Письма в ЖЭТФ, том 35, вып. 1, стр. 15 – 17 *5 января 1982 г.*

СПИНОВАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ФЕРМИ СИСТЕМ

Б.Л.Альтшулер, А.Г.Аронов, А.Ю.Зюзин

Рассматривается влияние взаимодействия в неупорядоченной ферми-системе на спиновую восприимчивость. Показано, что восприимчивость имеет корневую и логарифмическую зависимость от температуры и величины магнитного поля соответственно в трех- и двумерном случае.

Взаимодействие электронов между собой в неупорядоченных системах приводит к аномалии в плотности состояний на уровне Ферми, к особенностям в кинетических коэффициентах [1, 2] как в трех-, так и в двумерных системах [3]. В [2] было показано, что и термодинамические величины, такие как теплоемкость и магнитная восприимчивость должны иметь аномальные температурные зависимости, связанные с интерференцией взаимодействия между электронами и упругим рассеянием. В двумерном случае спиновая восприимчивость изучалась в работе [4], в которой была получена логарифмическая зависимость от температуры. В [5] в двумерном случае изучалась скорость ядерной спиновой релаксации, которая пропорциональна одноточечной корреляционной функции спинов электронов и были получены логарифмические поправки. Настоящая работа посвящена исследованию полевых и температурных зависимостей восприимчивости как в трех-, так и в двумерных ферми-системах. При этом предполагается, что выполнено условие $p_F l \gg 1$, где $l = v_F \tau$ длина свободного пробега ($\hbar \equiv 1$).

Сингулярные вклады в температурные и полевые зависимости восприимчивости возникают от диаграмм *а – б* (см. рис), учитывающих взаимодействие между электронами из разных спиновых подзон. Они получаются из хартриевской поправки к плотности состояний. Взаимодействие же электронов из одной спиновой подзоны меняет одинаковым образом плотность состояний в каждой подзоне и поэтому не меняет величину суммарной спиновой поляризации. На рисунках *а* и *б* волнистой линии сопоставляется экранированное кулоновское взаимодействие [1, 3], а полевой вершине соответствует величина $g\mu_Б \sigma_z$, где σ_z – матрица Паули, $\mu_Б$ – магнитон Бора, g – g-фактор электрона проводимости.

Каждая из диаграмм в зависимости от относительного направления электронных функций Грена в разных петлях описывает как диффузионный вклад (с малым разностным импульсом), так и куперовский вклад (с малым суммарным импульсом). И поэтому на рисунке мы не обозначаем направления функции Грина.

В модели кулоновского ферми-газа с однородным компенсирующим зарядом хартриевские диаграммы сокращаются в силу условия электронейтральности. В неупорядоченном ферми-газе электронейтральность нарушена в областях размером меньше или порядка l, и восстанавливается в областях больших l. Поэтому основной вклад в хартриевские диаграммы дает область импульсов $kl > 1$.

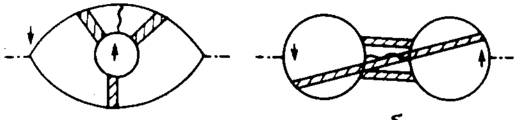
На рис. *в* показано уравнение для диффузона в триплетном состоянии. В области $\omega_m \tau \ll 1$, $Dq^2\tau \ll 1$, $g\mu_Б H\tau \ll 1$ уравнение имеет вид

$$(|\omega_m| - D\nabla_r^2 + i\,\omega_s \operatorname{sign}\omega_m)\,D(\mathbf{r},\mathbf{r}';\omega_m\,\epsilon_n) = \frac{1}{2\pi\nu_0\tau^2}\,\theta[-\epsilon_n(\epsilon_n+\omega_m)]\,\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}'),$$

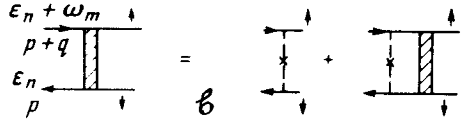
где ν_0 – односпиновая плотность состояний, $\omega_s = g\mu_Б H$, D – коэффициент диффузии.

Уравнение для куперона $C(\mathbf{r}\mathbf{r}';\omega_m\,\epsilon_n)$ имеет аналогичный вид, однако $-i\nabla_\mathbf{r}$ должен быть заменен в магнитном поле на $-i\nabla_\mathbf{r} - \dfrac{re}{c}\mathbf{A}$ [6]. Соответствующая характерная частота в магнитном поле $\omega_H = \dfrac{4D|e|H}{c} \gg \omega_s$. Подробные расчеты будут опубликованы отдельно. Здесь же приведем окончательные результаты.

Рассмотрим отдельно куперовский $\delta\chi_c$ и диффузионный $\delta\chi_d$ вклады в трехмерном случае.



а б



В области слабых магнитных полей $\omega_H / T < 1$, но $T\tau << 1$ куперовский и диффузионный вклады равны между собой

$$\delta\chi_c = \delta\chi_d = \frac{(g\mu_Б)^2 T^{1/2}}{2\sqrt{2}\,\pi^2 D^{3/2}} F\left(\frac{\kappa}{2p_F}\right) \int_0^\infty \frac{dx}{x^{1/2}} \frac{d}{dx} \frac{x}{e^x - 1} ,$$

где $F(y) = y^2 \ln\left(1 + \frac{1}{y^2}\right)$. κ – обратная длина экранирования.

В области полей $\omega_H / T << 1$ куперовский вклад выходит на асимптотику

$$\delta\chi_c = -\frac{3}{8\pi^2} \frac{(g\mu_Б)^2}{D^{3/2}} \omega_H^{1/2} \int_0^\infty dx\, x^{1/2} \frac{d}{dx} x^{3/2} \zeta\left(5/2, \frac{1}{2} + x\right) \tag{1}$$

$\zeta(u, v)$ – обобщенная дзета-функция. Диффузионный вклад в восприимчивость выходит на асимптотику $H^{1/2}$ существенно позже, в полях $\omega_s / T << 1$, где он имеет вид

$$\delta\chi_d = -\frac{(g\mu_Б)^2}{2\sqrt{2}\pi^2} \frac{\omega_s^{1/2}}{D^{3/2}} F\left(\frac{\kappa}{2p_F}\right). \tag{2}$$

Поэтому при $\omega_s / T >> 1$ магнитная восприимчивость пропорциональна $H^{1/2}$ и равна сумме вкладов, определяемых (1) и (2).

В двумерном случае в перпендикулярном магнитном поле также можно выделить диффузионный и куперовский вклады:

$$\delta\chi_d = -\frac{(g\mu_Б)^2}{2\pi^2 D} F \begin{cases} \ln \tau\omega_s & \omega_s/T >> 1, \quad \tau\omega_s << 1 \\ \ln \tau T & \omega_s/T << 1, \quad \tau\omega_s << 1 \end{cases}$$
$$\delta\chi_c = -\frac{(g\mu_Б)^2}{2\pi^2 D} F \begin{cases} \ln \tau\omega_H & \omega_H/T >> 1, \quad \tau\omega_H << 1 \\ \ln \tau T & \omega_H/T << 1, \quad \tau T << 1 \end{cases} \tag{3}$$

где $F = \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{2\pi} \frac{1}{1 + \frac{2p_F}{\kappa} \sin\frac{\phi}{2}}$.

Таким образом как в двумерном, так и в трехмерном случае магнитная восприимчивость при $T\tau << 1$ падает с ростом температуры. Так как условие $\omega_H / T > 1$ начинает выполняться значительно раньше, чем $\omega_s / T > 1$, то логарифмическая зависимость от величины магнитного поля в слабых полях определяется только куперовским вкладом. В сильных полях $\omega_s / T > 1$ логарифмическая зависимость от поля также, как и в трехмерном случае определяется суммой куперовского и диффузионного вкладов. Выражение (3) при $\omega_H/T \ll 1$ отличается от результата работы [4] знаком.

В заключение исследуем спиновую восприимчивость в неоднородном магнитном поле. Характерный размер диффузона можно оценить как $r_d = \sqrt{D/T} = e/\sqrt{\tau T}$, что при низких температурах $\tau T \ll 1$ может достигать значительной величины. Ясно, что когда размер диффузона становится больше, чем характерный масштаб, на котором меняется магнитное поле, то зависимость восприимчивости от H и T должна исчезать.

В трехмерном случае в пределе $Dk^2/T \gg 1$

$$\delta\chi(k) = -\frac{(g\mu_Б)^2}{8\pi} F\left(\frac{\kappa}{2p_F}\right)\frac{k}{D} \; .$$

Отметим, что восприимчивость зависит от модуля волнового вектора, т. е. отклик носит существенно нелокальный характер.

В двумерном случае при $Dk^2/T \gg 1$

$$\delta\chi = -\frac{(g\mu_Б)^2}{\pi^2 D} F \ln Dk^2\tau .$$

Литература

1. *Altshuler B.L., Aronov A.G.* Sol. Stat. Com., 1979, **30**, 115.
2. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г.* ЖЭТФ, 1979, 77, 2028.
3. *Altshuler B.L., Aronov A.G., Lee P.A.* Phys. Rev. Lett., 1980, **44**, 1288.
4. *Fukuyama H.* Препринт 1981; J. Phys. Soc. Jap. (в печати).
5. *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

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

Поступила в редакцию
15 сентября 1981 г.
После переработки
10 ноября 1981 г.