

02,05

Усиление магнитным полем собственного пиннинга в монокристалле высокотемпературного сверхпроводника $TmBa_2Cu_3O_y$

© К.С. Пигальский

Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН,
Москва, Россия

E-mail: pigalskiy@chph.ras.ru

(Поступила в Редакцию 2 августа 2016 г.)

Проведено сравнительное исследование комплексной магнитной проницаемости μ^* монокристаллов высокотемпературных сверхпроводников $RBa_2Cu_3O_y$ ($R=Y$ и Tm) в зависимости от магнитного поля, приложенного вдоль кристаллографической ab -плоскости. Выделены вклады в μ^* , обусловленные колебательным движением вихрей перпендикулярно слоям кристаллической решетки μ_v и реализацией критического состояния вдоль слоев. Обнаружено, что при приближении температуры к T_c поведение полевых зависимостей μ_v и критического тока существенно различается для исследованных образцов. Этот эффект связан с проявлением дополнительного необычного механизма собственного пиннинга, возникающего при замене Y^{3+} на магнитный ион Tm^{3+} . Выявленные особенности взаимодействия вихрей со слоем магнитного иона указывают, что оно, скорее, имеет магнитную природу, а не связано с изменением энергии конденсации в коре вихря.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 14-19-00781).

DOI: 10.21883/FTT.2017.03.44151.313

1. Введение

Слоистый характер кристаллической структуры купратных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) определяет многие особенности их физических свойств. Как известно, свободные носители локализованы в слоях CuO_2 , которые разделены слоями диэлектрического типа. При этом перенос заряда происходит не только вдоль проводящих слоев, но и между ними за счет туннельного (джозефсоновского) тока. В результате магнитные свойства кристалла оказываются сильно анизотропными и зависят от угла ориентации внешнего магнитного поля H относительно направления кристаллографических осей.

Соединения типа $RBa_2Cu_3O_y$ ($R=Y, Ln$) вблизи оптимального допирования имеют минимальный параметр анизотропии $\gamma = \lambda_c/\lambda_{ab} = \xi_{ab}/\xi_c$ среди купратных ВТСП ($\gamma = 5-7$ [1,2]). Здесь λ_{ab}, λ_c и ξ_{ab}, ξ_c — компоненты лондоновской глубины проникновения и длины когерентности вдоль ab -плоскости и оси c соответственно. Для этого соединения (в отличие, например, от висмутовых ВТСП, для которых $\gamma > 100$) при расчете свойств вихревой системы в геометрии $H \perp c$ применим анизотропный вариант уравнений Гинзбурга–Ландау, решения которых получены в большинстве физически значимых случаев. В частности, вихри магнитного потока являются трехмерными и анизотропны в плоскости, перпендикулярной H , так что кор вихря имеет меньший размер (ξ_c) вдоль оси c .

Важно отметить, что и для соединений $RBa_2Cu_3O_y$ ($RBCO$) величина ξ_c меньше или порядка расстояния между сверхпроводящими плоскостями. Вследствие этого помимо обычного механизма зацепления вихрей

за дефекты кристаллической структуры в $RBCO$ для ориентации $H \perp c$ реализуется дополнительный механизм анизотропного пиннинга. Природа этого явления, называемого собственным пиннингом, связана с зависимостью энергии вихря от положения его сердцевины относительно CuO_2 -плоскостей, что приводит к пространственной модуляции потенциала вихря вдоль направления оси c [3]. Эффекты, связанные с наличием собственного пиннинга, наблюдались при измерениях крутящего момента [4], сопротивления [5], а также магнитодинамики вихрей вдоль слоев в ВТСП $Bi2212$ [6].

Как известно, при замене иттрия на ионы редкоземельных элементов (РЗЭ) существенных изменений сверхпроводящих (СП) свойств, включая температуру СП-перехода T_c , не наблюдается (за исключением Se, Pr, Tb). Это указывает на слабое обменное взаимодействие между спином СП-носителей и угловым моментом $4f$ -оболочки РЗЭ [7]. Интересно отметить, что в структуре соединений $RBCO$ слой РЗЭ находится между близкорасположенными (сдвоенными) CuO_2 -слоями. К настоящему моменту данные о влиянии магнитного слоя РЗЭ на собственный пиннинг практически отсутствуют.

Информацию о свойствах вихревой системы дает изучение ее отклика на переменную составляющую внешнего магнитного поля. В зависимости от частоты f и амплитуды h переменного поля можно реализовать различные режимы вихревого движения (см., например, [8,9]). В частном случае низкочастотных измерений может быть получена информация о взаимодействии вихрей друг с другом и поверхностью, а также с центрами пиннинга [10,11].

В настоящей работе проведено сравнительное исследование низкочастотной динамики вихрей в геомет-

при $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ для монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO) и $\text{TmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (TmBCO) и выявлены эффекты, свидетельствующие о влиянии слоя магнитного иона Tm^{3+} на характеристики этого движения.

2. Эксперимент

Монокристаллический образец YBCO в форме тонкой пластинки размером $L \times W \times D = 4 \times 0.8 \times 0.25 \text{ mm}$ (где L и W — размеры вдоль ab -плоскости, D — толщина вдоль оси c) был отколот от массивного кристалла, полученного по методике [12]. Монокристалл TmBCO был выращен раствор-расплавным методом [13] и имел размер $L \times W \times D = 3 \times 1.8 \times 0.29 \text{ mm}$. Оба образца насыщались кислородом одновременно путем медленного охлаждения (1°C/h) от 520 до 380°C в токе кислорода. Температура начала перехода в СП-состояние была близкой для обоих образцов и составляла $T_c \sim 88 \text{ K}$.

Измерения полевых зависимостей комплексной магнитной восприимчивости проводились на специально сконструированной установке на основе двухкатушечной методики, которая позволяла с достаточной точностью фиксировать малые изменения восприимчивости в зависимости от постоянного поля (диапазон 0 – 2.5 kOe). Диапазон частот измерений $f = 0.3$ – 2.4 kHz , диапазон амплитуд $h = 0.1$ – 20 Oe . Постоянная и переменная составляющие поля были параллельны плоскости монокристаллической пластинки и направлены вдоль ее длинной грани с размером L (размагничивающий фактор пренебрежимо мал). Величина восприимчивости нормировалась на значение, измеренное при $T = 70 \text{ K}$, минимальной амплитуде и нулевом постоянном поле. Далее результаты измерений пересчитывались в магнитную проницаемость, поскольку последняя величина лучше отражает процесс проникновения переменного поля в образец.

На рис. 1 в качестве примера показаны полевые зависимости действительной μ' и мнимой μ'' частей комплексной магнитной проницаемости μ^* для образца YBCO при $T = 78 \text{ K}$ и различных амплитудах переменного поля ($f = 980 \text{ Hz}$). Как известно, величина μ' характеризует эффективный объем образца, в который проникает переменное поле, а величина μ'' — потери энергии на перемагничивание. Видно, что с увеличением H обе величины монотонно растут, что отражает увеличение плотности вихрей и уменьшение критического тока (градиента магнитной индукции) вблизи поверхности.

При замене Y на Tm поведение зависимостей $\mu'(H)$ и $\mu''(H)$, измеренных при тех же условиях, качественно меняется (рис. 2). Вместо близких к линейным эти зависимости становятся сильно нелинейными, так что с ростом H проникновение переменного поля в образец замедляется и стремится к насыщению. Данные особенности проявляются все более ярко по мере роста температуры и приближения к T_c . Измерения, проведенные при разных f , не выявили влияния частоты на обнаруженные эффекты.

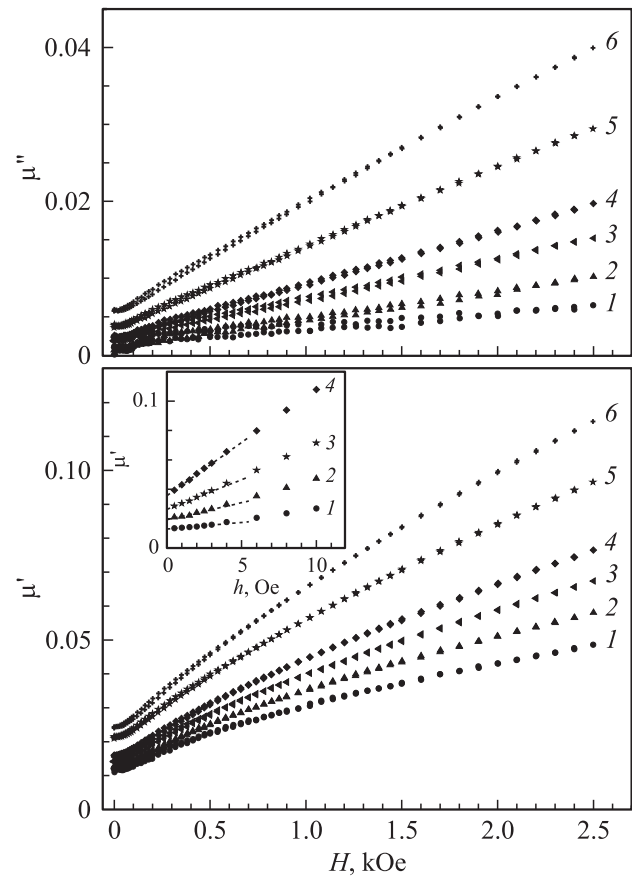


Рис. 1. Зависимости от постоянного магнитного поля H действительной μ' и мнимой μ'' частей комплексной магнитной проницаемости монокристалла YBCO при $T = 78 \text{ K}$ и амплитудах переменного поля $h = 1.0$ (1), 2.0 (2), 3.0 (3), 4.0 (4), 6.0 (5), 8.0 Oe (6). Поле ориентировано вдоль ab -плоскости. На вставке — амплитудные зависимости μ' при $T = 78 \text{ K}$ и значениях $H = 0$ (1), 0.5 (2), 1.2 (3), 2.5 kOe (4). Точки — эксперимент. Штриховыми линиями показана экстраполяция низкоамплитудной области к нулевой амплитуде.

Рассмотрим кратко физические механизмы, которые вносят вклад в низкочастотную магнитную проницаемость, основываясь на результатах [10,14]. При невысокой плотности вихрей ($H \ll H_{c2}$, где H_{c2} — второе критическое поле) действительная часть μ^* содержит три вклада

$$\mu' = \mu'_c + \mu_M + \mu_v. \quad (1)$$

Первый вклад связан с модуляцией переменным полем критического состояния вблизи поверхности сверхпроводника и линейно зависит от h . Два других вклада не зависят от амплитуды. Вклад $\mu_M = 2\lambda/D$ возникает вследствие осцилляции мейснеровского экранирующего тока и является малой постоянной величиной. Третья составляющая μ_v обусловлена индуцированными переменным полем обратимыми колебаниями приповерхностных вихрей вблизи положений равновесия. При этом изменение индукции образца связано с сильной зависимостью магнитного потока ϕ_v вихрей, располо-

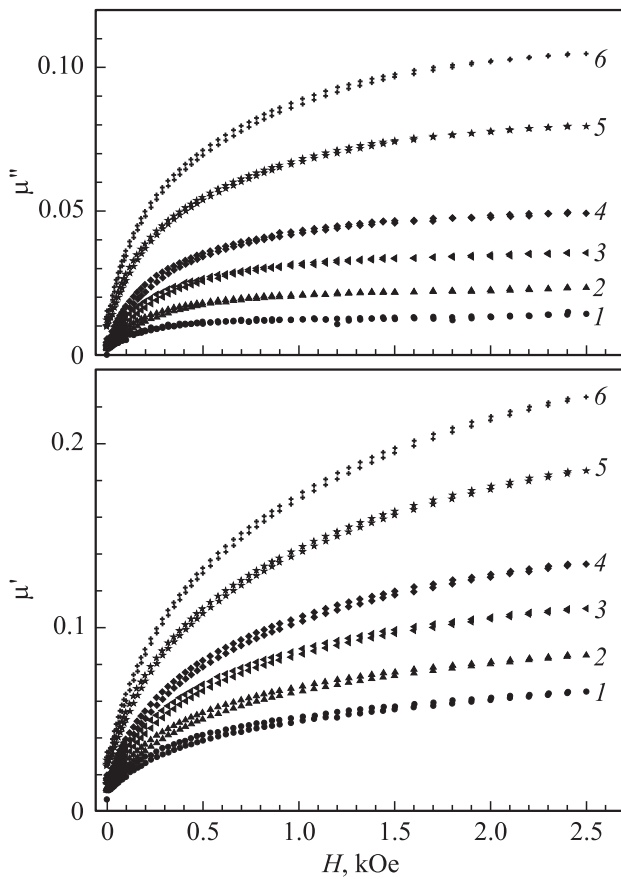


Рис. 2. Полевые зависимости действительной μ' и мнимой μ'' частей комплексной магнитной проницаемости монокристалла TmBCO при $T = 78$ К. Обозначение кривых то же, что на рис. 1.

женных в слое толщиной $\sim \lambda$, от расстояния до поверхности x : $\phi_v = \phi_0[1 - \exp(x/\lambda)]$ (ϕ_0 — квант магнитного потока) [15].

Вклад в потери вносит только механизм, связанный с реализацией критического состояния: $\mu' = \mu''$. Если глубина проникновения переменного поля не достигает середины образца, то расчеты в рамках модели Бина дают следующие выражения для компонент магнитной проницаемости [9,10]:

$$\mu'_c = h(5/2\pi J_c D_c), \tag{2}$$

$$\mu''_c = h(10/3\pi^2 J_c D_c). \tag{3}$$

Здесь J_c — плотность критического тока в единицах $A \cdot cm^{-2}$, D_c — размер образца в направлении проникновения поля в см, h измеряется в Ое.

На вставке к рис. 1 показаны амплитудные зависимости μ' , анализ которых позволяет разделить эти вклады. Наклон линейных участков (штриховые линии) дает информацию о величине J_c (см. формулу (2)), а значение μ'_0 , куда экстраполируется линейная зависимость $\mu_v(H)$ к нулевой амплитуде, отвечает сумме $\mu_M + \mu_v$. При этом μ_M отвечает значению μ'_0 при $H = 0$.

Как следует из данных, представленных на вставке к рис. 1, а также полученных ранее для других монокристаллов YBCO [10,14,16,17], экспериментально фиксируется наличие всех трех вкладов, входящих в (1). Однако, как показано далее, условия реализации критического состояния и режима обратимых колебаний являются взаимоисключающими. Действительно, при колебательном движении вихрей их количество не изменяется, т.е. существует конечный интервал внешнего поля $\Delta H_{vs} > h$, в котором вихревая система остается устойчивой относительно модуляции H переменной составляющей. Существуют две физические причины, приводящие к появлению такого интервала. Прежде всего это поверхностный барьер для входа и выхода вихрей (барьер Бина–Ливингстона), причем для выхода вихрей он может сохраняться в значительно более широком интервале H , чем для входа [18]. Интервал ΔH_{vs} в исследуемой геометрии $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ для монокристалла YBCO с хорошим качеством поверхности был определен

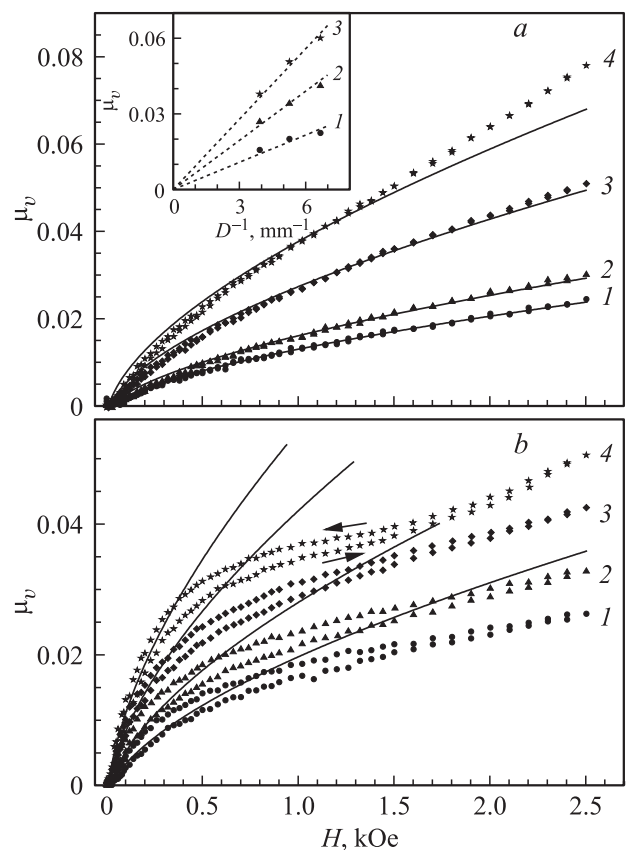


Рис. 3. Полевые зависимости вклада в магнитную проницаемость от колебательного движения приповерхностных вихрей μ_v для монокристаллов YBCO (a) и TmBCO (b) при температурах $T = 76$ (1), 78 (2), 80 (3), 81 К (4). Точки — эксперимент. Сплошные кривые — расчет по формулам (4)–(6) для термодинамически равновесного состояния. Стрелки показывают направление гистерезиса μ_v при изменении направления развертки поля. На вставке — зависимость величины μ_v от толщины D для монокристалла YBCO при $H = 1$ кОе и температурах $T = 78$ (1), 80 (2), 81 К (3).

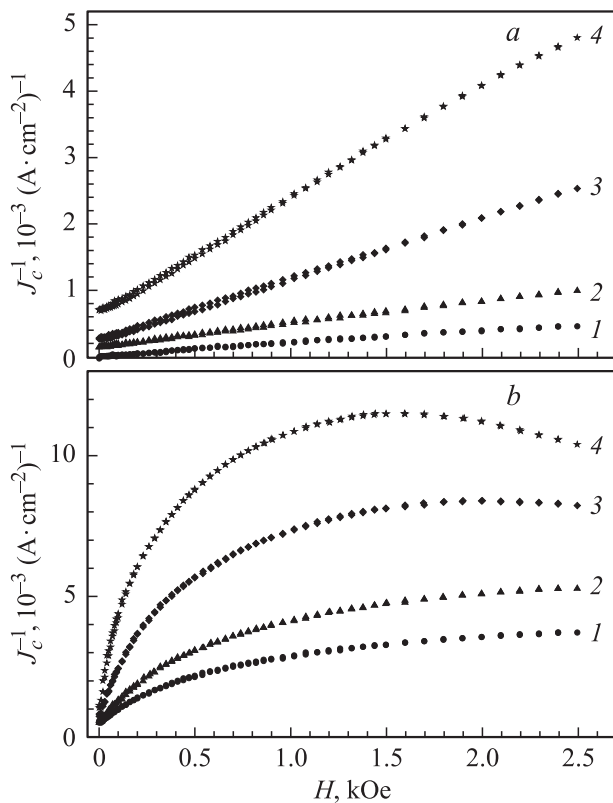


Рис. 4. Обратная величина критического тока в зависимости от магнитного поля для монокристаллов YBCO (a) и TmBCO (b) при температурах $T = 76$ (1), 78 (2), 80 (3), 81 K (4).

экспериментально [16,17]. Другая физическая причина связана с процессом переполаризации вихрей внутри потенциальной ямы пиннинга. В [19] показано, что с учетом нелокальных эффектов в модели критического состояния этот механизм дает $\Delta H_{vs} \sim J_c \lambda$.

С другой стороны, для реализации критического состояния, т.е. модуляции знака градиента магнитной индукции вблизи поверхности под действием переменной составляющей магнитного поля, необходимо, чтобы вихри практически свободно входили и выходили из образца, что означает выполнение условия $\Delta H_{vs} \ll h$.

Возможная причина одновременной реализации вкладов μ_v и μ_c связана с анизотропией, т.е. с различием условий проникновения вихрей на разных гранях монокристалла. Естественно предположить, что поверхностный барьер реализуется для грани, параллельной кристаллографическим плоскостям, и отсутствует на торцах пластинки, где вихри проникают вдоль джозефсоновских контактов между СП-слоями. Для проверки этого предположения были проведены измерения на монокристалле, толщину D которого вдоль оси c последовательно уменьшали, обтачивая плоские грани. Действительно, как видно из вставки к рис. 3, а, вклад от колебательного движения вблизи поверхности увеличивался с уменьшением D , так что зависимость $\mu_v(D^{-1})$ близка к линейной.

В то же время зависящий от амплитуды вклад изменялся незначительно. Этот результат подтверждает, что колебательное движение вихрей происходит в направлении оси c около плоских граней, а вход и выход вихрей — с торцов монокристалла вдоль кристаллографических плоскостей.

Из рис. 3 видно, что поведение полевых зависимостей μ_v для двух монокристаллов качественно различается. Если для YBCO эти зависимости близки к линейным (рис. 3, a), то на кривых $\mu_v(H)$ для TmBCO явно виден излом в поле $H_{cr} \sim 400$ Oe с последующим слабым изменением с увеличением H (рис. 3, b). По-видимому, в поле H_{cr} включается дополнительный механизм, ограничивающий амплитуду колебаний вихрей (небольшой гистерезис $\mu_v(H)$ для TmBCO, имеющего лучшее качество поверхности, чем образец YBCO, связан с проявлением поверхностного барьера [16,17]).

Также сильно различаются полевые зависимости критического тока, рассчитанного на основе формулы (2) (рис. 4), в которой за D_c принята ширина W образцов. Для образца YBCO близкая к линейной зависимость J_c в выбранных координатах означает выполнение закона типа Кима–Андерсона $J_c = J_{c0}/(1 + H/B_0)$ [20]. В то же время для TmBCO с ростом поля проявляется механизм, увеличивающий критический ток. Эффекты, наблюдаемые на полевых зависимостях как μ_v , так и J_c , становятся все более заметными по мере приближения к T_c .

3. Обсуждение

Теоретическое рассмотрение вклада в магнитную проницаемость от колебательного движения вихрей под действием переменной составляющей внешнего магнитного поля было выполнено в [16,17]. Расчет проводился для дискретной вихревой решетки, учитывалось взаимодействие вихрей между собой и с поверхностью. Сила пиннинга считалась малой по сравнению с силами межвихревого взаимодействия. Была получена аналитическая формула для величины вклада, которая с учетом геометрии эксперимента ($\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$) может быть записана в виде

$$\mu_v = \frac{\phi_0}{2\pi D k \lambda_{ab}} \exp(-d/2\lambda_{ab}) \frac{\tilde{B}_v^3}{[H + (H^2 - \tilde{B}_v^2)^{1/2}]^2}, \quad (4)$$

где

$$\tilde{B}_v = B_v \frac{d}{2\lambda_{ab} \operatorname{sh}(d/2\lambda_{ab})}. \quad (5)$$

Здесь d — расстояние между рядами вихрей в глубине сверхпроводника, в случае треугольной вихревой решетки $d = (\sqrt{3}\phi_0/2\gamma B_v)^{1/2}$, B_v — магнитная индукция вдали от поверхности. Входящий в (4) параметр k — упругая константа, определяющая эффективную крутизну потенциальной ямы, в которой происходят колебания первого ряда вихрей. В общем случае $k = k_v + k_p$, где вихревой член k_v определяется взаимодействием вихрей

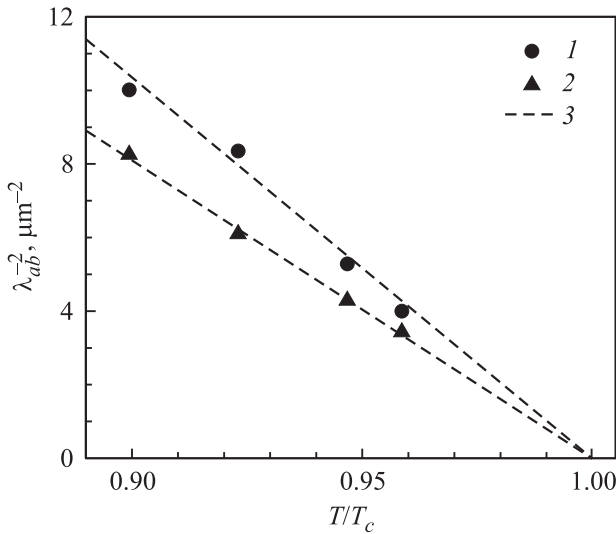


Рис. 5. Зависимость λ_{ab}^{-2} от температуры вблизи T_c для YBCO (1) и TmBCO (2). Точки отвечают значениям λ_{ab} , при которых рассчитывались кривые на рис. 3. 3 — линейная экстраполяция.

между собой и поверхностью и имеет вид [17]

$$k_v = \frac{\phi_0}{4\pi\lambda_{ab}^2} \exp(-d/2\lambda_{ab}) \frac{\tilde{B}_v(H^2 - \tilde{B}_v^2)^{1/2}}{H + (H^2 - \tilde{B}_v^2)^{1/2}}, \quad (6)$$

k_p — вклад от взаимодействия с центрами пиннинга. Так же как и в более ранних публикациях [16,17], в настоящей работе при описании экспериментальных зависимостей $\mu_v(H)$ для YBCO в исследованной области температур вблизи T_c влияние пиннинга будем считать пренебрежимо малым. Тогда магнитная индукция B_v отвечает термодинамически равновесному состоянию и может быть рассчитана с помощью известной формулы Феттера для намагниченности (которая с исправленными значениями входящих в нее констант приведена, например, в [21]).

При заданных значениях параметра Гинзбурга–Ландау κ и анизотропии (типичных для YBCO значениях $\kappa = 60$ и $\gamma = 5$) при расчетах по формулам (4)–(6) единственным подгоночным параметром является величина λ_{ab} . Сплошными кривыми на рис. 3, а показаны результаты подгонки $\mu_v^{\text{eq}}(H)$, которые довольно хорошо описывают экспериментальные кривые $\mu_v(H)$. Полученные при этом значения λ_{ab} находятся в согласии с литературными данными (см., например, [22]), а зависимость λ_{ab}^{-2} от приведенной температуры близка к линейной (рис. 5).

Поведение кривых $\mu_v(H)$ для TmBCO (рис. 3, б) во всем диапазоне H явно не может быть описано расчетными зависимостями в рамках тех же приближений. Это указывает на существование дополнительного механизма, влияющего на μ_v , по крайней мере начиная с поля H_{cr} , вблизи которого наблюдается излом $\mu_v(H)$. Если предположить, что ниже H_{cr} кривые $\mu_v(H)$ близки к равновесным, то подгонка по формулам (4)–(6) (при

тех же значениях параметров κ и γ) дает величины λ_{ab} , близкие к полученным для YBCO (рис. 5). Соответствующие расчетные зависимости $\mu_v^{\text{eq}}(H)$ показаны на рис. 3, б сплошными кривыми. Отметим, что сохранение величины анизотропии при переходе от Y к Tm было подтверждено экспериментально [23].

Таким образом, можно полагать, что при $H < H_{\text{cr}}$ состояние вихревой решетки в TmBCO близко к равновесному, а влияние дополнительного механизма пиннинга проявляется в виде отклонения экспериментальных кривых от расчетных. Для оценки дополнительного вклада в силовую константу на основе (4) можно записать

$$k_p = k_v(\mu_v/\mu_v^{\text{eq}} - 1), \quad (7)$$

где k_v и μ_v^{eq} рассчитываются при значениях $\lambda_{ab}(T)$, полученных из низкополевой области. Необходимо отметить, что получаемые таким способом значения k_p являются эффективными, так как включают в себя влияние дополнительной потенциальной ямы не только на первый ряд, но и на последующие ряды вихрей, а также градиент магнитной индукции (градиент расстояния между вихревыми рядами) вблизи поверхности.

Полевые зависимости k_v и k_p для монокристалла TmBCO приведены на рис. 6 (чтобы не загромождать рисунок, при расчете k_p использовались данные $\mu_v(H)$ при вводе поля). По мере приближения температуры к T_c значения k_v сильно уменьшаются, что отражает уменьшение межвихревых взаимодействий с ростом λ . В то же время полученные значения k_p оказываются не зависящими от температуры в пределах погрешности определения. Именно постоянство дополнительного

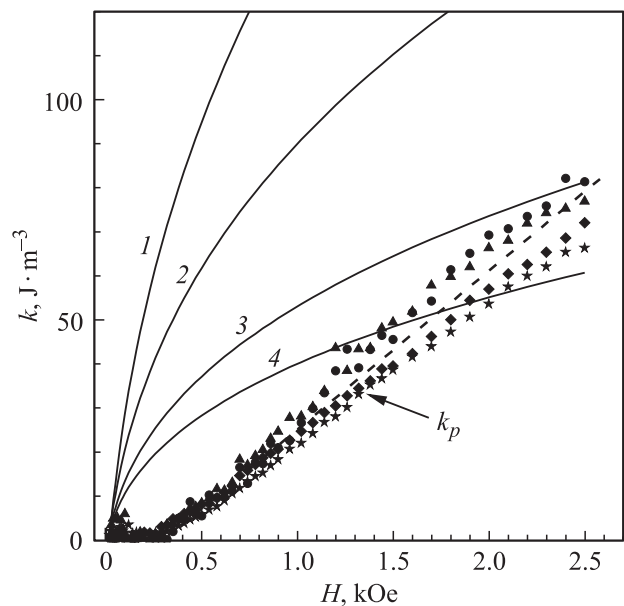


Рис. 6. Полевые зависимости силовых констант k_v (сплошные кривые) и k_p (точки) при температурах $T = 76$ (1 и кружки), 78 (2 и треугольники), 80 (3 и ромбы), 81 К (4 и звездочки). Штриховая кривая — линия, усредненная по значениям k_p при различных температурах.

вклада с температурой приводит к тому, что он, являясь относительно небольшим по величине, становится все более заметным по мере приближения температуры к T_c .

Наличие дополнительного вклада в J_c в образце TmBCO (по сравнению с YBCO) хорошо видно из рис. 4. Однако проведение столь же подробного анализа полевых зависимостей J_c , как это было сделано для $\mu_v(H)$, с целью определения величины дополнительного вклада встречает ряд трудностей. Главная из них — отсутствие достоверной информации о виде зависимостей $J_c(H)$, которые определяются как дефектностью конкретного образца, так и тем, насколько точно совпадают направления внешнего поля и ab -плоскости.

Эффекты, связанные с усилением пиннинга в соединениях RBCO при ориентации внешнего поля $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$, наблюдались и в других работах. В [24] было обнаружено, что для ориентированного поликристалла TmBCO $J_{c\parallel} < J_{c\perp}$ (поле приложено параллельно (\parallel) и перпендикулярно (\perp) оси c соответственно), т.е. анизотропия критического тока противоположна тому, что обычно наблюдается для YBCO. Подобный эффект также наблюдался для YbBCO вблизи T_c [25]. Если при низкой температуре получено обычное соотношение между размахами гистерезиса намагниченности $\Delta M_{c\parallel}$ и $\Delta M_{c\perp}$ ($\Delta M_{c\parallel} > \Delta M_{c\perp}$), то при приближении к T_c происходит кроссовер, и $\Delta M_{c\parallel} < \Delta M_{c\perp}$.

Как известно, энергия пиннинга при обычном механизме, связанном с уменьшением энергии конденсации в коре вихря, когда в него попадает область с пониженным значением параметра порядка (включение нормальной фазы), пропорциональна H_c^2 (где H_c — первое критическое поле). По мере увеличения температуры и приближения к T_c эта энергия быстро убывает и становится порядка $k_B T$ вблизи хорошо известной линии необратимости на H - T -фазовой диаграмме (k_B — постоянная Больцмана). Отсутствие явной температурной зависимости выявленного вклада в пиннинг в TmBCO указывает на то, что его природа, скорее, связана не с подавлением параметра порядка в коре вихря, а с некоторым магнитным взаимодействием.

На магнитную природу дополнительного взаимодействия в монокристалле TmBCO указывает и то, что оно не проявляется в поле ниже $H_{cr} \sim 400$ Ое. Величина этого поля по порядку величины отвечает внутреннему полю, определенному на ядре Tm [26].

Вихрь, расположенный между сверхпроводящими слоями и имеющий свойства джозефсоновского вихря, подробно рассмотрен в обзоре [2]. Однако структура вихревого кора, если он попадет на сдвоенные сверхпроводящие CuO_2 -слои, между которыми располагается магнитный слой, до сих пор не рассматривалась. Также неизвестно, зависит ли энергия такого вихря от внешнего поля, ориентирующего магнитные моменты парамагнитного иона.

По поводу природы обнаруженного взаимодействия можно сделать лишь несколько предположений. Оно может быть связано с существованием вблизи сердцевины

вихря антиферромагнитной фазы, предсказанным в [27]. Другая гипотеза может быть основана на результатах [28], полученных в модели разделения заряда и спина (формирование СП-состояния происходит на основе квазичастиц: заряженных бесспиновых бозонов (холонов) и нейтральных фермионов (спионов) [29]). Показано, что энергетически выгодным оказывается образование вихрей, несущих такой же квант магнитного потока ϕ_0 , как и в классических сверхпроводниках, однако имеющих в коре спин $S_z = \pm 1/2$. Тогда обнаруженный эффект может быть связан с взаимодействием спина вихря с парамагнитным моментом слоя Tm^{3+} во внешнем магнитном поле. В целом обнаруженное взаимодействие магнитного иона и вихревой системы находится в ряду других слабых магнитных эффектов, проявляющихся в сверхпроводящем и нормальном состояниях купратных ВТСП [30].

4. Заключение

Сравнительное исследование низкочастотной магнитодинамики вихревой системы в монокристаллах YBCO и TmBCO при ориентации внешнего магнитного поля вдоль слоев кристаллической решетки показывает, что наличие слоя магнитного иона Tm^{3+} приводит к возникновению необычного механизма пиннинга. Соответствующее дополнительное взаимодействие вихрей с магнитным слоем индуцируется магнитным полем, причем только начиная с некоторого порогового значения $H_{cr} \sim 400$ Ое, и практически не зависит от температуры вблизи T_c . Требуется дополнительные исследования для выяснения природы этого взаимодействия.

Автор выражает благодарность В.И. Воронковой за предоставление монокристаллов TmBCO для исследований и З.А. Казей за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] N.E. Hussey, J.R. Cooper, R.A. Doyle, C.T. Lin, W.Y. Liang, D.C. Sinclair, G. Balakrishnan, D.McK. Paul, A. Revcolevschi. Phys. Rev. B **53**, 6752 (1996).
- [2] A.E. Koshelev, M.J.W. Dodgson. ЖЭТФ **144**, 519 (2013).
- [3] S. Nieber, H. Kronmüller. Physica C **210**, 188 (1993).
- [4] A. Kortyka, R. Puzniak, A. Wisniewski, M. Zehetmayer, H.W. Weber, Y.Q. Cai, X. Yao. Supercond. Sci. Technol. **23**, 065001 (2010).
- [5] R.V. Vovk, A.V. Samoilov, I.L. Goulatis, A. Chroneos. Mod. Phys. Lett. B **27**, 1350220 (2013).
- [6] D. Shaltiel, H.-A. Krug von Nidda, B.Ya. Shapiro, B. Rosenstein, A. Loidl, B. Bogoslavsky, I. Shapiro, T. Tamegai. Phys. Rev. B **77**, 214522 (2008).
- [7] M.B. Maple, J.M. Ferreira, R.R. Hake, B.W. Lee, J.J. Neumeier, C.L. Seaman, K.N. Yang, H. Zhou. J. Less Common Met. **149**, 405 (1989).
- [8] E.H. Brandt. Phys. Rev. Lett. **67**, 2219 (1991).
- [9] F. Gömöry. Supercond. Sci. Technol. **10**, 523 (1997).
- [10] L.G. Mamsurova, K.S. Pigalskiy, V.P. Sakun, L.G. Scherbakova. Physica C **200**, 175 (1992).

- [11] A.J. Moreno, V. Bekkeris. *Physica C* **329**, 178 (2000).
- [12] N.A. Nizhelskiy, O.L. Poluschenko, V.A. Matveev. *Supercond. Sci. Technol.* **20**, 81 (2007).
- [13] В.И. Воронкова, В.К. Яновский, В.Н. Молчанов, Н.И. Сорокина, В.И. Симонов. Письма в ЖЭТФ **52**, 854 (1990).
- [14] Л.Г. Мамсурова, К.С. Пигальский, В.П. Сакун, Л.Г. Щербатова. ФТТ **37**, 2954 (1995).
- [15] В.В. Шмидт, Г.С. Мкртчян. УФН **112**, 459 (1974).
- [16] К.И. Кугель, Л.Г. Мамсурова, К.С. Пигальский, А.Л. Рахманов. ФНТ **24**, 823 (1998).
- [17] K.I. Kugel, L.G. Mamsurova, K.S. Pigalskiy, A.L. Rakhmanov. *Physica C* **300**, 270 (1998).
- [18] Ф.Ф. Терновский, Л.Н. Шехата. ЖЭТФ **62**, 2297 (1972).
- [19] В.С. Горбачев, С.Е. Савельев. ЖЭТФ **107**, 1247 (1995).
- [20] Y.B. Kim, C.F. Hempstead, A.R. Strnad. *Phys. Rev. Lett.* **9**, 306 (1962).
- [21] В.В. Погосов, А.Л. Рахманов, К.И. Кугель. ЖЭТФ **118**, 676 (2000).
- [22] J.E. Sonier, R.F. Kiefl, J.H. Brewer, D.A. Bonn, J.F. Carolan, K.H. Chow, P. Dosanjh, W.N. Hardy, R. Liang, W.A. MacFarlane, P. Mendels, G.D. Morris, T.M. Riseman, J.W. Schneider. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 744 (1994).
- [23] J.V. Thomas, G.K. Perkins, D.E. Lacey, J.T. Totty, L.F. Cohen, A.D. Caplin, A.A. Zhukov, V.I. Voronkova. *Supercond. Sci. Technol.* **12**, 135 (1999).
- [24] J.H. Lee, M. Choi, D. Ahmad, S.S. Ahn, I.S. Park, D.J. Kim, Y.C. Kim, M.S. Jang, M.H. Sohn, Rock-Kil Ko, D.Y. Jeong. *J. Korean Phys. Soc.* **50**, 1180 (2007).
- [25] D. Ahmad, G.C. Kim, J.H. Lee, Rock-Kil Ko, I. Park, Y.C. Kim. *Int. J. Mod. Phys. B* **23**, 159 (2009).
- [26] О.Н. Бахарев, Д. Вагнер, А.Г. Володин, А.В. Дуглав, А.В. Егоров, О.Б. Марвин, В.В. Налетов, М.А. Теплов. Письма в ЖЭТФ **58**, 630 (1993).
- [27] S.C. Zhang. *Science* **275**, 1089 (1997).
- [28] V.N. Muthukumar, Z.Y. Weng. *Phys. Rev. B* **65**, 174511 (2002).
- [29] P.W. Anderson. *Science* **235**, 1196 (1987).
- [30] C. Boekema, F. Owens, A. Love, Z. Li, P. Sakkaris, W.K. Dawson. *Int. J. Mod. Phys. B* **29**, 1542026 (2015).