

УДК 537.312.62

## ПРОДОЛЬНЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ ТОКИ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ II РОДА

В. М. Дзугутов

Получены кривые намагничивания тонких сверхпроводящих дисков, вращающихся в параллельном статическом магнитном поле. На основании полученных данных рассчитана плотность продольных сверхпроводящих токов  $j_{c\parallel}$ , возникающих при изменении ориентации исследуемых образцов во внешнем поле. В образцах, приготовленных из сверхпроводящих соединений Nb—O и Nb<sub>3</sub>Sn, значение  $j_{c\parallel}$  близко к предельной плотности сверхпроводящих токов, рассчитанной Бойдом. В образце, приготовленном из сплава Nb—Ti, значение  $j_{c\parallel}$ , по-видимому, определяется границей устойчивости вихревой структуры.

Известно, что критические значения транспортных токов, протекающих по сверхпроводникам II рода в направлении приложенного магнитного поля, могут принимать чрезвычайно высокие значения, недостижимые в других условиях. Этот результат нашел объяснение в ряде теоретических работ [1-6] на основе предположения о бессиловом распределении магнитного потока в объеме сверхпроводника [7]. Однако вопрос о применимости предложенных моделей остается открытым ввиду отсутствия надежных экспериментальных данных. Прямое измерение продольных критических токов  $I_{c\parallel}$  представляет сложную задачу, а расчет критической плотности продольных токов  $j_{c\parallel}$  по измеренным значениям  $I_{c\parallel}$  нельзя считать достаточно обоснованным, так как реальное распределение магнитной индукции в жестких сверхпроводниках II рода неизвестно.

Вместе с тем продольные токи в жестких сверхпроводниках II рода могут быть получены косвенным методом. Продольные токи возникают, например, в тонких сверхпроводящих дисках, вращающихся во внешнем поле, параллельном поверхности диска. Поворот такого образца во внешнем поле вызывает торсионную деформацию вихревой структуры [8-10] и появление объемных токов, параллельных вектору магнитной индукции  $B_z$ ,

$$\vec{j}_{\parallel} = \mu_0^{-1} \vec{B}_z d\theta/dz, \quad (1)$$

где  $\theta(z)$  — угол, характеризующий ориентацию вихревых нитей на расстоянии  $z$  от поверхности сверхпроводника относительно внешнего поля.

Согласно [11], изменение ориентации вихревых нитей связано с тем, что плотность продольных токов (1) достигает критического значения. В этой ситуации  $j_{c\parallel}$  может быть выражено через магнитные характеристики исследуемого образца, что предоставляет удобную возможность проверки теоретических моделей [1-6].

### 1. Методика эксперимента

Для определения критической плотности продольных токов использовалась следующая процедура. После включения магнитного поля  $H_z$  сверхпроводящий образец, представляющий собой тонкий диск, поворачивался на угол  $\theta_0$ , а затем возвращался в исходное состояние. Согласно [10], при этом в объеме сверхпроводника устанавливается распределение  $\theta(z)$ , изображенное на рис. 1. При ма-

лых значений  $\theta_0$  торсионная деформация вихревой структуры ограничивается узкой областью вблизи поверхности образца, где с достаточным основанием можно считать  $B_i = \text{const}$  и  $d\theta/dz = k_c$  ( $k_c = k_c(B_i)$ ).

Кроме того, если образец переходил в сверхпроводящее состояние во внешнем поле  $H_e$ , существенно превышающем  $H_{c1}$ , то можно считать  $B_i = \mu_0 H_e$ .

В этих условиях величина  $j_{c\parallel}$  легко выражается через компоненту  $M_x$  магнитного момента образца (геометрия эксперимента показана на рис. 2)

$$j_{c\parallel} = 4S \frac{H_e^2}{M_x} (1 - \cos \theta_0/2), \quad (2)$$

где  $S$  — площадь сверхпроводящего диска.

Толщина образцов, исследованных в данной работе, не превышает 40 мкм, и условие  $B_i = \text{const}$  можно считать выполненным во всем объеме сверхпроводника при  $\mu_0 H_e \geq 0.1$  Тл. В этом случае соотношение (2) справедливо для всех значений  $\theta_0$ , при которых граница деформации не достигает центра образца.

Рис. 1. Ориентация вихревых нитей вблизи поверхности тонкого сверхпроводящего диска, поворачивающегося в параллельном статическом магнитном поле ( $\theta(z)$  — угол между вихревыми нитями на расстоянии  $z$  от поверхности диска и внешним магнитным полем).

Для измерения магнитного момента образца использовался вибрационный магнитометр. Конструкция устройства показана на рис. 2. Исследуемый образец 1 совершал гармонические колебания вдоль оси  $Z$ . Частота колебаний составляла 38 Гц, амплитуда не превышала 0.3 мм. Магнитное поле, создаваемое катушками Гельмгольца 2—2', было ориентировано вдоль оси  $Y$ . Компоненты  $M_x$  и  $M_y$  магнитного момента колеблющегося образца индуцировали переменный сигнал в катушках 3—3' и 4—4'.

В процессе эксперимента вставка с образца медленно поворачивалась вокруг вертикальной оси, проходящей через его центр. Угол поворота регистрировался при помощи прецизионного потенциометра 5.

Основные параметры исследованных образцов приведены в таблице. Образцы 1 и 3 изготавливались из холоднокатаных сверхпроводящих лент. Образец 2 был приготовлен из ленточного станнида ниобия, полученного методом жидкой диффузии. Поверхность ленты подвергалась электрополировке.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 3, а показана зависимость  $j_{c\parallel}(B_i)$  для образца 1. Кружки на графике соответствуют значениям  $j_{c\parallel}$ , рассчитанным по данным магнитных измерений. Измерения проводились при  $\theta_0 < \pi/2$ , причем в каждом случае величина  $\theta_0$  выбиралась таким образом, чтобы глубина распространения торсионной деформации  $z_0 = \theta_0/k_c$  была заведомо меньше полутолщины образца. При выполнении этого условия значения  $j_{c\parallel}$ , рассчитанные по формуле (2), практически не зависели от выбора  $\theta_0$ . Другие ограничения на величину  $\theta_0$  были связаны со скачками магнитного потока, наблюдавшимися в области  $B_i > 0.3$  Тл при  $\theta_0 \approx \pi/2$ .

Полученные значения  $j_{c\parallel}$  сравниваются на рис. 3, а с предельной плотностью продольных транспортных токов, рассчитанной на основании уравнений Гинзбурга—Ландау в работах [1-3]

$$j_{\text{max}} = 0.47 H_c \lambda \left(1 - \frac{1}{2x^2}\right) (1 - b)^{3/2}, \quad (3)$$

где  $H_c$  — термодинамическое критическое поле,  $\lambda$  — глубина проникновения слабого магнитного поля,  $b = B_i/\mu_0 H_{c2}$ , а  $x$  — параметр Гинзбурга—Ландау.

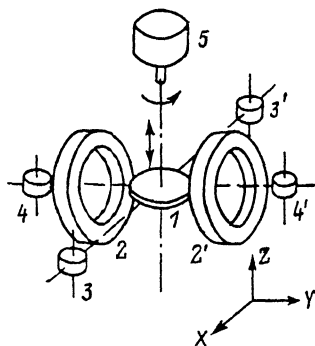
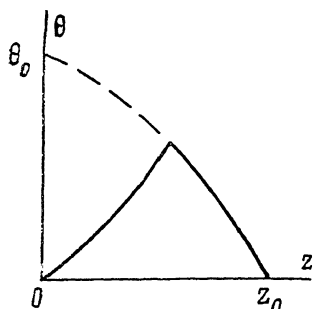


Рис. 2.

Основные параметры исследованных образцов

Номер образца	Материал	Диаметр, мм	Толщина, мм	$\mu_0 H_{c2}$ , Тл	$\mu_0 H_{c1}$ , Тл
1	Nb—2 % O	12	0.014	0.1*	0.49*
2	Nb <sub>3</sub> Sn	10	0.04	0.48*	22*
3	Nb—50 % Ti	12	0.02	0.29*	10*

\* Получено из литературных источников.

Строго говоря, приведенное соотношение было получено для случая  $b \leq 1$ . Вместе с тем полученное ранее значение  $j_{\max}(0) = 0.54 H_{c2}/l$  [12] хорошо согласуется с выражением (3). Это дает некоторые основания распространить указанную зависимость на всю исследованную область магнитных полей.

Экспериментальные значения  $j_{c\parallel}$ , представленные на рис. 3, а, хорошо описываются зависимостью  $j_{c\parallel} \sim (1-b)^{3/2}$ . Количественное различие между значениями  $j_{c\parallel}$  и  $j_{\max}$  во всей исследуемой области не превышает 20 %. Учитывая значительную неоднородность исходной холоднокатанной ленты, такое согласие можно считать вполне приемлемым.

На рис. 3, б показана зависимость  $j_{c\parallel}(B_i)$  для образца 2, изготовленного из ленточного станнида ниобия. Основной лентой является подложка, выполненная из сверхпроводящего соединения с низким значением  $H_{c2}$ . Резкое уменьшение  $j_{c\parallel}$ , наблюдающееся при  $B_i > 0.4$  Тл, по-видимому, связано с переходом подложки в нормальное состояние. Поэтому информацию о природе продольных токов в данном случае несет лишь начальный участок кривой  $j_{c\parallel}(B_i)$ . Значения  $j_{c\parallel}$  в этой области близки к предельной плотности продольных токов ( $j_{\max}(0) \approx 10^{12}$  А/м<sup>2</sup>). Следует учесть, что глубина распространения торсионной деформации вихревой структуры (толщина токового слоя)  $z_0 = \theta_0/k_c$  соизмерима с характерным размером микрошероховатости поверхности ленты и размером кристаллитов. Это уменьшает эффективное сечение токового слоя. Учитывая указанный фактор, можно предположить, что и в этом материале плотность продольных токов достигает предельного значения. Отметим, что полученные значения  $j_{c\parallel}$  намного превышают плотность критического тока, считавшуюся максимально достижимой для Nb<sub>3</sub>Sn при условии жесткого закрепления токовых путей [13].

На рис. 3, в представлена зависимость  $j_{c\parallel}(B_i)$  для образца 3. В исследованной области значения  $j_{c\parallel}$  оказываются значительно ниже предельной плотности продольных токов (для Nb—Ti  $j_{\max}(0) \approx 9 \cdot 10^{11}$  А/м<sup>2</sup>). Наблюдающийся на рис. 3, в немонотонный характер зависимости продольных токов от индукции также не позволяет отождествить их с предельными токами. По-видимому, полученные значения  $j_{c\parallel}$  соответствуют порогу неустойчивости вихревой структуры, обтекаемой продольными токами. Как было показано ранее [14], токовая неустойчивость является характерным свойством бессиловых конфигураций. Некоторые механизмы появления токовой неустойчивости были рассмотрены в работах [4-6]. Представляет интерес сопоставление полученных экспериментальных данных с результатами работы Брандта [8], где была предпринята попытка учесть влияние объемного пиннинга на устойчивость вихревой структуры по отношению к продольным транспортным токам. Такой учет безусловно необходим для сплавов Nb—Ti, обладающих высокой плотностью центров

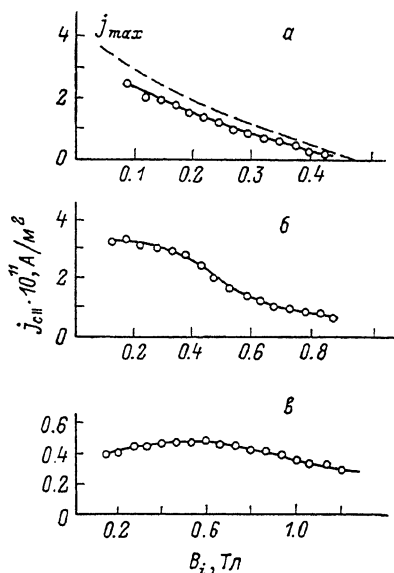


Рис. 3.

Штриховой линией показана зависимость  $j_{\max}(B_i)$  для образца 1.

пиннинга. В соответствии с результатами Брандта, картина развития неустойчивости выглядит следующим образом. Первоначально продольные транспортные токи распределяются в узком поверхностном слое сверхпроводника толщиной  $\lambda' = \lambda (1-b)^{1/2}$ . Когда поверхностная плотность тока достигает критического значения

$$J_{c\parallel} = 2H_e (c_{66}/c_{11})^{1/4} \quad (4)$$

( $c_{11}$  и  $c_{66}$  — упругие модули вихревой решетки), образец переходит в пространственно-неоднородное состояние, характеризующееся неупорядоченным пересечением вихревых нитей и течением магнитного потока. В рассматриваемой ситуации такой переход должен выглядеть как скачок магнитного потока, в результате которого обе компоненты магнитного момента образца принимают нулевое значение. Скачок должен наблюдаться при угле поворота образца  $J_{c\parallel}/H_c$ .

Однако полученные в данной работе экспериментальные результаты свидетельствуют о существовании метастабильных состояний с объемным распределением продольных токов. Это подтверждается также результатами работы [15], где исследовалось проникновение магнитного потока в цилиндрический образец при наличии продольного транспортного тока. По-видимому, возникновение неустойчивости на поверхности сверхпроводника приводит лишь к распространению торсионной деформации вихревой структуры и связанному с этим расширению токового слоя.<sup>1</sup>

Используя основные результаты работы Брандта [6], можно получить предельное значение плотности продольных токов в объеме сверхпроводника, при котором вихревая структура сохраняет устойчивость

$$j_{c\parallel} = J_{c\parallel}/\lambda' \approx 0.56 (B_i/\mu_0)^{3/4} H_{c2}^{1/4}/\lambda_x^{1/2}. \quad (5)$$

Однако и этот результат плохо согласуется с экспериментом. Представленная на рис. 3, в зависимость  $j_{c\parallel}(B_i)$  существенно отличается от расчетной. Помимо этого, во всей исследованной области значения  $j_{c\parallel}$  оказываются намного ниже, чем предсказывает соотношение (5). По-видимому, здесь реализуется более эффективный механизм токовой неустойчивости.

Таким образом, вопрос о механизмах неустойчивости бессиловых конфигураций в жестких сверхпроводниках II рода остается открытым. Можно предположить, что наблюдающаяся неустойчивость связана с локальными искажениями вихревой решетки вблизи сильных центров пиннинга. Такие искажения нарушают «бессиловый статус» продольных токов и могут приводить к перемещению и взаимному пересечению отдельных участков вихревых нитей. Очевидно, в этом случае между продольными и поперечными критическими токами должна существовать прямая связь. Существование такой связи было обнаружено в экспериментальной работе [18].

Автор выражает признательность Л. М. Фишеру за постоянное внимание к работе и полезные замечания.

#### Литература

- [1] Boyd R. G. Phys. Rev., 1966, т. 145, N 1, p. 255—258.
- [2] Герновский Ф. Ф. ЖЭТФ, 1971, т. 60, № 5, с. 1790—1803.
- [3] Зайцев П. О. ЖЭТФ, 1971, т. 61, № 4, с. 1620—1626.
- [4] Clem J. R. Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, N 24, p. 1425—1428.
- [5] Clem J. R., Yeh S. J. Low Temp. Phys., 1980, v. 39, N 1/2, p. 173—198.
- [6] Brandt E. H. J. Low Temp. Phys., 1981, v. 44, N 1/2, p. 33—72.
- [7] Bergeron C. J. Appl. Phys. Lett., 1963, v. 3, N 4, p. 63—68.
- [8] Boyer R., Le Blanc M. A. R. Sol. St. Commun., 1977, v. 24, N 3, p. 261—264.
- [9] Boyer R., Fillion G., Le Blanc M. A. R. J. Appl. Phys., 1980, v. 52, N 3, p. 1692—1701.
- [10] Cave J. R., Le Blanc M. A. R. J. Appl. Phys., 1982, v. 53, N 3, p. 1631—1648.

<sup>1</sup> Скачки потока, наблюдавшиеся в образце I, по-видимому, являются проявлением термомангнитной неустойчивости [18], связанной с сильной температурной зависимостью предельных токов [17].

- [11] *Дзугутов В. М.* ФТТ, 1987, т. 28, № 3, с. 841—845.  
[12] *Силин В. П.* ЖЭТФ, 1951, т. 21, № 12, с. 1330—1336.  
[13] *Лазарев Б. Г., Черняк Н. А., Куценко П. А.* и др. XXIV Всес. совещ. по физике низких температур. Тбилиси, 1986, с. 88—89.  
[14] *Brandt E. H.* Phys. Lett., 1980, v. 79A, N 2/3, p. 207—209.  
[15] *Cave J. R., Evetts J. E., Campbell A. M.* J. Phys., 1979, v. 39, p. 614—616.  
[16] *Милиц Р. Г., Рахманов А. Л.* УФН, 1979, т. 121, № 3, с. 499—524.  
[17] *Бычков Ю. Ф., Верещагин В. Г., Зуев М. Т.* и др. Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, № 8, с. 451—456.  
[18] *Бычков Ю. Ф., Верещагин В. Г., Зуев М. Т.* и др. Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, № 12, с. 652—657.

Всесоюзный электротехнический  
институт им. В. И. Ленина  
Москва

Поступило в Редакцию  
11 ноября 1987 г.

