

ЭФФЕКТЫ КРИПА ПОТОКА В МИКРОВОЛНОВОМ ПОГЛОЩЕНИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$

*Е.Ф.Куковицкий, С.Г.Льзов, Ю.И.Таланов, Г.Б.Тейтельбаум,
Р.И.Хасанов*

*Казанский физико-технический институт АН СССР
420029, Казань*

Поступила в редакцию 10 июля 1991 г.

Исследованы зависящие от времени аномалии микроволнового поглощения, связанные с переходами между различными состояниями вихревой решетки при наличии захваченного магнитного потока. Смещение наблюденных экстремумов производной поглощаемой мощности по полю описано в терминах крипа потока.

Поведение вихревой решетки, которое во многом определяет критические параметры сверхпроводящих материалов, является предметом живого интереса. В случае высокотемпературных сверхпроводников из-за характерных для металлоксидов сильной анизотропии и малости длины когерентности ситуация особенно сложна, поэтому для выяснения различных ее аспектов необходимо применение все новых и новых методов. Эти обстоятельства стимулировали представленные ниже исследования микроволнового поглощения сверхпроводящих монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. Нами была поставлена задача установить как проявляется в наблюдаемом поглощении кинетика магнитного потока с тем, чтобы получить возможность использовать этот мощный инструмент для определения ряда критических параметров.

Исследования проводились на ЭПР-спектрометре BER-418s фирмы "Bruker" на частоте 9,4 ГГц в интервале температур от 1,6 до 40 К. Остаточное поле магнита компенсировалось катушками Гельмгольца. Изучались монокристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (характерные размеры кристаллов составляли $1 \times 1 \times 0,1$ мм) с различными температурами сверхпроводящего перехода и различными степенями двойникования. Размеры двойников оценивались с помощью поляризационного микроскопа.

Измерения проводились по следующей схеме. Кристалл, помещенный в резонатор спектрометра, ориентировался в постоянном магнитном поле заданной величины H_f так, чтобы поле было направлено перпендикулярно плоскости образца ($\vec{H}_f \parallel \vec{c}$), и охлаждался до определенной температуры, ниже 40 К. Для исследования релаксации магнитного потока вначале создавалось неравновесное состояние. С этой целью охлажденный кристалл поворачивался таким образом, чтобы поле \vec{H} переориентировалось параллельно базисной плоскости ($\vec{H} \parallel (\vec{ab})$). Затем при уменьшении поля от \vec{H}_f до 0 производилась запись изменения амплитуды производной поглощения СВЧ мощности dP/dH . При этом в области магнитных полей от 2000 до 100 Гс наблюдался узкий пик, соответствующий резкому изменению уровня поглощаемой мощности (рис.1). Из сравнения этого пика с сигналом ЭПР эталонного образца ($\text{LiF} : \text{Li}$) можно заключить, что при понижении поля в этой узкой области происходит резкое уменьшение СВЧ поглощения. При последующем сканировании поля в пределах 0 - 2000 Гс этот сигнал устойчиво наблюдался как при увеличении, так и при уменьшении H (с определенным гистерезисом), однако его положение H_R с течением времени изменялось (рис.1 и 2). (Приведенные на рисунках данные получены на кристалле K1 с $T_c = 92$ К и средним размером доменов

0,7 мкм). Как правило, сигнал смещался в сторону низких полей. Повышение температуры измерения приводило к тому, что начальная амплитуда сигнала увеличивалась, но происходил быстрый спад амплитуды со временем. С температурой менялся также диапазон изменения резонансных полей и скорость перемещения сигнала (рис.2).

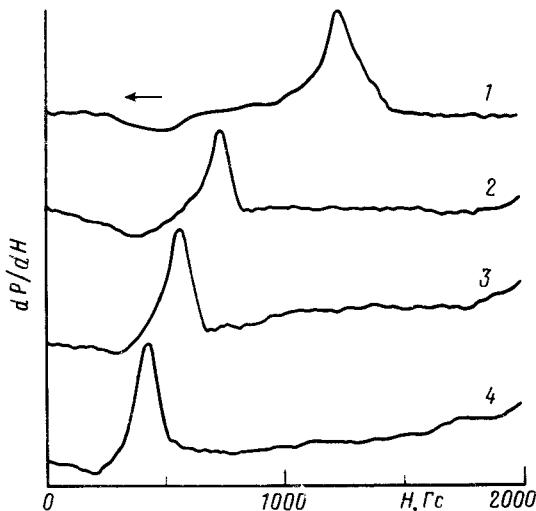


Рис. 1. Зависимость амплитуды производной поглощаемой мощности от поля в разные моменты времени: 1 - $t = 2$ мин, 2 - 4 мин, 3 - 8 мин, 4 - 16 мин. Кристалл K1, $\vec{H} \parallel (\bar{a}\bar{b})$, $T = 14,5$ К

Исследовалась также зависимость сигнала и его эволюции от величины поля замораживания H_f , от ориентации кристалла по отношению к полю сканирования, от мощности СВЧ излучения, от амплитуды модуляции.

Переходя к обсуждению всей совокупности полученных экспериментальных данных, подчеркнем, что при изменении внешнего поля происходит скачкообразное изменение уровня поглощаемой мощности (падение - при уменьшении поля или рост - при увеличении). Резонно предположить, что в достаточно совершенных кристаллах YBaCuO основным механизмом микроволнового поглощения является механизм, предложенный для сверхпроводников второго рода Гиттльманом и Розенблумом¹. В этом случае диссипация происходит за счет вязкого торможения колеблющихся под действием переменного поля вихрей и на достаточно больших частотах она не чувствительна к тому, запиннингован вихрь или нет. При этом величина поглощаемой энергии на единицу поверхности составляет

$$P = J_0^2 \phi_0 H_0 / 2c^2 \eta, \quad (1)$$

где J_0 - амплитуда микроволнового тока, ϕ_0 - квант потока. Отметим, что в наших экспериментах наблюдалась именно линейная зависимость диссипации от падающей микроволновой мощности. Из этой формулы видно, что основной величиной, с которой могут быть связаны скачки поглощения, является вязкость η , характеризующая движение вихревых нитей. Действительно, если принять во внимание присущую слоистым ВТСП соединениям анизотропию, то ясно, что вязкость существенно зависит от направления смещения вихревых нитей при колебаниях. С помощью простых оценочных формул теории Бардина - Стефена²

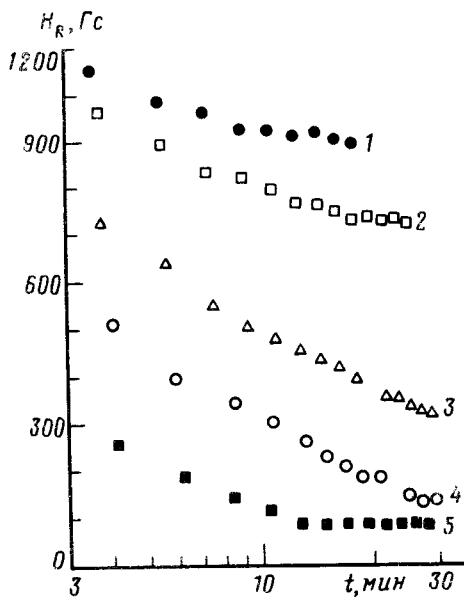


Рис.2

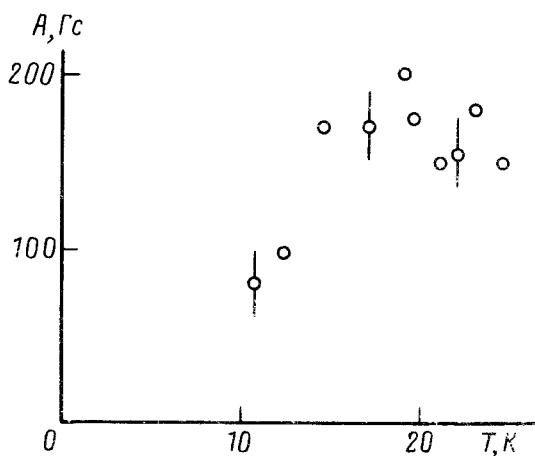


Рис.3

Рис. 2. Сдвиг сигнала со временем при разных температурах: 1 - 10,7 К, 2 - 12 К, 3 - 14,5 К, 4 - 19 К, 5 - 24,5 К. Кристалл K1, $\vec{H} \parallel (\bar{ab})$

Рис.3. Температурная зависимость коэффициента A для кристалла K1 при $H_f = 5000$ Гс ($A = dH_R/d(\ln t)$)

$$\eta = \phi_0 H_{c2} / c^2 \rho_n \quad (2)$$

и характерных для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ значений $H_{c2}^{(ab)} / H_{c2}^{(c)} = (m^{(c)} / m^{(ab)})^{1/2} \simeq 6 \div 8$ и $\rho_n^{(c)} / \rho_n^{(ab)} \simeq 10^2 \div 10^3$ нетрудно заметить, что поглощение флюкоидами, проходящими параллельно слоям и колеблющимися поперек базисной плоскости, по крайней мере на порядок сильнее чем для флюкоидов нормальных к слоям (ρ_n - сопротивление в нормальном состоянии, m - эффективная масса, H_{c2} - верхнее критическое поле, верхние индексы соответствуют кристаллографическим осям). Поэтому резонно предположить, что зафиксированное нами резкое изменение поглощения связано именно с появлением или исчезновением большого количества фрагментов вихревых нитей движущихся поперек слоев.

Такие изменения могут произойти в результате переходов между двумя различными состояниями вихревой решетки в наклонном магнитном поле (захваченное $\vec{H}_{rem}(\parallel \vec{c}) +$ внешнее $\vec{H}(\parallel \vec{c})$). Одно из них, реализующееся при малых полях, соответствует решетке вихрей ступенчатой формы ³. Второе (при больших H) представляет собой систему вихревых нитей захваченных между слоями, поэтому эффективное число двигающихся поперек слоев здесь значительно больше. Факт наблюдения отчетливого сигнала при переходе между этими различными фазами говорит об их макроскопической однородности. Линия переходов между ними определяется балансом магнитных сил, стремящихся развернуть линии потока в направлении наклонного магнитного поля, и сил пиннинга, стремящихся расположить флюкоиды между слоями. Угол наклона ($\arctg(H_{rem}/H)$) зависит от величины магнитного потока, захваченного при охлаждении, а вследствие его релаксации - и от времени.

Поэтому критическое значение угла наклона ^{4,5}, при котором происходит наблюдаемый переход, в разные моменты времени достигается при разных значениях H_R . При этом поле $H_R(t)$ спадает до своего критического значения H_{c1} в соответствующем направлении.

Действительно, в значительной области температур наблюдаемое смещение сигнала со временем (рис.2) на больших участках логарифмическое, что коррелирует с законом Кима - Андерсона для крипа вихрей ⁶

$$H_R(t) = H_{R0}[1 - (kT/U) \ln(t/t_0)].$$

Здесь $H_{R0} = H_R(t_0)$, t_0 - момент первого наблюдения сигнала. Это позволяет определить энергию пиннинга $U = 0,01$ эВ, что свидетельствует о слабом закреплении вихрей. Выражение $U = H_{cm}^2 \xi_{ab}^2 d / 8$ дает возможность оценить размер пиннингующих центров $d = 50$ А. Заметим, что для данного кристалла скорость уменьшения резонансного поля A , равная $H_{R0} kT/U$, имеет максимум в области $T = 20$ К (см.рис.3). Подобные максимумы ⁷ связаны с тем что при этой температуре магнитный поток внешнего поля, заходящий в образец со стороны плоских поверхностей, впервые достигает середины образца.

Следует сказать, что для кристаллов с большей плотностью доменных границ величина поля H_{R0} и скорость его изменения иные, но оценки энергии пиннинга отдельными дефектами дают близкое к полученному выше значение. Например, для кристалла К2 с $T_c = 70$ К и средним размером доменов менее 0,1 мкм имеем $U = 0,007$ эВ.

Исчезновение эффекта при температурах выше 35 К по-видимому связано с тем, что из-за роста тепловых флуктуаций становится существенным взаимодействие вихревых линий и происходит переход к коллективному пиннингу ⁸, что сопровождается экспоненциальным спаданием плотности критического тока и быстрой релаксацией магнитного потока.

Авторы признательны Винникову Л.Я. за полезное обсуждение полученных результатов.

Работа поддерживается Научным Советом по высокотемпературной сверхпроводимости и выполняется в рамках проекта № 344.

-
1. Gittleman J.I., Rosenblum B. Phys. Rev. Lett., 1966, 16, 734.
 2. Bardeen J., Stephen M.J. Phys. Rev., 1965, 140, A1197.
 3. Tachiki M., Takahashi S. Sol. St. Comm., 1989, 72, 1083.
 4. Feinberg D., Villard C. Mod. Phys. Lett., 1990, B4, 9; Phys. Rev. Lett., 1990, 65, 919.
 5. Ivlev B.I., Ovchinnikov Yu.N., Pokrovsky V.L. Europhys. Lett., 1991, 13, 187.
 6. Anderson P.W., Kim Y.B. Rev. Mod. Phys., 1964, 36, 39.
 7. Rice J.P., Ginsberg D.M., Rabin M.V. et al. Phys. Rev B, 1990, 41, 6532.
 8. Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I., Vinokur V.M. Phys. Rev. Lett., 1989, 63, 2303.