

Угловые зависимости пик-эффекта в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$

© Т.И. Арбузова, И.Б. Смоляк, С.В. Наумов

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

(Поступила в Редакцию 24 июня 1996 г.)

Исследованы угловые зависимости петель гистерезиса намагниченности при $T = 77$ К на серии монокристаллов YBCO , обладающих пик-эффектом. Показано, что возникновение пик-эффекта связано с пиннингом продольных вихрей вдоль c -оси на упорядоченных дефектах типа двойниковых границ. Поведение пик-эффекта в области промежуточных углов обусловлено анизотропным проникновением магнитного поля в квазидвумерные сверхпроводники. Для тонких кристаллов с разреженной структурой упорядоченных дефектов это может приводить к росту пик-эффекта за счет образования кинк-структуры вихря и "внутреннего" пиннинга поперечных сегментов на плоскостях Cu-O .

Одним из примеров необычного поведения высокотемпературных сверхпроводников в области критического состояния является так называемый пик-эффект, который заключается в уширении петли гистерезиса намагниченности M в области промежуточных полей (выше поля проникновения H_p) и возникновении второго максимума в зависимостях критического тока от поля и температуры [1,2]. Причина этого явления в ВТСП-соединениях в данное время остается до конца невыясненной. В [2,3] было показано, что поле пик-эффекта H_m коррелирует с полем, при котором в монокристалле возникает гранулярность, т.е. кристалл разбивается на несвязанные сверхпроводящие домены. Это косвенно указывает на то, что дефекты, связанные с пик-эффектом, должны быть топологически замкнутой системой областей со слабой сверхпроводимостью, переходящих в нормальное состояние в полях второго максимума в зависимости $M(H)$. Было также показано, что система слабых связей, скорее всего, возникает в областях с недостатком кислорода [2]. Примером такой системы дефектов могут служить границы двойников, которые, по-видимому, обладают пониженным по сравнению с основной фазой содержанием кислорода и образуют замкнутую систему параллельных плоскостей. Эксперименты по декорированию вихревой решетки [4] показали, что эффективный пиннинг на границах двойников происходит при достаточно высоких температурах ($60 \text{ К} < T < T_c$). В ряде работ были проведены температурные измерения гистерезисных петель намагниченности для YBCO (см., например, [5]), а также было показано, что наиболее ярко пик-эффект проявляется также в области $T > 60$ К. Данные работ [6,7] для монокристаллов YBCO с разной плотностью двойниковых границ указывают на то, что возникновение пик-эффекта связано с усилением пиннинга границами двойников из-за смягчения вихревой решетки перед ее плавлением (melting-переход).

В силу анизотропной структуры двойниковых границ пиннинг на них должен быть очень чувстви-

тельным в направлении внешнего магнитного поля. Для YBCO -кристаллов пик-эффект отсутствует при направлениях поля, близких к ab -плоскости [8–10]. Данные о поведении пик-эффекта в области промежуточных углов противоречивы. В [8] наблюдалось монотонное изменение петель гистерезиса при отклонении поля от направления $H \parallel (ab)$ к $H \parallel c$. При этом положение второго максимума намагниченности сдвигалось в область меньших полей и ширина гистерезисной петли в области пик-эффекта достигала максимальной величины при $H \parallel c$. Сильная анизотропия сверхпроводящих параметров (длина когерентности ξ , глубина проникновения λ и др.) в ВТСП-соединениях может приводить к зависимости магнитной энергии от угла между направлением поля и кристаллографическими осями [11,12]. Это вызывает ряд особенностей проникновения магнитного потока в образец. Авторы [8] предполагают, что в области промежуточных углов φ между полем и осью c ($\varphi \leq 60^\circ$) экранирующие токи циркулируют только параллельно плоскостям ab , и, следовательно, они наводятся за счет перпендикулярной плоскости ab компоненты внешнего поля $B \cos \varphi$. Величина намагниченности при этом определяется компонентой $M(\varphi = 0)/\cos \varphi$ и монотонно уменьшается с углом. В отличие от авторов [8] мы наблюдали на ряде кристаллов YBCO немонотонное изменение петель гистерезиса от угла φ [10]. Максимальное уширение гистерезисной петли в области пик-эффекта происходило при углах $5\text{--}20^\circ$ от направления $H \parallel c$. В отличие от авторов работы [8], в которой измерения проводились на массивных образцах размером порядка $2 \times 2 \times 1.5$ мм, мы в [10] исследовали довольно тонкие монокристаллы в виде пластинок толщиной $10\text{--}100$ $\mu\text{м}$ вдоль оси c . Причина расхождения данных, как нам кажется, может быть связана с особенностями пиннинга в тонких квазислоистых образцах, когда период дефектной подрешетки сравним с толщиной кристалла. В данной работе были исследованы угловые зависимости петель гистерезиса намагниченности для серии монокристаллов YBCO ,

обладающих пик-эффектом, с близкими значениями T_c и различной толщиной d . При обсуждении полученных результатов было предложено объяснение немонотонного поведения пик-эффекта для тонких монокристаллов.

1. Эксперимент

Монокристаллы YBCO были выращены методом из раствора в расплаве в системе CuO–BaO [13]. Были отобраны три образца в виде тонких прямоугольных пластинок с осью c , перпендикулярной плоскости, примерно одинакового размера, но различной толщины d . Толщина кристаллов оценивалась по измерениям массы из расчета теоретической плотности для YBCO. При осмотре поверхности ab кристаллов на поляризационном микроскопе хорошо проявлялась блочная структура двойниковых доменов, расположенных под углом 45° к естественным граням образца. Температура сверхпроводящего перехода T_c определялась индуктивным методом в поле $H < 0.1$ Ое по резкому скачку восприимчивости в диамагнитной области. Измерения намагниченности проводились на вибрационном магнитометре при $T = 77$ К и в полях до 15 кОе. Изменение угла φ между полем H и осью c осуществлялось путем поворота держателя образца относительно оси магнита с точностью $\Delta\varphi \approx 2^\circ$. Ориентация образца на держателе характеризовалась углом α между проекцией поля на плоскость ab и нормалью к границам двойникового (рис. 1). Все три монокристалла имели температуру СП-перехода $T_c = 93$ К и показывали пик-эффект при $T = 77$ К для положения $H \parallel c$. Значения поля пик-эффекта H_m для них были довольно высокими ($H_m \geq 13$ кОе). Из-за больших значений H_m трудно сделать вывод о поведении пик-эффекта при больших углах. Желательно исследовать кристалл с более низким значением H_m . Небольшим уменьшением содержания кислорода в образце можно снизить T_c и сместить

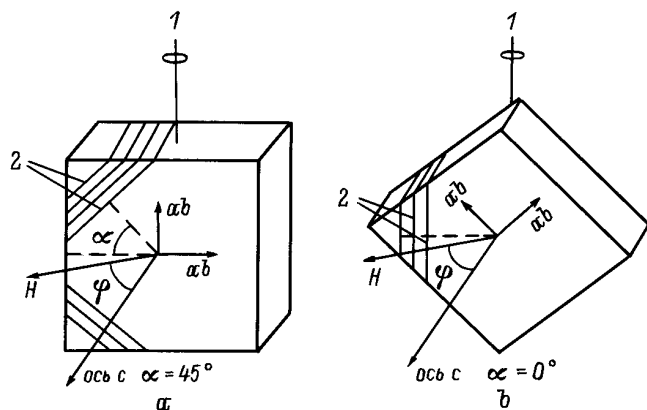


Рис. 1. Ориентация образца для двух разных значений α ($^\circ$): a — 45 , b — 0 . 1 — ось поворота, 2 — границы у двойников.

Данные угловых измерений и некоторые параметры для монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$

Номер образца	T_c , К	d , μm	α , deg	φ_{max} , deg	k	r , μm
1	92	60	45	9.75	1.106	7.25
2	92	45	45	13	1.353	7.35
2	92	45	0	10.4	1.1	8.26
3	92	14	45	21	2.2	3.8

пик-эффект в область меньших полей при той же температуре измерения [14]. Поэтому после проведения угловых измерений петель гистерезиса один из монокристаллов (№ 1 в таблице) был отожжен на воздухе при $T = 550^\circ\text{C}$ с последующей закалкой в жидкий азот и повторно исследован.

2. Результаты

Для трех монокристаллов были сняты зависимости гистерезисных петель намагниченности от угла между внешним полем и осью c ($-20 < \varphi < 90^\circ$) при $T = 77$ К. На рис. 2 приведены петли гистерезиса для кристалла № 3 (см., таблицу) при некоторых углах φ . Как видно из этого рисунка, данный кристалл обладает ярко выраженным пик-эффектом намагниченности с полем второго максимума $H_m \geq 13$ кОе. Важной особенностью измеренного кристалла является то, что максимум пик-эффекта не наблюдается для положения $H \parallel c$. Для того чтобы выявить особенности поведения намагниченности в области пик-эффекта при наклонных полях, на рис. 3 приведена зависимость ширины гистерезисной петли ΔM от угла φ при значениях поля $H = 13$ кОе и 0. В обоих полях зависимость $\Delta M(\varphi)$ является симметричной относительно положения $H \parallel c$. Однако в отличие от кривой при $H = 0$ максимум величины ΔM в области пик-эффекта достигается при некотором промежуточном значении угла φ_{max} . Подобные зависимости были получены для двух других кристаллов. Ориентация измеренных образцов на штоке соответствовала углу $\alpha = 45^\circ$ (рис. 1, а). Для количественной оценки возрастания намагниченности в области пик-эффекта при повороте образца от $\varphi = 0$ до φ_{max} мы использовали величину $k = \Delta M(\varphi_{\text{max}})/\Delta M(\varphi = 0)$, взятую при $H = 13$ кОе. Данные угловых экспериментов и некоторые характеристики трех монокристаллов приведены в таблице. Из таблицы видно, что при одинаковой ориентации образцов $\alpha = 45^\circ$ наблюдается тенденция к увеличению угла максимального пик-эффекта φ_{max} и параметра k с уменьшением толщины кристалла d . Максимальные величины $\varphi_{\text{max}} = 21^\circ$ и $k = 2.2$ получены для самого тонкого кристалла с $d = 14 \mu\text{m}$.

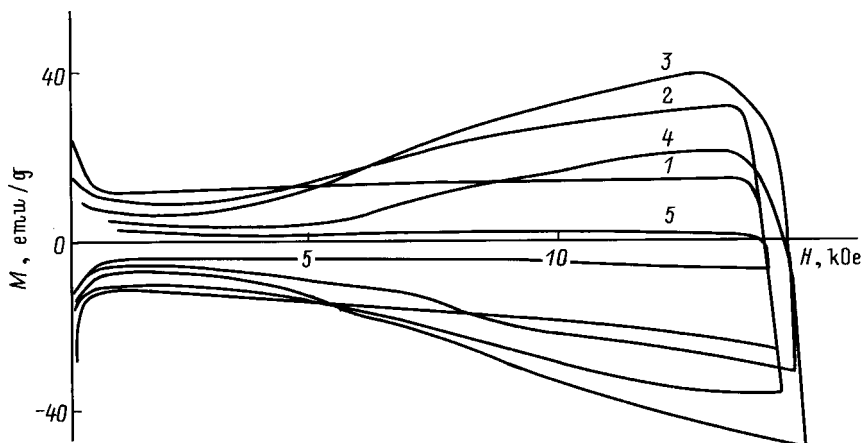


Рис. 2. Гистерезисные петли намагниченности монокристалла № 3 (см. таблицу) при $T = 77$ К и $\alpha = 45^\circ$ для разных углов φ между полем и осью c . φ ($^\circ$): 1 — 0, 2 — 7.5, 3 — 21, 4 — 46, 5 — 60.

В случае пиннинга вихрей не на точечных, а на плоскостных дефектах типа границ двойников направление внешнего поля по отношению к пиннигующим дефектам должно характеризоваться не только углом φ между полем и осью c , но и углом α между нормалью к двойниковым границам и проекцией поля на плоскость ab . Изменение α может существенно повлиять на вид зависимостей $M(\varphi)$. Для кристалла № 2 дополнительно была снята угловая зависимость гистерезисной петли при ориентации $\alpha = 0^\circ$ (рис. 1, b). На рис. 4 приведены зависимости $\Delta M(\varphi)$ кристалла № 2 при $H = 13$ кОе для двух ориентаций: $\alpha = 45$ и 0° . Как видно из этого рисунка и таблицы, уменьшение α привело к уменьшению угла φ_{max} и параметра k .

С целью смещения пик-эффекта в область меньших полей и выяснения динамики его поведения при больших углах φ монокристалл № 1 (см. таблицу)

был отожжен на воздухе при температуре 550°C . После отжига температура сверхпроводящего перехода составляла 85 К, а после пик-эффекта H_m равнялась 3 кОе при $H \parallel c$ и $T = 77$ К. На рис. 5 приведены петли гистерезиса при разных углах φ , а на рис. 6 зависимость $\Delta M(\varphi)$ в полях $H = H_m$ и 0 для отожженного кристалла. С увеличением угла φ максимум намагниченности в районе H_m сильно размывается, а само значение H_m сдвигается в сторону больших полей. В отличие от исходного образца с высокой T_c для него при всех полях наблюдается монотонная зависимость ширины гистерезисной петли от угла с максимумом при положении $H \parallel c$, т.е. $\varphi_{max} = 0$. Таким образом, не только толщина измеряемого образца, но и уменьшение T_c может приводить к монотонной угловой зависимости пик-эффекта. Обе эти возможности обсуждаются далее.

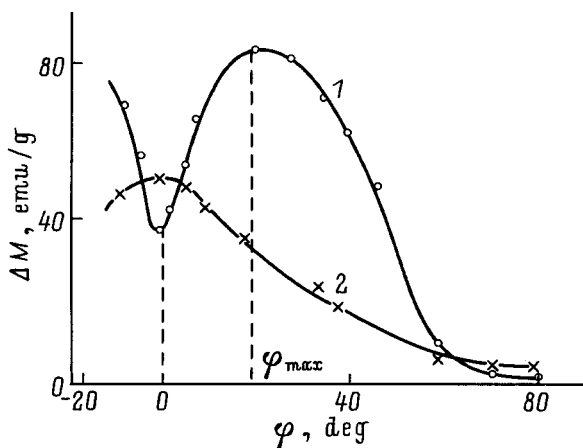


Рис. 3. Угловые зависимости ширины петли гистерезиса ΔM образца № 3 при $\alpha = 45^\circ$ и $T = 77$ К для $H = 13$ кОе (1) и 0 (2).

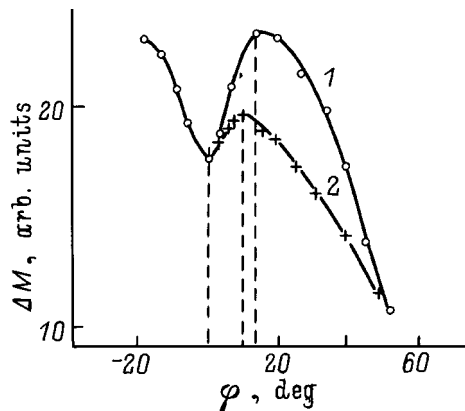


Рис. 4. Угловые зависимости ширины петли гистерезиса ΔM монокристалла № 2 (см. таблицу) при $H = 13$ кОе и $T = 77$ К для двух ориентаций образца. φ ($^\circ$): 1 — 45, 2 — 0.

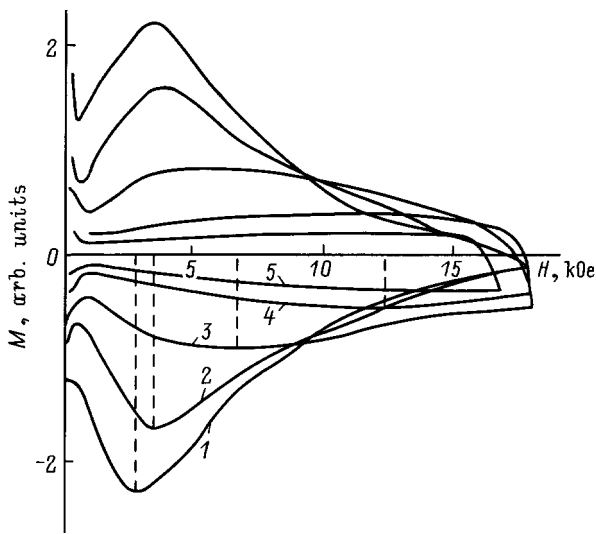


Рис. 5. Гистерезисные петли намагниченности монокристалла № 1 после отжига для разных углов φ между полем и осью c ($T = 77$ К). φ (°): 1 — 0, 2 — 30, 3 — 58, 4 — 70, 5 — 77.

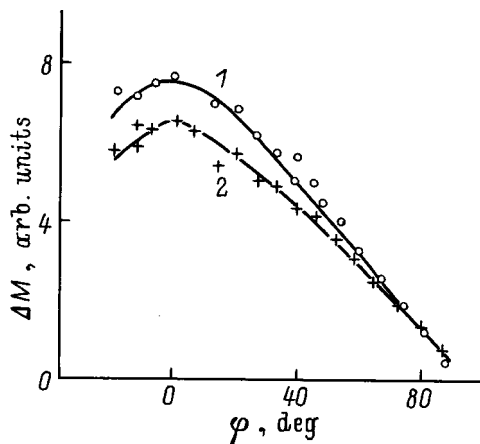


Рис. 6. Угловые зависимости ширины петли гистерезиса ΔM монокристалла № 1 после отжига для $H = H_m$ (1) и 0 (2).

3. Обсуждение

Можно предположить, что, хотя в YBCO-кристаллах существует несколько типов пиннирующих дефектов, только один из них ответствен за пик-эффект. Симметрия угловых зависимостей пик-эффекта относительно положения $H \parallel c$ указывает на то, что он обусловлен пиннингом на протяженных дефектах, лежащих вдоль оси c . Как уже отмечалось выше, такими дефектами в YBCO могут быть границы двойников. Анизотропия сверхпроводящих параметров в ВТСП-соединениях может приводить к сильному искажению вихревой решетки. Это проявляется в том, что магнитные вихри проникают в образец лишь вдоль направлений c и ab [15,16]. Магнитную

индукцию в этом случае можно рассматривать как сумму двух независимых друг от друга компонент B_{\parallel} и B_{\perp} . Поскольку мы полагаем, что пик-эффект обусловлен пиннингом продольных вихрей на двойниковых плоскостях, положение поля второго максимума намагниченности H_m должно определяться компонентой $B_{\parallel} = B \cos \varphi$, а сам максимум ΔM при больших углах будет размываться за счет косинуса. На рис. 7 приведена зависимость $H_m(\varphi)$ для отожженного кристалла с $T_c = 85$ К. Сплошной линией представлена функция $f(\varphi) = H_m(\varphi = 0) / \cos \varphi$. Видно, что поле пик-эффекта неплохо описывается функцией $H_m(\varphi) = H_m(0) / \cos \varphi$. Этот результат согласуется с данными работы [8]. Однако в отличие от [8] абсолютное уменьшение ширины гистерезисной петли с углом φ нам не удалось описать только изменением вклада M_{\parallel} . В качестве иллюстрации на рис. 8 представлена угловая зависимость $\Delta M / \cos \varphi$ в полях H_m (кривая 1) и $H = 0$ (кривая 2). Как видно из этого рисунка, ширина петли не описывается простым законом $\Delta M(\varphi) = \Delta M(\varphi = 0) \cos \varphi$. Можно предположить, что в данном случае для описания величины M требуется учет перпендикулярной компоненты намагниченности M_{\perp} . В частности, плоская форма образца может способствовать усилению роли экранирующих токов, перпендикулярных плоскости ab [17].

Приведенное выше обсуждение результатов относилось к образцу с монотонной угловой зависимостью пик-эффекта и $\varphi_{\max} = 0$. Данные, полученные нами на трех тонких кристаллах с высокими $T_c = 93$ К, нельзя объяснить только пиннингом на двойниковых

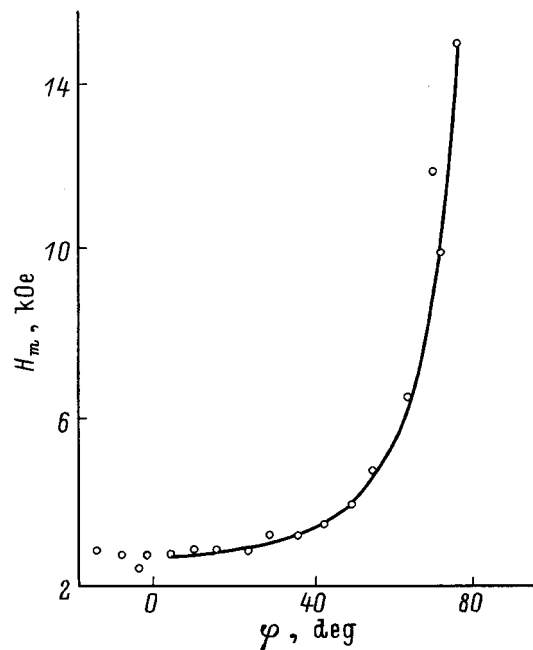


Рис. 7. Угловая зависимость поля пик-эффекта H_m для монокристалла № 1 после отжига. Сплошная линия соответствует функции $f(\varphi) = H_m(\varphi = 0) / \cos \varphi$.

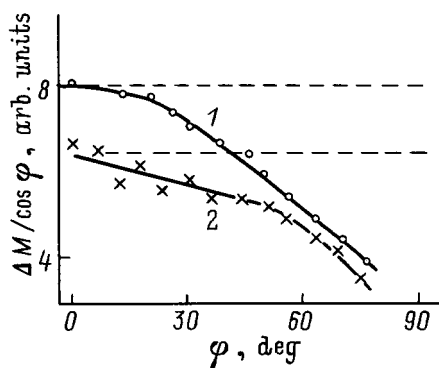


Рис. 8. Угловые зависимости величины $\Delta M / \cos \varphi$ для монокристалла № 1 после отжига для $H = H_m$ (1) и 0 (2).

границах вдоль оси c . В частности, остается неясным увеличение намагниченности в области пик-эффекта при промежуточном значении угла $\varphi = \varphi_{\max}$. Мы полагаем, что для объяснения этого явления нужно учесть особенности пиннинга поперечной компоненты приложенного поля в квазислоистых соединениях. Конфигурация поля внутри таких материалов при промежуточных углах может быть представлена в виде изломанной структуры магнитных вихрей (так называемая кинк-структура [12]). В этом случае вихрь будет состоять из продольных сегментов, соединенных поперечными сегментами, лежащими в плоскости ab . Оптимальные условия образования кинк-структуры в области малых φ будут реализовываться, если продольные компоненты вихря пиннируются на соседних дефектах. Пример образования изломанного вихря при пиннинге продольных сегментов на границах двойников проиллюстрирован на рис. 9. Покажем теперь, что в случае возникновения пиннинга поперечных сегментов изломанного вихря возможно эффективное усиление намагниченности. В [12,16,18] показано, что в ВТСП-соединениях возможен сильный "внутренний" пиннинг вихрей в направлении ab на сверхпроводящих плоскостях $Cu-O$ из-за малой величины ξ вдоль оси c . Геометрии "внутреннего" пиннинга соответствуют текущие в плоскости ab критические токи $J^{ab,ab}$, которые могут существенно превосходить текущие также в плоскости ab токи $J^{ab,c}$, обусловленные пиннингом вихрей вдоль оси c [16,19]. Первый индекс для компоненты критического тока определяет его направление, а второй — направление магнитного поля. Согласно модифицированной модели Бина для анизотропных сверхпроводников и условию непрерывности протекания таков, ширину гистерезисной петли намагниченности для прямоугольного образца в поле, перпендикулярном плоскости, можно определить как $\Delta M = J_c l_2 / 20 (1 - J_{c1} l_2 / 3 J_{c2} l_1)$, где l_1 и l_2 — длина стороны прямоугольника, а J_{c1} и J_{c2} — плотности критического тока в направлениях l_1 и l_2 соответственно [20]. Схема распределения токов в плоскости

приведена на рис. 10,а. В случае квадратного образца $YBCO$ с осью c , перпендикулярной плоскости, и изотропности токов $J_{c1} = J_{c2} = J^{ab,c}$ для положения $H \parallel c$ получим $\Delta M \sim J^{ab,c} l / 30$ и распределение токов, изображенное на рис. 10,б. Возникновение поперечных запиннированных сегментов и, следовательно, компоненты тока $J^{ab,ab}$ при небольших углах φ приведет к перераспределению токов в плоскости ab . Пример протекания токов в скошенных полях при $J^{ab,ab} > J^{ab,c}$ приведен на рис. 10,с. В этом случае возможно эффективное увеличение проекции магнитного момента на ось c и общий рост намагниченности. Действительно, если пренебречь изменением проекции поля H на ось c и вкладом $J^{c,ab}$ при малых углах φ , то ширину гистерезисной петли приблизительно можно записать как $\Delta M \sim J^{ab,c} l / 20 (1 - J^{ab,c} / 3 J^{ab,ab})$, что больше $\Delta M \sim J^{ab,c} l / 30$ для $H \parallel c$.

Если изломанную нить аппроксимировать прямым идеальным вихрем, направленным вдоль внешнего поля, то образование кинк-структуры соответствует случаю, когда идеальный вихрь одновременно касается краев двух соседних границ (рис. 9). В этом случае эффективный угол определяется следующим образом.

$$\varphi_{\max} = \arctg [r / (d \cos(\varphi))], \quad (1)$$

где r — среднее расстояние между границами двойников плоскости ab , d — толщина кристалла вдоль оси c . Из (1) видно, что при заданном r величина φ_{\max} уменьшается с увеличением d и уменьшением α . Расстояние между двойниковыми границами зависит от условий синтеза и может достигать нескольких микрон (см., например, [21]). В таблице для трех измеренных монокристаллов приведены полученные по формуле (1) оценки расстояний r , которые являются разумными величинами. Близкие значения r для образца № 2 при разных α качественно подтвер-

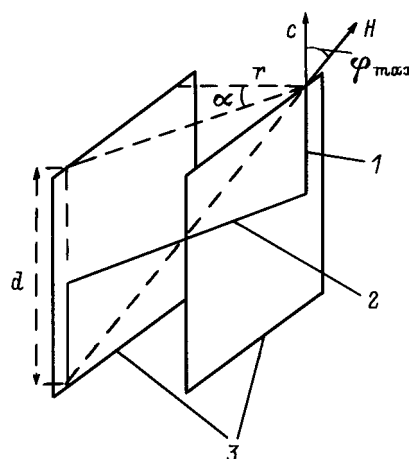


Рис. 9. Пример образования изломанного магнитного вихря, запиннированного на двух соседних двойниковых границах. 1 — продольный сегмент вихря, 2 — кинк, 3 — границы двойников.

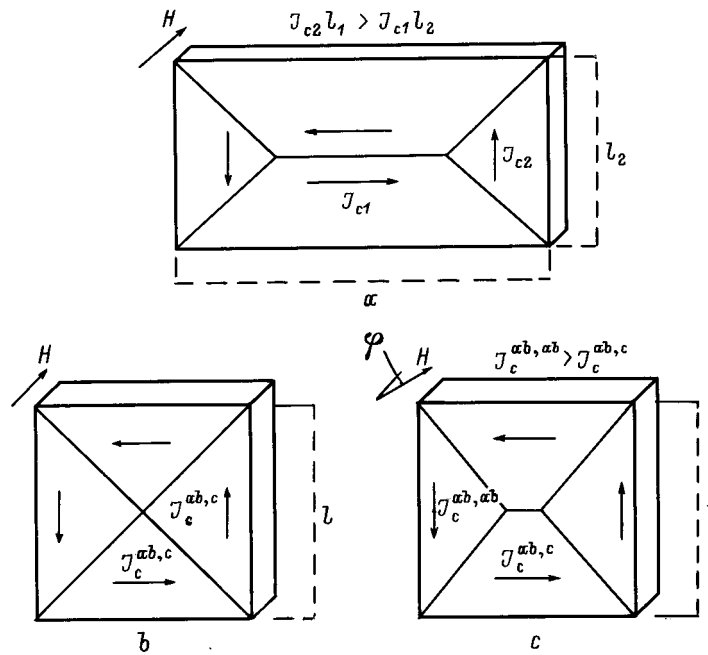


Рис. 10. Схема распределения экранирующих токов на плоскости для образцов прямоугольной формы. *a* — общий случай при поле H , перпендикулярном плоскости, *b, c* — квадратный монокристалл YBCO при поле H , перпендикулярном ($\varphi = 0$) и не перпендикулярном ($\varphi \neq 0$) плоскости *ab* соответственно.

ждают правильность приведенной схемы пиннинга на границах двойников в области пик-эффекта.

Можно предположить, что эффективность усиления намагниченности за счет "внутреннего" пиннинга зависит от соотношения длин поперечного и продольного сегментов, которое определяется углом между полем и осью *c*. Из таблицы и рис. 3 видно, что параметр *k*, характеризующий усиление пик-эффекта в наклонных полях, возрастает с увеличением φ_{\max} . Отсутствие пиков намагниченности, соответствующих удвоенному, утроенному и т.д. периодам *r*, может быть связано как с уменьшением вклада M_{\parallel} при повороте на достаточно большой угол, так и с разбиением кристалла на несвязанные домены при переходе двойниковых границ в нормальное состояние в полях порядка H_m . В последнем случае образование кинк-вихря будет ограничено внутренней областью сверхпроводящего монодомена.

Таким образом, немонотонное поведение зависимости $\Delta M(\varphi)$ в области пик-эффекта определяется по крайней мере двумя характеристиками образца: *d* и *r*. Для достаточно толстых монокристаллов ($d \geq 100 \mu\text{m}$) с плотной системой двойников ($r \leq 1 \mu\text{m}$) величина φ_{\max} может быть очень близкой к значению $\varphi = 0$. Расхождение литературных данных, возможно, связано также с разным качеством монокристаллов. Как мы показали, после отжига монокристалла № 1, пришедшего к небольшому уменьшению T_c , была получена монотонная зависимость $\Delta M(\varphi)$ при всех полях (рис. 5, 6). Это можно объ-

яснить уменьшением силы "внутреннего" пиннинга при изменении сверхпроводящих параметров. Действительно, из-за малого расстояния между плоскостями Cu-O пиннинг на них должен быть очень чувствительным к размерам вихря. При азотных температурах, близких к температуре СП-перехода, даже незначительное уменьшение T_c может привести и существенному увеличению параметров ξ_c и λ_c и, соответственно, размера магнитного вихря, так что пиннинг на слоях Сг-O ослабнет или исчезнет совсем.

Список литературы

- [1] R.B. van Dover, E.M. Gregory, L.F. Schneemeyeyer, J.W. Mitchell, K.V. Rao, R. Puzniak, J.W. Waszczak. *Nature* **342**, 55 (1989).
- [2] M. Daeumling, J.M. Seuntjens, D.C. Larbalestier. *Nature* **346**, 332 (1990).
- [3] M.S. Osofsky, J.L. Cohn, E.F. Skelton, M.M. Miller, R.J. Soulen, Jr, S.A. Wolf, T.A. Vanderah. *Phys. Rev.* **B 45**, 9, 4916 (1992).
- [4] Л.Я. Винников, Л.А. Гуревич, Г.А. Емельяненко, Ю.А. Осипьян. Письма в ЖЭТФ **47**, 109 (1988).
- [5] L. Krusin-Elbaum, L. Civale, V.M. Vinokur, F. Holtzberg. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 15, 2280 (1992).
- [6] W.K. Kwok, J.A. Fendrich, S.Fleshler, U. Welp, G.W. Crabtree. Critical currents in superconductors. Proc. of the 7th Int. workshop (Alpbach, Austria 1994) / Ed. H.W.Weber (1994). С. 15.
- [7] W.K. Kwok, J.A. Fendrich, C.J. van der Beek, G.W. Crabtree. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 19, 2614 (1994).

- [8] P. Fischer, R. Busch, H.W. Neumuller, G. Ries, H.F. Braun. Critical currents. Proc. of the 6th Int. workshop. Cambridge, England (1991).
- [9] J.G. Ossandon, J.R. Thompson, D.K. Christen, B.C. Sales, H.R. Kerchner, J.O. Thomson, Y.R. Sun, K.W. Lay, J.E. Tkaczyk. Phys. Rev. **B 45**, 21, 12534 (1992).
- [10] Т.И. Арбузова, И.Б. Смоляк, С.В. Наумов, А.А. Самохвалов. СФХТ **5**, 4, 631 (1992).
- [11] V.K. Hogan. Phys. Rev. **B 38**, 7049 (1988).
- [12] B.I. Ivlev, Y.N. Ovchinnikov, V.L. Pokrovsky. Mod. Phys. Lett. **B 5**, 1, 73 (1991).
- [13] Н.М. Чеботаев, А.А. Самохвалов, С.В. Наумов, В.А. Костылев, Б.А. Гижевский, Т.И. Арбузова, И.Б. Бобылев. Всесоюз. совещ. "Физикохимия и технология ВТСП-материалов" (М. 1988). Наука, М. (1989). С. 79.
- [14] Г.И. Арбузова, И.Б. Смоляк, С.В. Наумов, А.А. Самохвалов. СФХТ **6**, 9, 1817 (1993).
- [15] R.G. Mints. Mod. Phys. Lett. **B 3**, 5, 405 (1989).
- [16] M. Tachiki, S. Takahasni. Solid State Commun. **70**, 291 (1989); **72**, 1083 (1989).
- [17] M. Oussena, P.A.J. de Groot, R. Gagnon, L. Taillefer. Phys. Rev. **B**. In press.
- [18] B. Roas, L. Schultz, G. Saemann-Ischenko. Phys. Rev. Lett. **64**, 4, 479 (1990).
- [19] D.C. Cronemeuer, T.R. McGuire, A.P. Malozemoff, F. Holtzberg, R.J. Gambino, J.W. Conner, M.W. McElfresh. In: Proc. Int. Conf. on Transport Properties of Superconductors (ICTPC'90)/ Ed. R.Nicolisky. Rio de Janeiro, Brazil (1990). V. 25. P. 11.
- [20] E.M. Gyurgy, R.B. van Dover, K.A. Jackson, L.F. Shneemeuer, J.V. Waszczak. Appl. Ohys. Lett. **55**, 3, 283 (1989).
- [21] S. Nakahara, G.J. Fisanick, M.F. Yan, R.B. van Dover, T. Boone, R. Moore. J. Cryst. Growth **85**, 639 (1987).