Физика низких температур, 1996, т. 22, №11, с. 1322–1325

Магнитодинамические исследования сверхпроводников малых размеров

Л. Г. Мамсурова, К. С. Пигальский, В. П. Сакун

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, Россия, 117977, г. Москва, ул. Косыгина, 4
E-mail:kinet@glas.apc.org.subject:mamsurova

Исследованы полевые зависимости магнитной проницаемости мелкозернистых YBaCuO с размерами зерен $D \sim \lambda$. Для системы слабосвязанных зерен получен колебательный вклад μ_v в магнитную проницаемость в чистом виде, который проявляет гистерезисное поведение в магнитном поле. Проведены численные расчеты вихревых структур и соответствующих значений μ_v для сверхпроводящей пластинки толщиной $d \sim \lambda$ как для термодинамически равновесного состояния, так и при наличии сил пиннинга. Получено хорошее качественное согласие с экспериментальными результатами.

Досліджено польові залежності магнітної проникності дрібнозернистих YBaCuO з розмірами зерен $D \sim \lambda$. Для системи слабкозв'язаних зерен одержано коливальний внесок μ_v в магнітну проникність у чистому вигляді, який зазнає гістерезисну поведінку у магнітному полі. Проведено чисельні розрахунки вихорових структур і відповідних значень μ_v для надпровідної пластівки завтошки $d \sim \lambda$ як для термодинамічно рівноважного стану, так і при наявності сил пінинга. Одержано добру кількісну згоду з експериментальними результатами.

При изучении отклика образцов ВТСП на слабое переменное магнитное поле низкой частоты (3 кГц) в присутствии параллельного постоянного поля особый интерес представляют исследования гистерезисного поведения полевых зависимостей колебательного вклада $\mu_v(H_0)$ в динамическую магнитную проницаемость μ образца [1, 2]. Именно этот вклад, связанный с осцилляциями вихрей около своих положений равновесия под действием переменного магнитного поля, определяется структурой и динамикой решетки абрикосовских вихрей, расположенных в поверхностном слое на глубине $\sim \lambda$. При магнитодинамических исследованиях сверхпроводников, размер которых сравним с лондоновской глубиной проникновения магнитного поля λ, возможно ожидать проявления размерных эффектов в поведении магнитной проницаемости.

В настоящей работе изучены полевые зависимости магнитной проницаемости мелкозернистых ВТСП с размерами зерен $D \sim \lambda$, проведены численные расчеты вихревых структур и соответствующих значений μ_v как для термодинамически равновесного состояния, так и при наличии пиннинга.

Измерения динамической магнитной проницаемости проводили мостовым методом, подробно описанным в [1,2]. Образцы YBaCuO готовили в виде спеченной керамики и порошка. Порошок подвергался холодному прессованию, чтобы исключить вклад транспортных токов в магнитную проницаемость. Размер зерен образца оценивали из результатов измерений эффективной магнитной проницаемости μ_{eff} [3].

На рис. 1 приведены полевые зависимости магнитной проницаемости для двух мелкозернистых образцов YBaCuO с близкими размерами зерен $D \sim 1$ мкм, но отличающимися степенью связи между зернами. Видно, что если для спеченного образца (рис. 1,*а*) гистерезисное поведение $\mu(H)$ в основном определяется гистерезисом транспортных токов (см., например, [4]), то для системы слабосвязанных зерен удается экспериментально наблюдать искомый колебательный вклад μ_v практически в чистом виде (рис. 1,*б*). С одной стороны, это обусловлено малостью транспортных токов, а с другой — отсутствием амплитудно-зависимого (биновского) вклада в μ, связанного с входом и выходом вихрей из образца под действием переменного поля. По-видимому, в мелкозернистых образцах реализуется достаточно сильный поверхностный пиннинг, препятствующий данному процессу. Петли гистерезиса на рис. 1 имеют противоположные знаки и именно второй из них (рис. 1,*б*) соответствует гистерезису $\mu_v(H)$, обнаруженному ранее для монокристалла того же состава [1, 2].

© Л. Г. Мамсурова, К. С. Пигальский, В. П. Сакун, 1996

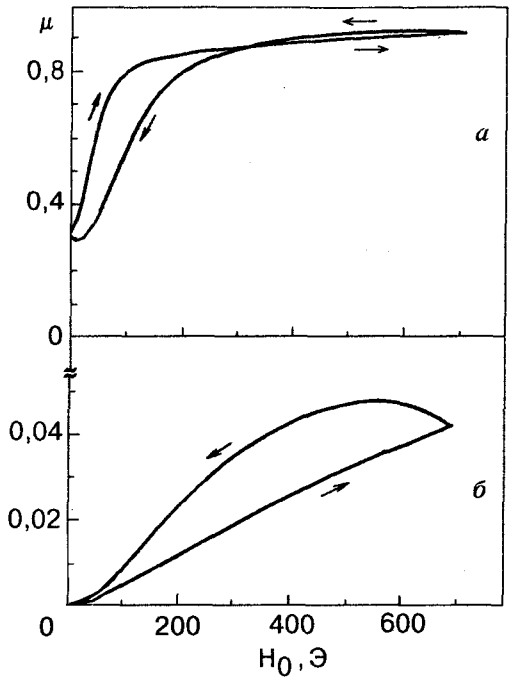

Рис. 1. Полевые зависимости динамической магнитной проницаемости для плотноспеченного мелкозернистого YBaCuO (*а*) и системы слабосвязанных мелких зерен того же состава (*б*) (T = 77,3 K, H_1 = 3 Э).

Для объяснения гистерезисного поведения μ_v системы гранул малого размера необходимо знать реализующуюся в них структуру вихрей и их подвижность под действием переменного поля малой амплитуды (принимая во внимание взаимодействие вихрей с поверхностью и центрами пиннинга).

Рассмотрим тонкую пластинку толщиной $d \sim \lambda$, плоскость которой параллельна постоянной и переменной составляющим магнитного поля. Для такой геометрии решетка вихрей представляет собой систему параллельных поверхности пластинки рядов с одинаковым расстоянием a между вихрями внутри каждого ряда, причем в соседних рядах положения вихрей сдвинуты относительно друг друга на $a/2$. Рассматривались только те конфигурации, которые симметричны относительно оси пластинки.

Поиск равновесной вихревой конфигурации проводили численно по следующей схеме. Для заданных значений параметра a и полного числа вихревых рядов N находили расположение рядов в пластинке из условия баланса всех сил, действующих на вихри:

$$F_v + F_{av} + F_L + F_p = 0 \ , \qquad (1)$$

где F_v, F_{av}, F_L, F_p — силы со стороны всех других вихрей, всех антивихрей, мейсснеровского экранирующего тока и сила пиннинга соответственно.

Первые три силы рассчитывали точно на основе известных выражений [5], а силу пиннинга считали одинаковой для всех рядов: $F_p = \phi_0 j_c/c$ (ϕ_0 — квант магнитного потока; j_c — плотность критического тока; c — скорость света). Варьируя параметр a при сохранении условия силового баланса, находили такое его значение, при котором плотность энергии Гиббса G полученной вихревой конфигурации минимальна. Далее, сравнивая значения $G_{\min}$ для разного числа рядов, определяли N, соответствующее наиболее термодинамически выгодной структуре вихрей. Очевидно, что описанная выше процедура полностью справедлива только в случае идеального сверхпроводника ($F_p = 0$), так как критическое состояние является заведомо неравновесным. Однако поиск положения рядов вихрей из условия силового баланса (а не минимума G) позволяет применять ее с определенными ограничениями и для сверхпроводника с пиннингом.

Остановимся сначала на результатах расчета для случая $F_p = 0$. Для заданных величин d, λ и H_0 возможна реализация квазиравновесных вихревых структур с различным числом рядов. При этом минимальному значению энергии Гиббса отвечает такое N, при котором вихревая решетка внутри пластинки наиболее близка к треугольной (хотя и может сильно отличаться от нее при малом числе рядов).

В соответствии с использованной экспериментальной методикой расчет значения μ_v проводили с помощью выражения

$$\mu_v = \frac{1}{\pi H_1} \int_0^{2\pi/\omega} dt \cos \omega t \frac{dB_v}{dt} , \qquad (2)$$

где ω — частота переменного поля; $B_v(t)$ — та часть магнитной индукции, которая связана с колебательным движением вихрей.

Результаты расчетов μ_v в постоянном поле H_0 = 400 Э в зависимости от толщины пластинки представлены на рис. 2. Там же показаны соответствующие изменения магнитной индукции образца B. Видно, что величина μ_v существенно зависит от отношения d/λ, причем в области малых d зависимость имеет ступенчатый характер. При переходе от одного равновесного числа рядов к другому как B, так и μ_v испытывают скачки, плавно меняясь при сохранении числа рядов.

Наиболее сложное поведение получено для наиболее тонкой пластинки в области реализации небольшого числа рядов вихрей, где зависимости B и

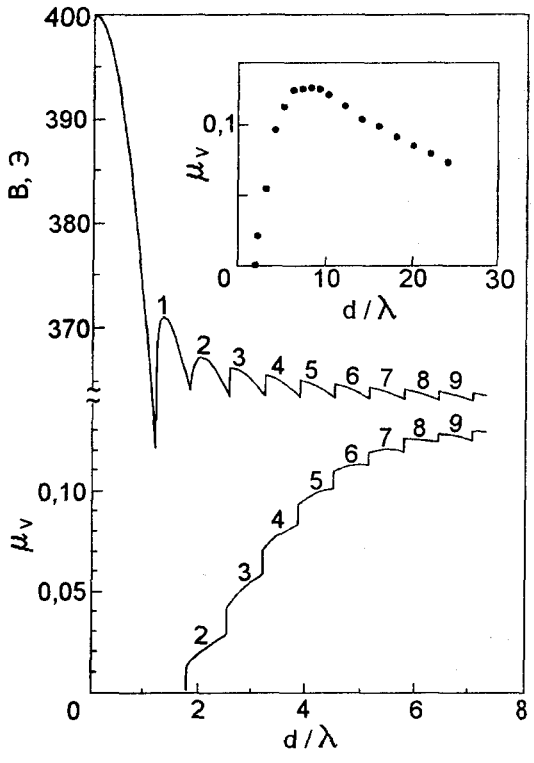

Рис. 2. Колебательный вклад μ_v в магнитную проницаемость и средняя магнитная индукция B в зависимости от толщины пластинки d (в единицах λ, λ = 0,35 мкм). Цифры соответствуют числу равновесных рядов вихрей. На вставке: зависимость μ_v от отношения d/λ для большего диапазона d.

μ_v имеют немонотонный характер. Этот эффект обусловлен конкурирующим влиянием трех процессов при увеличении толщины пластинки: уменьшением вклада в B мейсснеровского поля, с одной стороны, и увеличением потока вихрей (удаление их от поверхности) и их плотности (уменьшение a), с другой.

В области $d >> \lambda$ зависимость $\mu_v(d/\lambda)$ становится монотонной (см. вставку на рис. 2), асимптотически приближаясь к зависимости $\mu_v \sim 1/d$.

Следует отметить, что если ступенчатый характер зависимости $\mu_v(d/\lambda)$ экспериментально получить невозможно из-за разброса зерен по размерам в реальных образцах, то общий вид $\mu_v(d/\lambda)$ вполне соответствует экспериментально наблюдающемуся. Действительно, сравнение абсолютных значений колебательного вклада при H_0 = 400 Э для монокристалла (D = 1200 мкм, $\mu_v = 5\cdot10^{-3}$), крупнозернистого (D = 53 мкм, $\mu_v = 4\cdot10^{-2}$) и мелкозернистого (D = 1 мкм, $\mu_v = 2{,}5\cdot10^{-2}$) поликристаллов свидетельствует о таком соответствии.

Для учета процесса пиннинга в реальном сверхпроводнике необходимо включить силу пиннинга в условие силового баланса (1), что приводит к появлению градиента расстояний между рядами. Кроме того, при поиске параметра a необходимо учесть вклад в энергию Гиббса энергии G_p, обусловленной как преодолением сил пиннинга при входе или выходе вихрей, так и взаимодействием вихрей с центрами пиннинга. В расчетах использовалось достаточно грубое приближение для энергии запиннингованных вихрей, аналогичное приведенному в [6]:

$$G_p = \frac{F_p}{ad}\sum_{i=1}^{N} l_i \,, \qquad (3)$$

где l_i — расстояние от i-го ряда вихрей до ближайшей поверхности.

Оказалось, что для данного числа рядов минимум G отвечает тому же значению a, что и в случае $F_p = 0$, однако величины $G_{\min}(N)$ существенно другие, так что при вводе поля наиболее термодинамически выгодным является состояние с меньшим числом рядов, чем при выводе. Этому соответствует необратимое поведение μ_v, причем полученный в результате расчетов гистерезис μ_v имеет тот же знак, что и наблюдающийся экспериментально. Однако количественное согласие между расчетной и экспериментальной величинами $\Delta\mu$ получить на данном этапе работы не удалось.

Лучшее количественное согласие можно получить, если предположить, что разное число рядов при вводе и выводе поля может реализоваться при сохранении расстояния в рядах между вихрями близким к тому, которое имеет место в сверхпроводнике без пиннинга. Однако для обоснования этого предположения требуются дополнительные исследования.

Выводы

Рассмотрена структура вихревой решетки в сверхпроводнике малого размера ($d \sim \lambda$) и численно рассчитаны значения амплитудно-независимого колебательного вклада μ_v в магнитную проницаемость. Обнаружено существование размерных эффектов на зависимости $\mu_v(d/\lambda)$, выражающихся в ступенчатом характере кривой и наличии максимума в области малых d/λ.

Расчеты при наличии сил пиннинга позволили получить эффект необратимого поведения $\mu_v(H)$ того же знака, что и наблюдающегося экспериментально.

Работа поддерживается Российским фондом фундаментальных исследований и научным советом по проблеме ВТСП и выполнена в рамка проектов № 95-02-05398 и № 93112.

1. L. G. Mamsurova, K. S. Pigalskiy, V. P. Sakun, and L. G. Scherbakova, *Physica* **C200**, 175 (1992).
2. Л. Г. Мамсурова, К. С. Пигальский, В. П. Сакун, Л. Г. Щербакова, *СФХТ* **5**, 1811 (1992).
3. А. А. Вишнев, Л. Г. Мамсурова, К. С. Пигальский, Л. Г. Щербакова, *СФХТ* **7**, 643 (1994).
4. А. Б. Долгин, С. Н. Смирнов, *СФХТ* **2**, 105 (1989).
5. П. де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, Москва (1968), с. 67.
6. В. С. Горбачев, С. Е. Савельев, *ЖЭТФ* **107**, 1247 (1995).

Magnetodynamic study of small size superconductors

L. G. Mamsurova, K. S. Pigalskiy, and V. P. Sakun

Magnetic field dependencies of magnetic permeability in fine grained YBaCuO samples of grain size $D \sim \lambda$ are investigated. The hysteresis of an oscillatory part of the magnetic permeability is evaluated for a system of loosely bound grains. Numerical calculations of vortex structures and appropriate μ_v values for a superconducting plate of thickness $d \sim \lambda$ are made for cases of thermodynamical equilibrium and the existence. The computational results qualitatively agree with the experiment.