Физика низких температур, 1996, т. 22, № 1, с. 67–74 УДК 538.945

Необратимость намагничивания поликристаллических ВТСП, обусловленная соизмеримостью размеров зерен и глубины проникновения магнитного поля

А. С. Красильников, Л. Г. Мамсурова, Н. Г. Трусевич, Л. Г. Щербакова

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова, Россия, 117977, г. Москва, ул. Косыгина, 4

Статья поступила в редакцию 1 августа 1995 г.

Показано, что в случае соизмеримости линейных размеров зерен и лондоновской глубины проникновения магнитного поля в поликристаллических ВТСП имеет место дополнительный источник необратимости кривых намагничивания, связанный с различным положением запиннингованных вихрей относительно поверхности зерен при вводе и выводе поля. Оценки, сделанные в рамках модели, учитывающей взаимодействие вихрей друг с другом, а также с поверхностью при наличии сил пиннинга, показали, что при $T \geq 80$ K указанный вклад в необратимость $M(H)$ может достигать заметных значений, сопоставимых с экспериментальной величиной магнитного гистерезиса.

Показано, що у разі спільновимірності лінійних розмірів зерен та лондонівської глибини проникнення магнітного поля у полікристалічних ВТНП існує додаткове джерело необоротності кривих намагнічування, пов'язане з різним положенням запінінгованих вихорів відносно поверхні зерен при вводі та виводі поля. Оцінки, зроблені в рамках моделі, яка ураховує взаємодію вихорів один з одним, а також з поверхнею при наявності сил пінінга, показали, що при $T \geq 80$ K зазначений внесок в необоротність $M(H)$ може досягати помітних значень, порівнюваних з експериментальною величиною магнітного гістерезису.

Введение

Ранее [1] было показано, что в мелкозернистых поликристаллических ВТСП YBaCuO со средними размерами зерен порядка 1 мкм наблюдаются существенные изменения поведения намагниченности в области $H \sim H_{c1}$, особенно при температурах вблизи T_c. Эти изменения во многом связаны со значительным увеличением полей образования как первого, так и последующих абрикосовских вихрей и обусловлены соизмеримостью линейных размеров зерен R и глубины проникновения магнитного поля λ.

Как известно [2,3], в случае $R \sim \lambda$ большую роль начинает играть взаимодействие вихрей с поверхностью, в частности с мейсснеровскими токами и полем изображений (или антивихрями), что проявляется прежде всего в том, что магнитный поток вихревой нити Φ_v оказывается не равным кванту магнитного потока $\Phi_0 = h/2c$, а может быть значительно меньше.

В [1] было обнаружено, что для мелкозернистых ВТСП YBaCuO указанные выше обстоятельства приводят к тому, что в достаточно широком интервале внешних магнитных полей на одно зерно приходится небольшое количество (до семи) вихрей (например, при $T = 85$ K до полей приблизительно 200 Э). Это позволило авторам произвести количественные оценки намагниченности $M(H)$ в данных полях путем точного учета как взаимодействия вихрей с поверхностью, так и вихрей между собой. При этом использовалась модель, аппроксимирующая плотноспеченный мелкозернистый ВТСП образец набором ориентированных вдоль поля цилиндров, каждый из которых имеет диаметр, примерно равный среднему линейному размеру отдельного зерна. В [1] показано, что в области высоких (приближающихся к T_c) температур, когда необратимость кривых намагниченности $M(H)$ невелика, а межзеренные токи практически отсутствуют, использованная модель позволяет получить хорошее количественное согласие расчетных и экспериментальных данных, касающихся квазиобратимых кривых $M(H)$.

Однако наряду с отмеченным выше влиянием размерного фактора (т.е. отношения R/λ) на обратимый вклад кривой намагничивания в области полей $H \sim H_{c1}$ можно ожидать проявления влияния того же фактора и на характер необратимости кривых $M(H)$ в случае $R \sim \lambda$.

Действительно, обычный механизм формирования необратимости намагниченности связан с различием в количестве абрикосовских вихрей в образце в данном поле H в моменты его ввода и вывода. В случае мелких зерен с $R \sim \lambda$ может стать существенным новый, характерный только для

© А. С. Красильников, Л. Г. Мамсурова, Н. Г. Трусевич, Л. Г. Щербакова, 1996

мелких зерен механизм, обусловленный тем, что разному положению запиннингованных вихрей относительно поверхности при вводе и выводе поля (даже если их количество сохраняется) соответствует различная величина потока вихря Φ_v и, следовательно, различная величина намагниченности. Это объясняется тем, что отличие величины Φ_v от Φ_0 определяется не только отношением R/λ, но и координатой вихря: чем ближе вихрь к поверхности, тем больше степень этого отличия. Например, в случае сверхпроводящего цилиндра радиусом R_0, находящегося в аксиальном магнитном поле, имеет место следующее соотношение [4]:

$$\Phi_v(r) = \Phi_0\left(1 - \frac{I_0(r/\lambda)}{I_0(R_0/\lambda)}\right), \qquad (1)$$

где r — расстояние от кора вихря до центра цилиндра; I_0 — модифицированная функция Бесселя. В качестве примера на рис. 1 приведена зависимость Φ_v/Φ_0 от положения вихря в таком цилиндре радиусом $R_0 \sim \lambda$. Поток вихря максимален в центре цилиндра и убывает по мере приближения вихря к границе.

При первом повышении поля до некоторой величины H_1 (замораживание в нулевом поле) зарождающиеся на поверхности зерна абрикосовские вихри продвигаются внутрь зерна до тех пор, пока не окажутся «закрепленными» на центрах пиннинга. При этом «закрепление» произойдет раньше, чем вихрь достигнет положения равновесия, так как сила пиннинга препятствует дальнейшему продвижению вихря внутрь зерна и вихрь окажется преимущественно ближе к поверхности, чем это было бы при отсутствии пиннинга.

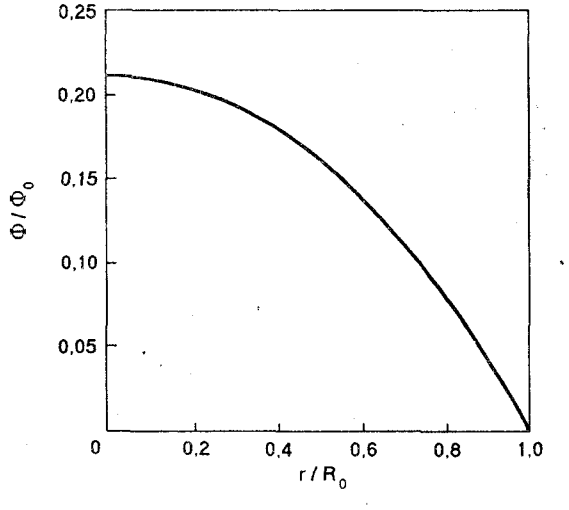

Рис. 1. Поток Ф абрикосовского вихря, находящегося на расстоянии r от центра длинного сверхпроводящего цилиндра радиусом $R_0 = \lambda$ (Ф в единицах кванта потока Φ_0).

При понижении поля от H_{max} до того же значения H_1 вихри двигаются от центра к поверхности, достигая при отсутствии пиннинга положения равновесия, соответствующего приложенному полю H_1. При наличии пиннинга вихри будут «закрепляться» на центрах пиннинга, не дойдя до положения равновесия: сила пиннинга препятствует дальнейшему продвижению вихря к поверхности, и вихрь в данном поле H_1 окажется преимущественно дальше от поверхности, чем это было бы при отсутствии пиннинга.

Таким образом, вводу поля (положение вихря в среднем ближе к поверхности) соответствует меньший магнитный поток вихря; выводу поля при том же его значении (положение вихря в среднем дальше от поверхности) — больший магнитный поток вихря. Следовательно, помимо обычного механизма формирования необратимости намагниченности $M(H)$ (за счет меньшего количества вихрей в зерне при вводе поля, чем при выводе), характерного для жестких сверхпроводников, в случае мелких зерен ($R \sim \lambda$) должен проявиться новый, характерный именно для мелких зерен механизм: даже при равенстве количества вихрей при вводе и выводе поля существует причина для гистерезисного поведения намагниченности. Отметим, что возникающая вследствие этого необратимость имеет тот же знак, что и обычная: при вводе поток проникших в зерно вихрей меньше, чем при выводе.

Ниже будут проведены количественные оценки ожидаемой величины этого эффекта, что позволит сравнить полученные величины с экспериментально наблюдаемой величиной гистерезиса $M(H)$. Таким образом, будет получен ответ на вопрос о существенности этого дополнительного вклада (обусловленного соизмеримостью R и λ) в случае реального мелкозернистого ВТСП.

Расчет вихревых конфигураций с учетом сил пиннинга

Будем использовать успешно апробированную в [1,5] модель, в которой образец представляется как совокупность одинаковых не взаимодействующих между собой цилиндров из сверхпроводника II рода, ориентированных вдоль внешнего поля H и имеющих диаметр D, примерно равный среднему размеру зерна в керамическом ВТСП. Применение такой модели означает пренебрежение размагничивающим фактором, обусловленным формой зерен. Правомерность такого допущения может быть вполне оправдана в случае плотной упаковки зерен (при плотности образца более 85% от монокристаллической) (см., например, [1,6]) и малой величины намагниченности. Глубиной проникновения магнитного поля λ будем считать эф-

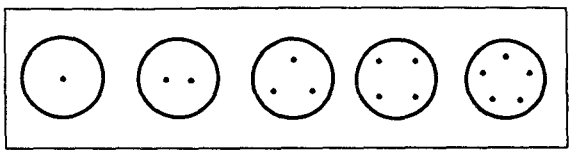

Рис. 2. Рассматриваемые высокосимметричные конфигурации вихрей.

фективное значение λ_{eff}, являющееся результатом учета анизотропии λ в поликристаллическом ВТСП [7].

Рассмотрим область полей и температур, когда на один модельный цилиндр приходится не более пяти вихревых нитей, а величина пиннинга не слишком велика по сравнению с другими силами, действующими на вихри. Поскольку приводимые ниже расчеты следует рассматривать лишь как оценку эффекта по порядку величины, будем исходить из высокосимметричных конфигураций вихрей, свойственных термодинамически равновесным состояниям (рис. 2), рассчитанным в [1]. Влияние сил пиннинга будем рассматривать как поправку, приводящую к некоторому смещению вихрей из положения равновесия. (Вопрос о том, каким образом одна конфигурация переходит в другую при изменении количества вихрей, мы в настоящей работе рассматривать не будем.) Использование высокосимметричных конфигураций, которые могут быть описаны всего одним параметром, расстоянием от центра модельного цилиндра до вихрей r (рис. 2), является, безусловно, достаточно грубым приближением, однако позволяет сделать необходимые количественные оценки.

На первом этапе наша задача состоит в расчете всех сил, действующих на каждый вихрь, и нахождении стабильных положений вихря, при которых суммарная сила, действующая со стороны поверхности и других вихрей (будем называть ее магнитной силой), не превышает по абсолютной величине силу пиннинга.

Магнитная сила с учетом искажения поля вихря вблизи поверхности вычисляется как градиент энергии Гиббса. Последнюю в расчете на единичную длину сверхпроводящего цилиндра можно записать следующим образом [1,4]:

$$G^{(N)} = \frac{\Phi_0}{8\pi}\sum_i^N b_v(r_i) + F_L - \frac{H_0}{4\pi}\sum_i^N \Phi_v(r_i) - U_L\,, \tag{2}$$

где

$$b_v(r_i) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_{\text{eff}}^2}\left\{K_0(\kappa^{-1}) - 0{,}383 + \right.$$

$$\left. + \sum_{j\neq i}^N K_0(|r_i - r_j|) - \sum_j^N \left[\frac{K_0(R_0)}{I_0(R_0)} I_0(r_i)I_0(r_j) + \right.\right.$$

$$\left.\left. + 2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{K_n(R_0)}{I_n(R_0)} I_n(r_i)I_n(r_j)\cos n(\varphi_i - \varphi_j)\right]\right\}\,, \tag{3}$$

$$F_L = \frac{1}{2}U_L = H_0^2 R_0\,\lambda_{\text{eff}}^2\,\frac{I_1(R_0)}{4I_0(R_0)}\,. \tag{4}$$

Здесь N — количество вихрей в цилиндре; r_i, φ_i — координаты i-го вихря в плоскости сечения; R_0 — радиус цилиндра (r_i и R_0 измеряются в единицах λ_{eff}); I_n, K_n — модифицированные функции Бесселя; для $\Phi_v(r_i)$ по-прежнему справедливо выражение (1).

Первый член в (2) является свободной энергией вихрей в цилиндре; F_L — свободная энергия цилиндра во внешнем поле, но без вихрей; третий член — вклад в энергию Гиббса от суммарного магнитного потока вихрей; четвертый — вклад в $G^{(N)}$ от проникшего на глубину порядка λ_{eff} внешнего поля. Выражение (3) описывает поле в коре вихря: первые два слагаемых — собственное поле вихря, третий член — поле от других вихрей, четвертый описывает искажение поля вихря вследствие близости к поверхности и необходимости обеспечить граничное условие $b_v(r_i)\big|_\sigma = 0$ на цилиндрической поверхности σ.

В случае высокосимметричных конфигураций (рис. 2) сила, действующая на каждый из вихрей со стороны поверхности и других вихрей, направлена вдоль радиуса модельного цилиндра и поэтому может быть рассчитана численным дифференцированием энергии Гиббса по координате вихря r. В качестве примера на рис. 3,*а*, *б* показаны зависимости силы, действующей на каждый из двух вихрей со стороны поверхности и другого вихря, от отношения координаты вихря r к радиусу модельного цилиндра R_0 при различных значениях внешнего поля H. В расчетах использовались значения λ_{eff}, равные 0,47 и 1,12 мкм, соответствующие температурам 85 и 90 K, для реального мелкозернистого образца YBaCuO со средним размером зерен R = = 0,8 мкм [1]. На рис. 3, *в*, *г* приведены результаты аналогичных расчетов при различном количестве вихрей, образующих указанные на рис. 2 конфигурации (расчеты выполнены для тех же значений λ_{eff}).

Как видно из рисунков, непосредственно вблизи границы на вихрь действует направленная от центра сила, обусловленная взаимодействием вихря с поверхностью, которая в терминах метода изображений может быть интерпретирована как сила

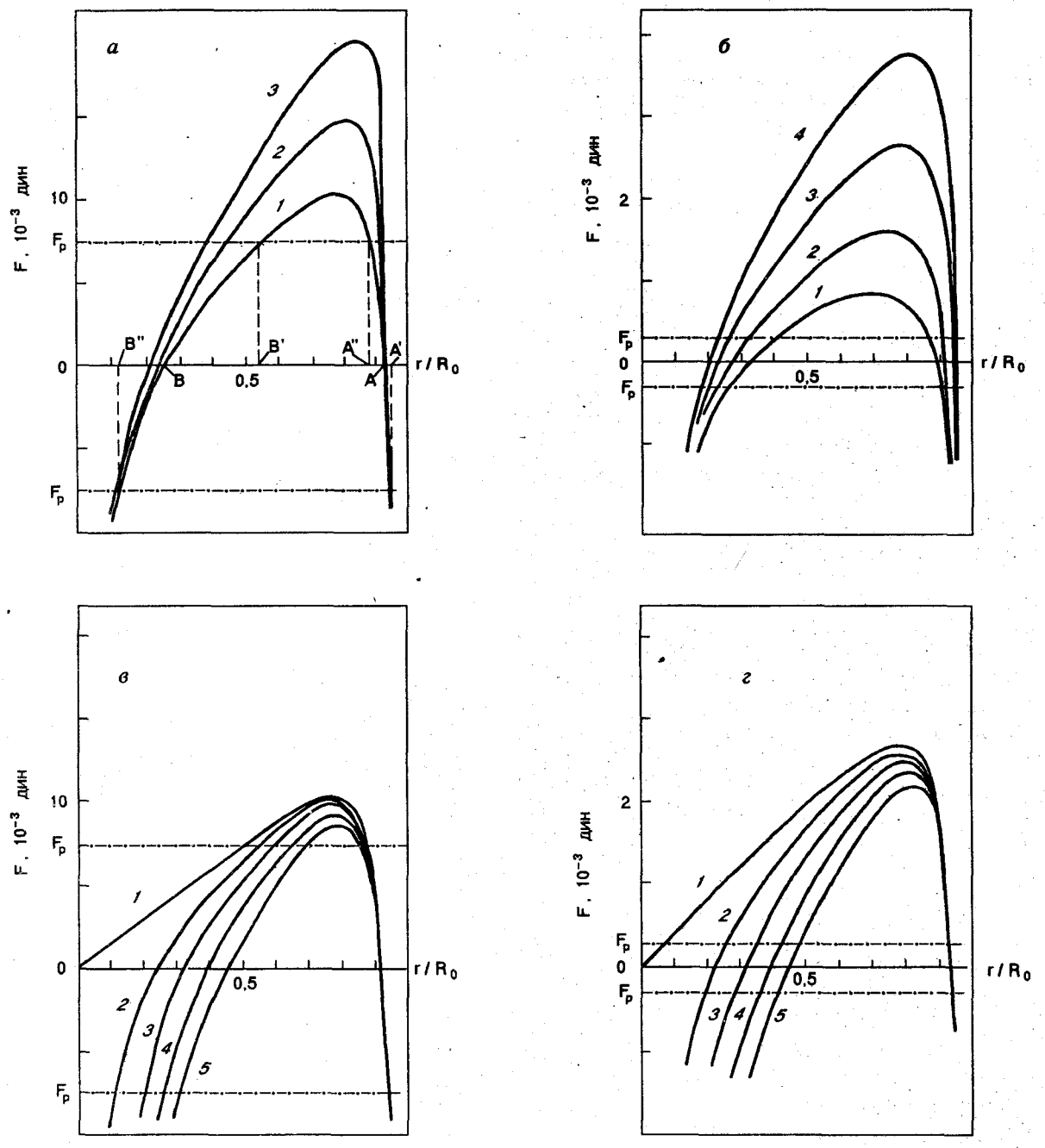

Рис. 3. Сила F, действующая в направлении к центру цилиндра на каждый из вихрей, образующих высокосимметричную конфигурацию, как функция отношения координаты вихря r к радиусу модельного цилиндра $R_0 = 0{,}8$ мкм: *а* — два вихря при $T = 85$ K ($\lambda_{eff} = 0{,}47$ мкм) в разных полях H, Э: 80 (*1*), 130 (*2*), 160 (*3*); *б* — два вихря при $T = 90$ K ($\lambda_{eff} = 1{,}12$ мкм) в разных полях H, Э: 50 (*1*): 70 (*2*), 100 (*3*), 130 (*4*); *в*, *г*— различное количество вихрей при $H = 100$ Э, $T = 85$ и 90 K соответственно. Нумерация кривых соответствует количеству вихрей. Штрих-пунктир — оценка величины силы пиннинга F_p .

притяжения, действующая между вихрем и наведенным им антивихрем. При некотором удалении от границы начинает преобладать сила отталкивания вихря от мейсснеровского тока (результирующая магнитная сила теперь направлена к центру цилиндра). Эти силы формируют вблизи поверхности так называемый барьер Бина-Левингстона [8]. Равенство суммарной силы нулю соответствует положению неустойчивого равновесия на вершине этого барьера (рис. 3,*а*, точка *A*).

По мере приближения вихрей к центру цилиндра и соответственно их сближения (в случае двух и

более вихрей) преобладающей становится сила отталкивания между вихрями, в результате чего результирующая магнитная сила снова меняет направление на противоположное. Равенство суммарной силы нулю отвечает положению устойчивого равновесия (точка B; в случае одного вихря положение равновесия достигается в центре цилиндра).

Введем в систему силу пиннинга, которую будем рассматривать как силу, действующую на вихрь и принимающую абсолютные значения, не превышающие максимальной величины F_p. Эта сила препятствует движению вихря. Стабильными при таком рассмотрении являются положения вихря, при которых суммарная магнитная сила, действующая на вихрь со стороны поверхности и других вихрей, не превышает по абсолютной величине F_p. В противном случае вихрь будет перемещаться под действием этой магнитной силы в соответствующем направлении до достижения стабильного положения или до выхода из цилиндра.

Оценки фактического значения величины F_p можно сделать исходя из экспериментально определяемой величины размаха магнитного гистерезиса $\Delta M(H)$, где $\Delta M = M^+ - M^-$ (M^+ и M^- — значения намагниченности в данном поле H соответственно при вводе и выводе поля).

Действительно, в области достаточно высоких внешних полей H, когда количество проникших в зерно абрикосовских вихрей таково, что в соответствии с моделью критического состояния [9] имеет смысл понятие концентрации вихрей и градиента концентрации, для цилиндра радиусом R выполняется следующее соотношение между величиной плотности установившегося критического тока j_c и размахом гистерезиса ΔM:

$$j_c = 15\Delta M/R\,, \qquad (5)$$

где j_c измеряется в А/см^2, ΔM — в Гс, а R — в см.

На абрикосовский вихрь единичной длины со стороны тока j_c действует сила [3]

$$F = (1/c)j_c\Phi_0\,, \qquad (6)$$

где c — скорость света; Φ_0 — квант потока.

Считая, что сила F в критическом состоянии уравновешивается силой пиннинга F_p,

$$F_p = F\,, \qquad (7)$$

получаем оценку для величины F_p, приходящейся на единицу длины абрикосовского вихря в случае достаточно больших полей. Нами использовались конкретные значения внутризеренного критического тока j_c, полученные в нашей предыдущей работе [5] в интервале полей 1–4 кЭ для мелкозернистого образца с размерами зерен R = = 0,8 мкм. Экстраполяция этих значений в область более низких полей (порядка 100 Э), согласно известному закону

$$j_c(H) = \frac{\alpha}{H+\beta}\,, \qquad (8)$$

где α, β — константы, дает необходимую оценку величин F_p. Эти значения F_p показаны на рис. 3 штрих-пунктирными линиями.

Отметим, что приведенная процедура оценки величины F_p, помимо очевидной погрешности экстраполяции в область малых полей, не учитывает, в частности, того, что соотношения (5), (6) в случае $R \sim \lambda$ могут видоизмениться. Тем не менее, на наш взгляд, полученные значения F_p могут служить в качестве оценки силы пиннинга по крайней мере по порядку величины.

На рис. 3 видно, что действующая в рассматриваемой системе сила пиннинга может быть сопоставима с магнитными силами взаимодействия вихрей с поверхностью и между собой и, таким образом, может вызывать заметные искажения структуры вихревой решетки по сравнению с равновесной даже при температурах 85–90 К. Отметим, однако, что с увеличением внешнего поля H магнитные силы, действующие в системе, будут возрастать, в то время как сила пиннинга — падать.

На рис. 3 показано, что при учете сил пиннинга для рассматриваемых конфигураций существуют две области стабильных значений положений вихрей, в отличие от случая $F_p = 0$, когда положениям равновесия отвечали две точки A и B.

Первая узкая область (вблизи границы цилиндра) формируется вокруг положения неустойчивого равновесия на вершине барьера Бина-Левингстона (например, область $A'A''$). Ширина области $A'A''$ при температурах 85 и 90 К оказывается соответственно порядка $5\cdot10^{-2}$ и $5\cdot10^{-3}$ (в единицах λ_{eff}). Учитывая неустойчивость положения равновесия, едва ли можно предполагать возможность какого-либо эффективного пиннинга абрикосовских вихрей в этой области.

Вторая, более широкая, область при появлении пиннинга формируется вокруг положения устойчивого равновесия, соответствующего минимуму энергии Гиббса системы вихрей (например, область $B'B''$ на рис. 3,*а* и аналогичные ей). Следует ожидать, что именно в пределах этой области находятся проникшие в модельный цилиндр вихри. На вихри, находящиеся левее, т.е. ближе к центру, действует сила, направленная от центра, смещающая вихри к границе вплоть до достижения левого края рассматриваемой области. Находящиеся правее вихри либо будут перемещаться к центру

вплоть до достижения правого края области, либо, если они изначально находились достаточно близко к границе, будут выброшены из цилиндра.

Таким образом, в рамках принятой выше модели при увеличении приложенного поля возникшие на поверхности вихри, преодолев поверхностный барьер, двигаются к центру цилиндра до тех пор, пока суммарная магнитная сила, действующая на них, не сравняется с силой пиннинга и вихри не окажутся на правой границе соответствующей области (см. рис. 3). Дальнейшее увеличение внешнего поля приводит к увеличению направленной к центру магнитной силы, сила пиннинга оказывается не в состоянии удерживать вихри на первоначальных позициях и они сдвигаются к центру цилиндра, вновь достигая сместившейся с изменением поля правой границы области, где сила пиннинга может удержать вихри.

В известном смысле приведенное выше рассмотрение соответствует обычной модели критического состояния: при вводе поля вихри оказываются в таких положениях, когда действующая на них магнитная сила равна максимальной силе пиннинга F_p и направлена к центру. Отметим, что такое рассмотрение справедливо лишь постольку, поскольку рассматриваются высокосимметричные конфигурации вихрей: в случае иных конфигураций магнитная сила в общем случае не направлена строго к центру модельного цилиндра. Однако численный расчет возможных несимметричных конфигураций вихрей чрезвычайно сложен, и мы полагаем, что приведенные расчеты для существенно более простого случая высокосимметричных конфигураций могут рассматриваться в качестве оценки.

Аналогичные рассуждения в случае вывода поля с учетом того, что максимальное поле в цикле ввода-вывода поля выбирается достаточно большим (таким, чтобы намагниченность в интересующей нас области полей не зависела от максимального поля), показывают, что, исключая случай одного вихря на цилиндр, для высокосимметричных конфигураций при уменьшении поля также устанавливается критическое состояние. При этом состоянии действующая на вихри магнитная сила равна максимальной силе пиннинга F_p, но направлена она уже от центра и вихри занимают позиции, соответствующие теперь левому краю области, где сила пиннинга может удержать вихри.

Таким образом, исходя из симметричных конфигураций вихрей (рис. 2) мы определили различающиеся при вводе и выводе внешнего магнитного поля положения вихрей при наличии сил пиннинга.

Кривые намагниченности

Полученные выше результаты позволяют количественно оценить разницу в намагниченности при вводе и выводе поля, возникающую из-за зависимости магнитного потока вихря в тонком ($R \sim \lambda$) цилиндре от положения вихря относительно поверхности.

Для того чтобы отделить этот эффект от необратимости $M(H)$, возникающей из-за разного количества вихрей в цилиндре при вводе и выводе поля (обычный механизм, имеющей место в сверхпроводниках любого размера), в дальнейших расчетах будем предполагать, что количество вихрей при вводе поля совпадает с количеством вихрей в том же поле при его выводе и равняется равновесному количеству вихрей при отсутствии пиннинга, рассчитанному из соображений термодинамики [1]. Полученную таким образом разницу намагниченностей при вводе — выводе поля можно будет сравнить с экспериментально наблюдаемой величиной гистерезиса $M(H)$, что позволит ответить на вопрос о существенности рассматриваемого вклада в необратимость $M(H)$.

Намагниченность цилиндра радиусом R_0, содержащего N вихрей, находящихся на расстоянии r_i от центра, может быть представлена в виде

$$M = (-1/4\pi) \times$$

$$\times \left[\left(1 - \frac{2I_1(R_0/\lambda_{\text{eff}})}{(R_0/\lambda_{\text{eff}})I_0(R_0/\lambda_{\text{eff}})} \right) H_0 - \sum_{i=1}^{N} \Phi_v(r_i)/\pi R_0^2 \right], \quad (9)$$

где поток i-го вихря Φ_v вычисляется по (1). Первое слагаемое в этой сумме соответствует экранированию объема цилиндра мейсснеровским током, второе — вкладу вихрей в намагниченность.

На рис. 4 приведена кривая $M(H)$, рассчитанная для термодинамически равновесных конфигураций вихрей, подробно рассмотренных в [1] при отсутствии пиннинга; расчеты проводились для случая малого (до пяти) количества вихрей, приходящихся на модельный цилиндр. Значения $R_0 = 0{,}8$ мкм и $\lambda_{\text{eff}} = 0{,}47$ мкм соответствуют реальным параметрам мелкозернистого образца при температуре 85 К. На том же рисунке представлены кривые намагниченности, отвечающие смещенным относительно равновесных положениям вихрей вследствие действия сил пиннинга. Для сравнения показаны также и экспериментальные кривые $M(H)$ для той же температуры.

Наблюдающиеся на расчетных кривых скачки момента обусловлены проникновением в модельный цилиндр очередного вихря и могут быть пол-

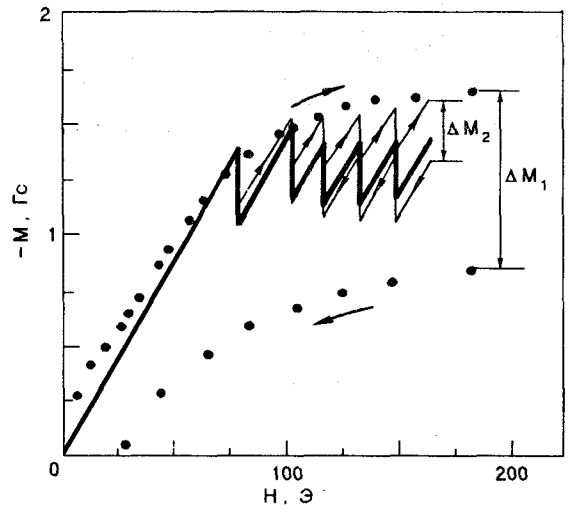

Рис. 4. Полевые зависимости намагниченности $M(H)$ мелкозернистого образца с $R = 0{,}8$ мкм при $T = 85$ K ($\lambda_{eff} = 0{,}47$ мкм). Точки — эксперимент; жирная линия — расчет для цилиндрического сверхпроводника II рода с $R_0 = 0{,}8$ мкм, $\lambda = 0{,}47$ мкм, $\kappa = 100$; тонкие линии — расчет для того же сверхпроводника с учетом смещения вихрей относительно положений равновесия, возникающих под влиянием сил пиннинга. Стрелки указывают направление изменения поля; ΔM_1 — экспериментальная величина магнитного гистерезиса; ΔM_2 — расчетная величина вклада в необратимость $M(H)$, обусловленного различным положением вихрей относительно поверхности при вводе и выводе поля.

ностью сглажены при учете разброса по размерам зерен образца.

Из рис. 4 видно, что учет различия в положении вихрей относительно поверхности при вводе и выводе поля действительно приводит к эффекту необратимости кривых $M(H)$. Этот дополнительный вклад имеет такой же знак, как и обычная необратимость (суммарный поток проникших вихрей при вводе поля меньше, чем при выводе), а его величина (отмеченная на рис. 4 как ΔM_2) вполне сопоставима с наблюдающейся в эксперименте величиной магнитного гистерезиса ΔM_1, достигая 30% от последней.

Особо следует отметить то, что рассматриваемый вклад в необратимость намагниченности при достаточно сильном пиннинге ($T = 85$ K) является асимметричным относительно равновесной кривой $M(H)$. Таким образом, кривая, полученная как среднее арифметическое между намагниченностями при вводе и выводе поля, так называемая средняя линия, не будет совпадать с обратимым вкладом в намагниченность, в отличие от того, как это принято считать в случае массивного сверхпроводника.

В заключение заметим, что, хотя количественные оценки в данной работе проводятся для достаточно частного случая малых полей и высоких температур исходя из неких, в значительной мере искусственных, конфигураций вихрей (характерных, скорее, для термодинамически равновесного состояния), описанный механизм формирования дополнительного вклада в необратимую часть намагниченности должен действовать и в более общем случае. Наша цель состояла в том, чтобы привлечь внимание к этому механизму и продемонстрировать, что в определенных случаях его влияние может оказаться заметным.

Выводы

В работе рассмотрены области стабильных положений вихревых нитей (в диапазоне магнитных полей, когда число вихрей не превышает пяти) в цилиндрических зернах диаметром $D \sim \lambda$. Стабильными в расчетах считались положения, отвечающие равенству нулю всех сил, действующих на вихри, включая силы взаимодействия вихрей друг с другом, с поверхностью, а также силу пиннинга. Показано, что при вводе и выводе поля запиннингованные вихри занимают различные положения относительно поверхности и, таким образом, переносят различный магнитный поток Φ_v. Это обстоятельство приводит к дополнительному, ранее не рассматривавшемуся, вкладу в необратимое поведение кривых намагничивания, который должен иметь место в случае $D \sim \lambda$. Проведенная оценка вклада в необратимость намагниченности, обусловленного различной степенью близости к поверхности вихревых нитей в моменты ввода и вывода поля в случае $D \sim \lambda$, свидетельствует, что величина этого вклада может быть достаточно велика и сопоставима с экспериментальной величиной магнитного гистерезиса.

Авторы благодарят В. П. Сакуна за полезные обсуждения.

Работа поддерживается РФФИ и Научным Советом по ВТСП и выполнена в рамках проектов № 95-02-05398 и № 93112.

1. A. S. Krasilnikov, L. G. Mamsurova, N. G. Trusevich, L. G. Shcherbakova, and K. K. Pukhov, *Supercond. Sci. Technol.* 8, 1 (1995).
2. А. А. Абрикосов, *ЖЭТФ* **46**, 1464 (1964).
3. В. В. Шмидт, Г. С. Мкртчан, *УФН* **112**, 459 (1974).
4. G. Bobel, *Nuovo Cimento* **XXXVIII**, 6320 (1965).
5. A. S. Krasilnikov, L. G. Mamsurova, V. P. Oleshko, N. G. Trusevich, L. G. Shcherbakova, and A. A. Vishnev, *Supercond. Sci. Technol.* 7, 638 (1974).
6. U. Yaron, V. Kornyushin, and I. Felner, *Phys. Rev.* **B46**, 14823 (1992).
7. V. G. Kogan, M. M. Fang, and S. Mitra, *Phys. Rev.* **B38**, 11958 (1988).
8. C. P. Bean and J. D. Levingston, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 14 (1964).
9. C. P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* 8, 250 (1962).

Irreversibility of polycrystalline HTSC magnetization caused by comparability of grain size and penetration depth

A. S. Krasilnikov, L. G. Mamsurova, N. G. Trusevich, and L. G. Shcherbakova

It is shown that in the case of comparability of the grain size and the London penetration depth there exists an additional contribution to the irreversibility of magnetization of polycrystalline HTSC. This contribution arises from a difference in the vortices positions with increasing and decreasing external field. The estimation in terms of the model considering both vortex-vortex and vortex-surface interactions in the presence of pinning forces, shows that at temperatures $T \geq 80$ K this contribution is comparable with the total experimental value of magnetization irreversibility.