ЦРНОГОРСКА АКАДЕМИЈА НАУКА И УМЈЕТНОСТИ
ГЛАСНИК ОДЈЕЉЕЊА ПРИРОДНИХ НАУКА, 18, 2009.

ЧЕРНОГОРСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК И ИСКУССТВ
ГЛАСНИК ОТДЕЛЕНИЯ ЕСТЕСТВЕННЫХ НАУК, 18, 2009

THE MONTENEGRIN ACADEMY OF SCIENCES AND ARTS
GLASNIK OF THE SECTION OF NATURAL SCIENCES, 18, 2009.

UDK 539.319

Б. Вуйичич *

ФЛУКТУАЦИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПЛОСКОСТИ ДВОЙНИКОВАНИЯ

Р е з ю м е

В данной работе рассматривается вклад плоскости двойникования в парапроводимость. Рассмотрен случай без поля и в перпендикулярном магнитном поле. Показано, что в рассмотренных случаях плоскость двойникования дает вклад в парапроводимость как тонкая пленка. Также рассмотрены предельные случаи сильних и слабых по сравнению с верхним критическим полем магнитних полей.

FLUKTUACIONA PROVODLJIVOST RAVNI UDVAJANJA

I z v o d

U radu se razmatra doprinos ravni dvojnikovanja u paraprovodljivost. Razmotren je slučaj bez polja i u normalnom magnetnom

*Университет Черногории, Естественно-математический факультет, п.я. 5455, 81000 Подгорица, Черногория

polju. Pokazano je da, u razmatrenim slučajevima, ravan dvojnikovanja daje isti efekat kao tanak sloj. Razmotreni su i granični slučajevi polja koja su jaka ili slaba u poredjenju sa gornjim kritičnim poljem.

1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени стало известно, что ряд сверхпроводящих металлов, в том числе и Sn, In, Tl и др., проявляют двойниковую структуру [1]. Кроме того обноружено, что двойники имеются и в высокотемпературных сверхпроводниках. В ряде работ было экспериментально и теоретически исследовано влияние плоскостей двойникования (ПД) на критические поля, теплоемкость и другие характеристики „классических" и высокотемпературных сверхпроводников [1,2,3].

Представляет интерес рассмотреть влияние ПД на флуктуационные еффекты. Флуктуации параметра порядка выше температуры сверхпроводящего перехода представляют зарождение локальной сверхпроводимости и могут дать заметный вклад в термодинамические величины сверхпроводников. Например, в [4] показано, что вблизи ПД флуктуационная добавка к диамагнитной восприимчивости имеет двумерный характер и тем самым более сильную расходимость в T_C, чем объемная восприимчивость. В этой работе мы займемся вычислением флуктуационной проводимости в рамках временного обобщения уравнений Гинзбурга–Ландау в случае, когда ПД усиливает сверхпроводимость. При этом ограничимся случем Гауссовских флуктуаций.

2. ФУНКЦИОНАЛ ГИНЗБУРГА–ЛАНДАУ

Модифицированный функционал Гинзбурга–Ландау, описывающий сверхпроводимость ПД, в данном случае имеет вид [1,4]:

$$F = \int \left\{ a|\psi|^2 + \frac{1}{4m} \left| \left(\nabla - 2ie\vec{A} \right) \psi \right|^2 - \gamma\delta(z)|\psi|^2 \right\} \mathrm{d}V, \qquad (2.1)$$

где $a = \tau/\eta$, $b = 1/\eta N$, $\tau = (T - T_{\mathrm{Co}})/T_{\mathrm{Co}}$, T_{Co} – объемная температура перехода, N – концентрация электронов, $\eta = 7\zeta(3)E_{\mathrm{F}}/6(\pi T_{\mathrm{Co}})^2$ для чистих и $\eta = 1.42\ell E_{\mathrm{F}}/v_{\mathrm{F}}T_{\mathrm{Co}}$ для грязных сверхпроводников, ℓ – длина свободного пробега электронов, $\vec{A}$ – векторный потенциал и $\hbar = 1$, $c = 1$. Ось z перпендикулярна ПД. Коэффициент γ связан с повышением температуры перехода T_{C} в окрестности ПД следующей формулой [1]:

$$\gamma^2\eta m = \frac{T_{\mathrm{C}} - T_{\mathrm{Co}}}{T_{\mathrm{Co}}} = \tau_0.$$

С учетом флуктуаций параметр порядка удовлетворяет уравнению релаксации [5,6]:

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t} + \nu\left[a - \gamma\delta(z) - \frac{1}{4m}\left(\nabla - 2ie\vec{A}\right)^2\right]\right\}\psi\left(\vec{r}, t\right) = 0, \tag{2.2}$$

где $\nu = 8T_{\mathrm{C}}\eta/\pi$. Сначала рассмотрим случай без поля.

3. ПЛОСКОСТЬ ДВОЙНИКОВАНИЯ БЕЗ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Разложим параметр порядка по собственным функциям оператора

$$a - \gamma\delta(z) - \frac{\nabla^2}{4m}, \quad \text{т.е.}$$

$$\psi\left(\vec{r}, t\right) = [\xi(\tau_0)]^{-1/2}\mathrm{e}^{-|z|/\xi(\tau_0)}\sum_{\vec{k}}\psi_{\vec{k}}(t)\mathrm{e}^{i\vec{k}\cdot\vec{\varrho}},$$

где $\vec{\varrho} = (x, y)$ и $\xi(\tau_0) = (\eta/4m\tau_0)^{1/2}$ характерный для задачи масштаб длины [1]. Коэффициенты $\psi_{\vec{k}}(t)$ удовлетворяют временному уравнению

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_{\vec{k}}\right)\psi_{\vec{k}}(t) = 0, \tag{3.3}$$

где

$$\Gamma_{\vec{k}} = \nu\left(a_{\mathrm{ef}} + \frac{k^2}{4m}\right) \qquad \text{и} \qquad a_{\mathrm{ef}} = \frac{1}{\eta}\,\frac{T - T_{\mathrm{C}}}{T_{\mathrm{Co}}}.$$

Очевидно, что $\psi_{\vec{k}}(t) = \psi_{\vec{k}} \exp(-\Gamma_{\vec{k}} t)$. Легко проверить, что $\langle|\psi_{\vec{k}}|^2\rangle = T\nu/\Gamma_{\vec{k}}$.

Флуктуационную добавку к проводимости вычислим с помощью формулы Кубо, написав ее в виде [5,6]:

$$\sigma_{xx} = \frac{1}{T} \int_0^\infty \mathrm{d}t \int \mathrm{d}x\, \mathrm{d}z \left\langle j^x(x,z,t) j^x(-x,-z,0) \right\rangle , \tag{3.4}$$

где

$$j^x(x,z,t) = -\frac{ie}{m} \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}y \left[\psi^* \left(\vec{r},t\right) \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x} \psi \left(\vec{r},t\right) - \psi \left(\vec{r},t\right) \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x} \psi^* \left(\vec{r},t\right) \right] . \tag{3.5}$$

Вычислив нужные компоненты тока и подставив в (3.4), получаем, что

$$\sigma_{xx} = \frac{1}{16} \frac{e^2}{\xi(\tau_0)} \frac{1}{\tau}. \tag{3.6}$$

Очевидно, что $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$. Полученный результат совпадает с известным результатом Асламазова–Ларкина для тонких пленок толщины $\xi(\tau_0)$.

4. ПЛОСКОСТЬ ДВОЙНИКОВАНИЯ В ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рассмотрим теперь ПД в перпендикулярном ей магнитном поле. Выберем поле и векторный потенциал в виде $\vec{H} = (0,0,H)$ и $\vec{A} = (0, xH, 0$. Параметр порядка разложим по собственным функциям оператора

$$a - \gamma\delta(z) - \frac{1}{4m}\left(\nabla - 2ie\vec{A}\right)^2, \quad \text{т.е.}$$

$$\psi\left(\vec{r},t\right) = \sum_{n,k} \psi_{n,k}(t) \varphi_{n,k}(\vec{r}), \qquad \text{где}$$

$$\varphi_{n,k}(\vec{r}) = [\xi(\tau_0)]^{-1/2} \mathrm{e}^{-|z|/\xi(\tau_0)} \mathrm{e}^{iky} f_n\left(x - \frac{k\Phi_0}{2\pi H}\right),$$

Φ_0 – квант потока, а f_n собственная функция гармонического осциллятора. Подставляя это разложение в (2.2) получаем, что коэффициенты $\psi_{n,k}(t)$ удовлетворяют уравнению (3.3), т.е.

$$\psi_{n,k}(t) = \psi_{n,k}\mathrm{e}^{-\Gamma_n t}, \quad \text{где} \quad \Gamma_n = \nu\left(a_{\mathrm{ef}} + \omega\left(n + \frac{1}{2}\right)\right) \quad \text{и} \quad \omega = \frac{eH}{m}.$$

Как и в случае без поля

$$\langle|\psi_{n,k}|^2\rangle = \frac{T\nu}{\Gamma_n}.$$

Вычисляя компоненты тока и усредняя их произведение, пользуясь при этом свойствами функций гармонического осциллятора [5] и выражением для $\langle|\psi_{n,k}|^2\rangle$, получаем из (3.4):

$$\sigma_{xx} = \frac{Te^2}{\pi\xi(\tau_0)}\,\frac{4}{\omega\nu}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{n+1}{\left(n + \frac{a_{\mathrm{ef}}}{\omega} + \frac{1}{2}\right)\left(n + \frac{a_{\mathrm{ef}}}{\omega} + 1\right)\left(n + \frac{a_{\mathrm{ef}}}{\omega} + \frac{3}{2}\right)}. \tag{4.7}$$

Вводя безразмерные величины

$$h = \frac{H}{H_{\mathrm{C2}}(0)} \quad \text{и} \quad \tau_1 = \frac{T - T_{\mathrm{C}}}{T_{\mathrm{Co}}}, \quad \text{где} \quad H_{\mathrm{C2}}(0) = \frac{2m}{e\eta},$$

можно написать предыдущую формулу в виде

$$\sigma(T,H) = 2\sigma_0(T)\left(\frac{\tau_1}{h}\right)^2\left[\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\tau_1}{2h}\right) - \psi\left(1 + \frac{\tau_1}{2h}\right) + \frac{h}{\tau_1}\right], \tag{4.8}$$

где ψ – дигамма функция [**?**] и

$$\sigma_0(T) = \frac{e^2}{16\xi(\tau_0)}\,\tau_1^{-1}.$$

Формула (4.8) совпадает с результатом, полученным в [8] для тонкой пленки в перпендикулярном поле. Рассмотрим предельные случаи. В полях слабых по сравнению с H_{C2}, когда $\tau_1/h \gg 1$, эту формулу можно написать в виде

$$\sigma(T,H) = \sigma_0(T)\left[1 - \frac{1}{2}\left(\frac{h}{\tau_1}\right)^2\right]. \tag{4.9}$$

Видно, что в случае, когда $h \to 0$, $\sigma(T,H)$ стремится к $\sigma_0(T)$ – парапроводимости без поля. В полях сильных по сравнению с H_{C2}, когда $\tau_1/h \ll 1$,

$$\sigma(T,H) = \sigma_0(T)\left(1 - \frac{\tau_1}{2h}\ln 2\right)\frac{2\tau_1}{h}. \tag{4.10}$$

В полях порядка H_{C2}, когда $-1 \leqslant \tau_1/h \ll 1$, можно выразить парапроводимость формулой [8,9]

$$\sigma(T) = 4\sigma_0(T). \tag{4.11}$$

В этом случае ведущую роль в (4.7) играет основной уровень Ландау. Сравнивая полученные результаты, видим, что в сильных полях парапроводимость меньше, чем в случае без поля, но в полях порядка H_{C2} парапроводимость становится в четыре раза больше, чем $\sigma_0(T)$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе мы анализировали только случай уединенной ПД. Развитая двойниковая структура, как нпр. в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [10], может только аддитивно отразиться на полученных результатах из-за слабого взаимодействия ПД [2].

В высокотемпературных сверхпроводниках со слоистой структурой флуктуации двумерны при высоких температурах; при понижении температуры они становятся трехмерными. Вблизи критической температуры начнет проявлятся флуктуационный вклад ПД, и флуктуации опять становятся двумерными.

В заключение подчеркнем, что, анализируя парапроводимость, мы пришли к выводу, что плоскость двойникования ведет себя как тонкая пленка толщины порядка $\xi(\tau_0)$, что согласуется с выводами [1]. В принципе это можно экспериментально проверить, измеряя вклад ПД в сопротивление микроконтактным методом.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Khlyustikov I. N., Buzdin A. I., Advances in Physics **26** (1987) 271.

[2] Abrikosov A. A. et al, Supercon. Sci. Techn. **1** (1989) 260.

[3] Abrikosov A. A., Buzdin A. I., Nobel Symposium 73, Physica Scripta **27** 1989 74.

[4] Buzdin A. I., Ivanov N. B., Phys. Lett. **106A** (1984) 429.

[5] Schmidt H., Z. Phys. **216** (1968) 336.

[6] Tilley D. R., Parkinson J. B., J. Phys. C **2** (1969) 2175.

[7] Abramowitz M. and Stegun I. A., Handbook of Mathematical Functions, Dover, New York, 1965.

[8] Abrahams E., Prange R. E., Stephen M. J., Physica **55** (1971) 230.

[9] Maki K., J. Low Temp. Phys. **1** (1969) 513.

[10] Roth G., Ewert D., Heyer G. et al., Z. Phys. B **69** (1987) 21.