

05.4

Фрактальная размерность структурных неоднородностей гранулярного сверхпроводника YBCO в магнитном поле

© М.А. Васютин

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск
E-mail: vasyutinm@mail.ru

Поступило в Редакцию 24 марта 2011 г.

Исследовано влияние фрактальности структуры высокотемпературного сверхпроводника YBCO на его ВАХ в постоянном магнитном поле. Определены фрактальная размерность и индекс связности каналов транспорта вихрей в зависимости от магнитного поля. Показатель стекловидности соответствует состоянию вихревого стекла.

В условиях, когда применение высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) достигло промышленных масштабов, остается актуальным вопрос о повышении их критического тока, что, в свою очередь, связано с необъясненными явлениями в ВТСП, накладывающими сильные ограничения на их дальнейшее внедрение [1–3].

Нелинейность вольт-амперных характеристик (ВАХ) ВТСП при температурах намного ниже температуры перехода в сверхпроводящее состояние в слабых магнитных полях H обусловлена крипом магнитного потока, однако механизм пиннинга вихрей в ВТСП неоднозначен. В данной работе объяснение резистивному состоянию ВТСП дается с помощью понятия фрактала.

Прогресс в понимании влияния фрактальности различных структур на их свойства [4], в том числе и в ВТСП [5], позволяет строить модели

явлений, которые в значительной степени обусловлены топологией перколирующего фрактального множества. Исследуемый ВТСП представляет собой естественную модель слабосвязанной сети, в которой реализуются самоподобные области (фракталы) [6]. Статистическое подобие этих структур может быть обусловлено как равновозможным изменением их кислородного наполнения, так и наличием разномаштабных пустот, дефектов и т.п.

Основную роль при описании свойств фрактального объекта играет фрактальная размерность D , которая является его „внешней“ характеристикой. Для более полной характеристики фрактала вводится понятие индекса связности θ , являющегося топологическим инвариантом объекта. „Смешанной“ характеристикой является спектральная фрактальная размерность d_s , при этом

$$d_s = 2D/(2 + \theta). \quad (1)$$

По теореме об универсальном значении спектральная размерность стягиваемого фрактального множества на пороге перколяции равна $C \approx 1.327\dots$ для размерностей пространства $2 \leq n \leq 5$, т.е. $d_s = C \approx 1.327$. Параметр C (постоянная протекания) является фундаментальной топологической константой, характеризующей геометрию перколяционного перехода [4]. Так как перколяцию можно рассматривать как критическое явление, то из формулы (1) можно определить индекс связности фрактала по его фрактальной размерности на пороге перколяции.

Дефекты в ВТСП можно рассматривать как фрактальные кластеры со специфическими магнитными и транспортными свойствами, которые сильно влияют на его ВАХ [7,8]. Дипиннинг вихрей в ВТСП имеет перколяционный характер [9], поэтому перколяция происходит по сверхпроводящему кластеру (ток) и по слабым связям (магнитный поток). Слабые связи на структурных дефектах образуются очень легко вследствие малой длины когерентности ВТСП. Влияние магнитного поля в этом случае приводит к еще большему появлению слабых связей, так как уменьшает длину когерентности [10]. В случае пиннинга и движения вихрей мы имеем дело с меняющейся фрактальной размерностью системы каналов транспорта вихрей D , которая увеличивается с увеличением напряженности магнитного поля при фиксированном токе [11] (для простоты здесь оставлены те же обозначения, что и для перколяции тока).

Функцию распределения кластеров нормальной фазы по площадям, а значит и функцию распределения критических токов этих кластеров, находят визуально. Таким же образом определяют и фрактальную размерность границ кластеров [12]. Однако если границы существенно зависят от внешних условий (например, от магнитного поля), то их фрактальная размерность будет меняться, что очень сложно зафиксировать обычными наблюдениями. В данной работе функция распределения критических токов и магнитополевая зависимость фрактальной размерности D границ кластеров нормальной фазы найдены на основе модели ВАХ тонких пленок с искусственными центрами пиннинга [8]. Применение двумерной модели к массивному ВТСП оправдано тем, что магнитное поле способствует появлению сильной токовой анизотропии [13].

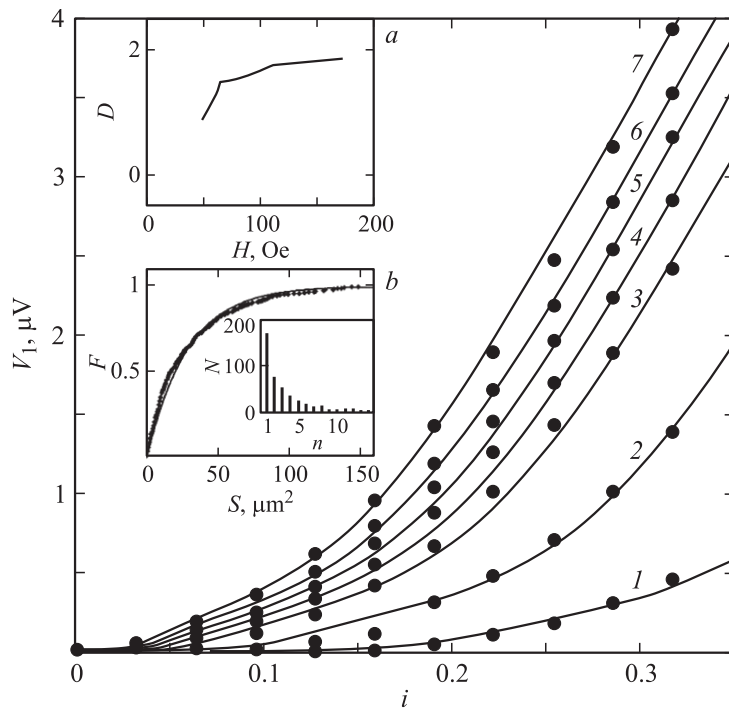
Поликристаллы $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) с температурой перехода в сверхпроводящее состояние $T_c \approx 92.0$ К и шириной перехода $\Delta T_c \approx 1.5$ К исследовались четырехконтактным методом. Через токовые контакты пропускались переменный и постоянный токи. Рассматривался начальный участок ВАХ в постоянном магнитном поле при температуре $T \approx 77$ К. Подробнее техника измерений изложена в [14, 15].

Исследовалась зависимость первой гармоники напряжения от постоянного тока $V_1(I_d)$, пропорциональная (в случае слабого тока) дифференциальному сопротивлению. Полученные $V_1(I_d)$ аппроксимировались функцией, используемой в случае экспоненциального распределения кластеров нормальной фазы по площадям [8]:

$$V_1 = R_d I_a = I_a [R_{d1} \exp(-C_1 C_0 i^{-\mu}) + R_{d2} \exp(-C_2 C_0 i^{-\mu})], \quad (2)$$

где V_1 — первая гармоника напряжения, $i = I_d/I_c$, $I_c = 316$ мА — критический ток при $H = 0$, $R_d = (dV/dI_d)$ — дифференциальное сопротивление, $I_a = 27$ мА — амплитуда переменного тока, $C_0 = (1 + 1/\mu)^{\mu+1}$, $\mu = 2/D$ — показатель стекловидности [16], D — фрактальная размерность границ кластеров нормальной фазы. $C_1 = 0.02$, $C_2 = 0.14$. $R_{d1} = 0.03$ мΩ, $R_{d2} = 0.78$ мΩ.

Необходимость введения двух слагаемых в формуле (2) обусловлена существованием в поликристаллических YBCO с естественными центрами пиннинга двух функций распределения слабых связей по площадям, что объясняется наличием в них двух основных подуровней: гранулярной и межгранулярной среды.



Токсовая зависимость первой гармоники напряжения в постоянном магнитном поле H, Oe : 1 — 47.4; 2 — 58.1; 3 — 64.3; 4 — 86.1; 5 — 95.8; 6 — 109.8; 7 — 172.2. Точки означают экспериментальные данные, сплошные линии — расчет по формуле (2). На вставке (а) показана магнитополевая зависимость фрактальной размерности каналов движения вихрей. На вставке (b) приведены эмпирическая зависимость распределения площадей кластеров нормальной фазы (ромбики) и ее аппроксимация функцией $F(S) = 1 - \exp(-S/S_0)$ (сплошная линия); здесь же показана гистограмма выборки площадей S , где n — номер группы разбиений, N — количество кластеров, попавших в данную группу.

Геометрико-вероятностный анализ распределения кластеров дефектов межгранулярной среды проводился на основе выборки из 425 элементов, полученной по микрофотографии поверхности поликристалла с последующей программной обработкой. Выборочное среднее равно $28.03 \mu\text{m}^2$, стандартное отклонение составляет $30.39 \mu\text{m}^2$, асиммет-

рия — 1.69. На рисунке, вставка *b*, представлена аппроксимация эмпирической функции распределения стандартной экспоненциальной зависимостью. При этом среднее значение площади кластера нормальной фазы $S_0 = 27.78 \mu\text{m}^2$ отличается от выборочного среднего менее чем на 3%, что подтверждает адекватность применения экспоненциального распределения. Здесь же показана гистограмма выборки площадей кластеров по 14 группам. Как известно, фрактальные кластеры характеризуются скейлингом между периметром P кластера и его площадью S ($P \propto S^{D/2}$). Такой скейлинг действительно наблюдался для исследованной выборки кластеров ($D = 1.16$).

Распределение гранул по площадям сечений также должно быть экспоненциальным в силу одинаковости условий формирования гранул и межгранулярной среды. Кроме этого, экспоненциальным законом можно аппроксимировать и распределение длин границ двойникования, являющихся основной причиной пиннинга вихрей при $H > 20 \text{ Oe}$ (площадь кластера, захватившего магнитный поток, составляет $\sim 1 \mu\text{m}^2$ для $H = 20 \text{ Oe}$).

Полагая, что экспоненциальное распределение свойственно обеим средам, различия в коэффициентах можно связать со значительно большей плотностью внутригранулярной среды по сравнению с межгранулярной и, вследствие этого, бóльшим сопротивлением движению вихрей по каналам дефектной структуры [17].

На рисунке показана зависимость $V_1(i)$, снятая на одном из трех исследованных образцов, для разных магнитных полей, на вставке *a* — зависимость $D(H)$. Видно, что при $H \approx 70 \text{ Oe}$ происходит резкое изменение $D(H)$, что соответствует началу проникновения вихрей в гранулы поликристалла. Индекс связности при этом изменяет знак (по теореме об универсальном значении; см. (1)) на пороге перколяции. Если при малых полях вихри „не замечают“ дефектной структуры внутри гранул, то при достижении поля 70 Oe пиннинг вихрей на внутригранулярных неоднородностях становится превалирующим, т. е. связность дефектной структуры для движения вихрей становится непрерывной. При этом ее фрактальная размерность внутри и между гранул одинакова. Показатель стекловидности μ в данном случае меняется от 2 до 1, что можно интерпретировать как состояние вихревого стекла, при котором реализуется пиннинг связок вихрей [16,18,19].

Список литературы

- [1] Флис В.С., Каленюк А.А., Касаткин А.Л., Москалюк В.О., Ребиков А.И., Свечников В.Л., Третьяченко К.Г., Пан В.М. // ФНТ. 2010. Т. 36. № 1. С. 74–88.
- [2] Ноздрин Ю.Н., Пестов Е.Е., Курин В.В., Барышев С.В., Бобыль А.В., Карманенко С.Ф., Саксеев Д.А., Сурис Р.А. // ФТТ. 2006. Т. 48. В. 12. С. 2136–2145.
- [3] Сухарев Т.В., Финкель В.А. // ФТТ. 2010. Т. 52. В. 8. С. 1479–1485.
- [4] Зеленый Л.М., Милованов А.В. // УФН. 2004. Т. 174. В. 8. С. 809–852.
- [5] Prester M. // Phys. Rev. B. 1999. V. 60. Iss. 5. P. 3100–3103.
- [6] Кузьмин Ю.И. // ФТТ. 2001. Т. 43. В. 7. С. 1157–1164.
- [7] Kuzmin Yu.I. // Phys. Lett. A. 2000. V. 267. Iss. 1. P. 66–70.
- [8] Kuzmin Yu.I. // Phys. Rev. B. 2001. V. 64. Iss. 9. P. 094519 (1–13).
- [9] Ziese M. // Phys. Rev. B. 1996. V. 53. I. 18. P. 12422–12429.
- [10] Sonier J.E., Kiefl R.F., Brewer J.H., Bonn D.A., Dunsiger S.R., Hardy W.N., Liang R., Miller R.I., Noakes D.R., Stronach C.E. et al. // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. Iss. 2. P. R729–R732.
- [11] Olson C.J., Reichhardt C., Nori F. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. Iss. 10. P. 2197–2200.
- [12] Балаев Д.А., Белозерова И.Л., Гохфельд Д.М., Кашкина Л.В., Кузьмин Ю.И., Мигель К.Р., Петров М.И., Попков С.И., Шайхутдинов К.А. и др. // ФТТ. 2006. Т. 48. В. 2. С. 193–198.
- [13] Мейлихов Е.З. // УФН. 1993. Т. 163. В. 3. С. 27–54.
- [14] Васютин М.А., Кузьмичев Н.Д. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 23. С. 5–9.
- [15] Васютин М.А., Кузьмичев Н.Д., Славкин В.В., Головашкин А.И., Левченко И.С. // Прикладная физика. 1995. В. 2. С. 51–55.
- [16] Кузьмин Ю.И. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 9. С. 17–25.
- [17] Мериакри С.В. // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 5. С. 87–91.
- [18] Koch R.H., Foglietti V., Gallaher W.J., Koren G., Gupta A., Fisher M.P.A. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. Iss. 14. P. 1511–1514.
- [19] Gammel P.L., Schneemeyer L.F., Bishop D.J. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. Iss. 7. P. 953–956.