

05.4; 09

© 1992

## О ФОРМЕ СИГНАЛА И ПРИРОДЕ МИКРОВОЛНОВОГО ОТКЛИКА В ВТСП МАТЕРИАЛАХ

И. М. З а р и ц к и й, В. А. С т е ф а н о в и ч,  
С. П. К о л е с н и к, А. А. К о н ч и ц

Важным результатом исследований ВТСП материалов с помощью техники ЭП спектроскопии явилось установление многокомпонентного характера сигналов микроволнового отклика (МО), наблюдаемых при  $T < T_c$  в низких магнитных полях [1]. Природа нескольких из обнаруженных компонент МО остается дискуссионной. В том числе интенсивно изучается природа одной из стационарных компонент МО, исторически обнаруженной в числе первых в ВТСП [2] и наблюдаемой как в прямом отклике, так и модуляционном режиме в виде производной от сигнала прямого отклика при  $H_m > H^*$  ( $H^* \approx 10^{-2} - 10^{-3}$  Э для различных ВТСП материалов). Эта компонента для высококачественных образцов имеет дисперсионный характер, весьма интенсивна и наблюдается в керамических, порошкообразных, тонкопленочных и (иногда) монокристаллических образцах ВТСП [1].

Сигналы МО регистрировались с помощью радиоспектрометра  $SE/X - 2544$  ( $\nu = 9.4$  ГГц) с высокочастотной модуляцией магнитного поля ( $\omega_m/2\pi = 100$  кГц) в виде производной от кривой прямого отклика. Использовались образцы  $Y-$  и  $Bi-$  ВТСП материалов в виде керамики, порошка, поликристаллических тонких пленок ( $d = 1$  мкм) и монокристаллов.

Типичный вид сигнала МО в ВТСП материалах представлен на рис. 1, а. Видно, что  $dU/dH \propto H$  при  $H < H_{max}$ , а затем наблюдался плавный спад  $dU/dH$  с ростом  $H$ . Было установлено, что наилучшей аппроксимацией участка спада  $dU/dH$  является  $dU/dH \propto \exp(-H/H_0)$ . Это показано на рис. 1, б, где кривые  $dU/dH = f(H)$  представлены в полулогарифмическом масштабе для керамики и тонких ВТСП пленок УВСО, а также монокристаллов на основе  $Bi$ . Таким образом, в целом кривая МО может быть описана формулой

$$dU/dH = AH \exp(-H/H_0), \quad (1)$$

где  $A$  и  $H_0$  — параметры, зависящие от свойств конкретных образцов ВТСП материалов. Кроме того, при уменьшении линейных размеров керамических образцов до значений  $\approx 10-100$  мкм сплошной сигнал МО трансформируется в ряд дискретных квазипериодических сигналов (рис. 2).

Все это наводит на мысль о том, что источником сигнала МО может быть отклик ансамбля микроконтуров квантования, содержа-

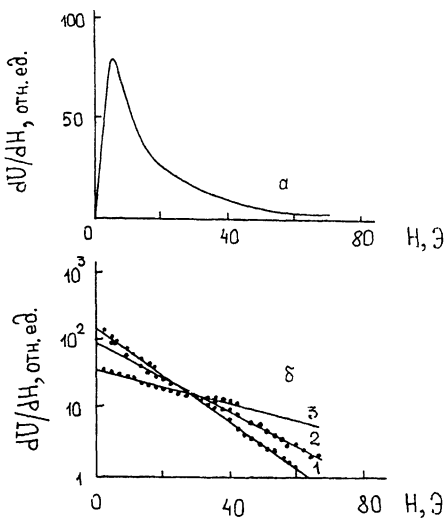


Рис. 1. Типичный вид экспериментальной наблюдаемой в ВТСП производной сигнала микроволнового отклика (а) и участок спада кривых в полулогарифмическом масштабе (б) для керамики  $YBCO$  (1), пленки  $YBCO$  (2), монокристалла  $BCSCD$  (3).

ших слабые связи. О реальности существования таких микроконтуров в монокристаллах ВТСП свидетельствуют данные [3].

Перейдем теперь к теоретическому описанию наблюдаемых эффектов. Прежде всего обратим внимание на то, что отдельный контур со слабой связью представляет собой магнитный диполь с моментом  $p \propto IS$  ( $I$  – сверхток, индуцированный внешним магнитным полем,  $S$  – площадь контура). Энергия взаимодействия в ансамбле таких контуров может быть представлена в виде

$$\mathcal{H} = -(1/2) \sum_{ij\alpha\beta} I_{ij\alpha\beta} p_{i\alpha} p_{j\beta}, \quad (2)$$

где

$$\alpha, \beta = x, y, z; \quad \vec{p}_k = I_k S_k \vec{n}_k; \quad I_k = I_{ck} \sin(2\pi \vec{H} \vec{n}_k S_k / \Phi_0), \quad (3)$$

$I_{ck}$ ,  $S_k$ ,  $\vec{n}_k$  – максимальный ток, площадь и вектор нормали к ней для  $k$ -го контура соответственно;  $\Phi_0$  – квант магнитного потока; потенциал диполь-дипольного взаимодействия.

$$I_{ij\alpha\beta} = (r_{ij}^{-3}) (\delta_{\alpha\beta} - 3n_{i\alpha} n_{j\beta}). \quad (4)$$

$\delta_{\alpha\beta}$  – символ Кронекера,  $n_{i\alpha} n_{j\beta}$  – направляющие косинусы. Для дальнейшего расчета формы линии МП воспользуемся методом, развитым в [4]. В этом методе функция распределения  $f$  внутренних магнитных полей контуров  $\vec{E}$  может быть представлена в виде

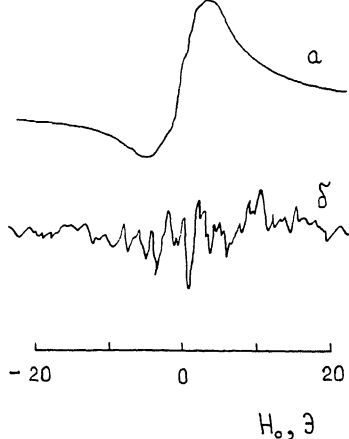


Рис. 2. Трансформация сигнала МО в керамике YBCO при уменьшении размеров образца. (а) - 1.75 x 2.75 x 0.8 мм, (б) - 0.1 x 0.07 x 0.07 мм. T = 77 К, H<sub>н</sub> = 4 · 10<sup>-2</sup> Э.

$$f(E_\alpha) = \overline{\langle \delta(E_\alpha - I_{ij\alpha\beta} \rho_{j\beta}) \rangle}, \quad (5)$$

где черта сверху обозначает усреднение по пространственному расположению контуров, а угловые скобки - по ориентациям одного диполя. Так как распределение  $\vec{E}$  обусловлено распределением лишь площадей контуров, то  $|\vec{E}| = E = \Phi_0/S$ . Используя интегральное представление  $\delta$ -функции в рамках метода [4], считая диполи классическими, при T = 0 для  $f(E)$  получаем

$$f(E) = \delta / [\alpha(E^2 + \delta^2)]^2, \quad E = (E_x^2 + E_y^2 + E_z^2)^{1/2}, \quad (6)$$

где  $\delta = 4\alpha^2 n \rho / 9\sqrt{3}$ ,  $n$  - число контуров в единице объема,  $\rho$  - магнитный дипольный момент одного контура. Для  $f(E)$  выполняется соотношение нормировки

$$4\alpha \int_0^\infty f(E) E^2 dE = 1. \quad (7)$$

Соотношения (6), (7) фактически дают функцию распределения площадей контуров квантования, связанных взаимодействием (2), и тем самым определяют форму сигнала МО в присутствии внешнего магнитного поля. Отметим, что подобное распределение было получено в [5] для электрических диполей в диэлектриках.

Отметим, что трехмерная функция распределения (6), (7) описывает свойства микроконтуров квантования как в объеме, так и на поверхности ВТСП, поскольку поле магнитного диполя направлено по нормали к плоскости образующего его контура и взаимодействие диполей происходит в пространстве, а не на плоскости. Это заме-

Материал	$H_{max}$ , Э	$S_{cp}$ , мкм <sup>2</sup>	$\Delta S$ , мкм <sup>2</sup>	$n$ , см <sup>-3</sup>
Пленка	1	2	6.8	$6.2 \cdot 10^8$
Керамика	4	0.5	1.7	$4.0 \cdot 10^{10}$

\*Для оценки  $n$  использование значения  $J_c (T=0) = 10^6$  А/см<sup>2</sup>.

чание важно, поскольку МО формируется поверхностью ВТСП материала (и вообще проводящих сред).

Задачу о вычислении первообразной МО  $U(H)$  разобьем на две части: расчет отклика одного контура, лежащего на поверхности ВТСП и индуктивно связанного с СВЧ резонатором, и последующее усреднение с функцией распределения (6).

Для вычисления дисперсионной компоненты МО  $U(H)$  используем выражение для сдвига частоты  $\Delta \nu$  ВЧ контура (резонатора), индуктивно связанного со сверхпроводящим кольцом, содержащим слабую связь [6]

$$\Delta \nu / \nu = -(\pi M^2 I_c / \Phi_0 L_T) (1 - \cos(2\pi H S / \Phi_0)). \quad (8)$$

Здесь  $M$  – коэффициент взаимоиנדукции,  $I_c$  – критический ток слабой связи,  $L_T$  – индуктивность ВЧ контура. Выражение (8) получено в приближении  $R_j \gg \omega L_j$  ( $R_j, L_j$  – резистивность и параметрическая индуктивность джозефсоновской связи соответственно). Усредняя (8) с функцией распределения (6), получаем

$$U(H) = -(\pi M^2 I_c / \Phi_0 L_T) (1 - (1 + 2\pi H / \delta) \exp(-2\pi H / \delta)), \quad (9)$$

откуда

$$dU(H)/dH = -(\pi M^2 I_c / \Phi_0 L_T) (4\pi^2 / \delta^2) H \exp(-2\pi H / \delta), \quad (10)$$

что полностью согласуется с экспериментом (1).

Как видно из (9), (10), единственным параметром теории является величина  $\delta$  характеризующая как среднюю площадь контура  $S_{cp}$ , так и разброс площадей  $\Delta S$ . Можно показать, что  $\delta = 2\pi H_{max}$  и

$$S_{cp} = \Phi_0 / \pi^2 H_{max}; \quad \Delta S = (1 + 32/\pi^2)^{1/2} \Phi_0 / 2\pi H_{max}. \quad (11)$$

В таблице приведены оценочные значения параметров  $S_{cp}$ ,  $\Delta S$  и  $n$ , полученных из сопоставления теории с экспериментом для поликристаллических ВТСП – пленок и керамики УВСО. Интересно отметить, что, например, в реальном образце ВТСП – пленки размером  $0.2 \times 0.2 \times 10^{-4}$  см – содержатся  $5 \cdot 10^4$  контуров, ответственных за сигнал МО.

- [1] З а р и ц к и й И.М. и др. Радиоспектроскопия высокотемпературных сверхпроводников // Препринт № 11-89, Киев. 1989.
- [2] B l a z e y K.W. et al. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. P. 7241-7249.
- [3] К о н ч и ц А.А. и др. // СФХТ. 1989. Т.2. В.6. С. 25-29
- [4] В у г м е й с т е р Б.Е., С т е ф а н о в и ч В.А. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. В. 6. С. 1867-1881.
- [5] К р а в ц о в а И.Н., Н е й м а р к Е.И., Р о й ц и н А.Б. // УФЖ. 1989. Т. 34. В. 8. С. 1260-1263.
- [6] Б а р о н е А., П а т е р н о Дж. Эффект Джозефсона. М.: Мир, 1984. 639 с.

Поступило в Редакцию  
1 августа 1991 г.  
В окончательной редакции  
23 сентября 1991 г.