Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 1, с. 25 – 29

Движение джозефсоновских вихрей в слоистом монокристалле $Bi_{2+x}Sr_{2-x}CuO_{6+\delta}$ в параллельных высоких магнитных полях

С. И. Веденеев[1)]

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 октября 2018 г.
После переработки 17 октября 2018 г.
Принята к публикации 7 ноября 2018 г.

Исследована динамика джозефсоновской вихревой решетки в сверхпроводящем монокристалле однослойного высокотемпературного сверхпроводника Bi2201 в параллельных высоких магнитных полях. При измерении сопротивления течению потоку джозефсоновских вихрей в направлении, перпендикулярном слоям и индуцированного движением вихрей напряжения как функции магнитного поля, обнаружены периодические осцилляции в широкой области температур и магнитных полей. Результаты предполагают, что наблюдаемые осцилляции связаны с движением прямоугольной вихревой решетки между слоями и согласованием с поперечным размером монокристалла.

DOI: 10.1134/S0370274X19010053

Хорошо известно, что множество джозефсоновских переходов образованных атомными слоями высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) представляет собой нелинейную систему с уникальными динамическими свойствами. Магнитное поле, перпендикулярное слоям, индуцирует в слоях плоские вихри типа вихрей Абрикосова, тогда как магнитное поле, приложенное вдоль слоев CuO_2 (параллельно ab-плоскостям) создает вихри Джозефсона, каждый из которых несет один квант потока и чьи керны расположены между сверхпроводящими слоями. Когда параллельное магнитное поле превышает поле кроссовера (переходное поле) $\mu_0 H_{\rm cr} = \Phi_0/\pi\gamma s^2$, где Φ_0 – квант потока, γ – анизотропия лондонской глубины проникновения и s – межслоевое расстояние, вихри начинают перекрываться, образуя решетку джозефсоновских вихрей [1, 2] (см. также приведенные ссылки в [2]).

При токах, больше критического, джозефсоновские вихри двигаются вдоль слоев и генерируют электромагнитное поле, которое трансформируется частично в излучаемое поле. Частота излучения определяется джозефсоновской частотой, зависящей от пропускаемого транспортного тока и приложенного постоянного магнитного поля. Таким способом можно получить монохроматическое и перестраиваемое по частоте излучение в ТГц диапазоне ([2], см. также ссылки там).

В последующих работах, например, [3, 4] было показано, что когерентное ТГц излучение значительной мощности может быть получено из внутренних джозефсоновских переходов в слоистом ВТСП $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (Bi2212). По аналогии с резонатором лазера, в кристалле из-за множественных отражений электромагнитных волн от боковых поверхностей образца создается макроскопическое когерентное состояние, в котором джозефсоновское излучение большого количества джозефсоновских переходов синхронизировано по фазе.

Следует отметить, что возможность создания перестраиваемого в широких пределах источника индуцированного излучения, работающего в диапазоне частот 10^9–10^{12} Гц, на основе слабосвязанных сверхпроводящих систем (массива джозефсоновских мостиков или точечных контактов) с мощностью излучения, не уступающей мощности HCN-, $H_2$0- и $D_2$0-лазеров, исследовалась теоретически в работах [5, 6]. В качестве резонатора в этих работах рассматривались сверхпроводящие пленочные туннельные переходы с множеством джозефсоновских микромостиков.

Движение джозефсоновской решетки под действием тока вдоль оси c и возникающее при этом сопротивление течению потока (*flux-flow resistance*), интенсивно изучались как экспериментально, так и теоретически, потому что движение когерентных джозефсоновских вихрей приводит к сильным резонансным явлениям, которые могут привести к очень важным приложениям ВТСП ([7], см. также ссылки там). При соответствующих условиях когерентное движение джозефсоновских вихрей возбуждает резонансные моды в резонаторе – кристалле из сло-

1) e-mail: vedeneev@sci.lebedev.ru

истого ВТСП, которые, в свою очередь, влияют на движение вихрей. Такие геометрические резонансы проявляют себя на вольт-амперных $I(V)$ характеристиках джозефсоновских переходов в виде резонансов Фиске (*Fiske resonances*) – ступенек тока через одинаковую величину постоянного напряжения [8, 9].

В слоистых сверхпроводниках с джозефсоновскими связями в присутствии электрического тока сила Лоренца вызывает движение вихрей, генерирующих электрические поля, как вдоль слоев, так и перпендикулярно им. Эти поля индуцируют падение напряжения на образце, связанное с течением потока вихрей (*flux-flow voltage*).

В работе [10] сообщалось о наблюдении новых периодических осцилляций сопротивления течению потока в мезаструктурах микронных размеров с ширинами $W = 7-30$ мкм, вырезанных из монокристалла Bi2212, как функция магнитного поля до 3 Тл параллельного ab-плоскостям с током смещения вдоль оси c (порядка нескольких процентов от критического тока). Измеренная периодичность в магнитном поле, $\mu_0 H_p$, определялась соотношением $\Phi_0/2Ws$, где W – размер образца в ab-плоскости, перпендикулярном приложенному магнитному полю, а s-межслоевое расстояние в Bi2212. Величины $\mu_0 H_p$ в разных структурах составляли 0.01–0.02 Тл. Период осцилляций зависил тоько от ширины мезаструктур и соответствовал добавлению одного кванта потока Φ_0 на двойной слой в кристаллической решетке Bi2212.

Авторы работы [10] предположили, что период наблюдаемых осцилляций связан с движением джозефсоновской треугольной вихревой решетки в направлении, перпендикулярном току и полю. Осцилляции сопротивления течению потока джозефсоновских вихрей возникали из-за эффекта согласования между решеткой и шириной структуры, перпендикуллярной направлению поля.

В более поздней работе [11] было измерено сопротивление течению потока джозефсоновских вихрей в микроструктурах с размерами 1–6 мкм, изготовленных также из монокристалла Bi2212, как функция магнитного поля до 5 Тл, параллельного ab-плоскостям. При низких полях период осцилляций был $\mu_0 H_T = \Phi_0/2Ls$, где L – длина структур, т.е. соответствовал добавлению одного кванта потока Φ_0 на двойной слой в кристаллической решетке Bi2212, тогда как при высоких полях наблюдались осцилляции с периодом $\mu_0 H_S = \Phi_0/Ls$ и соответствовал добавлению одного кванта потока Φ_0 на один слой в кристаллической решетке Bi2212. Как и в предыдущей работе [10], период $\mu_0 H_T$, по мнению авторов, соответствовал треугольному упорядочению вихрей, но новый период $\mu_0 H_S$ должен отвечать квадратной решетке. Величины $\mu_0 H_T$ и $\mu_0 H_S$ в разных структурах составляли приблизительно 0.3–0.7 Тл и 0.5–0.15 Тл, соответственно.

Согласно авторам работы [2] (см. также ссылки там), треугольная решетка в отличие от квадратной решетки становится неустойчивой в области сильных токов, и, соответственно, растет выделение тепла. Поэтому вопрос о структуре решетки при больших токах очень важен, если речь идет о практическом применении слоистых сверхпроводников для генерации излучения.

Очевидно, что для лучшего понимания основного вихревого состояния и его фазовой диаграммы в ВТСП, важно понять динамику джозефсоновских вихрей. В то же время основное состояние вихря и вихревая фазовая диаграмма в высокоанизотропных ВТСП в параллельных магнитных полях до сих пор остаются открытыми вопросами. Картина фазового перехода из твердого (фазоупорядоченного) состояния вихрей в жидкое состояние комбинированной решетчатой структуры, состоящей из джозефсоновских вихрей и вихрей Абрикосова, в высоких магнитных полях также остается неясной.

Исследование динамики вихревой решетки в Bi2212 обычно ограничивается областью вблизи T_c, поскольку при низких температурах большая плотность критического тока J_c сильно затрудняет изучение, тогда как в чистых системах при высоких температурах ожидается плавление решетки из-за тепловых флуктуаций. Величины верхних критических магнитных полей $\mu_0 H_{c2}$ и критических токов J_c в однослойной системе ВТСП $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$ (Bi2201) относительно низкие, что позволяет наблюдать влияние более сильного, чем в предыдущих работах магнитного поля на динамику джозефсоновской вихревой решетки при низких температурах.

Ниже представлены результаты наших экспериментальных исследований осцилляций сопротивления течению потока джозефсоновских вихрей вдоль оси c как функции, параллельного слоям магнитного поля в монокристалле однослойного Bi2201 (без примеси La) с серединой температуры сверхпроводящего перехода $T_c = 5.5$ К.

Несмотря на низкую величину T_c (значение T_c в этой системе при изменении состава может достигать 13 К [12]), тщательная характеризация монокристалла показала его высокое качество, высокую однородность и структурное совершенство. Действительно, в работе [13] было показано, что наиболее высококачественные монокристаллы Bi2201 имеют очень узкую область значений параметров кристаллической решетки и величины T_c в этом случае лежат в области 3.5–9.5 К. Размеры образца, использованного в эксперименте, [ширина (W) х длина (L) х толщина (d)] составляли 0.3 мм × 3 мм × 1 мкм.

Процесс выращивания и характеристики наших монокристаллов Bi2201 были подробно описаны ранее [14]. Температурные зависимости сопротивлений в ab-плоскости и вдоль оси c настоящего образца в нулевом магнитном поле были такие же, как и сообщалось ранее [13]. При измерении сопротивлений монокристалла Bi2201 использовался стандартный четырехзондовый метод с симметричным расположением низкоомных контактов на обеих ab-поверхностях образца (схематически показано на рис. 1). Всегда использовалась конфигурация

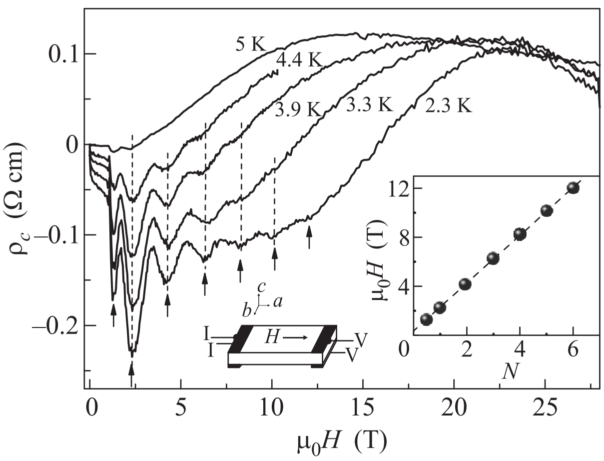

Рис. 1. Зависимость сопротивления течению потока джозефсоновских вихрей от магнитного поля, параллельного ab-плоскости монокристалла Bi2201 с током 300 мА вдоль оси c при разных температурах. На вставке показано положение минимумов сопротивления в магнитном поле (отмечено стрелками в основной части рисунка) в зависимости от номера. В нижней части рисунка схематически показано расположение токовых и потенциальных контактов

с $\mu_0 H \perp J$. $I{-}V$ и $V{-}\mu_0 H$, характеристики образца измерялись с помощью синхронного усилителя при ≈10.7 Гц и нановольтметра Keithley 2182. Температура образца непрерывно регистрировалась RuO_2 термометром. Процесс измерения сопротивлений образцов в магнитных полях также описан подробно в [13].

Магнитосопротивление вдоль ab-плоскостей, измеренное при направлении магнитного поля точно параллельно ab-плоскостям и при температурах ниже T_c, постепенно увеличивалось с возрастанием поля в соответствии с увеличении числа вихрей, но никаких осцилляций не наблюдалось.

Однако, при измерении магнитосопротивления вдоль оси c в монокристалле Bi2201 в магнитном поле, параллельном ab-плоскостям, наблюдались хорошо заметные периодические осцилляции сопротивления, как показано на рис. 1. С уменьшением температуры число осцилляций возрастало и их амплитуда увеличивалась. Но с увеличением магнитного поля она постепенно уменьшалась и в полях выше 15 Тл (при $T = 2.3$ К) осцилляции исчезали. Обращает на себя внимание тот факт, что с появлением осцилляций сопротивление ρ_c в области осцилляций становится отрицательным и с уменьшением температуры эта область растет.

Из рисунке 1 и вставки на нем видно, что период осцилляций $\mu_0 H_p$ не меняется в широком диапазоне магнитных полей, не зависит от температуры и равен 1.9 Тл. Эти осцилляции вполне аналогичны осцилляциям сопротивления течению потока джозефсоновских вихрей вдоль оси c в Bi2212, наблюдаемых ранее в работах [10, 11]. Однако существенное различие заключается в том, что размеры нашего образца на три порядка больше и период осцилляций на 1–2 порядка больше чем в цитируемых работах.

Чтобы убедиться в связи осцилляций на рис. 1 с движением джозефсоновских вихрей вдоль оси c, была измерена $V{-}\mu_0 H$ характеристика образца при нулевом токе вдоль оси c. Этот метод изучения джозефсоновских вихрей, по-видимому, является менее неоднозначным, чем измерение магнитосопротивления. На рисунке 2 приведена зависимость индуцированного движением вихрей напряжения V_c на образце вдоль оси c от магнитного поля при отсутствии тока вдоль этой оси. Тонкая кривая есть экспериментальная зависимость, а толстая – результат сглаживания. Как и в случае магнитосопротивления на рис. 1, индуцированное напряжение отрицательно в области осцилляций.

На рисунке 3 для сравнения приведены магнитосопротивление вдоль оси c из рис. 1 (кривая *1*) и сглаженная $V{-}\mu_0 H$ характеристика из рис. 2 (кривая *2*) при $T = 2.3$ К. Последняя для ясности смещена вверх. Хорошее совпадение положений минимумов на обеих кривых указывает на одинаковую природу этих осцилляций. Кроме того, на рис. 3 при малых полях на обеих кривых имеется дополнительный минимум, соответствующий половине основного периода $\mu_0 H_p/2$ (см. также вставку на рис. 1). Это лишний раз подтверждает, что осцилляции на рис. 1–3 аналогичны осцилляциям в Bi2212, наблюдаемых в работах [10, 11]. Тем не менее, из-за существенных

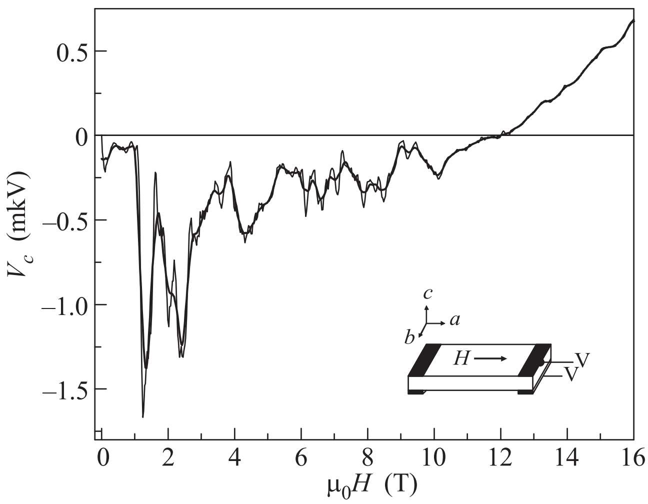

Рис. 2. Зависимость индуцированного движением вихрей напряжения V_c на образце вдоль оси c от магнитного поля при отсутствии тока. Тонкая кривая – экспериментальная зависимость, а толстая – результат сглаживания. $T = 2.3$ K. В нижней части рисунка схематически показано расположение потенциальных контактов

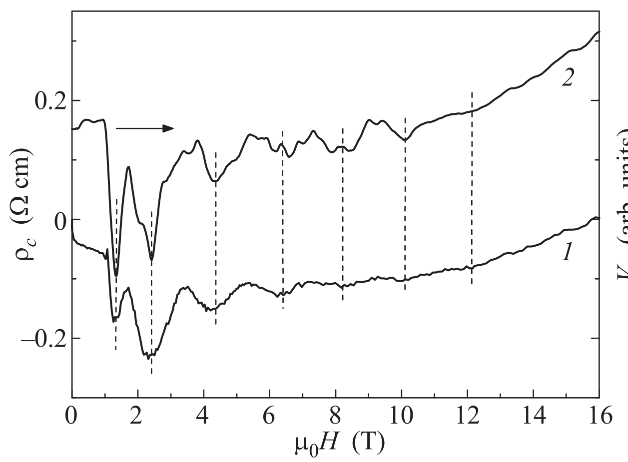

Рис. 3. Сравнение магнитосопротивления вдоль оси c из рис. 1 (кривая *1*) и сглаженная $V{-}\mu_0 H$ характеристика из рис. 2 (кривая *2*) при $T = 2.3$ K . Последняя для ясности смещена вверх

различий в периодах осцилляций и размерах образцов осцилляции на рис. 1, 2 нельзя связать с эффектом согласования между решеткой вихрей и размерами образца Bi2201 в ab-плоскости, как это сделано в работах [10, 11]. Действительно, если в приведенные выше выражения для периодов осцилляций в Bi2212 положить ширину или длину нашего образца, то получим периоды осцилляций в несколько мТл, что не соответствует экспериментальному значению периода, равного 1.9 Тл.

Размер джозефсоновского вихря $\lambda_J = \gamma s$ [15] в Bi2201 равен ≈ 25 Å, поскольку $\gamma \approx 2$ [16], а $s = 12.3$ Å. Учитывая несоизмеримость размеров вихрей и нашего образца в ab-плоскости, естественно предположить, что период осцилляций в настоящей работе должен зависеть от размера образца вдоль оси c, т.е. от его толщины $d = 1$ мкм. Величина периода наших осцилляций $\mu_0 H_p \approx 1.9$ Тл очень близка (в пределах точности измерения толщины образца) к рассчитанной величине $\mu_0 H_p = \Phi_0/ds = 1.7$ Тл, соответствующей магнитному полю, необходимому для добавления одного кванта потока вихрей на один слой CuO_2 в кристаллической решетке Bi2201. Согласно вышесказанному, этот результат показывает, что вихри Джозефсона в однослойном Bi2201 образуют квадратную решетку в основном состоянии. Результат, который указывает на перспективность Bi2201 в практическом применении в качестве Тгц излучателя.

Наличие одного минимума в низких полях на рис. 1–3, отвечающего половине основного периода осцилляций, указывает на возможность образования треугольной решетки в низких полях. Последнее предположение подтверждается работой [17], в которой на основании численных расчетов было показано, что в одиночном джозефсоновском переходе в магнитном поле могут происходить осцилляции обеих типов с периодами $\mu_0 H_p$ и $\mu_0 H_p/2$.

1. Л. Н. Булаевский, ЖЭТФ **64**, 2241 (1973).
2. L. N. Bulaevskii and A. E. Koshelev, Phys. Rev. Lett. **97**, 267001 (2006).
3. L. Ozyuzer, A. E. Koshelev, C. Kurter, N. Gopalsami, Q. Li, M. Tachiki, K. Kadowaki, T. Yamamoto, H. Minami, H. Yamaguchi, T. Tachiki, K. E. Gray, W.-K. Kwok, and U. Welp, Science **318**, 1291 (2007).
4. K. Delfanazari, H. Asai, M. Tsujimoto, T. Kashiwagi, and T. Kitamura, Opt. Express **21**, 2171 (2013).
5. Э. М. Беленов, С. И. Веденеев, Квантовая электроника, **7**, 1350 (1980).
6. Э. М. Беленов, С. И. Веденеев, А. В. Усков, Квантовая электроника, **8**, 1491 (1981).
7. B. Y. Zhu, H. B. Wang, S. M. Kim, S. Urayama, T. Hatano, and X. Hu, Phys. Rev. B **72**, 174514 (2005) и ссылки там.
8. R. Kleiner, Phys. Rev. B **50**, 6919 (1994).
9. V. M. Krasnov, N. Mros, A. Yurgens, and D. Winkler, Phys. Rev. B **59**, 8463 (1999).
10. S. Ooi, T. Mochiku, and K. Hirata, Phys. Rev. Lett. **89**, 247002 (2002).
11. I. Kakeya, Y. Kubo, M. Kohri, M. Iwase, T. Yamamoto, and K. Kadowaki, Phys. Rev. B **79**, 212503 (2009).

12. J. Harris, P. J. White, Z.-X. Shen, H. Ikeda, R. Yoshizaki, H. Eisaki, S. Uchida, W. D. Si, J. W. Xiong, Z.-X. Zhao, and D. S. Dessau, Phys. Rev. Lett. **79**, 143 (1997).
13. S. I. Vedeneev and D. K. Maude, Phys. Rev. B **70**, 184524 (2004).
14. J. I. Gorina, G. A. Kaljuzhnaia, V. I. Ktitorov, V. P. Martovitsky, V. V. Rodin, V. A. Stepanov, and S. I. Vedeneev, Solid State Commun. **91**, (1994).
15. A. E. Koshelev, Phys. Rev. B **62**, R3616 (2000).
16. S. I. Vedeneev, C. Proust, V. P. Mineev, M. Nardone, and G. L. J. A. Rikken, Phys. Rev. B **73**, 014528 (2006).
17. A. V. Ustinov and N. F. Pedersen, cond-mat/0504331 v1 13 Apr 2005.