

УДК 538.945

## МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ СВЕРХПРОВОДНИКА

$$\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$$

*В. Ф. Мастеров, А. В. Федоров, С. В. Козырев, К. Ф. Штельмах*

Проведены исследования эффекта квантования захваченного магнитного потока в монокристаллических и керамических образцах  $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Показано, что полученные результаты могут быть объяснены в рамках модели «спинового стекла» (керамика) и регулярной сетки джозефсоновских контуров (монокристалл).

Как известно [1-3], в высокотемпературных сверхпроводниках в области слабых магнитных полей наблюдается зависящее от  $H$  поглощение СВЧ мощности. В настоящее время существуют два альтернативных объяснения этого эффекта: во-первых, высказанное в первых работах [1, 3] предположение о наличии в неупорядоченных ВТСП сверхпроводящих контуров с включенными джозефсоновскими переходами, что близко к идее существования в неупорядоченных сверхпроводниках состояния типа «спиновое стекло» [4]; во-вторых, движением «гипервихрей» в множественной джозефсоновской среде [5]. В настоящей работе обнаружены особенности поглощения СВЧ мощности в монокристаллических и керамических образцах  $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , связанные с квантованием захваченного магнитного потока. Эти результаты, а также эффекты, наблюдавшиеся в [6, 7], объясняются нами в рамках модели «сверхпроводящих контуров».

Нами использовались монокристаллические образцы размерами  $3 \times 2 \times 0.04$  мм и керамические  $3 \times 2 \times 1$  мм. Измерения проводили при 77 К на спектрометре ЭПР фирмы «Radiopan», при 4 К на спектрометре фирмы «Bruker». В ВТСП-монокристаллах, ориентированных так, что плоскости двойникового практически параллельны направлению  $H$ , при малой глубине модуляции магнитного поля (0.05 Э), при развертке магнитного поля наблюдалось периодическое (по полю) изменение мощности СВЧ, отраженной от резонатора с образцом, охлажденным в нулевом магнитном поле (рис. 1, б). Аналогичные спектры наблюдались нами и на образцах, моделирующих джозефсоновскую среду, которые представляли собой диэлектрическую матрицу (клей БФ), наполненную порошком ниобия с характерным размером зерен  $\sim 2$  мкм. Зависимость производной  $d\chi''/dH$  от магнитного поля, полученная при  $T < T_c$  на одном из таких образцов, приведена на рис. 1, в. Характерно, что периодическая зависимость (рис. 1, в) наблюдается при охлаждении образца в нулевом или слабом магнитном поле. При охлаждении образца в поле  $H > H_c$ , спектры типа рис. 1, в не наблюдались. Таким образом, сходство полученных результатов для таких разных неупорядоченных сверхпроводников, как модельная система на основе Nb и монокристалл  $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , в котором безусловно имеются структурные дефекты (например, плоскости двойникового), позволяет сделать выводы: 1) периодическое по магнитному полю поглощение СВЧ мощности характерно для сверхпроводников, содержащих внутренние джозефсоновские контакты; 2) это поглощение

зависит от способа охлаждения образца ниже  $T_c$  (в магнитном поле или без него).

Для качественного объяснения экспериментальной зависимости типа рис. 1, б предположим, что в образце имеются контуры, образованные плоскостями двойникования одного размера (с площадью  $S$ ) и равные энергиями связи между ними. Тогда зависимость энергии такой системы от магнитного поля будет иметь вид, представленный на рис. 1, а [4].

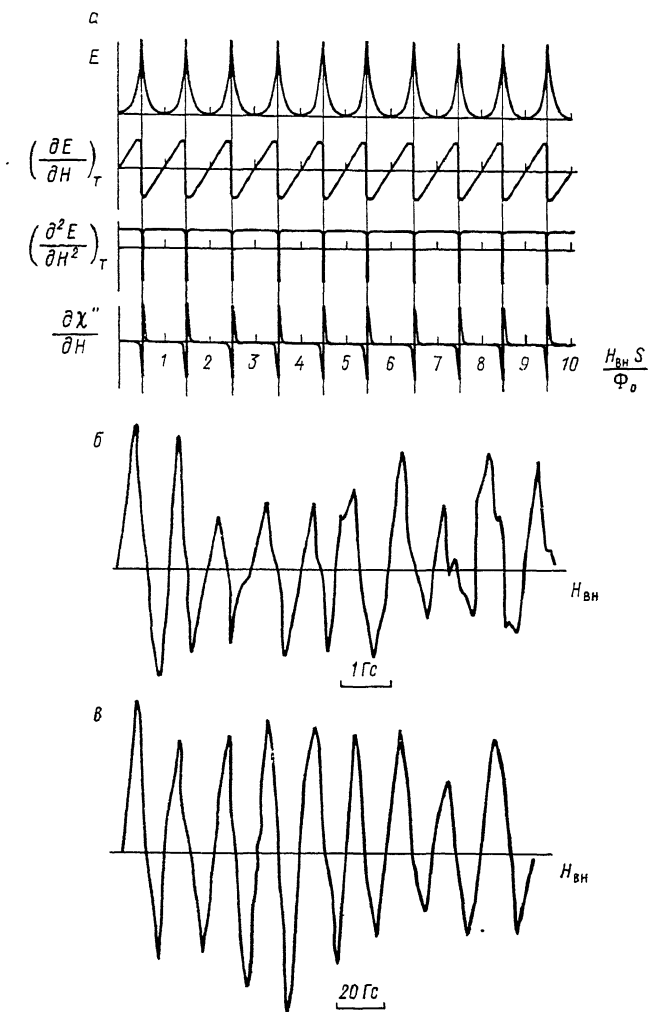


Рис. 1. Зависимость внутренней энергии упорядоченной системы сверхпроводящих контуров с включенными джозефсоновскими переходами (а); зависимости  $\frac{\partial^3 \chi''}{\partial H^3}$  от  $H_{вн}$  для монокристалла  $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  (77 К) (б) и порошка Nb в диэлектрической матрице (4 К) (в).

На этом же рисунке приведены первая и вторая производные от энергии, т. е. намагниченность и магнитная восприимчивость в зависимости от поля. Самый нижний график — зависимость  $\frac{\partial^3 \chi''}{\partial H^3}$  от  $H_{вн}$ , которая и наблюдается в эксперименте. Из известных литературных данных наиболее узкие линии, полученные Блэзи и др. [7], имели ширину 0.002 Э при расстоянии между ними 0.25 Э, 4.4 К. В нашем случае при более высокой температуре 77 К линии уширились до 0.35 Гс, а характерное расстояние между ними  $\Delta H$  составляло 0.8 Гс при  $H_{вн} \parallel \langle 110 \rangle$ . Допущение о близости параметров контуров для достаточно совершенных монокристаллов  $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  не кажется нам слишком сильным из-за высокой периодичности расположения плоскостей двойникования в них.

При увеличении глубины модуляции магнитного поля (до 2.5 Э) мы наблюдали исчезновение структуры спектра и появление модуляционно-уширенной линии с одновременным увеличением ее интенсивности.

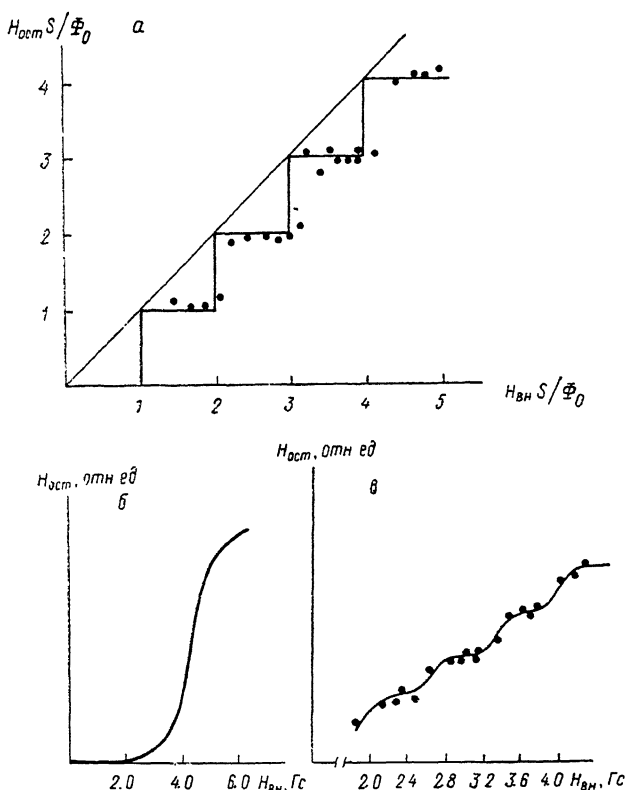


Рис. 2. Зависимости захваченного магнитного потока для монокристаллита  $Y_1Ba_2Cu_1O_{7-\delta}$  от магнитного поля  $H_{вн}$ , в котором происходит охлаждение ( $S=2.5 \cdot 10^{-7}$  см<sup>2</sup>) (а); для керамических образцов  $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  от внешнего магнитного поля при охлаждении в нулевом (б) и конечном магнитном поле,  $S=7.9 \cdot 10^{-7}$  см<sup>2</sup> (в).

Для изучения захвата магнитного потока монокристаллы охлаждались в различных магнитных полях, а затем при понижении поля при  $T < T_c$  определялось положение максимума линии по магнитному полю  $H_{ост}$  (нуль производной  $\partial \chi'' / \partial H$ ). Полученные при этом результаты приведены на рис. 2, а. Характерно, что захват магнитного потока начинается с  $H_1 = \Phi_0 / S$ , где  $S$  — площадь контура,  $\Phi_0$  — квант магнитного потока, как и следует из зависимости  $E(H)$  на рис. 1, а.

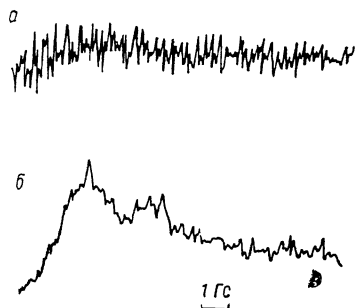


Рис. 3. Зависимость  $\partial \chi'' / \partial H$  для керамических образцов  $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  при малой амплитуде модуляции магнитного поля  $H_m = 0.01$  Гс (а) и модуляционно-уширенный спектр,  $H_m = 1$  Гс (б).

В отличие от монокристаллических в керамических образцах при малых амплитудах модуляции магнитного поля ( $H < 0.1$  Э) спектр поглощения в зависимости от магнитного поля представляет собой мезоскопический сигнал (рис. 3, а). Очевидно, форма спектра при этом определяется интерференцией вкладов от джозефсоновских контуров, имеющих разброс как по энергии связи, так и по эффективным размерам площадей (состояние

стекла [4]). При увеличении амплитуды модуляции  $H_m$  линия уширяется и уменьшается амплитуда мезоскопического сигнала (рис. 3, б).

При охлаждении образца в нулевом магнитном поле захват потока начинается с некоторого значения  $H_{c1}^*$  (рис. 2, б). Величина  $H_{c1}^*$  в зависимости от образца меняется от десятых до единиц эрстеда. При  $H_{внеш} > H_{c1}^*$  квантование захваченного магнитного потока не наблюдается, как видно из рисунка.

Однако если эксперимент проводится при охлаждении в поле, то и для керамических образцов в зависимости  $H_{ост}$  от  $H_{внеш}$  появляются характерные ступеньки (рис. 2, в), свидетельствующие о квантовании захваченного потока. Одной из возможных причин этого явления может быть существование в керамических образцах достаточно острого распределения отдельных кристаллитов по размерам. Оценка площади петли, на которой происходит захват потока, по величине  $H_{ост}$  дает значение, совпадающее с средним размером зерна в керамике (для исследуемого образца  $S = 7.9 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2$ ).

Авторы благодарны С. М. Дунаевскому за предоставление монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  и С. Э. Хабарову за приготовление керамических образцов.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Мастеров В. Ф., Егоров А. И., Герасимов Н. П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 7. С. 289—292.
- [2] Кведор В. В., Мchedлидзе Т. Р., Осипьян Ю. А., Шалыгин А. И. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. Приложение. С. 176—179.
- [3] Blazey K. M., Müller K. A., Bednorz J. G. et al. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 13. P. 7241—7243.
- [4] Ebner C., Stroud D. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 1. P. 165—171.
- [5] Сонин Э. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 8. С. 415—418.
- [6] Богачев С. В., Емельченко Г. А., Ильин В. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 3. С. 166—169.
- [7] Blazey K. M., Portic A. M., Müller K. A. et al. // Physica. 1988. V. 153—155. Pt. 1. P. 56—58.

Ленинградский политехнический институт им. М. И. Калинина  
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступила в редакцию  
30 мая 1989 г.