01;05.4

Критический ток в высокотемпературных сверхпроводниках с неупорядоченными межзеренными границами наклона

© С.А. Кукушкин, И.А. Овидько, А.В. Осипов

Институт проблем машиноведения РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 8 февраля 2000 г.

Предложена модель влияния межзеренных границ наклона с частично хаотизированными распределениями дислокаций на величину критического тока в высокотемпературных сверхпроводниках. Поле напряжений $\sigma_{\alpha\beta}$ межзеренной границы в этом случае становится гораздо более дальнодействующим, чем в случае периодического расположения дислокаций. При больших расстояниях x от границы наклона $\sigma_{\alpha\beta} \propto x^{-3/2}$, что соответствует квазиэквидистантным стенкам дислокаций, при малых x $\sigma_{\alpha\beta} \propto x^{-1/2}$, что соответствует хаотическим стенкам. Область с напряжениями, бóльшими определенного критического значения, считается нормальным металлом, поэтому критический ток через эту область уменьшается экспоненциально. Установлено вполне удовлетворительное соответствие данной модели с экспериментальными данными.

Практически сразу после открытия высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) было обнаружено, что границы зерен (ГЗ) уменьшают критический ток в ВТСП чрезвычайно сильно [1]. В частности, наличие ГЗ в бикристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с углами разориентировки $\Theta < 15^\circ$ приводит к экспоненциальному уменьшению критического тока j_c от Θ в соответствии со следующим приближенным выражением: $j_c(\Theta) \sim j_c(0)\exp(-\Theta/8^\circ)$ [1]. При дальнейшем увеличении Θ критический ток выходит на уровень насыщения, равный примерно $0.02\,J_c(0)$ [1].

Несмотря на то что к настоящему времени уже сделано большое количество попыток объяснить это явление [2–6], удовлетворительной теории пока нет. В частности, предлагались модели, связывающие уменьшение критического тока в поликристаллических сверхпроводниках с понижением длины свободного пробега электронов вблизи ГЗ [2], с пиннингом вихрей [3], с образованием антиферромагнитной фазы [4], с влиянием d-электронов [5], с неоднородностью химического состава и т.д. В большинстве своем эти модели сходятся в одном: поля напряжений, порождаемые зернограничными дислокациями, приводят к подавлению параметра порядка в ВТСП вблизи ГЗ [2–4]. Конкретный механизм подавления еще не ясен, однако многие исследователи считают, что существует некоторое критическое значение поля напряжений σ_c, выше которого сверхпроводящая фаза переходит в несферхпроводящую [3,4,6]. При этом, в частности, возникает следующая проблема. При периодическом расположении дислокаций, составляющих малоугловые ГЗ, толщина несверхпроводящей фазы, близкая по величине к периоду дислокационного ансамбля, начинает уменьшаться с увеличением угла разориентировки Θ. Соответственно должен увеличиваться и критический ток, что противоречит экспериментальным данным [1]. По этой причине в [4], например, предполагается, что несверхпроводящая фаза является частично нормальным металлом, частично — антиферромагнитным диэлектриком, разрушающим куперовские пары.

В настоящей работе предлагается иной подход к этой проблеме. Поскольку поликристаллические сверхпроводники приготовляются в неравновесных условиях, то зернограничные дислокации обычно образуют неравновесные (отличные от периодических) структуры, такие как частично релаксировавшие неупорядоченные стенки [7,8]. В этом случае поля напряжений являются гораздо более дальнодействующими. Закон убывания напряжений становится не экспоненциальным, а степенным: при малых расстояниях x до ГЗ $\sigma_{\alpha\beta} \sim x^{-1/2}$, а при больших x $\sigma_{\alpha\beta} \sim x^{-3/2}$ [7]. Этого вполне достаточно для объяснения экспериментальных данных по критическому току в ВТСП [1].

Рассмотрим вначале бесконечную малоугловую периодическую границу наклона, лежащую в плоскости yz системы координат с ординатами дислокаций $y_n = nh_0$ $(n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$. Здесь $h_0 = b/2\sin(\Theta/2)$ — расстояние между дислокациями, Θ — угол разориентировки ГЗ, $\mathbf{b} = (b, 0, 0)$ — вектор Бюргерса. В "неравновесных" ГЗ дислокации случайным образом отклонены на расстояние $h_0\delta_n$ от своих положений равновесия, где δ_n — равномерно распределенные в некотором интервале $(-a, a)$ случайные числа. Тогда для "неравновесной" малоугловой границы наклона ординаты дислокаций задаются формулой:

$$y_n = \frac{b}{2\sin(\Theta/2)}(n + \delta_n), \tag{1}$$

где

$$\langle \delta_n \rangle = 0, \quad \langle \delta_n^2 \rangle = a^2/3, \quad \langle \delta_m \delta_n \rangle = 0, \tag{2}$$

а дисперсия поля напряжений границы равна сумме дисперсий напряжений, создаваемых каждой дислокацией:

$$D\sigma_{\alpha,\beta}(x,y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \langle [\sigma_{\alpha,\beta}(x,y)]^2 \rangle - \langle [\sigma_{\alpha,\beta}(x,y)] \rangle^2 \right\}. \tag{3}$$

Здесь $\sigma_{\alpha,\beta}^{(n)}$ — поле напряжений одной дислокации с номером n $(\alpha, \beta = (x, y))$ [9]:

$$\frac{\sigma_{xx}^{(n)}}{G} = \frac{b}{2\pi(1-\mu)} \frac{(y-y_n)[3x^2 + (y-y_n)^2]}{[x^2 + (y-y_n)^2]^2}, \tag{4}$$

$$\frac{\sigma_{yy}^{(n)}}{G} = \frac{b}{2\pi(1-\mu)} \frac{(y-y_n)[x^2 - (y-y_n)^2]}{[x^2 + (y-y_n)^2]^2}, \tag{5}$$

$$\frac{\sigma_{xy}^{(n)}}{G} = \frac{b}{2\pi(1-\mu)} \frac{x[x^2 - (y-y_n)^2]}{[x^2 + (y-y_n)^2]^2}, \tag{6}$$

$$\frac{\sigma_{zz}^{(n)}}{G} = \frac{\mu}{G}(\sigma_{xx}^{(n)} + \sigma_{yy}^{(n)}), \tag{7}$$

где G — модуль сдвига, μ — коэффициент Пуассона.

Следуя методу, предложенному в [7], нетрудно усреднить $\sigma_{\alpha,\beta}$ и $\sigma_{\alpha,\beta}^2$ по y от $-a$ до a и провести суммирование соответствующих рядов в (3). При этом будут найдены средние по y значения дисперсии компонент тензора напряжений. Самой большой является дисперсия σ_{xx}:

$$D\sigma_{xx}(x) = \left(\frac{Gb}{2\pi h_0(1-\mu)} \right)^2 \frac{5\pi a^2}{4(x/h_0)[(x^2/h_0^2) + a^2]}. \tag{8}$$

Значения $D\sigma_{xy}$ и $D\sigma_{yy}$ в 5 раз меньше $D\sigma_{xx}$, в то время как $D\sigma_{zz}$ (для $\mu = 0.2$ [?]) в 4 раза меньше $D\sigma_{xx}$. Поэтому в дальнейшем мы ограничимся рассмотрением только компоненты $D\sigma_{xx}$. Среднее значение модуля σ_{xx} в случае бесконечной ГЗ равно

$$\langle|\sigma_{xx}|\rangle = \sqrt{\frac{D\sigma_{xx}}{\pi}}, \tag{9}$$

так как $\langle\sigma_{xx}\rangle = 0$.

Аналогично вычисляется дисперсия поля напряжений частично релаксировавших стенок дислокаций. В работе [8] было показано, что дисперсия при этом уменьшается одинаково для всех x и становится равной $\Delta^2 D\sigma_{xx}$, где $0 < \Delta < 1$ — коэффициент релаксации. Таким образом, средняя величина модуля напряжений зависит от расстояния до ГЗ следующим образом:

$$\sigma(x) \equiv \langle|\sigma_{xx}|\rangle = \Delta\sqrt{\frac{D\sigma_{xx}}{\pi}}$$
$$= \frac{G\Delta}{2\pi(1-\mu)}\sqrt{\frac{5\sin(\Theta/2)}{2(x/b)[1+4(x^2/a^2b^2)\sin^2\frac{\Theta}{2}]}}. \tag{10}$$

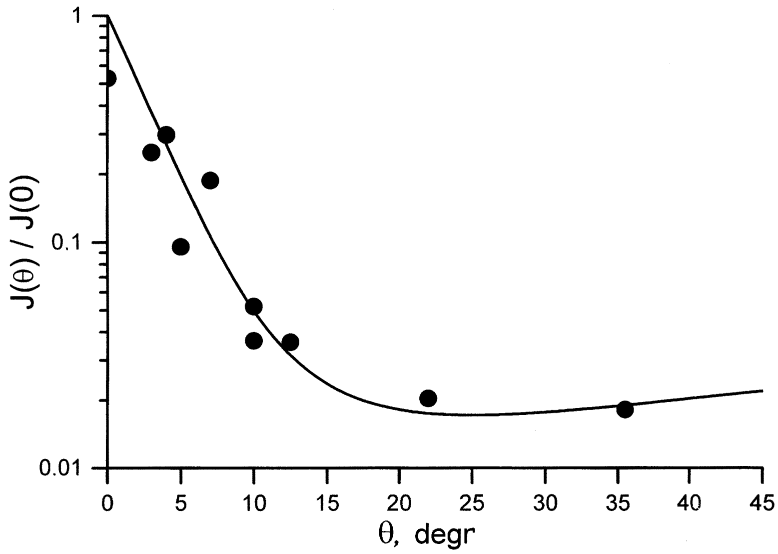
Эта зависимость определяется двумя безразмерными параметрами a и Δ: при $x \gg ab/2\sin(\Theta/2)$ $\sigma \sim x^{-3/2}$, при $x \ll ab/2\sin(\Theta/2)$ $\sigma \sim x^{-1/2}$ [7].

Предположим, что поле напряжений σ подавляет сверхпроводящий параметр порядка при $\sigma > \sigma_c = \alpha_c G$, где $\alpha_c \ll 1$ — критическое отношение σ/G. Согласно оценкам работы [6], $\alpha_c \sim 10^{-2}$. В этом случае при $-x_c < x < x_c$, где x_c — корень уравнения $\sigma(x)/G = \alpha_c$, сверхпроводящая фаза становится несверхпроводящей. В дальнейшем мы будем считать ее нормальным металлом. Критический ток через слой нормального металла толщиной $2x_c$ уменьшается экспоненциально [9,10]

$$\frac{j_c(\Theta)}{j_{c0}} = \exp(-2x_c(\Theta)/\xi), \tag{11}$$

где ξ — длина когерентности электронов в нормальном металле. Таким образом, вычислив с помощью (10) зависимость $x_c(\Theta)$, можно определить зависимость критического тока от угла разориентировки.

Для сравнения результатов предлагаемой модели с экспериментом была реализована следующая программа. Вначале задаются значения α_c



Зависимость средней плотности критического тока от угла разориентации: сплошная линия — теория, точки — эксперимент [1].

и ξ/b. Затем вычисляются оптимальные значения a и Δ с точки зрения соответствия экспериментальным данным. Например, при $\mu = 0.2$, что соответствует $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, $\alpha_c = 10^{-2}$, $\xi/b = 5$ имеем $a_{opt} \approx 4.13$, $\Delta_{opt} = 0.313$. Теоретическая зависимость $(j_c(\Theta)/j_{c0})$ и соответствующие этим величинам экспериментальные данные [1] изображены на рисунке. Видно их удовлетворительное соответствие друг другу. Исследования показали, что вид теоретической кривой почти не зависит от выбора ξ/b и α_c, поскольку $a_{opt} \approx 0.83\xi/b$, и при постоянном a значение Δ_{opt} пропорционально α_c. При увеличении ξ/b величина Δ_{opt} слабо растет. В частности, при $\alpha_c = 0.01$ и $\xi/b = 50$ $a_{opt} \approx 41.2$, $\Delta_{opt} = 0.989$.

Таким образом, модель ГЗ в ВТСП с неупорядоченно распределенными дислокациями качественно соответствует экспериментальным данным по зависимости критического тока от угла разориентации (см. рисунок).

Работа выполнена при частичной поддержке гранта № 00014–99–1–0896 Офиса морских исследований США (the Office US Naval Research).

Список литературы

[1] *Dimos D., Chaudhari P., Mannhart J., LeGoues F.K.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 61. P. 219.
[2] *Bagnall K.E., Grigirieva I.V., Steeds J.W.* et al. // Supercond. Sci. Technol. 1995. V. 8. P. 605.
[3] *Agassi D., Pande C.S., Masumura R.A.* // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. P. 16237.
[4] *Gurevich A., Pashitskii E.A.* // Phys. Rev. B. 1998. V. 57. P. 13878.
[5] *Hilgenkamp H., Mannhart J., Mayer B.* // Phys. Rev. B. 1996. V. 53. P. 14586.
[6] *Chisholm M.F., Pennycook S.J.* // Nature. 1991. V. 351. P. 47.
[7] *Nazarov A.A., Romanov A.E., Baudelet B.* // Philos. Mag. Lett. 1993. V. 68. P. 303.
[8] *Nazarov A.A., Valiev R.Z., Romanov A.E.* // Sol. State Phen. 1994. V. 35/36. P. 381.
[9] *Hirth J.P., Lothe J.* Theory of Dislocations. N.Y.: McGraw-Hill, 1975.
[10] *De Gennes P.G.* // Rev. Mod. Phys. 1964. V. 36. P. 225.