

АНОМАЛЬНЫЕ ПОТЕРИ В ВИХРЕВОЙ РЕШЕТКЕ Bi 2212 В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ 1-3 кЭ

К.Е.Каменцев, Ю.М.Ципенюк

*Институт физических проблем им.П.Л.Капицы РАН
117334 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 25 января 1996 г.

В работе представлены результаты экспериментального исследования зависимости диссипации в вихревой решетке от величины магнитного поля и ориентации кристалла Bi 2212 при температуре ~ 15 К. Наблюдается резкий максимум в диссипации, ширина которого зависит от ориентации сверхпроводника относительно поля. Качественно результаты могут быть объяснены появлением геометрического барьера, приводящего к существенному перераспределению магнитного поля в объеме образца.

PACS 74.72.Hs, 74.60.Ge

Вихревая решетка (ВР) в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) в последнее время служит предметом интенсивного изучения. В частности, в ВТСП предсказаны такие новые свойства, как плавление ВР, вихревое стекло, двумерные вихревые кольца и тому подобное [1]. Экспериментально, как сейчас полагают, это проявляется в том числе в появлении особенностей в мнимой и действительной частях магнитной восприимчивости [2,3].

Одним из самых чувствительных методов исследования динамики ВР является измерение свойств механического вибратора со сверхпроводником во внешнем поле. При колебаниях сверхпроводника меняется его ориентация относительно внешнего поля. Если при этом вихри не успевают изменить своей ориентации, то возникает магнитный момент образца, который меняет эффективную жесткость вибратора, то есть его резонансную частоту, а связанное с переориентацией ВР движение вихрей сопровождается диссипацией, которая уменьшает добротность системы, то есть амплитуду колебаний. Другими словами, при колебаниях сверхпроводника происходит периодическая диффузия магнитного потока, и существенным для этого процесса является соотношение характерных времен — времени диффузии, определяемой параметрами ВР, и периода колебаний [4]. Вихревая решетка никак не влияет на свойства вибратора в двух предельных случаях — когда она абсолютно запиннигована либо абсолютно свободна.

Проведенные различными методами исследования свойств ВР в широком диапазоне магнитных полей и температур показали, что *ВТ*-диаграмму ВТСП пересекает так называемая линия необратимости, выше которой исчезает влияние ВР на динамические свойства вибратора — его резонансную частоту и амплитуду колебаний.

Как было показано нами в предыдущей работе [5], проведенной методом вибрирующего монокристалла, в области низких температур (~ 30 К) и небольших полей (порядка 1кЭ), то есть в области, где заведомо ВР закреплена, также происходит существенное изменение динамических свойств ВР. На

языке текущих по сверхпроводнику токов движение вихрей начинается тогда, когда ток больше критического. Детальные исследования этих особенностей привели к обнаружению крайне необычного поведения затухания вибратора с полем, о котором и пойдет речь ниже.

Методика измерений подробно описана в [5], а физические основы метода – в [6]. В отличие от предыдущих опытов, нами в качестве вибратора использовалась бериллиевая фольга. Выбор Ве в качестве материала вибратора определялся следующими соображениями. Во-первых, Ве очень легкий металл, что позволяет при той же массе сверхпроводящего образца добиться большей чувствительности. Во-вторых, бериллий обладает достаточно высокой теплопроводностью, что обеспечивает быстрое достижение теплового равновесия. В этом материале потери в переменном магнитном поле малы в силу относительно невысокой электропроводности Ве по сравнению с другими металлами. Указанные выше меры позволили уменьшить частоту вибратора более чем в три раза по сравнению с использовавшимся ранее стеклянным вибратором [5], что увеличило чувствительность метода более чем на порядок величины.

Эксперименты проводились в проточном криостате, узел вибратора укреплялся на гелиевом теплообменнике на двух тонких медных стержнях, на которых намотана спираль нагревателя. Все эксперименты проводились с монокристаллом Bi 2212, выращенным методом оптической зонной плавки с последующим отжигом. Его форма – правильный параллелепипед с размерами сторон $a \times b \times c = 0.1 \times 1.5 \times 4$ мм, масса образца – 4 мг. Проточный криостат располагался между полюсами внешнего электромагнита, что позволяло менять ориентацию внешнего поля относительно кристаллографических осей монокристалла. Развертка магнитного поля производилась со скоростью 10 Э/с .

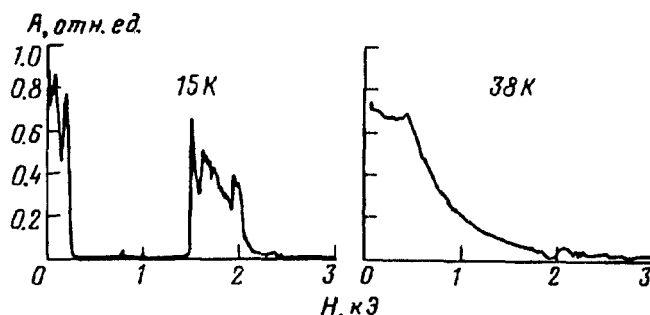


Рис. 1. Зависимость амплитуды колебаний вибратора от внешнего поля при температурах 15 К и 38 К. Магнитное поле направлено под углом 55° к оси c кристалла

На рис.1 приведены результаты измерения амплитуды вибратора в зависимости от величины внешнего магнитного поля при двух температурах 15 и 38 К. Ось c кристалла направлена под углом 55° по отношению к внешнему полю. Отчетливо видно качественное отличие приведенных зависимостей. При температуре 15 К потери в сверхпроводящем образце немонотонно зависят от величины внешнего магнитного поля: при $H_c \sim 300 \text{ Э}$ амплитуда колебаний

резко уменьшается до нуля (автоколебания вибратора пропадают), а затем при полях $H_a \sim 1.5 \text{ кЭ}$ колебания восстанавливаются. Выше $H_a \approx 2.5 \text{ кЭ}$ диссипация в ВР велика при всех температурах ниже температуры депиннинга. При температуре 38 К амплитуда колебаний монотонно уменьшается с ростом поля, резких изменений диссипации не наблюдается.

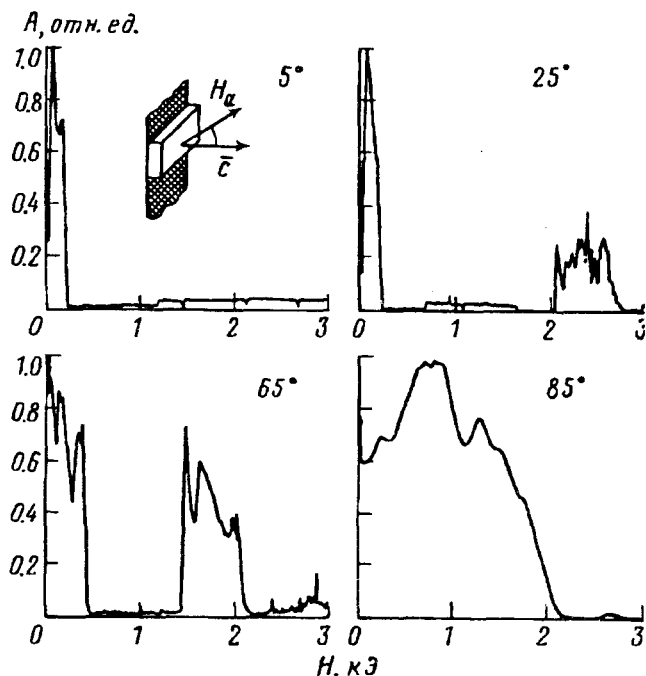


Рис. 2. Зависимость амплитуды колебаний вибратора от магнитного поля при различных ориентациях кристалла; температура 15 К

На рис. 2 показано, как трансформируются указанные особенности в затухании вибратора при изменении ориентации кристалла относительно внешнего поля. Восстановление колебаний вибратора происходит лишь под углами между осью c и H_a , больших 25° , и по мере поворота H_a к плоскости (a, b) все меньшей оказывается область отсутствия колебаний вибратора.

Амплитуда колебаний вибратора однозначно связана с потерями, возникающими при движении ВР, и, естественно, величина диссипации W в ВР тем больше, чем больше их число, то есть чем больше внешнее поле:

$$W = \int J \mathcal{E} dv = \int J^2 \rho dv,$$

где \mathcal{E} – напряженность электрического поля, возникающая при движении вихрей, J – плотность текущего по образцу тока, ρ – сопротивление сверхпроводника в резистивном состоянии, зависящее от величины (J/J_c) , J_c – критический ток. Полевая зависимость потерь в вихревой решетке в первом приближении должна быть пропорциональна квадрату магнитного поля, так как плотность тока пропорциональна полю. Поэтому монотонное уменьшение

амплитуды колебаний с полем вполне естественно. Неожиданным в зависимости амплитуды колебаний вибратора от поля является очень резкое ее падение и следующее затем восстановление колебаний.

Наблюдаемые аномалии могут быть связаны с резким перераспределением поля и, соответственно, тока по объему образца. Хорошо известно, что в образцах неэллипсоидальной формы магнитное поле внутри образца неравномерно. В сверхпроводниках I рода это экспериментально было подтверждено в работе Алексеевского [7]. В ВТСП неравномерное распределение поля по образцу было измерено недавно в работе [8] и теоретически рассчитано Брандтом [9].

Возможная интерпретация наблюдаемых нами аномалий в диссипативных свойствах ВР может быть связана с появлением геометрического барьера, обусловленного неравномерным распределением токов (и полей) в объеме сверхпроводящего образца, как это показано в работах [8,9]. В данном случае неприменима модель критического состояния. В центре экранирующий ток меньше критического и вихри удерживаются объемными силами пиннинга. На периферии имеется зона абсолютной неустойчивости ($J \gg J_c$), в которой происходит вязкое течение потока. Важно, что геометрический барьер разрушается по мере выравнивания локальной плотности вихрей в образце с увеличением внешнего поля и устанавливается критическое состояние с $J \sim J_c$ во всем объеме образца. В работах [8,9] экспериментально и расчетным путем показано появление геометрического барьера, препятствующего проникновению вихрей в центральную область. В наших экспериментах существенны динамические свойства ВР, которые до этого не рассматривались.

Поле, при котором происходит резкое увеличение затухания в вихревой решетке, мы связываем с полем резкого проникновения потока в образец (когда преодолевается геометрический барьер). Эту величину мы можем непосредственно сравнить как с измерениями холловским микродатчиком, проведенными в работе [8], так и с расчетным значением поля проникновения в пластину толщиной d и шириной w , описываемой формулой $H_p \simeq H_{c1} \sqrt{d/w}$, приведенной в работах [8,9]. В этих работах измерения проводились при ориентации $H_a \parallel c$. В наших экспериментах поле $H_p = 220 \text{ Э}$ при $H_a \parallel c$, в экспериментах [8] по прямому измерению барьера – 200 Э , расчет по приведенной выше формуле дает величину $\sim 250 \text{ Э}$.

Кроме того, мы можем провести оценку величины магнитного поля H_r , при которой исчезает сверхмейснеровский ток (разрушается геометрический барьер). Согласно измерениям, проведенным в работе [9], это поле равно 2 кЭ . В наших экспериментах эта величина зависит от угла, но в среднем составляет 1.5 кЭ , то есть эти данные также достаточно хорошо согласуются между собой.

Для висмутовых ВТСП характерна очень высокая анизотропия критических токов, и главную роль в диссипации играют вихревые магнитные точки в Cu-O -плоскостях. Поэтому при ориентации поля параллельно (a, b) -плоскости критический ток ведет себя монотонно с полем, и все особенности обязаны динамике вихрей, параллельных оси c . Насколько приведенная интерпретация

окажется справедливой при более полном количественном анализе, можно будет ответить лишь при дальнейшем анализе результатов.

Авторы глубоко признательны А.А.Бушу за предоставление монокристалла Bi2212 и В.В.Жучкову за техническую помощь.

Работа выполнена в рамках проекта 93210 по ГНТП "Сверхпроводимость".

-
1. G.Blatter, M.V.Feigelman, V.B.Geshkenbein et al., *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1995).
 2. J.Yazyi, A.Arribere, C.Duran et al., *Physica C* **184**, 254 (1991).
 3. K.Yamato, J.Kai, M.Hiraoka, *Physica C* **185-189**, 2323 (1991).
 4. T.H.Brandt, *Z. Phys.* **B80**, 167 (1990).
 5. А.В.Дробинин, К.Е.Каменцев, А.А.Буш, Ю.М.Ципенюк, *СФХТ* **6**, 1487 (1993).
 6. P.Esquenazi, *J. Low Temp. Phys.* **63**, 187 (1986).
 7. Н.Е.Алексеевский, *ЖЭТФ* **16**, 870 (1946).
 8. E.Zeldov, A.I.Larkin, V.B.Geshkenbein et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1428 (1994).
 9. Th.Schuster, M.V.Indenbom, H.Kuhn et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1424 (1994).