05.4

Флуктуационная проводимость $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ в двухзонной модели сверхпроводимости

© И.Н. Аскерзаде, С.С. Рагимов

Институт физики НАН Азербайджана, Г.Джавид-33, Баку-AZ1143, Азербайджан
Department of Computer Engineering, Engineering Faculty of Ankara University, Aziz Kansu Building Tandogan Kampus,
06100, Tandogan, Ankara, Turkey
E-mail: iasker@science.ankara.edu.tr, solstphs@physics.ab.az

Поступило в Редакцию 28 ноября 2008 г.

Получена модифицированная аналитическая формула Асламазова–Ларкина для температурной зависимости флуктуационной проводимости вблизи критической температуры T_c для двухзонных сверхпроводящих соединений. При выводе используются линеаризованные уравнения двухзонной теории Гинзбурга–Ландау, и результаты сравниваются с экспериментальными данными для высокотемпературного сверхпроводника $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$.

PACS: 74.20.De, 74.25.Fy, 74.20.Ad

Несмотря на то что прошел большой промежуток времени после открытия высокотемпературной сверхпроводимости в купратных соединениях, вопрос о природе сверхпроводимости до сих пор остается открытым. Зонная структура носителей тока в этих соединениях имеет сложный характер. Имеется несколько пересекающихся энергетических зон вблизи уровня Ферми. Двухзонная модель для высокотемпературных купратных сверхпроводников была предложена в работах [1–3], в частности в [2] была применена двухзонная модель Бардина–Купера–Шриффера для вычисления зависимости критической температуры T_c от концентрации носителей n. Следует отметить, что двухзонная версия Бардина–Купера–Шриффера впервые была предложена много лет назад в [4,5]. В последние годы обобщенная электрон-фононная теория Элиашберга для двухзонных сверхпроводников была применена для исследования свойств диборида магния MgB_2 в [6] и немагнитных борокарбидов $Y(Lu)Ni_2B_2C$ в [7].

Влияние флуктуации сверхпроводящего параметра порядка на проводимость вблизи критической температуры T_c впервые было исследовано Асламазовым–Ларкиным в работе [8] с использованием линеаризованных уравнений Гинзбурга–Ландау для однозонных изотропных сверхпроводников [9,10]. В данной работе рассчитывается флуктуационная проводимость в рамках двухзонной модели применительно к высокотемпературным сверхпроводникам, принимая во внимание сложный характер зонной структуры этих соединений. С этой целью используются двухзонные уравнения Гинзбурга–Ландау. Подобные уравнения использовались также в работах [11,12] для изучения физических свойств относительно недавно открытых сверхпроводников — диборида магния MgB_2 и немагнитных борокарбидов $Y(Lu)Ni_2B_2C$ в [13,14]. Согласно этой модели, функционал свободной энергии Гинзбурга–Ландау для изотропного двухзонного сверхпроводника пишется как

$$F_{SC} = \int d^3r\left(F_1 + F_{12} + F_2 + H^2/8\pi\right), \tag{1}$$

где

$$F_1 = \frac{\hbar^2}{4m_i}\left|\left(\nabla - \frac{2\pi i\mathbf{A}}{\Phi_0}\right)\Psi_i\right|^2 + \alpha_i(T)\Psi_i^2 + \beta_i\Psi_i^2/2, \tag{2}$$

$$F_{12} = \varepsilon(\Psi_1^*\Psi_2 + c.c.) + \varepsilon_1\left\{\left(\nabla + \frac{2\pi i\mathbf{A}}{\Phi_0}\right)\Psi_1^*\left(\nabla - \frac{2\pi i\mathbf{A}}{\Phi_0}\right)\Psi_2 + c.c.\right\}, \tag{3}$$

где m_i обозначает массы электронов, принадлежащих к разным зонам $(i = 1, 2)$. Коэффициенты α_i линейно зависят от температуры: $\alpha_i = \gamma_i(T - T_{c,i})$, в то время как β_i полагаются константами. Величины ε и ε_1 описывают межзонное взаимодействие между параметрами порядка и их градиентами соответственно, H — внешнее магнитное поле, Φ_0 — квант магнитного потока. В выражениях (2) и (3) параметры порядка полагаются медленно меняющимися в пространстве. Минимизация свободной энергии дает уравнения Гинзбурга–Ландау для описания двухзонных сверхпроводников. В изотопном сверхпроводнике, без ограничения общности при выборе $A = (0, Hx, 0)$, уравнения

Гинзбурга–Ландау принимают вид:

$$-\frac{\hbar^2}{4m_1}\left(\frac{d^2}{dx^2}-\frac{x^2}{l_s^2}\right)\Psi_1+\alpha_1(T)\Psi_1+\varepsilon\Psi_2+\varepsilon_1\left(\frac{d^2}{dx^2}-\frac{x^2}{l_s^2}\right)\Psi_2+\beta_1\Psi_1^3=0, \tag{4a}$$

$$-\frac{\hbar^2}{4m_2}\left(\frac{d^2}{dx^2}-\frac{x^2}{l_s^2}\right)\Psi_2+\alpha_2(T)\Psi_2+\varepsilon\Psi_1+\varepsilon_1\left(\frac{d^2}{dx^2}-\frac{x^2}{l_s^2}\right)\Psi_1+\beta_2\Psi_2^3=0, \tag{4b}$$

где $l_s^2=\hbar c/2eH$ — так называемая магнитная длина.

В общем случае, знак параметров межзонного взаимодействия ε и ε_1 в уравнениях (4) и (5) может быть произвольным. Оно определяется микроскопической природой межзонного взаимодействия электронов из разных зон. Если межзонное взаимодействие исчезает, то система уравнений (4) и (5) переходит к обычным уравнениям Гинзбурга–Ландау с критическими температурами T_{c1} и T_{c2}. В общем случае (независимо от знака ε) сверхпроводящий переход происходит при температуре T_c, превосходящей T_{c1} и T_{c2}, и определяется следующим уравнением [11–14]:

$$(T_c-T_{c1})(T_c-T_{c2})=\frac{\varepsilon^2}{\gamma_1\gamma_2}. \tag{5}$$

Как следует из структуры линеаризованных уравнений Гинзбурга–Ландау (4a, 4b) для двухзонных сверхпроводников [11–14], вблизи T_c выполняется соотношение $\Psi_1(x)=C\Psi_2(x)$, где С дается выражением

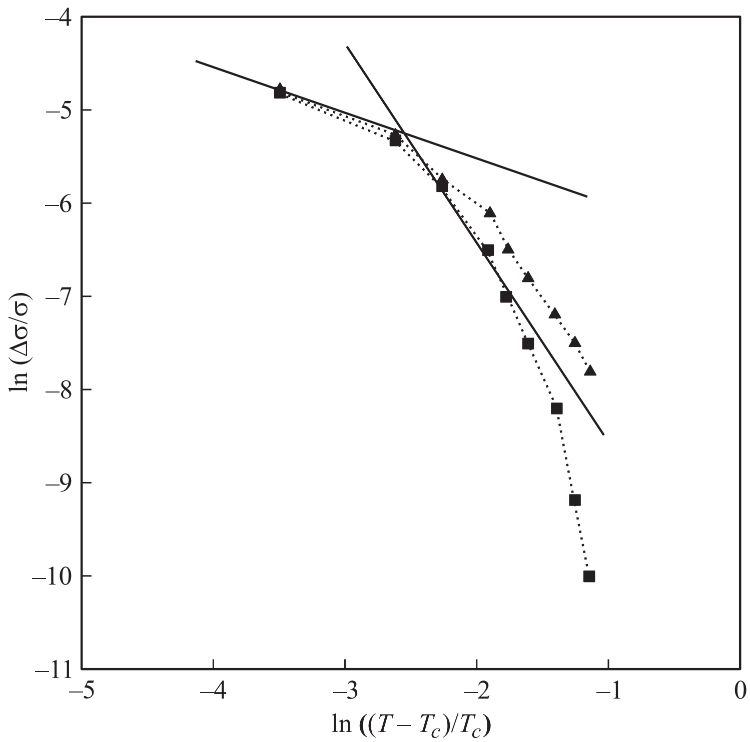
$$C=-\frac{\varepsilon-\varepsilon_1 a}{\frac{\hbar^2}{4m_1}a+\alpha_1(T)}=-\frac{\frac{\hbar^2}{4m_2}a+\alpha_2(T)}{\varepsilon-\varepsilon_1 a},\quad a=l_s^{-2}. \tag{6}$$

Это означает, что вблизи критической температуры двухзонная модель Гинзбурга–Ландау равносильна эффективной однозонной модели со следующими видоизмененными параметрами:

$$-\left(\frac{\hbar^2}{4m_1}-\frac{\varepsilon_1}{C}\right)\left(\frac{d^2}{dx^2}-\frac{x^2}{l_s^2}\right)\Psi_1(x)+\left(\alpha_1(T)+\frac{\varepsilon}{C}\right)\Psi_1+\beta_1\Psi_1^3=0. \tag{7}$$

Вычисления, проведенные аналогично [8], с использованием уравнения (7), приводят к выражению для флуктуационной проводимости в двухзонных сверхпроводниках

$$\Delta\sigma=\frac{1}{8\pi}\left(\frac{e}{\hbar}\right)^2\left(\frac{\alpha^*(T)m^*}{\tau}\right)^{1/2}, \tag{8}$$



Зависимость нормированной избыточной проводимости от относительной температуры для $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$. Прямыми линиями показаны результаты однозонного приближения, квадратами — экспериментальные точки и треугольниками — данный расчет.

где введены обозначения

$$m^* = \frac{m_1}{1 - \frac{4m_1\varepsilon_1\alpha_1(T)}{\hbar^2\varepsilon}}, \quad \alpha^*(T) = \left(\alpha_1(T)\alpha_2(T) - \varepsilon^2\right), \quad \tau = \frac{(T - T_c)}{T_c}. \tag{9}$$

Полученная формула (8) применяется для вычисления флуктуационной проводимости в висмутовых высокотемпературных сверхпроводящих соединениях. Методика получения высокотемпературных сверхпроводящих керамик и кристаллов подробно описана в [15,16]. На рисунке экспериментальные точки по измерению флуктуационной проводимости в соединении $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ и результаты вычислений на основе модифицированной формулы Асламазова–Ларкина обозначены квадратами и треугольниками соответственно. Для сравнительного анализа результаты однозонного приближения [8,9] в разных температурных режимах на рисунке представлены прямыми линиями. При этом использовались следующие значения для расчетных параметров: $T_c = 84.2\,\mathrm{K}$, $T_{c1} = 63.5\,\mathrm{K}$, $T_{c2} = 8.1\,\mathrm{K}$, $\frac{\varepsilon^2}{\gamma_1\gamma_2 T_c^2} = 0.027$, $\eta = \frac{T_c m_2 \varepsilon_1 \gamma_2}{\hbar^2 \varepsilon} = -0.032$. Параметр, связанный соотношением эффективных масс носителей тока в разных зонах, выбран в виде $\frac{\gamma_1 m_1}{\gamma_2 m_2} = 24.3$.

Как следует из рисунка, выражение (8), учитывающее двухзонный характер сверхпроводников, дает более точное согласие с экспериментальными результатами для $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$. В случае использования однозонной теории Гинзбурга–Ландау выражение Асламазова–Ларкина для флуктуационной проводимости имеет структуру

$$\Delta\sigma \prec \tau^{-\nu}, \tag{10}$$

где параметр ν для различных режимов принимает различные значения: $\nu = 0.5$ для трехмерных флуктуация и $\nu = 1$ для двухмерного случая. Такое поведение на рисунке учтено прямыми линиями с разными наклонами. При приближении к критической температуре происходит кроссовер от двумерного к трехмерному случаю и наклон прямой линии уменьшается в 2 раза. Как следует из рисунка, выражение (8), полученное в данной работе с использованием двухзонной модели, позволяет объединить режимы с разными размерностями и лучше описывает экспериментальные точки, чем однозонное приближение.

Таким образом, в данной работе получена модифицированная формула Асламазова–Ларкина для флуктуаций проводимости с учетом двухзонного характера сверхпроводящего состояния. Введение модифицированных температурных коэффициентов в рамках двухзонной теории Гинзбурга–Ландау приводит к единой формуле для размерного кроссовера флуктуаций проводимости вблизи критической температуры. Полученная формула дает хорошее согласие с экспериментальными данными для высокотемпературных сверхпроводников $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ и может быть применена к другим сверхпроводникам со сложной зонной структурой.

Список литературы

[1] *Konsin P., Kristoffel N., Sorkin B.* // J. Phys.: Condens. Matter. 1998. V. 10. P. 6533.
[2] *Kresin V.Z., Wolf S.A.* // Phys. Rev. 1992. B46. P. 6458.
[3] *Busomann A., Micnas R., Bishop A.R.* // Eur. Phys. J.B. 2003. V. 37. P. 345.
[4] *Suhl H., Mattias B.T., Walker L.R.* // Phys. Rev. Lett. 1959. V. 3. P. 552.
[5] *Москаленко В.А.* // Физика металлов и металловедения. 1959. Т. 8. С. 503.
[6] *Shulga S.V., Drechsler S.-L., Echrig H., Rosner H., Pickett W.* // Cond-mat/0103154. 2001.
[7] *Shulga S.V., Drechsler S.-L., Muller K.H., Fuchs G., Winzer K., Heinecke M., Krug K.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 1730.
[8] *Асламазов Л.Г., Ларкин А.И.* // ФТТ. 1968. Т. 10. С. 1104.
[9] *Абрикосов А.А.* // Основы теории металлов. М.: Наука, 1987. 520 с.
[10] *Свидзинский А.В.* // Пространственно-неоднородные задачи теории сверхпроводимости. М.: Наука, 1982. 312 с.
[11] *Askerzade I.N.* // Superconductor Science and Technology. 2002. V. 15. P. L13.
[12] *Askerzade I.N.* // Superconductor Science and Technology. 2002. V. 15. P. L17.
[13] *Askerzade I.N.* // Physica C. 2003. V. 397. P. 99.
[14] *Аскерзаде И.Н.* // УФН. 2006. Т. 176. С. 1.
[15] *Высокотемпературная* сверхпроводимость: фундаментальные и прикладные исследования. Л.: Машиностроение, 1990. 686 с.
[16] *Aliev S.A., Ragimov S.S., Aliev V.M.* // J. Rare Earth. 1991. V. 3. P. 1060.