Письма в ЖЭТФ, том 43, вып. 4, стр. 185 –187 *25 февраля 1986 г.*

ФРИДЕЛЕВСКИЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РУДЕРМАНА – КИТТЕЛЯ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПРОВОДНИКАХ

А.Ю.Зюзин, Б.З.Спивак

Показано, что формула де Жена и Матиса [1, 2] для взаимодействия Рудермана – Киттеля локализованных спинов в неупорядоченном металле не применима для оценки температуры фазового перехода спинового стекла. Эта температура слабо зависит от концентрации немагнитных примесей. Спин-орбитальное рассеяние на немагнитных примесях приводит к негейзенберговскому взаимодействию типа Дзялошинского – Мориа между локализованными спинами.

1. Известно, что существование ферми-поверхности в металлах и сильнолегированных полупроводниках приводит к тому, что величина обменного взаимодействия двух спинов $I(\mathbf{r})$, расположенных на расстоянии r, осциллирует как [1]

$$I(\mathbf{r}) = J^2 K^0_{zz}(\mathbf{r}, 0) = J^2 \frac{\nu_0}{4\pi} \frac{\cos 2p_F r}{r^3} . \tag{1}$$

Здесь J – константа взаимодействия примесного спина и электронов проводимости, ν_0 – плотность состояний на уровне Ферми, p_F – фермиевский импульс, $K_{im}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ – спиновая восприимчивость металла

$$K_{im}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = T\sum_{\omega} \mathrm{Sp}\{\hat{\sigma}^i \hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)\hat{\sigma}^m \hat{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r}, \omega)\} \tag{2}$$

$\sigma^i_{\alpha\beta}$ – матрицы Паули, $\omega = \pi T(2n+1)$, $G_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ – электронная функция Грина, α и β – спиновые индексы, T – температура.

Осцилляции (1) есть прямое следствие фриделевских осцилляций волновых функций электронов, возникающих при внесении в систему локализованного спина. Другим следствием фриделевских осцилляций является тот факт, что электрическое поле примеси в металлах при больших r экранируется по закону

$$\varphi_0(\mathbf{r}) \sim \frac{\cos 2p_F r}{r^3} . \tag{3}$$

Де Жен [2] и Маттис [3] показали, что в слабонеупорядоченных металлах выражения (2) и (3) модифицируются при $r > l$ (l – длина свободного пробега электронов при рассеянии на немагнитных примесях $p_F l \gg \hbar$)

$$\overline{K_{zz}(\mathbf{r})} = K^0_{zz} l^{-r/l} ; \qquad \overline{\varphi(\mathbf{r})} = \varphi_0(r) l^{-r/l} . \tag{4}$$

Так, что фриделевские осцилляции экспоненциально затухают на длине свободного пробега l. Черта в (4) означает усреднение по случайным реализациям примесного потенциала. В дальнейшем (4) неоднократно использовались для расчетов температуры T_c перехода в спиновых стеклах [4].

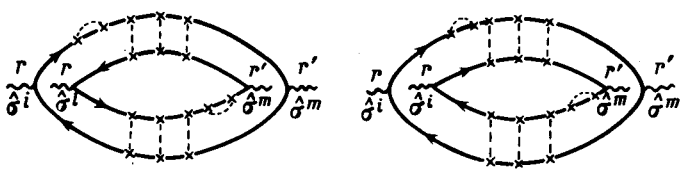
$$T_c \simeq J^2 \frac{\nu_0}{4\pi} \frac{1}{r_s^3} l^{-\frac{r_s}{e}} \tag{4a}$$

(r_s – среднее расстояние между парамагнитными примесями) и расчетов структур аморфных и жидких металлов [5]. Эксперименты по зависимости T_c от l [6] также обычно обсуждаются с помощью (4), (4а).

Мы покажем, что использование формул (4), (4а) в указанных выше целях неправильно. Качественное объяснение этого факта можно дать на примере взаимодействия Рудермана –

Киттеля. Внесение одного парамагнитного центра в точку $r = 0$ чистого металла приводит к осцилляциям волновых функций электрона и, следовательно, к осцилляциям намагниченности в точке $\mathbf{r}$: $M_0(r) \sim \cos 2p_F r/r^3$. В неупорядоченном металле это выражение модифицируется $M(\mathbf{r}) \sim A(\mathbf{r}) r^{-3} \cos[2p_F r + \delta(\mathbf{r})]$, здесь $A(\mathbf{r})$ — плавная случайная функция, $\delta(\mathbf{r})$ – фаза, связанная с рассеянием электрона на примесях, которая становится почти случайной при $r > l$. Усреднение по реализации случайного потенциала при $r > l$, т. е. по случайным фазам $\delta(\mathbf{r})$ и приводит к (4).

Однако ясно, что все перечисленные выше явления определяются характерными значениями $I(\mathbf{r})$ вне зависимости от ее знака. Например, T_c в спиновых стеклах определяется величиной $(\overline{K^2_{im}(\mathbf{r})})^{1/2}$. Между тем, очевидно, что $(\overline{K^2(\mathbf{r})})^{1/2} \sim (\overline{M^2(\mathbf{r})})^{1/2} \sim r^{-3}$ и не содержит экспоненциальной малости. Основанная на этих рассуждениях оценка $T_c \approx J^2 \nu_0 / r_s^3$ в спиновых стеклах в $\exp(r_s/l) \gg 1$ раз отличается от общепринятой оценки (4а) [4, 6].



2. Для нахождения $K^2_{im}(\mathbf{r})$ необходимо просуммировать последовательность фейнмановских графиков, изображенных на рисунке. Сплошным линиям соответствуют электронные пропагаторы, а пунктиры соответствуют рассеянию на примесях. Аналогичные графики суммировались при изучении мезоскопических флуктуаций малых образцов [7, 8].

Мы приведем результаты для трехмерного случая при $T = 0$

$$\overline{K^2_{im}(\mathbf{r})} = 32\pi\nu_0^2 \left\{ \Gamma(r, \tau_{so}^{-1}) \left(\delta_{im} - \frac{1}{4}\right) + \frac{1}{4}\Gamma(r, 0) \right\}, \tag{5}$$

$$\Gamma(r, 0) = \frac{3}{2(4\pi)^3 r^6}; \quad \Gamma(r, \tau_{so}^{-1}) = \begin{cases} \Gamma(r, 0) & r \ll L_{so} \\ r^{-6} l^{-\frac{r}{L_{so}}} & r \gg L_{so} \end{cases}. \tag{6}$$

Здесь $L_{so} = \sqrt{D\tau_{so}}$, D – коэффициент диффузии электронов, τ_{so} — время спин-орбитального рассеяния электронов на немагнитных примесях. При $r \gg L_T = \sqrt{D/T}$ $\overline{K^2_{im}(\mathbf{r})} \sim \nu_0^2 r^{-6} \exp\left(-\frac{2r}{L_T}\right)$. В предельных случаях $l \ll r \ll L_{so} \ll L_T$ и $L_T \gg r \gg L_{so}$ $\overline{K^2_{im}(r)} \sim r^{-6}$ имеет универсальный вид, не зависящий от l. Кроме того, при $r \gg L_{so}$ $\overline{K^2_{im}(r)}$ не зависит от спиновых индексов i, m. Это означает, что при $r > L_{so}$ обмен между локализованными спинами становится анизотропным и описывается случайной негейзенберговской матрицей типа Дзялошинского – Мориа. Этот факт уже привлекался для объяснения зависимости гистерезиса намагниченности спиновых стекол от l. Однако вычисления проводились только в первом порядке по $r/l < 1$ [9].

В работе [10] изучалось влияние взаимодействия между электронами на величину $\overline{K_{im}(\mathbf{r})}$. Полученные в [10] результаты оказались большими, чем (4), однако, параметрически меньшими, чем (5).

Из (1), (5) следует, что в промежуточной области $r \sim l$ коэффициент при r^{-6} в выражении для $\overline{K^2(\mathbf{r})}$ меняется в три раза, что означает увеличение флуктуаций $A(\mathbf{r})$. Не исключено, что 50%-ное уменьшение T_c в Cu Mn при уменьшении l [6] связано с этим обстоятельством. Интерпретация [6] с помощью (4а) приводит к значениям в 4,5 раза меньшим, чем следует из проводимости.

Вычисления, аналогичные (5), приводят к

$$(\overline{\varphi^2(\mathbf{r})})^{1/2} \sim r^{-3}, \quad \text{при} \quad r \gg l. \tag{7}$$

Выражения (5), (7) не зависят от l при больших r и по порядку величины справедливы вплоть до $p_F l \sim \hbar$. Все описанные эффекты связаны с несамоусредняемостью $K_{im}(\mathbf{r})$ при $r > l$. Ситуация, аналогичная рассмотренной выше, возникает также при изучении флуктуаций проводимости $\sigma(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, когда

$$\left(\overline{\sigma^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}\right)^{1/2} = \frac{3}{2^{3/2}\pi} \frac{e^2 D \nu_0}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|\, l^2}, \tag{8}$$

в то время, как $\overline{\sigma(\mathbf{r}, \mathbf{r}')} = \dfrac{\nu_0 e^2 D}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2 l} l^{-\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{l}}$ [11].

Последнее обстоятельство надо учитывать при вычислении сверхтекучего тока в сверхпроводящих сплавах [11].

Мы благодарны Б.Л.Альтшулеру, А.Г.Аронову, А.В.Гольцеву, И.Я.Коренблиту, Б.И.Шкловскому, Е.И.Шендеру за полезные обсуждения.

Литература

1. *Ruderman M.A., Kittel C.* Phys. Rev., 1954, **96**, 99.
2. *De Gennes P.G.* J. Phys. Radium, 1962, **23**, 630.
3. *Mattis D.C.* Theory of Magnetizm, 1965, New York.
4. *Abricosov A.A.* Adv. in Physics, 1980, **29**, 869.
5. *Pasturel A., Hartner J.* Phys. Rev., 1985, **B32**, 5009.
6. *Hitzfeld M., Ziemann P.* Phys. Rev., 1985, **B32**, 3026.
7. *Альтшулер Б.Л.* Письма в ЖЭТФ, 1985, **42**, 291.
8. *Lee P.A., Stoun D.* Phys. Rev. Lett., 1985, **55**, 1622.
9. *Levy P.M., Fert A.* Phys. Rev., 1981, **B23**, 4667.
10. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Зюзин А.Ю.* Письма в ЖЭТФ, 1983, **38**. 128.
11. *Де Жен П.* Сверхпроводимость металлов и сплавов. М.: Мир, 1966.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 декабря 1985г.