

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДИНАМИКУ ПРИМЕСЕЙ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Б.Л.Альтшулер, Б.З.Спивак

Магнитное поле может существенно изменить вероятность прыжка примеси или перехода в двухуровневой системе в неупорядоченном металле. Эффект обусловлен изменением в магнитном поле энергии взаимодействия примесного атома с электронами проводимости. В неупорядоченных сверхпроводниках предсказана аналогичная зависимость вероятности прыжка от величины сверхтекучего тока.

1. Кондактанс маленького металлического образца из-за квантовой интерференции чрезвычайно чувствителен к слабым изменениям случайного, рассеивающего электроны потенциала^{1,2}. Эта аномальная чувствительность позволяет экспериментально наблюдать медленную релаксацию отдельных двухуровневых систем (ДУС) и диффузию примесей при низких температурах^{3,4}.

В настоящей статье рассматривается обратный эффект — влияние изменения электронных волновых функций на поведение конкретной примеси. Это влияние также оказывается аномально сильным. Физической причиной этого эффекта являются фриделевские осцилляции электронной плотности⁵. В неупорядоченном металле электронная плотность определяется интерференцией волн, рассеянных разными примесями, и является поэтому случайной функцией координат. Внешнее магнитное поле, меняя условия этой интерференции, меняет тем самым электронную плотность в данной точке, а значит и энергию примеси, расположенную в этой точке. Эти изменения существенно различаются даже в близко расположенных точках, поэтому меняется и энергия, необходимая для активации примеси, а следовательно, и вероятность ее прыжка.

2. Рассмотрим изменение термодинамического потенциала образца $\Omega\{u(\mathbf{r})\}$

$$\delta\Omega = \Omega\{u(\mathbf{r}) + \delta u(\mathbf{r})\} - \Omega\{u(\mathbf{r})\},$$

вызванное прыжком примеси или переходом в ДУС, из-за чего случайный потенциал $u(\mathbf{r})$ в

точке r изменился на $\delta u(r)$. Согласно вышесказанному, $\delta\Omega$ – случайная функция магнитного поля H , в среднем равная нулю: $\langle \delta\Omega(H) \rangle = 0$ ($\langle \dots \rangle$ – усреднение по реализациям случайного потенциала). Для определения амплитуды флуктуаций $\delta\Omega$ как функции H рассмотрим коррелятор

$$K(H, H') \equiv \langle [\delta\Omega(H) - \delta\Omega(H')]^2 \rangle = \langle [\delta\Omega(H)]^2 \rangle + \langle [\delta\Omega(H')]^2 \rangle - 2\langle \delta\Omega(H)\delta\Omega(H') \rangle. \quad (1)$$

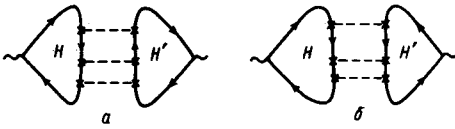
В области слабой локализации ($p_F l = 2\epsilon_F \tau \gg \hbar$, где l и τ – длина и время свободного пробега, а ϵ_F и p_F – фермиевские энергия и импульс электронов) величина $\langle \delta\Omega(H)\delta\Omega(H') \rangle$ в рамках обычной диаграммной техники задается графиками рисунка. Это среднее определяется малыми по сравнению с l расстояниями и электронными состояниями, далекими от уровня Ферми. В то же время величина $K(H, H')$ при не слишком больших полях определяется областью больших расстояний и малых энергий.

Рассмотрим образец с размерами $L_x \times L_y \times L_z$ в магнитном поле $H \parallel z$. При $L_x, L_y \gg \min\{L_T, L_H\} \gg l$; $L_H = \sqrt{\hbar c/e}$; $L_T = \sqrt{\hbar D/2\pi T}$ ($D = l^2/3\tau$ – коэффициент диффузии электронов); из рисунка следует, что

$$K(H, 0) = \frac{4A}{\pi^2} \int \frac{\omega d\omega}{C\tau L_z} \operatorname{cth} \left(\frac{\omega}{2T} \right) \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{n_z=-\infty}^{\infty} \{4P_n(E_H) - P_n(2E_H) - 3P_n(E \rightarrow 0)\}; \quad (2)$$

$$P_n(E) \equiv E \operatorname{Re}[-i\omega + D(\pi n_z/L_z)^2 + E(n + \frac{1}{2})]^{-1}; \quad E_H \equiv 2DeH/\hbar c, \quad (3)$$

где C – концентрация примесей. Численный коэффициент A определяется величиной $\delta u(r)$. При сдвиге примеси на расстояние, большее длины волны электрона и радиуса потенциала, A близко к единице. При $E_H \ll T$ (2) дает



Диаграммы для вычисления корреляционной функции $\langle \delta\Omega(H)\delta\Omega(H') \rangle$. Сплошные линии – электронные функции Грина, пунктиры обозначают усреднение по реализациям случайного потенциала⁶. Вершине соответствует изменение потенциала примеси $\delta u(r)$

$$K(H, 0) = \frac{A}{n_0} \frac{E_H^4}{(2\pi T)^2} \times \begin{cases} \frac{7\zeta(3)}{40\pi^3} & (L_z \gg L_T) \\ \frac{63}{160} (2\pi)^{-3} \zeta\left(\frac{5}{2}\right) & (L_z \ll L_T). \end{cases} \quad (4)$$

Здесь $n_0 \equiv Cl^2 \min\{L_T, L_z\}$ – число примесей, сдвиг которых меняет кондактанс образца размером $L_T \times L_T \times \min\{L_T, L_z\}$ на e^2/\hbar ^{1,2}; $\zeta(t)$ – дзета-функция Римана. Если $E_H \gg T$, то коррелятор $K(H, 0)$ отличается от (4) только численным множителем и заменой T на E_H :

$$K(H, 0) \propto \frac{AE_H^2}{Cl^2 \min\{L_z, L_H\}} \approx \omega_c^2 \frac{l}{\min\{L_H, L_z\}}, \quad (5)$$

где $\omega_c = e\hbar/mc$ – циклотронная частота.

Полученные результаты можно понять, вспомнив о мезоскопических флуктуациях плотности состояний⁷, ведущих к флуктуациям орбитальной магнитной восприимчивости. В резуль-

тате, в ансамбле образцов размера L магнитная энергия флуктуирует на величину порядка $E_H^2 L^2 / \hbar D$. На эту величину энергия меняется при сдвиге $n_0 = Cl^2 L$ примесей. Значит сдвиг одной примеси изменит магнитную энергию на $E_H^2 L^2 / \hbar D \sqrt{n_0}$. Отсюда, если положить $L = \min\{L_H, L_T\}$, и следуют соотношения (4), (5).

Эти формулы справедливы пока $T, E_H \leq \hbar/\tau$, так что максимальное изменение энергии активации примеси в магнитном поле порядка

$$|\delta\Omega(H) - \delta\Omega(0)|_{max} \approx \sqrt{K(H, 0)}_{max} \approx (Cl^3)^{-1/2} \frac{\hbar}{\tau} \approx \frac{\hbar^2}{\tau^2 \epsilon_F} \quad (6)$$

может значительно превосходить температуру T . При этом время релаксации данной ДУС в магнитном поле изменится во много раз.

При приложении магнитного поля из-за подавления куперонного вклада (рис. б) уменьшается дисперсия электронной части энергии примеси;

$$\langle \delta\Omega(0)^2 \rangle - \langle \delta\Omega(H)^2 \rangle \approx K(H, 0),$$

а значит и полный разброс E_a энергий примеси по ее расположению в кристалле. Поэтому эффективная энергия активации диффузии примесей E_a уменьшается на $\delta E_a \approx K(H, 0)/E_a$. Хотя эта величина и меньше, чем $|\delta\Omega(H) - \delta\Omega(0)| \approx \sqrt{K(H, 0)}$, она может быть сравнимой с T . При этом коэффициент диффузии примесей существенно зависит от магнитного поля.

3. Если электронная система находится в сверхпроводящем состоянии, то энергия примеси случайным образом зависит от величины сверхтекучего тока¹⁾. При пропускании через сверхпроводник тока J_s порядка критического J_c энергия активации примеси в случае $\Delta > T$ меняется на

$$|\delta\Omega(J_s) - \delta\Omega(0)| \approx \Delta (Cl^2 \min\{\xi, L_z\})^{-1/2} = \Delta n_0^{-1/2}, \quad (7)$$

где Δ — сверхпроводящая щель, а $\xi = \sqrt{D\hbar/\Delta}$ — длина когерентности.

Этот эффект аналогичен рассмотренной выше зависимости $\delta\Omega$ от магнитного поля: пропускание тока порядка J_c ведет к тому, что фаза, набираемая электроном на длине когерентности меняется на величину порядка π .

Формулу (7) можно объяснить по-другому: при заданном токе J_s энергия сверхпроводника зависит от плотности N_s сверхпроводящих электронов: $\Omega = m_s^2 \xi^3 / N_s e^2$. Прыжок примеси меняет сверхпроводящую плотность в объеме ξ^3 . Относительное изменение N_s , а следовательно, и энергии порядка

$$\frac{\delta\Omega}{\langle \Omega \rangle} \approx \frac{\delta N_s}{\langle N_s \rangle} \approx \frac{\delta G_\xi}{\langle G_\xi \rangle} \approx \frac{e^2}{\hbar} (\langle \Omega \rangle \sqrt{n_0})^{-1}, \quad (8)$$

где G_ξ — контактанс куба со стороной ξ в нормальном состоянии.

4. Все сказанное выше относится не только к примесным атомам, но и к ионам, составляющим кристаллическую решетку металла. В магнитном поле каждый из ионов смещается в случайном направлении на величину порядка

$$\delta x \approx \sqrt{K(H, 0)} (\omega_D^2 M a)^{-1} \approx \frac{a \omega_c}{M} (a \omega_D)^{-2} \sqrt{\frac{l}{\min\{L_H, L_z\}}} \approx a \sqrt{\frac{l}{\min\{L_H, L_z\}}} \frac{\omega_c}{\epsilon_F},$$

1) В классических джозефсоновских контактах эта зависимость обсуждалась ранее в работе 1*.

где a — постоянная решетки, M — масса иона, а ω_D — дебаевская частота.

Этот эффект приводит к зависимости структурного фактора решетки от магнитного поля или сверхтекучей скорости в сверхпроводнике. Эти зависимости, в принципе, можно измерить рентгенографическими или нейтронными методами. Переменное магнитное поле приведет к генерации фононов на удвоенной (из-за того, что $\delta\Omega(\mathbf{H}) = \delta\Omega(-\mathbf{H})$) частоте.

5. В заключение заметим, что все рассмотрение было проведено нами в адиабатическом приближении. Мы полагаем, что учет неадиабатичности¹¹ не может привести к экспоненциальным зависимостям от температуры, а меняет только предэкспоненциальный фактор. Поэтому рассмотренное здесь изменение энергии активации является определяющим по крайней мере при низких температурах.

Литература

1. *Альтшулер Б.Л., Спивак Б.З.* Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 363.
2. *Feng S et al.* Phys. Rev. Lett., 1986, 56, 1560.
3. *Beutler D.E. et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 1240.
4. *Rogers C.T., Buhrman R.A.* Phys. Rev. Lett., 1984, 53, 1272.
5. *Зюзин А.Ю., Спивак Б.З.* Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 185.
6. *Абрикосов А.А. и др.* Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: Физматгиз, 1962.
7. *Альтшулер Б.Л., Шкловский Б.И.* ЖЭТФ, 1986, 91, 220.
8. *Шкловский Б.И., Эфрос А.Л.* Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
9. *Зюзин А.Ю., Спивак Б.З.* Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 221.
10. *Козуб В.И.* ЖЭТФ, 1984, 87, 1410.
11. *Каган Ю., Прокофьев Н.В.* ЖЭТФ, 1985, 90, 2176.

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

Поступила в редакцию
18 мая 1989 г.