

КОЛЛЕКТИВНЫЙ ХАРАКТЕР КРИПА ПОТОКА ПО ДАННЫМ МИКРОВОЛНОВОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $YBa_2Cu_3O_x$

Ю.И.Таланов, Г.Б.Тейтельбаум, Р.И.Хасанов

Казанский физико-технический институт РАН

420029, Казань

Поступила в редакцию 11 марта 1992 г.

Исследования микроволнового поглощения в магнитном поле позволили обнаружить зависимость барьера активации крипа от амплитуды микроволнового тока. Характер зависимости свидетельствует о том, что при низких температурах решетка линий магнитного потока находится в состоянии вихревого стекла.

Анизотропия кристаллической структуры и малая длина когерентности приводят к весьма своеобразным свойствам вихревой решетки высокотемпературных сверхпроводников¹. В зависимости от ориентации магнитного потока, пронизывающего образец вихри пиннингуются либо слоями², характерными для структуры сверхпроводящих металлооксидов, либо дефектами - как протяженными, так и локальными. Предсказано, что для случайно расположенных короткомасштабных дефектов пиннинг и крип вихрей имеют существенно коллективный характер³. Ожидаемыми атрибутами коллективного поведения являются стеклообразное состояние вихрей в пределе малых токов, отсутствие сопротивления при конечных температурах³⁻⁸. Несмотря на отдельные свидетельства в пользу подобной картины⁹⁻¹¹, ситуация в целом выглядит пока весьма противоречиво. В настоящей работе сделана попытка получить информацию о динамике вихрей и о характере их пиннинга и крипа с помощью экспериментов по микроволновому поглощению, проводимых при малых амплитудах СВЧ тока. Реализация этой программы основана на анализе поведения обнаруженного нами ранее узкого сигнала¹², связанного с перестройкой вихревой решетки.

Для регистрации микроволнового поглощения нами использовался стандартный ЭПР спектрометр с частотой 9,4 ГГц. Остаточное поле магнита компенсировалось катушками Гельмгольца. Исследовались монокристаллы $YBa_2Cu_3O_x$ (характерные размеры кристаллов составляли $1 \times 1 \times 0,1$ мм) с различной температурой сверхпроводящего перехода. Образец охлаждался потоком холодного газообразного гелия. Отклонения температуры в процессе измерений составляли не более 0,3 К. В ходе эксперимента мы следили за изменением поглощаемой мощности, регистрируя ее производную по полю при сканировании последнего. Возбуждающая микроволновая мощность изменялась в диапазоне от 3 до 100 мВт. Измерения проводились в условиях, когда постоянное поле было ориентировано нормально к базисной плоскости монокристалла, а переменное ($\sim e^{i\omega t}$) - параллельно.

Независимо от условий охлаждения образца, в области температур ниже 30 К при протяжке поля от высоких значений в сторону меньших полей нами наблюдался резкий сигнал (рис.1), соответствующий скачкообразному повышению уровня поглощаемой мощности. (Направление изменения поглощения было определено с помощью сигнала ЭПР эталонного образца). При обратном ходе, в сторону больших полей, наблюдалось (с некоторым гистерезисом) уменьшение поглощения, правда не такое резкое. На рис.2 представлена зависимость прикладываемого поля H_R , при котором происходит резкое изменение уровня поглощения, от величины верхней границы развертки поля.

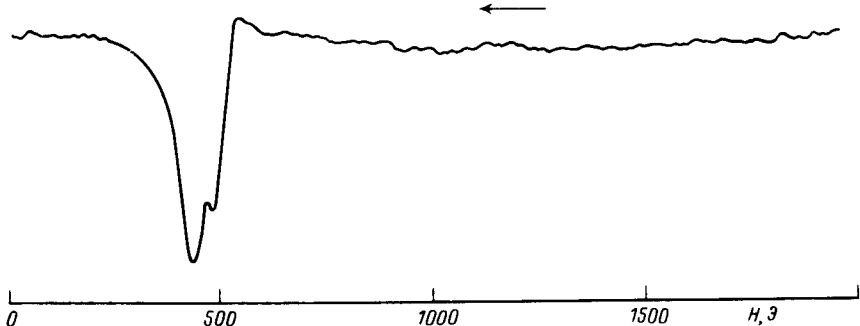


Рис.1. Сигнал производной поглощения dP/dH при протяжке постоянного магнитного поля от 2000 Э до 0. Кристалл $YBa_2Cu_3O_x$ ($T_c = 93$ К). Температура при записи - 19 К, $H \parallel c$

Мы считаем, что наблюдавшийся нами скачок поглощения обусловлен заполнением вихревыми нитями приповерхностного слоя λ боковых граней образца, где они взаимодействуют с микроволновым полем (λ - глубина проникновения магнитного поля). Движение линий магнитного потока к боковым поверхностям кристалла при изменении внешнего поля возможно в результате преодоления приповерхностного барьера или изгиба вихревых линий. Для необработанных специальным образом боковых граней кристалла вхождение вихрей в образец начинается с полей порядка первого критического, а выход вихрей наружу при уменьшении магнитного потока - при равенстве постоянного магнитного поля на поверхности нулю. Следует заметить, что значение поля на поверхности существенно меньше прикладываемого за счет противоположно направленных силовых линий, замыкающих захваченный сверхпроводником магнитный поток. Вариации положения сигнала с изменением верхней границы развертки поля (рис.2) отражают изменение захваченного потока. Наиболее резкое изменение поглощения, должно быть (и наблюдается) при сканировании поля сверху вниз, когда вихри подходят к поверхности изнутри.

Амплитуда сигнала, ввиду неизменности ширины, пропорциональна величине скачка, то есть приращению поглощаемой мощности. Было обнаружено существенное возрастание амплитуды при увеличении температуры вплоть до 30 К (см. рис.3а). При $T > 30$ К температурная зависимость меняется, что говорит о переходе к другому режиму пиннинга. При росте мощности возбуждающего переменного поля амплитуда наблюдавшегося сигнала также увеличивалась (рис.3б).

Рассмотрим связь поведения наблюдаемого сигнала с динамикой вихрей в высокочастотном поле. Величина скачка мощности определяется поглощением вихревых нитей или их отдельных фрагментов, попадающих в эффективно поглощающий приповерхностный слой при прохождении точки H_R , и зависит как от конфигурации решетки, так и от поглощаемой мощности, приходящейся на единицу длины вихря. Для ее оценки рассмотрим движение вихрей под действием высокочастотной силы Лоренца. Оно происходит в виде скачков отдельных связок вихревых нитей, распиннигованных в результате термоактивации. Поглощаемая на единицу длины вихря ВЧ мощность $\sim (\vec{f} \cdot \vec{v})$, где $\vec{f} = [\vec{j}(\vec{n}\phi_0)]$ - сила Лоренца, $\vec{v} = \vec{u}v$ - скорость движения нити. Здесь \vec{j} - плотность тока, \vec{n} - единичный вектор в направлении вихревой линии, ϕ_0

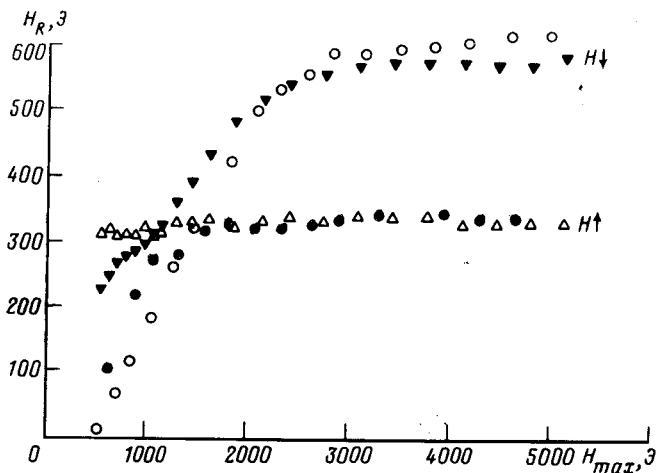


Рис.2. Зависимость положения сигнала H_R от максимальной величины поля сканирования H_{max} для случаев замораживания в нулевом поле (○, ●) и в поле $H = 5000 \text{ Э}$ (△, ▽). ●, △ - поле увеличивается от 0 до H_{max} ; ○, ▽ - поле уменьшается от H_{max} до 0, температура измерений 19К

- квант потока, \bar{u} - средняя длина прыжка, а характерная частота скачков ν дается термоактивационным законом $\nu = \nu_0 \exp(-E_p/kT)$, где ν_0 - частота попыток. Величина активационного барьера E_p определяется изменением упругой энергии вихревой решетки³, происходящим за счет работы сил Лоренца ($E_L \sim jHV_c u$) по перемещению связки вихрей на расстояние u (V_c - объем связки вихрей). При наличии случайно распределенных пиннингующих центров это расстояние связано с масштабом R , на котором происходит усреднение соотношением $u \sim R^\zeta$, где фигурирует критическая экспонента $0 \leq \zeta \leq 1$, описывающая размытие границ в d -мерных случайных средах^{3-5,8}. Увеличение средней длины прыжка при уменьшении внешнего тока, происходящее по закону $u \sim j^{-\zeta/(2-\zeta)}$, обуславливает рост размеров деформируемых участков решетки, что согласно³ приводит к зависимости активационного барьера от плотности тока

$$E_p \sim E_L \sim C_{66}(u/R_\perp)^2 V_c \sim U_0(j_c/j)^\alpha, \quad \alpha = (d-2+2\zeta)/(2-\zeta), \quad (1)$$

где U_0 задает масштаб энергии пиннинга, j_c - критическая плотность тока, C_{66} - модуль сдвига вихревой решетки, а R_\perp - размер связки вихрей в перпендикулярном смещению направлении. В зависимости от ее геометрии для определения высоты барьера берется величина ζ , для соответствующих d , что приводит к различным режимам крипа.

С помощью вышеназванных соображений и учета того обстоятельства, что плотность тока спадает с удалением от поверхности как $j = j_0 \exp(-x/\lambda)$, проинтегрировав по объему образца ($L \times L \times l$), получим мощность, поглощаемую его боковыми гранями,

$$W \sim \lambda_{eff} L l (\nu_0/C_{66})(R_\perp)^2 H^2 (j_0)^2 \exp\{-E_p(j_0)/kT\}. \quad (2)$$

Здесь l, L - размеры образца ($l \ll L$). Заметим, что эффективное поглощение происходит в приповерхностном слое толщиной

$$\lambda_{eff} = \lambda(kT/\alpha U_0)(j_0/j_c)^\alpha \quad (< \lambda), \quad (3)$$

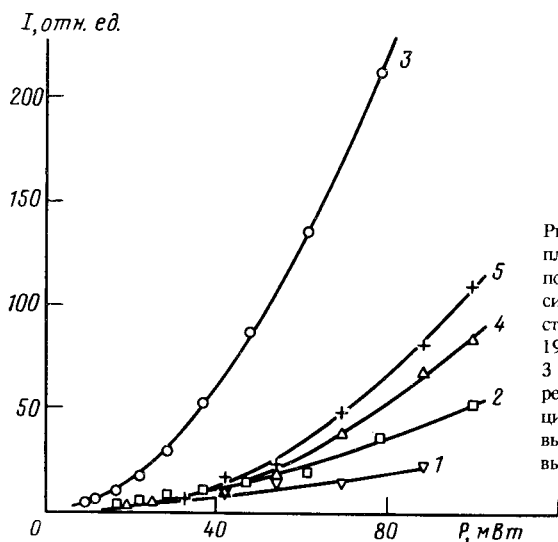
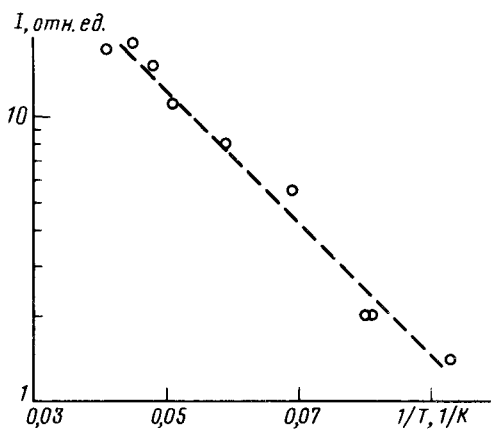


Рис.3. а - Температурная зависимость амплитуды сигнала, соответствующего скачку поглощения. б - Зависимость амплитуды сигнала от падающей на образец мощности при температурах: 16 К (1), 18 К (2), 19 К (3), 21 К (4), 26 К (5). Зависимость 3 получена при отличных от других измерений условиях замораживания и регистрации; для остальных - все условия одинаковы. Сплошные кривые получены подгонкой выражения (4)

что обусловлено затрудняющим движение вихрей ростом активационного барьера при отходе от поверхности.

Измеренная нами температурная зависимость интенсивности сигнала, представленная на рис.3а, в осях $\ln I - 1/T$, в области $T < 30$ К имеет линейный характер, что действительно соответствует термоактивации по закону Аррениуса $I \sim \exp(-E_p/T)$. Это показывает, что мы имеем дело с одним типом центров пиннинга, который ввиду малости полученного значения E_p (~ 60 К) может быть отнесен на счет случайно распределенных локальных дефектов структуры.

Заметим, что температурная зависимость $I(T)$ получена при фиксированном значении подаваемой в резонатор мощности P_1 (около 100 мВт). Как показал эксперимент, величина E_p зависела от падающей на образец микроволновой мощности P ($\sim j^2$).

Перейдем теперь к обсуждению зависимости микроволнового поглощения от тока. Из рис.3б видно, что во всем диапазоне использованных мощностей амплитуда сигнала нелинейно зависит от мощности возбуждающего поля. Это

свидетельствует о нелинейном соотношении между микроволновым электрическим полем и током, что в условиях термоактивированного движения вихрей говорит о зависимости энергии активации от плотности тока. Для обработки экспериментальных данных пренебрежем токовой зависимостью R_{\perp} в предэкспоненте и перепишем (2) с помощью соотношения $E_p(p) = U_0(P/P_c)^{-\alpha/2}$ (P_c - мощность, соответствующая критической плотности тока) и параметров P_1 (см. выше) и $E_1 = E_p(P_1) = 60$ К

$$W \sim \text{const} \left(\frac{P}{P_1} \right)^{1+\frac{\alpha}{2}} \exp \left[-\frac{E_1}{T} \left(\frac{P}{P_1} \right)^{-\alpha/2} \right]. \quad (4)$$

Из сравнения этой формулы с наблюдавшейся зависимостью амплитуды сигнала (поглощаемой мощности) от возбуждающей мощности (квадрата тока) получаем значения $\alpha = 0,7 \pm 0,2$ при температурах около 20 К. Такие значения α характерны либо для связок вихрей, поперечник которых больше глубины проникновения ($\lambda (\alpha = 7/9^3)$), либо для случая длины прыжка превышающей постоянную вихревой решетки ($\alpha = 1/2^8$). При понижении температуры обнаруживается тенденция к уменьшению величины α до значений порядка 0,1. Это связано, по-видимому, с переходом в область с другим режимом крипа.

Заметим, что, вообще говоря, в (4) может стать существенной и токовая зависимость, вносимая множителем R_{\perp}^2 , которая для $d = 3$ изменяет предэкспоненту на $(P/P_1)^{\frac{3(2+\alpha)}{10}}$. В этом случае обработка эксперимента приводит к $\alpha = 0,9 \pm 0,2$ в районе 20 – 25 К и уменьшающимся до $\alpha = 0,2 \pm 0,1$ с понижением температуры.

Таким образом нами обнаружена нелинейная зависимость микроволнового поглощения от возбуждающей мощности. Она свидетельствует о том, что барьер активации возрастает с уменьшением амплитуды возбуждающего тока, вихревая решетка замораживается в стеклообразное состояние и в пределе нулевых токов сопротивление исчезает ($\rho \sim (dV/dj)_{j \rightarrow 0} \rightarrow 0$).

Работа поддерживается Научным Советом по высокотемпературной сверхпроводимости и выполняется в рамках проекта N91151.

-
1. E.H.Brandt, Phys. C **185-189**, 270 (1991).
 2. M.Tachiki and S.Takahashi, Sol. St. Commun. **72**, 1083 (1989).
 3. M.V.Feigel'man, V.B.Geshkenbein, A.I.Larkin, and V.M.Vinokur, Phys. Rev. Lett. **63**, 2303 (1989).
 4. M.P.A.Fisher, Phys. Rev. Lett., **62**, 1415 (1989).
 5. T.Natterman, Phys. Rev. Lett. **64**, 2454 (1990).
 6. M.V.Feigel'man, V.B.Geshkenbein, A.I.Larkin, Phys. C **187**, 177 (1990).
 7. K.H.Fisher, and T.Natterman, Phys. Rev. B **43**, 10372 (1991).
 8. R.H.Koch, V.Foglietti, W.J.Gallagher et al., Phys. Rev. Lett., **63**, 1511 (1989).
 9. P.L.Gammel, L.F.Schneemeyer, and D.J.Bishop, Phys. Rev. Lett. **66**, 953 (1991).
 10. T.K.Worthington, E.Olsson, C.S.Nichols et al., Phys. Rev. B **43**, 10538 (1991).
 11. G.B.Teitel'baum, E.F.Kukovitsky, S.G.L'vov et al., Phys. C. **185-189**, 2369 (1991).