

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РККИ В МЕТАЛЛАХ С ПРИМЕСЯМИ

Л.Н.Булаевский, С.В.Панюков

Найдена величина РККИ – взаимодействие в металле с примесями. Показано, что они приводят к случайному сдвигу фазы РККИ-взаимодействия, но не его экспоненциальному затуханию на масштабе длины свободного пробега электронов. Такое затухание получается только для взаимодействия, усредненного по конфигурациям примесей. Однако его использование не имеет смысла из-за большой дисперсии взаимодействия в области, где экспоненциальный множитель мал.

Хорошо известно, что в чистых металлах взаимодействие РККИ между локализованными магнитными моментами спадает с расстоянием r между магнитными моментами как r^{-3} . Кроме того, при $k_F r \gg 1$ оно пропорционально $\cos(2k_F r)$, т. е. имеет осциллирующий характер (k_F – фермиевский импульс). Начиная с работы Де Жена¹, широко распространено мнение (см., например,^{2,3}), что в металлах с примесями величина этого взаимодействия содержит дополнительный множитель $\exp(-r/l)$, и оно экспоненциально затухает на расстоянии r , превышающем длину l свободного пробега электронов проводимости. В этой статье мы покажем, что такое затухание получается только в результате усреднения взаимодействия по различным конфигурациям примесей, в то время как неусредненное взаимодействие РККИ не имеет экспоненциального множителя, а содержит только случайный фазовый сдвиг, т. е. имеет вид

$$J(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \sim (k_F r)^{-3} \cos(2k_F r + \varphi), \quad r = |\mathbf{x} - \mathbf{x}'| \gg k_F^{-1}, \quad (1)$$

где фаза φ зависит от \mathbf{x} , \mathbf{x}' и конфигурации примесей.

Величина взаимодействия РККИ определяется восприимчивостью $\chi(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ электронного газа⁴:

$$J(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = I^2 \chi(\mathbf{x}, \mathbf{x}') / g^2 \mu_B^2, \quad (2)$$

где g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора и I – обменный интеграл, координатной зависимостью которого мы будем в дальнейшем пренебрегать. В (2) учтено, что при наличии примесей теряется трансляционная инвариантность системы, и восприимчивость $\chi(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ явля-

ется функцией обеих координат x, x' . Она выражается через одноэлектронные функции Грина G , найденные при учете рассеяния электронов на примесях, и в температурной технике

$$\chi(x, x') = g^2 \mu_B T \sum_{\omega} G_{\omega}^2(x, x'), \quad \omega = \pi T(2n + 1), \quad (3)$$

где T — температура.

При нахождении функции Грина мы будем считать потенциал $U(x)$ рассеяния на заданном распределении примесей квазиклассическим. Такой подход позволяет нам найти в явном виде сдвиг фазы φ , хотя ясно, что выражение (1) для взаимодействия РККИ справедливо и для более общего вида случайного потенциала $U(x)$.

Квазиклассические функции Грина электронов были найдены в работах ^{5, 6}. Они равны сумме вкладов классических траекторий Γ_i движения частицы с энергией ϵ в данном потенциале $U(x)$, соединяющих точки x и x' . Среди них есть как траектория, соединяющая эти точки напрямую, так и осцилляционные траектории, на которых частица испытывает одно или несколько отражений от точки поворота. Вклад прямой траектории Γ_0 , длина которой обращается в ноль при $x \rightarrow x'$, равен (m — масса электрона):

$$G_{\epsilon}(x, x') \sim \frac{1}{|x - x'|} \exp\left(\frac{i}{\hbar} S_0 \{U(x)\}\right), \quad (4)$$

$$S_0 = \int_{\Gamma_0} ds \sqrt{2m[\epsilon - U(x)]}.$$

Длина дуги осцилляционной траектории остается конечной при $x \rightarrow x'$, и с изменением конфигурации примесей величина действия S_i на ней испытывает сильные флуктуации. Поэтому в дальнейшем мы будем пренебрегать вкладом таких осцилляционных траекторий в функцию Грина, которая при этом полностью определяется выражением (4). Отметим, что в случае слабого потенциала $|U(x)| \ll \epsilon$ осцилляционные траектории вообще отсутствуют.

Температурная функция Грина G_{ω} электронов в металле находится аналитическим продолжением $\epsilon = \mu + i\omega$ квазиклассической функции Грина (4), где μ — химический потенциал. При малой величине потенциала $U(x)$ рассеяния на примесях $|U(x)| \ll \mu$ мы можем разложить действие S_0 (4) по $U(x)$. Пренебрегая отклонениями траектории Γ_0 от прямой — линейной (соответствующие поправки вносят вклад порядка U^2) и подставляя в (3) функцию Грина (4), в первом порядке по U находим

$$\chi(x, x') = \frac{N(0)}{16\pi r^3} \cos(2k_F r + \varphi), \quad \varphi = \frac{2}{\hbar v_F} \int_0^r ds U(x + ns), \quad (5)$$

где n — единичный вектор, соединяющий точки x и x' , и v_F — скорость Ферми. Выражение (5) приводит к результату (1) для величины РККИ-взаимодействия. Усредняя его по конфигурациям примесей, находим

$$\langle J(x, x') \rangle \sim (k_F r)^{-3} \cos(2k_F r) \exp(-r/l), \quad r \gg \xi. \quad (6)$$

Здесь ξ — корреляционный радиус случайного потенциала $U(x)$, коррелятор которого $g(x - x') = \langle U(x)U(x') \rangle$ определяет длину свободного пробега:

$$l^{-1} = \frac{4}{\hbar^2 v_F^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dr g(r), \quad l \gg \xi. \quad (7)$$

В случае $\xi \gg l$ для нахождения величины l следует учитывать, вообще говоря, негауссовый характер флуктуаций потенциала $U(x)$. При $l \gg \xi$, а также в случае обычного диффузионного движения электронов в поле случайного гауссовского потенциала $U(x)$, для величины

дисперсии взаимодействия РККИ находим выражение

$$\langle J^2(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \rangle - \langle J(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \rangle^2 = 2sh^2(r/l) \langle J(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \rangle^2. \quad (8)$$

Из (8) видно, что в области $r \gg l$, где мал экспоненциальный множитель в (6), флуктуации $J(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ становятся чрезвычайно сильными, и полностью теряет смысл описание взаимодействия РККИ с помощью только его среднего значения.

Таким образом, в металлах, содержащих статические примеси, взаимодействие РККИ спадает с расстоянием только как r^{-3} , но примеси делают фазу осцилляций РККИ-взаимодействия случайной. Этот эффект усиливает тенденцию к образованию упорядочения типа спинового стекла в металлах со случайным расположением локализованных магнитных моментов. Отметим, что даже при регулярном расположении магнитных моментов присутствие немагнитных примесей приводит к случайному характеру РККИ-взаимодействия, и как следствие, к возможности реализации упорядочения типа спинового стекла.

Авторы благодарят В.Л.Гинзбурга и Д.А.Киржница за плодотворное обсуждение работы.

Литература

1. De Gennes P.G. J. Phys. Radium, 1962, 23, 530.
2. Yang S. J. Phys., 1984, F13, L-239.
3. Terris B.D., Grey K.E., Doulet B.D. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 21.
4. Уайт Р.М. Квантовая теория магнетизма. М.: Мир, 1972.
5. Киржниц Д.А., Шпатаковская Г.В. ЖЭТФ, 1972, 62, 2082.
6. Киржниц Д.А., Лозовик Ю.Е., Шпатаковская Г.В. УФН, 1975, 117, 3.