

05

Экспериментальный метод определения функций распределения слабых связей в высокотемпературном сверхпроводнике

© М.А. Васютин

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
430005 Саранск, Россия
e-mail: vasyutinm@mail.ru

(Поступило в Редакцию 16 ноября 2012 г.)

Предложена простая феноменологическая модель слабосвязанного сверхпроводника, основанная на особенностях перехода от разорванной одиночной слабой связи к разрывающей двумерной структуре при снятии вольт-амперных характеристик. Обоснован метод нахождения функций распределения слабых связей по второй гармонике напряжения. Определена функциональная зависимость, соответствующая плотности функции распределения слабых связей по току. Найден максимальный критический ток слабых связей сверхпроводника. Определена функция, описывающая не только вольт-амперную характеристику, но и первую и вторую гармоники напряжения.

Исследования слабосвязанных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) интенсивно продолжают как в направлении изучения физических свойств определенных одиночных слабых связей [1], так и в рассмотрении слабосвязанной подсистемы в целом [2]. Переход от одной слабой связи к системе можно изучать по виду вольт-амперных характеристик (ВАХ) ВТСП. При этом ВАХ ВТСП, отражающие механизмы подавления сверхпроводимости, могут описываться гораздо точнее и быть более информативными (в частности, в определении функций распределения слабых связей по току, температуре и магнитному полю), если дополняются токовыми зависимостями гармоник напряжения [3–5].

Модели ВАХ ВТСП подробно рассмотрены в обзорах [6] и [7]. Механизмы ВАХ поликристаллов ВТСП вблизи температуры перехода образца в сверхпроводящее состояние (T_c) условно разделяются на два класса: перколяционные модели и модели движения вихрей. В отсутствие магнитного поля вклад второго механизма несущественен. Перколяционная природа проводимости в ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) (когда размеры гранул намного меньше длины когерентности) при переходе в сверхпроводящее состояние была доказана в работе [8], где учитывался разброс по T_c гранул сверхпроводника.

В настоящей работе рассматриваются распределения слабых связей YBCO. При этом одновременно обрабатываются сразу три экспериментальные зависимости: ВАХ, первая и вторая гармоники напряжения. Это многократно увеличивает точность определения расчетной ВАХ.

В предлагаемой модели сверхпроводник представляет собой хаотически ориентированные гранулы, границы которых являются слабыми связями, имеющими плотность функции распределения по критическим токам $f(i_c)$ с максимумом при определенном значении i_c . Предполагается, что переход слабой связи в резистивное состояние происходит скачком, т.е. мы пренебрегаем остающейся малой сверхпроводящей частью тока через слабую связь при достижении тока i_c . Кроме того, пред-

полагается, что сопротивление всех слабых связей одинаково, а увеличение температуры лишь сдвигает $f(i_c)$ в сторону уменьшения тока, не изменяя ее вида.

Напряжение на образце появляется тогда, когда бесконечный сверхпроводящий кластер, соединяющий потенциальные контакты, разрывается. При этом существует определенная температура T_0 , при которой самая слабая связь переходит в резистивное состояние (разрушается) при сколь угодно малом токе. Для этой температуры критический ток образца I_c не равен нулю. При повышении температуры T_c уменьшается, так как растет число разрушенных слабых связей, и при достижении некоторой температуры T_1 критический ток I_c становится равным нулю (рис. 1).

Значительная часть слабых связей при T_1 уже разрушена, и требуется учесть лишь оставшиеся. Для иллюстрации этого процесса рассмотрим сечения образца, перпендикулярные направлению тока. Толщину сечений выберем равной среднему размеру гранулы. Тогда, рассматривая некоторое самое „слабое“ сечение, можно заключить, что оно при температуре T_1 будет содержать наибольшее (но не максимально возможное) количество разрушенных слабых связей. Принимая во

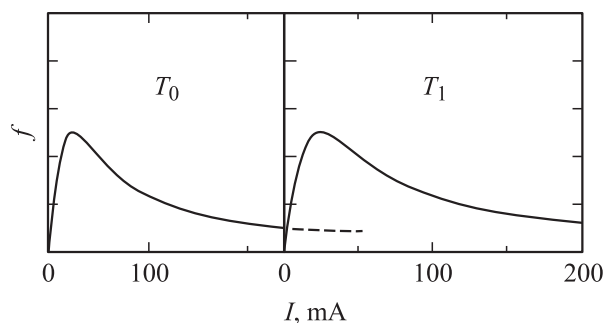


Рис. 1. Плотности функций распределения слабых связей по току при температуре T_0 и слабых связей (штриховая линия) и слабых поверхностей при температуре T_1 .

внимание трехмерность задачи, вместо плоскости получим некоторую самую „слабую“ джозефсоновскую поверхность („критическую“ в формулировке авторов работы [9]). Учитывая равновероятность распределения слабых связей по трем направлениям в пространстве, можно определить пороговое значение еще неразрушенных слабых связей p_c , при котором на образце появляется напряжение. Экспериментальные оценки для трехмерной кубической решетки дают значение $p_c \approx 0.25$ [6,10].

При температурах $T \geq T_1$ увеличение тока от нуля до некоторого текущего значения I приводит к появлению на образце напряжения, которое, с учетом вышесказанного, можно описать формулой

$$V(I) = R_0 I + R_1 \int_0^I F(i_r) di_r, \quad (1)$$

где R_0 — линейное сопротивление образца, обусловленное металлическим характером проводимости слабых связей, равно нулю при T_1 , R_1 — нелинейное сопротивление, возникающее при увеличении числа слабых поверхностей, $F(i_r)$ — плотность функции распределения слабых поверхностей по току.

Функция $F(i_r)$ определяется видом функции распределения $f(i_c)$ с учетом того, что используется „хвост“ этой функции (штриховая линия на рис. 1):

$$F(i_r) = N(i_r) / \{1 + [N(i_r)]^2\},$$

где

$$N(i_r) = \int_0^{i_r} (i + I_0) / [1 + (i + I_0)^2] di$$

— число слабых связей, разрушенных при увеличении тока от I_0 до текущего значения. Ток I_0 определялся из равенства

$$\int_0^{I_0} \frac{i}{1+i^2} di = (1-p_c) \int_0^{I_{\max}} \frac{i}{1+i^2} di. \quad (2)$$

При нахождении $N(i_r)$ предполагалось, что плотность функции распределения слабых связей $f(i_c)$ имеет вид нелинейной части сопротивления образца, а значит, близка к токовой зависимости второй гармоники напряжения $U_2(I)$. Вторая гармоника при температурах T_1 и выше хорошо аппроксимируется функцией $I/(1+I^2)$, т.е.

$$f(i_c) = \frac{i_c}{1+i_c^2}. \quad (3)$$

Число разрушенных слабых связей в данном случае (когда учтен лишь „хвост“)

$$N(i_r) = (1/2) \ln \{ [1 + (I_0 + i_r)^2] / (1 + I_0^2) \},$$

где

$$I_0 = I_m [(1 + I_{\max}^2 / I_m^2)^{1-p_c} - 1]^{1/2}.$$

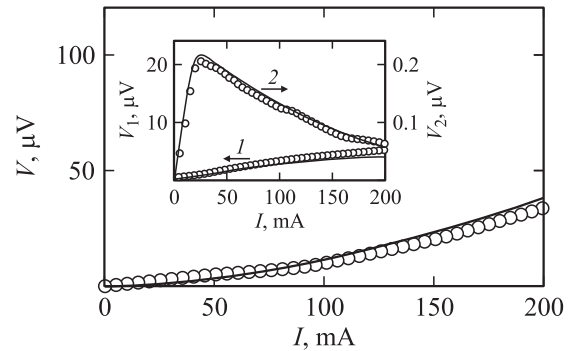


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика $V(I)$ образца ВТСП YBCO при температуре обращения в нуль критического тока в нулевом магнитном поле. На вставке показаны токовые зависимости первой $V_1(I)$ и второй $V_2(I)$ гармоник напряжения на том же образце. Светлые круги — экспериментальные данные, сплошные линии — расчет по формулам (1)–(3). Амплитуда переменного тока — 27 мА, частота — 1 кГц. Ошибка измерения равна диаметру кругов.

Для согласования функции (3) с экспериментальной токовой зависимостью применялось значение тока ее максимума — $I_m = 25$ мА. При этом $I_0 = 270$ мА.

Определяя $f(i_c)$ по второй гармонике (как и $F(i_r)$) и зная p_c , а тем самым и I_0 (изменяющимся параметром является максимальный критический ток слабых связей I_{\max} при T_0), по формулам (1)–(3) можно вычислить функцию $V(I)$, а разлагая ее в ряд Фурье и находя амплитуды первой и второй гармоник, можно описывать экспериментальные токовые зависимости.

Заметим, что применение степенной функции для описания ВАХ слабо обосновано и оправдывается только ее простотой.

На рис. 2 приведены экспериментальные и расчетные данные для ВАХ, первой и второй гармоник напряжения. Хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных не только для ВАХ, но и для первой и особенно второй гармоник напряжения является достаточно весомым аргументом в пользу того, что $f(i_c)$ имеет именно вид (3). Третья и более высокие гармоники не учитывались из-за их малости по сравнению с первой и второй. Отметим, что вторая гармоника до сих пор не была предметом специального исследования и функции $f(i_c)$ выбирались ранее достаточно произвольно.

В эксперименте применялся обычный четырехконтактный метод измерений. Сопротивление контактов было меньше 3 мΩ. Постоянный ток I менялся от 0 до 200 мА, амплитуда переменного — до 27 мА. Напряженность магнитного поля — $0 < H < 25$ Ое. Образцы имели размеры $10 \times 5 \times 1$ мм, T_c — от 91.4 до 92.3 К, ширину перехода ΔT_c — от 0.7 до 1.4 К. Плотность $\rho \approx 4.18$ г/см³. Более подробно методика экспериментов и предварительные экспериментальные данные на подобных образцах приведены в работах [3–5].

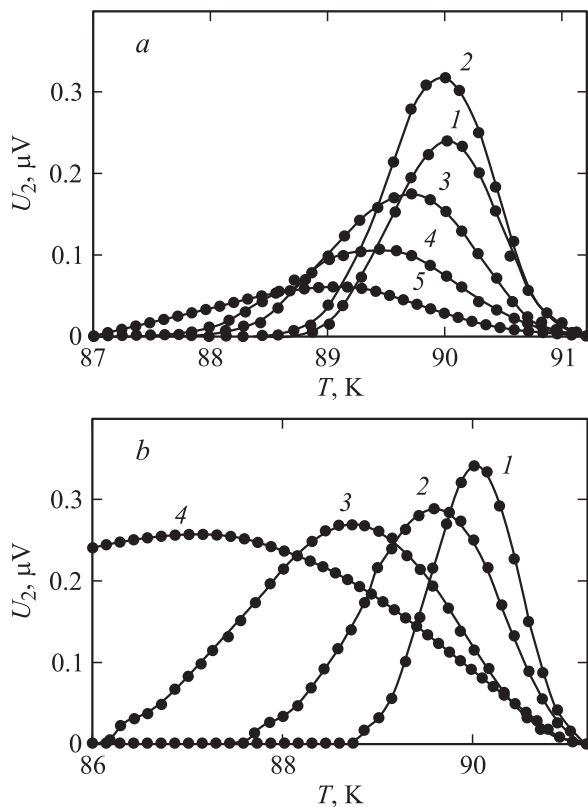


Рис. 3. Температурные зависимости второй гармоники напряжения $U_2(T)$ на поликристаллическом образце YBCO при амплитуде переменного тока 27 мА частотой 1 кГц: *a*) при различных постоянных токах I в нулевом магнитном поле: 1 — 10, 2 — 15, 3 — 50, 4 — 96, 5 — 210 мА; *b*) в различных магнитных полях H при постоянном токе $I = 17.3$ мА: 1 — 0, 2 — 3.4, 3 — 7.7, 4 — 25 Ое.

Для аппроксимации использовались только два параметра: $I_{\max} = 600$ мА и $R_1 = 0.72$ мΩ ($R_0 \approx 0$ для T_1). Одновременное приближение экспериментальных данных ВАХ первой и второй гармоник напряжения зависимостями $V(I)$, $V_1(I)$ и $V_2(I)$ накладывает очень сильные ограничения на вид функции распределения $f(i_c)$. Увеличение температуры приводит к уменьшению I_{\max} и увеличению R_0 и R_1 , что соответствует эксперименту. Некоторое несоответствие экспериментальных и расчетных данных при токах $I > 150$ мА объясняется дополнительной линейной зависимостью напряжения от тока на уже разрушенных слабых связях.

В магнитном поле при отличном от нуля критическом токе в ВТСП проявляются фрактальные свойства [11,12], усложняющие вид ВАХ. Разброс слабых связей по T_c иллюстрируется здесь температурными зависимостями второй гармоники напряжения при различных токах и магнитных полях (рис. 3).

В отличие от магнитополевой токовая зависимость второй гармоники U_2 (рис. 3, *a*) проще и, по сути дела, отображает функцию распределения слабых связей по температуре гауссовым законом. При токах от нуля до

некоторого тока максимума $U_2(I)$ зависимость $U_2(T)$ не меняет температурного положения максимума, увеличиваясь только по значению. Дальнейшее увеличение тока приводит к смещению положения максимума в сторону низких температур, не меняя высокотемпературную точку обращения в нуль $U_2(T)$, близкую к T_c .

Зависимости $U_2(T)$ в различных магнитных полях (рис. 3, *b*) имеют вид асимметричных максимумов, которые смещаются в сторону низких температур при увеличении H . При этом высокотемпературная точка обращения в нуль $U_2(T)$ также не смещается. Величина максимума $U_2(T)$ с ростом поля уменьшается вначале быстро ($dU_2/dH = 30$ нВ/Ое, $H < H^* \approx 10$ Ое), затем — на порядок медленнее ($dU_2/dH = 3$ нВ/Ое, $H > H^*$). Зависимость $U_2(H)$ при температуре максимума в нулевом поле при увеличении H выше 7–10 Ое выходит на плато. Объяснить полученные зависимости можно, по-видимому, лишь с привлечением механизмов, учитывающих разброс гранул по T_c : модель анизотропных сверхпроводящих гранул [13] и модель особого состояния сверхпроводника вблизи T_c при магнитных полях, близких к критическим [14]. Основанием для использования этих моделей является наличие в образцах некоторой части гранул с пониженным значением T_c , что приводит к перекрытию плотностей функций распределения гранул и межгранульных связей по T_c .

Зная значения I_{\max} при T_0 , I_0 при T_1 и принимая $I_{\max} = 0$ при T_c , можно определить скорость уменьшения максимального критического тока с увеличением температуры. Для наших образцов $dI_{\max}/dT \approx 167$ мА/К.

Таким образом, показано, что анализ ВАХ ВТСП с учетом высших гармоник напряжения в рамках модели слабых поверхностей приводит к установлению вида функции распределения слабых связей по току и ее качественному определению по температуре и магнитному полю. Кроме того, данная модель позволяет определить максимальный критический ток слабых связей в качестве единственного изменяемого параметра при фиксированных значениях сопротивлений.

Список литературы

- [1] Kupriyanov M.Yu., Khapaev M.M., Divin Y.Y., Gubankov V.N. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. Вып. 6. С. 317–322.
- [2] Балаев Д.А., Быков А.А., Семенов С.В. и др. // ФТТ. 2011. Т. 53. Вып. 5. С. 865–874.
- [3] Васютин М.А., Кузьмичев Н.Д. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 23. С. 5–9.
- [4] Кузьмичев Н.Д. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 12. С. 63–74.
- [5] Васютин М.А., Кузьмичев Н.Д., Славкин В.В. и др. // Прикладная физика. 1995. Вып. 2. С. 51–55.
- [6] Мейлихов Е.З. // УФН. 1993. Т. 163. Вып. 3. С. 27–54.
- [7] Хирный В.Ф., Козловский А.А. // УФН. 2004. Т. 174. Вып. 3. С. 285–301.
- [8] Гантмахер В.Ф., Неминский А.М., Шовкун Д.В. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 52. Вып. 11. С. 1214–1218.

- [9] *Rhyner J., Blatter G.* Phys. Rev. B. 1989. Vol. 40. N 1. P. 829–832.
- [10] *Bernasconi J.* Phys. Rev. B. 1978. Vol. 18. N 5. P. 2185–2191.
- [11] *Васютин М.А.* // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 16. С. 1–6.
- [12] *Терентьев К.Ю., Гохфельд Д.М., Попков С.И.* и др. // ФТТ. 2011. Т. 53. Вып. 12. С. 2289–2293.
- [13] *Аронзон Б.А., Гершанов Ю.В., Мейлихов Е.З., Шапиро В.Г.* // СФХТ. 1989. Т. 2. Вып. 10. С. 83–88.
- [14] *Батыев Э.Г.* // ЖЭТФ. 2012. Т. 142. Вып. 1. С. 151–155.