Физика низких температур, 1996, т. 22, № 11, с. 1326–1328

Аномальное поведение замороженного магнитного потока и его шума в ВТСП керамике

Н. И. Богатина, С. И. Бондаренко

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47

Проведено исследование спектральной плотности шума A магнитного поля внутри ВТСП керамики. Обнаружено аномальное увеличение A слабого магнитного поля, замороженного внутри полого цилиндра с дном из ВТСП керамики, в области $1/f$ шума при помещении цилиндра во внешнее магнитное поле большой напряженности, но меньше критического. Аналогичная аномалия наблюдается при условии, когда внешнее магнитное поле равно магнитному полю внутри цилиндра (также при больших напряженностях магнитного поля, но меньше критического). Обсуждаются возможные механизмы, обусловливающие такое значительное увеличение амплитуды спектральной плотности шума.

Проведено дослідження спектральної густини шуму A магнітного поля усередені ВТНП кераміки. Виявлено аномальне збільшення A слабкого магнітного поля, замороженого усередині полого циліндра з днищем з ВТНП кераміки, в області $1/f$ шуму при розміщенні циліндра в зовнішньому магнітному полі великої напруженості, але менше критичного. Аналогічну аномалію було виявлено в умовах, коли зовнішнє магнітне поле дорівнює полю усередині циліндра (також при великих напруженостях магнітного поля, але менших критичного). Пояснено можливі механізми, які обумовлюють таке значне збільшення амплітуди спектральної густини шуму.

Эксперимент

В работах [1,2] подробно описана методика измерения амплитуды A спектральной плотности шума магнитного поля (МП) с помощью феррозондового магнитометра и спектроанализатора фирмы «Philips».

Образцами в настоящем исследовании служили полые цилиндры с дном из $Bi_{2-x}Pb_xSr_2Ca_2Cu_3O_y$ (Bi-керамики) и $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (Y-керамики). Размер зерен полученных образцов исследовался с помощью электронного микроскопа.

Эксперимент проводился внутри цилиндров в четырех вариантах.

1. Замораживалось остаточное МП пермаллоевого экрана, равное 2 мЭ, феррозондовый магнитометр располагался внутри цилиндра (рис. 1, вставка), и с его помощью измеряли дрейф МП внутри цилиндра и спектральную плотность шума МП.

2. Замораживали МП, равное 2 мЭ, вне цилиндра создавали МП различных напряженностей вплоть до критического с помощью соленоида и измеряли дрейф МП и его шумы как внутри цилиндра, так и вне его.

3. Создавали МП различных напряженностей вплоть до критического, затем переводили цилиндр в сверхпроводящее состояние в этом же поле и измеряли дрейф и спектральную плотность шума как внутри цилиндра, так и вне его.

4. Замораживали МП различных напряженностей вплоть до критического, внешнее МП равнялось 2 мЭ, измеряли дрейф и шумы МП внутри цилиндра.

Результаты наблюдения 1-го и 4-го вариантов описаны в [2] и здесь подробно не рассматриваются.

Результаты эксперимента

Во втором варианте эксперимента спектральная плотность шума A увеличивается с ростом внешнего магнитного поля, причем в области белого шума в соответствии с учетом проникновения внешнего МП внутрь цилиндра (ср. на рис. 1 кривые *4* и пунктирную), в области же $1/f$ шума A существенно отклоняется от расчетной пунктирной кривой (рис. 1, кривая *4*). Это отличие зависит от структуры образцов: для крупнозернистых оно намного больше, чем для мелкозернистых. Следует отметить также, что отклонение A от расчетного увеличивается с ростом внешнего МП.

В третьем варианте эксперимента наблюдалось аномальное увеличение A, большее, чем во втором варианте (рис. 1, кривая *5*).

Наблюдаемые аномалии обнаружены в образцах с большим размером зерен (70–150мкм), в ко-

© Н. И. Богатина, С.И. Бондаренко, 1996

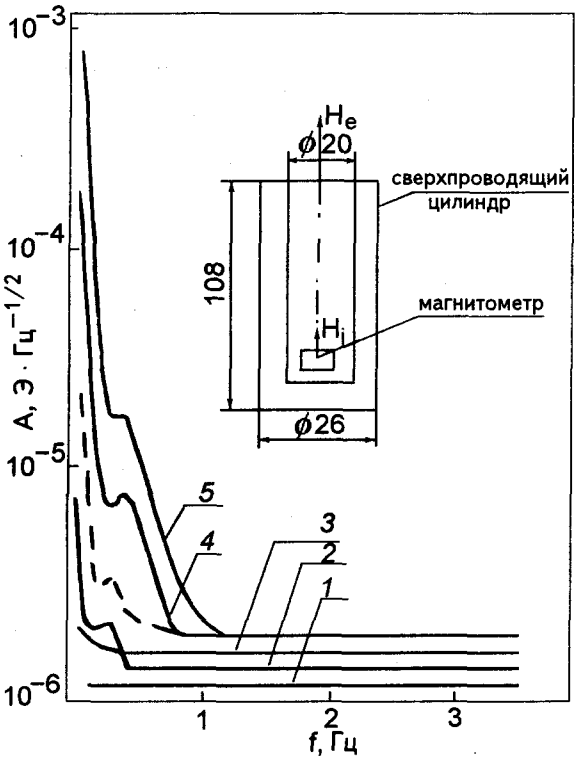

Рис. 1. Зависимость спектральной плотности шума магнитного поля A от частоты: собственный шум магнитометра $H = 2$ мЭ (*1*); для полого цилиндра с дном, изготовленного из Bi-керамики с критическим полем равным 65 Э, при $H_e = H_i = 2$ мЭ (*2*); для соленоида, создающего магнитное поле $H_e = 10$ Э, внутри исследуемого цилиндра, пересчитанное с учетом коэффициента экранирования этого цилиндра (*3*); экспериментально измеренные зависимости A внутри исследуемого цилиндра при $H_i = 2$ кЭ, $H_e = 10$ Э (*4*) и $H_i = H_e = 10$ Э (*5*); пунктирная кривая — расчетная зависимость (сумма кривых *2* и *3*). Размеры (на вставке) даны в сантиметрах.

торых отчетливо проявляется телеграфный шум. Для мелкозернистых образцов (размер зерен 1–3 мкм) аномальное увеличение A гораздо слабее (обычно не более чем на 20–30%, в то время как для крупнозернистых оно увеличивается в 10–50 раз).

Обсуждение результатов

Наше объяснение полученных результатов с точки зрения механизмов генерации шумов в области низких частот [2–5] таково. Это термическое возбуждение вихрей и их срыв с центров пиннинга, взаимодействие вихрей с током в области его протекания, проскакивание вихрей в сверхпроводящие контуры со слабой связью, обусловливающие телеграфный шум. В первом и втором вариантах эксперимента замороженное магнитное поле мало, поэтому количество замороженных вихрей, определяемое соотношением $N = H_i S/\Phi_0$ (H_i — напряженность замороженного МП; N — количество вихрей; S — площадь образца; Φ_0 — квант потока), также мало (на 3–4 порядка меньше, чем в третьем и четвертом вариантах).

В первом и втором вариантах эксперимента при переходе образца в сверхпроводящее состояние из-за эффекта Мейсснера вихри частично выталкиваются из объема образца, основная же их часть (так как их мало) остается внутри и закреплена на центрах пиннинга. Такой процесс приводит к некоторому локальному перепаду МП внутри и вне цилиндра, что, в свою очередь, приводит к возникновению тока. Этот ток в образцах, проявляющих телеграфный эффект, имеет довольно большую глубину проникновения, так как сверхпроводящие контуры со слабой связью пропускают вихри внутрь. Такие процессы приводят к избыточному $1/f$ шуму, согласно [2], его амплитуда A равна

$$A_{1/f} \sim f^{-1/2} H_i^{1/2} \exp\left[\delta H_i (H_e - H_i)/kT\right] \qquad (1)$$

(здесь H_i — МП внутри цилиндра; H_e — МП вне его; δ — коэффициент, пропорциональный глубине проникновения).

Во втором варианте эксперимента увеличение разности $(H_e - H_i)$ приводит к большему росту избыточного шума, чем в первом.

В третьем варианте эксперимента начальное количество вихрей, пропорциональное H_i, на 3–4 порядка больше, чем во втором варианте, поэтому несмотря на то, что разность $(H_e - H_i)$ в третьем варианте меньше, чем во втором, избыточный шум $A_{1/f}$, вычисленный по формуле (1), может быть больше (здесь учитываем, что $\delta H_i (H_e - H_i) \ll kT$). Следовательно, в третьем варианте эксперимента избыточный шум $A_{1/f}$ становится еще больше, чем во втором варианте, что наблюдается на опыте.

Здесь мы не учитывали, что в третьем варианте эксперимента также немаловажную роль играет эффект Мейсснера, поскольку образец толстостенный и незакрепленные вихри должны при переходе в сверхпроводящее состояние цилиндра начать двигаться, выходя из стенок керамики, а так как их много, то это должно приводить к значительным динамическим эффектам, т.е. к зависимости A от времени (аналогично четвертому варианту эксперимента). В третьем варианте эксперимента все измерения производились спустя характерный промежуток времени $t_0 \sim 0{,}5$ ч, когда $1/f$ перестает зависеть от времени.

Выводы

Обнаружено аномальное увеличение амплитуды спектральной плотности $1/f$ шума МП внутри полого толстостенного цилиндра с дном при росте напряженности внешнего МП вне цилиндра. Полученные результаты качественно согласуются с моделью термовозбуждения вихрей, взаимодействующих с током (ток и МП могут проникать на значительную глубину в образцы, в которых наблюдается телеграфный эффект [2]). С помощью этой же модели можно объяснить и аномальное увеличение спектральной плотности шума после перехода таких цилиндров в сверхпроводящее состояние в большом магнитном поле (магнитное поле вне цилиндра не зануляется). Следует отметить, что эти эффекты максимальны в крупнозернистых образцах, где, наоборот, минимален белый шум.

1. С. И. Бондаренко, Н. И. Богатина, Е. Н. Тильченко, С. Н. Бондаренко, И. Ф. Кононюк, Л. В. Мохнач, *СФХТ* **3**, 154 (1990).
2. Н. И. Богатина, С. И. Бондаренко, *ФНТ* **20**, 101 (1994).
3. А. В. Демин, В. А. Хлус, *ФНТ* **18**, 1197 (1992).
4. M. J. Ferrary, M. Jonson, F. Wellstood, J. Clark, D. Mitzu, P. A. Rosenthal, C. B. Eom, T. H. Geball, A. Kapitulnik, and V. R. Reasley, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 72 (1990).
5. P. Dutta, P. Dimon, and P. M. Horn, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 646 (1979).

Anomalous behavior of trapped magnetic flux and its noise in HTSC ceramics

N. I. Bogatina and S. I. Bondarenko

Spectral density A of magnetic field noise inside a HTSC ceramics is studied. The A-value and weak magnetic field trapped inside a HTSC-bottom hollow cylinder is found to increase anomalously in the $1/f$ region when the cylinder is placed in an external magnetic field of high intensity but below the critical one. The same anomaly is observed, when the external magnetic field is equal to the magnetic field inside the cylinder (for high magnetic field intensities but below the critical value). Some possible mechanisms responsible for such a high increase of the spectral noise density are discussed.