

01;05

Критическая плотность тока сверхпроводника $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ в двухзонной модели Гинзбурга–Ландау

© И.Н. Аскерзаде,^{1,2} İ. Hashimoglu³

¹ Department of Computer Engineering, Engineering Faculty of Ankara University, 06100 Tandogan, Ankara, Turkey

² Институт физики НАН Азербайджана, AZ1143 Баку, Азербайджан

³ Yavuz Sultan College, Altundağ, Ankara, Turkey

e-mail: iasker@science.ankara.edu.tr, solstphs@physics.ab.az

(Поступило в Редакцию 24 июня 2010 г.)

Получена аналитическая формула для температурной зависимости критической плотности тока двухзонного сверхпроводника. При выводе используются линеаризованные уравнения двухзонной теории Гинзбурга–Ландау и результаты сравниваются с экспериментальными данными для $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$.

Зонная структура носителей тока в некоторых сверхпроводящих соединениях имеет сложный характер. Имеется несколько пересекающихся энергетических зон вблизи уровня Ферми, что приводит к нескольким компонентам параметра порядка. Следует отметить, что двухзонная версия теории Бардина–Купера–Шриффера впервые была предложена много лет назад [1,2]. В последние годы обобщенная электрон-фононная теория Элиашберга для двухзонных сверхпроводников была применена для исследования свойств диборида магния MgB_2 [3] и немагнитных борокарбидов $\text{Y}(\text{Lu})\text{Ni}_2\text{B}_2\text{C}$ [4]. Одной из важнейших характеристик сверхпроводника является его критическая плотность тока j_c наряду с критической температурой T_c и критическими магнитными полями H_{c2} , H_{c1} . Вычисление температурной зависимости критической плотности тока j_c однозонных сверхпроводников представлено в книге [5]. Критическая плотность тока j_c достигает 10^7 А/см² и является важной характеристикой для сильноточных применений сверхпроводников. Как показано в [5], критическая плотность тока j_c определяется сверхпроводящим материалом и не зависит от геометрических размеров.

В настоящей работе рассчитывается температурная зависимость критической плотности тока j_c в рамках двухзонной модели Гинзбурга–Ландау применительно к немагнитному сверхпроводнику $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ с учетом многолистного характера поверхности Ферми этих соединений [4].

С этой целью используем двухзонные уравнения Гинзбурга–Ландау. Подобные уравнения использовались также в работах [6,7] для изучения физических свойств относительно недавно открытых сверхпроводников — диборида магния MgB_2 и немагнитных борокарбидов $\text{Y}(\text{Lu})\text{Ni}_2\text{B}_2\text{C}$ [8,9]. Совсем недавно эти уравнения были применены для изучения температурной зависимости флуктуационной проводимости в высокотемпературных сверхпроводниках $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ [10]. Со-

гласно этой модели, функционал свободной энергии Гинзбурга–Ландау для изотропного двухзонного сверхпроводника запишется как

$$\begin{aligned}
 F_{\text{SC}} = & \int dV \left\{ \frac{\hbar^2}{4m_1} \left| \left(\nabla - \frac{2\pi i \mathbf{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_1 \right|^2 \right. \\
 & + \alpha_1(T) \Psi_1^2 + \frac{\beta_1 \Psi_1^2}{2} + \frac{\hbar^2}{4m_2} \left| \left(\nabla - \frac{2\pi i \mathbf{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_2 \right|^2 \\
 & + \alpha_2(T) \Psi_2^2 + \frac{\beta_2 \Psi_2^2}{2} + \varepsilon (\Psi_1^* \Psi_2 + \text{c.c.}) \\
 & \left. + \varepsilon_1 \left\{ \left(\nabla + \frac{2\pi i \mathbf{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_1^* \left(\nabla - \frac{2\pi i \mathbf{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_2 + \text{c.c.} \right\} + \frac{H^2}{8\pi} \right\}, \quad (1)
 \end{aligned}$$

где m_{i0} обозначает массу электронов, принадлежащих к разным зонам ($i = 1, 2$), Ψ_i — параметры порядка в разных зонах. Коэффициенты α линейно зависят от температуры: $\alpha_i = \gamma_i(T - T_{c,i})$, в то время как β_i полагаются константами. Величины ε и ε_i описывают межзонное взаимодействие между параметрами порядка и их градиентами соответственно, H — внешнее магнитное поле, Φ_0 — квант магнитного потока. В уравнении (1) параметры порядка полагаются медленно меняющимися в пространстве. Минимизация свободной энергии (1) дает уравнения Гинзбурга–Ландау для описания двухзонных сверхпроводников. В изотропном сверхпроводнике, без ограничения общности при выборе $\mathbf{A} = (0, Hx, 0)$, уравнения Гинзбурга–Ландау принимают вид:

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

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

где $l_s^2 = \hbar c / 2eH$ — так называемая магнитная длина. В случае межзонного взаимодействия (независимо от знака ε) сверхпроводящий переход происходит при температуре T_c , превосходящей критические температуры в разных зонах T_{c1} и T_{c2} и определяется следующим уравнением [6–10]:

$$\alpha_1(T_c) \alpha_2(T_c) = \varepsilon^2. \quad (3)$$

Как следует из структуры линеаризованных уравнений Гинзбурга–Ландау (2a, 2b) для двухзонных сверхпроводников, вблизи T_c выполняется соотношение $\Psi_1(x) = C \Psi_2(x)$, где C при отсутствии внешнего магнитного поля дается выражением

$$C = -\frac{\varepsilon}{\alpha_1(T)} = -\frac{\alpha_2(T)}{\varepsilon}. \quad (4)$$

Это означает, что вблизи критической температуры T_c двухзонная модель Гинзбурга–Ландау равносильна эффективной однозонной модели со следующими видоизмененными параметрами [10]:

$$-\frac{\hbar^2}{4m} \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^2} \right) \Psi_1(x) + \alpha^*(T) \Psi_1 + \beta^* \Psi_1^3 = 0, \quad (5)$$

где введены обозначения

$$m^* = \frac{m_1}{1 - \frac{4m_1 \varepsilon_1 \alpha_1(T)}{\hbar^2 \varepsilon}},$$

$$\alpha^*(T) = [\alpha_1(T) \alpha_2(T) = \varepsilon^2], \quad \beta^* = \beta_1. \quad (6)$$

Критическую плотность тока можно вычислить двумя способами, которые приводят к одному и тому же выражению [5]. Здесь будем следовать способу Бардина [5]. Если ввести скорость для сверхпроводящего конденсата как

$$v_s = -\frac{1}{m^*} \left(\frac{\hbar}{2} \frac{d\phi}{dr} - \frac{2e}{\hbar c} A \right),$$

то выражение для сверхпроводящего тока принимает вид

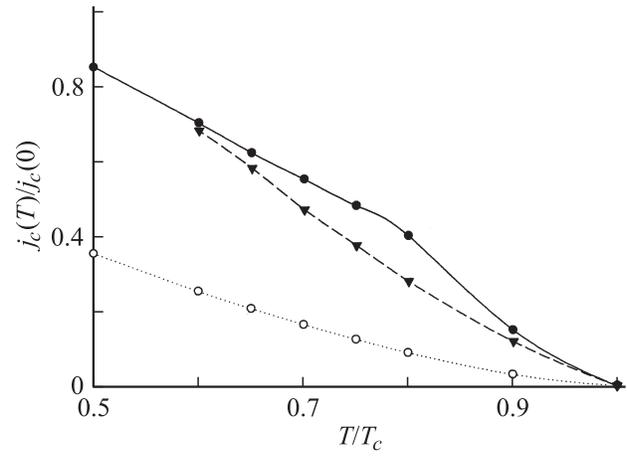
$$j = 2en_s v_s = \frac{e\hbar}{m^*} |\Psi|^2 \left(\frac{d\phi}{dr} - \frac{2\pi}{\Phi_0} A \right), \quad (7)$$

где плотность сверхпроводящих электронов вычисляется как $n(T) = 2|\Psi|^2$. Равновесное значение $n(v_s)$ как функции скорости определяется из условия минимума свободной энергии сверхпроводника (см. [5])

$$\frac{\partial F}{\partial n} = -\alpha^* + \beta^* n + \frac{m^* v_s^2}{2} = 0. \quad (8)$$

Используя (4)–(6) и (1), получим

$$n(v_s) = \frac{\alpha_1 + \frac{\varepsilon}{C} - \frac{m_1 v_s^2}{2(1 - 4m_1 \varepsilon_1 / C \hbar^2)}}{\beta_1}. \quad (9)$$



Зависимости нормированной критической плотности тока от относительной температуры для $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ (● — эксперимент, ▲ — двухзонная теория Гинзбурга–Ландау, ○ — однозонная теория Гинзбурга–Ландау).

Максимальное значение плотности тока достигается при условии $\frac{dv_s}{dT} = 0$, т. е. при

$$v_s = \frac{\sqrt{2} \left(\alpha_1 + \frac{\varepsilon}{C} \right)^{1/2} (1 - 4m_1 \varepsilon_1 / C \hbar^2)^{1/2}}{\sqrt{3} m_1^{1/2}}. \quad (10)$$

Используя (7) и (10), для температурной зависимости $j_c(T)$ получим

$$j_c(T) = \frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} \frac{e}{\beta_1 \sqrt{m_1}} \frac{(\alpha_1(T) \alpha_2(T) - \varepsilon^2)^{3/2}}{\alpha_2^2(T)} \times \left(\alpha_2(T) - \frac{4m_1 \varepsilon \varepsilon_1}{\hbar^2} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Однозонная теория Гинзбурга–Ландау дает температурную зависимость критической плотности тока в виде $j_c(T)/j_c(0) = (1 - T/T_c)^{3/2}$ [5]. Полученная формула (11) применяется для вычисления критической плотности тока двухзонного сверхпроводящего соединения $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Экспериментальное изучение критической плотности тока в $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ тонких пленках подробно описано в [11].

На рисунке экспериментальные точки по измерению критической плотности тока в соединении $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и результаты вычислений на основе двухзонной теории Гинзбурга–Ландау обозначены сплошными окружностями и треугольниками соответственно. При этом использовались следующие значения для расчетных параметров: $T_c \approx 15.5$ К, $T_{c1} = 10$ К, $T_{c2} = 1.825$ К, $\frac{\varepsilon^2}{\gamma_1 \gamma_2 T_c^2} = 0.33$, $\eta = \frac{T_c m_2 \varepsilon_1 \gamma_2}{\hbar^2 \varepsilon} = -0.016$ [7,8]. Параметр, связанный с соотношением эффективных масс носителей тока в разных зонах, выбран в виде $\frac{\gamma_1 m_1}{\gamma_2 m_2} = 5$ [7,8]. Для сравнительного анализа результаты однозонного приближения Гинзбурга–Ландау на рисунке представлены пустыми

окружностями. Как видно из рисунка, двухзонная теория Гинзбурга–Ландау лучше описывает экспериментальные точки. Из выражения (11) также следует, что вычисленная критическая плотность тока не зависит от размера образца и определяется сверхпроводящими свойствами материала [5].

В работе [11] также исследована критическая плотность тока в соединении $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Однако в сверхпроводнике $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$ вблизи критической температуры развивается геликоидальная магнитная структура, которая с понижением температуры переходит в антиферромагнитную фазу. И, как результат, в этих соединениях имеет место „возвратная“ сверхпроводимость [11]. Однако представленные выше вычисления неприменимы к $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$, поскольку в (1) не учитывается магнитный параметр порядка. В работе [11] измерены эффекты анизотропии критического тока j_c . Для поликристаллических пленок из-за усреднения эффекты анизотропии ослабевают. Эти эффекты становятся значительными при рассмотрении монокристаллических образцов. Влияние анизотропии на критические поля H_{c2} и H_{c1} в соединении MgB_2 в рамках двухзонной теории ранее были рассмотрены нами в работах [8,9]. Аналогичная теория, учитывающая анизотропию наряду с двухзонностью, может быть полезной при вычислении анизотропии критической плотности тока и является предметом последующих исследований.

Таким образом, в настоящей работе получена температурная зависимость критической плотности тока двухзонного изотропного сверхпроводника. При выводе используются изотропные линеаризованные уравнения двухзонной теории Гинзбурга–Ландау и результаты сравниваются с экспериментальными данными для тонких пленок $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Полученная формула дает хорошее согласие с экспериментальными данными для двухзонного сверхпроводника $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и может быть применена к другим сверхпроводникам со сложной зонной структурой.

Данная работа частично поддерживалась исследовательским грантом CNRS-ANAS (UNR 5798-2009).

Список литературы

- [1] Suhl H., Mattis B., Walker L.R. // Phys. Rev. Lett. 1959. Vol. 3. P. 552–554.
- [2] Москаленко В.А. // Физика металлов и металловедения. 1959. Т. 8. С. 503–507.
- [3] Shulga S.V., Drechsler S.-L., Echrig H., Rosner G., Pickett W. // 2001. Condmat/0 103 154.
- [4] Shulga S.V., Drechsler S.-L., Muller K.H., Fuchs G., Winzer K., Heinecke M., Krug K. // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. P. 1730–1733.
- [5] Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. МЦНМО, 2000. 402 с.
- [6] Askerzade I.N., Gencer A. et al. // Supercond. Sci. Technol. 2002. Vol. 15. P. L13–L16.
- [7] Askerzade I.N. // Physica C. 2003. Vol. 390. P. 281–286.

- [8] Аскерзаде И.Н. // УФН. 2006. Т. 176. С. 1025–1038.
- [9] Аскерзаде И.Н. // Письма ЖЭТФ. 2005. Т. 81. С. 583–586.
- [10] Аскерзаде И.Н., Рагимов С.С. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 11. С. 82–87.
- [11] Wimbush S.C., Schultz L., Holzappel B. // Physica C. 2003. Vol. 388–389. P. 191–192.