей в зависимости кинетических и термодинамических величин от температуры и магнитного поля. Впервые это заметил Кондо, который показал, что в третьем порядке теории возмущений появляется поправка к проводимости, которая логарифмически зависит от температуры. Совсем недавно задача Кондо была решена точно [1].

В неупорядоченной системе вследствие эффектов слабой локализации увеличивается вероятность электрону вернуться и провзаимодействовать с магнитной примесью. Диффузионный же характер движения электронов приводит к увеличению времени взаимодействия. Следствием этих эффектов является то, что, наряду с кондовскими логарифмическими особенностями, появляются более сингулярные поправки к кинетическим и термодинамическим величинам.

В работах [2,3] изучалась проблема Кондо в неупорядоченных двумерных системах. Было обнаружено, что в спиновой восприимчивости во втором порядке теории возмущений появляется дважды логарифмическая зависимость от температуры.

Здесь мы рассмотрим орбитальные вклады в магнитную восприичивость. Они замечательны тем, что не малы по параметру $(p_F l)^{-1} < 1$ ($l = v_F \tau$ длина свободного пробега, $p_F = m^* v_F$ — фермиевский импульс, $\hbar \equiv 1$). Физическая причина отсутствия здесь малости связана с большой чувствительностью к магнитному полю вероятности возврата электрона в точку, где расположена магнитная примесь. В этом смысле эти вклады аналогичны поправкам к магнитной восприимчивости из-за взаимодействия электронов в куперовском канале [4,5].

Все дальнейшие результаты справедливы в области $\tau^{-1} > T > max\{T_K, \tau_S^{-1}\}$, если обменное взаимодействие электрона с магнитной примесью имеет антиферромагнитный знак $J < 0$, здесь $T_K = \epsilon_F \exp\{1/2J.\}$ есть температура Кондо, τ_S — время спиновой релаксации электронов при рассеянии на магнитных примесях. Когда обменное взаимодействие имеет ферромагнитный знак $J > 0$, $T_K \gtrsim \epsilon_F$, то рассматривается область $\tau^{-1} > T > \tau_S^{-1}$.

Орбитальный вклад в магнитную восприимчивость (в расчете на один примесный спин S) в трехмерном случае имеет вид

$$\delta\chi = -\chi_0 \left(\frac{m}{gm^*}\right)^2 \sqrt{\frac{2\pi}{3}}\, \zeta\left(\frac{3}{2}\right) \frac{\sqrt{T\tau}}{\ln^3 (T_K/T)}\,, \tag{1}$$

где $\chi_0 = (g\mu_Б)^2 S(S+1)/3T$ — магнитная восприимчивость свободного спина, $\zeta(x)$ — дзета функция Римана.

В пленке толщиной $a < \sqrt{D/T}$ ($D = v_F l/3$ — коэффициент диффузии электронов), когда магнитное поле направлено перпендикулярно пленке

$$\delta\chi = -\chi_0 \left(\frac{m}{gm^*}\right)^2 \frac{2\pi^2}{3} \frac{l}{a} \ln^{-3}(T_K/T)\,. \tag{2}$$

Отметим, что всегда наряду с (1) и (2) существуют обычные логарифмические поправки к магнитной восприимчивости $\Delta\chi \sim \chi_0 \ln^{-1}(T_K/T)$.

Интересная ситуация возникает при рассмотрении теплоемкости: в неупорядоченном проводнике поправка к теплоемкости появляется уже в третьем порядке по константе связи, тогда, как в чистом случае она появляется лишь в четвертом порядке.

Для трехмерного образца поправка к теплоемкости в расчете на одну магнитную примесь имеет вид

$$\delta C = \frac{3S(S+1)\,\zeta(3/2)}{\sqrt{2\pi}\,\nu D^{3/2}} \frac{\sqrt{T}}{\ln^3(T_K/T)}. \tag{3}$$

Здесь $\nu = \dfrac{m^* p_F}{2\pi^2}$ — плотность состояний на уровне Ферми.

В пленке

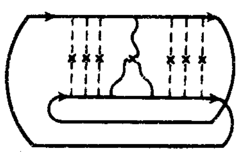
$$\delta c = \frac{4S(S+1)}{Dav} \ln^{-3}(T_K/T). \quad (4)$$

В достаточно грязных проводниках эффект, описываемый выражениями (3) и (4) может давать определяющий вклад в теплоемкость при всех температурах, больших T_K.

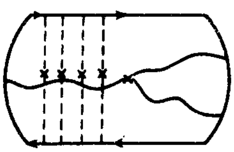
Покажем как получаются приведенные выше выражения. Гамильтониан обменного взаимодействия имеет вид

$$\mathcal{H} = -\frac{J}{\nu} \mathbf{S}\, \vec{\sigma}_{\alpha\beta}\, \psi^+_\alpha\, \psi_\beta\,, \quad (5)$$

где $\mathbf{S}$ – операторы спина примеси, $\vec{\sigma}_{\alpha\beta}$ матрицы Паули, ψ^+_α и ψ_β – операторы рождения и уничтожения электрона с проекцией спина α и β.



а



б

На рисунке *а* изображена куперовская $\delta\Phi_C(T, H)$, а на рисунке *б* диффузионная поправка $\delta\Phi_D(T)$ к термодинамическому потенциалу. Волнистой линии на рисунках соответствует спиновой пропагатор

$$< T_\tau S^i(\tau_1)\, S^k(\tau_2)\, S^j(\tau_3) >_{\omega_1 \omega_2 \omega_3}.$$

Отметим следующее: диффузон, который входит в выражение для термодинамического потенциала, описывает флуктуации спиновой плотности электронов, которые затухают из-за рассеяния электронов на самих же магнитных примесях [6]. Спин-спиновое рассеяние подавляет также и куперовский вклад в термодинамический потенциал. Нетривиальные поправки возникают при $T\tau_S > 1$, когда можно пренебречь спиновым затуханием диффузона и куперона.

Прямой расчет показывает, что

$$\delta\Phi = \delta\Phi_D(T) + \delta\Phi_C(T, H)\,, \qquad \delta\Phi_D(T) = \delta\Phi_C(T, H = 0). \quad (6)$$

Достаточно вычислить лишь куперовский вклад $\delta\Phi_C(T, H)$, Куперон в магнитном поле имеет вид [7]

$$C = [Dq_z^2 + \omega_H(n + \frac{1}{2}) + |\omega_m|]^{-1} \quad (7)$$

$\omega_m = 2\pi m T$, $\omega_H = \dfrac{4DeH}{c}$, q_z – компонента импульса в направлении магнитного поля.

С учетом (7) получаем выражение (d – размерность образца)

$$\delta\Phi_C(T,H) = -\frac{4J^3 S(S+1)}{\nu a^{3-d}} \sum_{\omega_m > 0}^{\tau^{-1}} \frac{\omega_H}{D} \sum_{n \geqslant 0} \int \left(\frac{dq_z}{2\pi}\right)^{d-2} \frac{1}{Dq_z^2 + \omega_H(n + {}^1/_2) + \omega_m} \cdot \qquad (8)$$

Производя в (8) суммирование и выделяя область малых частот и импульсов, получаем

$$\delta\Phi_C(T,H) = -\frac{J^3 S(S+1)\,\omega_H}{\pi\nu a^{3-d} D} \left(\frac{T}{2D}\right)^{\frac{d-2}{2}} g_{\frac{2-d}{2}}\left(\frac{\omega_H}{4\pi T}\right), \qquad (9)$$

где

$$g_\mu(x) = \int_0^\infty \frac{dt\, t^\mu}{(l^t - 1)\,\mathrm{sh}\, xt} \cdot \qquad (10)$$

Интеграл в (10) сходится при $\mu > 1$, значение $g_\mu(x)$ при $\mu = -{}^1/_2$, 0 понимается в смысле аналитического продолжения по μ.

Выражение (9) получено в третьем порядке по J, в общем случае необходимо заменить $J \to (2 \ln T_K/T)^{-1}$.

Приведенные выше результаты (1), (2), (3) и (4) получаются из (6) и (9) дифференцированием по магнитному полю и температуре.

В заключение авторы выражают благодарность Б.Л.Альтшулеру за плодотворное обсуждение работы.

Литература

1. *Вигман П.Б.* Письма в ЖЭТФ, 1980, **31**, 392.
2. *Ohkawa F.J.* In „Anderson localization", Ed. Y. Nagaoka, H.Fukyama, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New-York, 1982.
3. *Ohkawa F.J., Fukyama H., Yosida K.* J. Phys. Soc. Jap., 1983, **52**, 1701.
4. *Асламазов Л.Г., Ларкин А.И.* ЖЭТФ, 1974, **67**, 647.
5. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Зюзин А.Ю.* ЖЭТФ, 1983, **84**, 1525.
6. *Altshuler B.L., Aronov A.G., Zuzin A.Yu.* Solid State Comm., 1982, **44**, 137.
7. *Altshuler B.L., Khmelnitzkii D.E., Larkin A.I., Lee P.A.* Phys. Rev., 1980, **B22**, 5142

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 марта 1984 г.