Физика низких температур, 1995, т. 21, № 10, с. 1030–1034 УДК 538.945

Динамика магнитного потока в гранулярных ВТСП

В. В. Немошкаленко, А. А. Кордюк

Институт металлофизики НАН Украины, Украина, 252680, Киев, пр. Вернадского, 36
E-mail:kord@d24imp.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 3 марта 1995 г., после переработки 3 мая 1995 г.

Исследован характер частотных зависимостей потерь энергии в Y-123 и Bi(Pb)-2223 ВТСП при 77 К в продольном и поперечном переменных магнитных полях при изучении различных мод вынужденных колебаний постоянного магнита, взвешенного над ВТСП образцом. Показано, что гистерезис намагниченности гранулярного ВТСП определяется пиннингом магнитного потока на поверхности сверхпроводящих гранул, а потери энергии в Y-образце при частотах порядка 10 Гц и амплитудах переменного магнитного поля 1–10 Э обусловлены термически активированным течением потока внутри сверхпроводящих гранул.

Досліджено характер частотних залежностей втрат енергії в Y-123 і Bi(Pb)-2223 ВТНП при 77 К в поздовжньому і поперечному змінних магнітних полях при вивченні різних мод вимушених коливань постійного магніту, який підвішено над ВТНП зразком. Показано, що гістерезис намагнічування гранулярного ВТНП визначається піннінгом магнітного потоку на поверхні гранул, що надпроводять, а втрати енергії в Y-зразку при частотах порядку 10 Гц та амплітуд змінного магнітного поля 1–10 Е обумовлено термічно активованою течією потоку в гранулах, що надпроводять.

Введение

Исследования макроскопической магнитной динамики высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) занимают центральное место при изучении физических свойств новых материалов [1], поскольку получаемая при этом информация о длине когерентности, глубине проникновения магнитного поля, пиннинге и вязкости при движении магнитного потока важна как для создания новых и проверки существующих теорий сверхпроводимости, так и для практического использования ВТСП.

Для изучения макроскопических магнитных свойств ВТСП особенно удобны бесконтактные методы исследования [2], которые позволяют избежать ряд трудностей, связанных с установлением электрических контактов через оксидные слои и необходимостью работы с миниатюрными хрупкими монокристаллами. Среди бесконтактных методов выделяются методы, использующие механические системы магнит — ВТСП для изучения происходящих в ВТСП процессов. Это системы с вибрирующим сверхпроводником в постоянном магнитном поле [3–5], с левитирующим над ВТСП образцом постоянным магнитом [6–13], с магнитным ротором на ВТСП подшипниках [14,15] и т.п. Их преимуществом является высокая точность измерений при максимальной простоте конструкции, что значительно повышает достоверность получаемых результатов.

Сложная структура ВТСП образцов, в особенности гранулярных, часто приводит к противоречивым экспериментальным результатам. Особенно это относится к исследованию свойств межгранульного пространства. Так, в работе [5] основные потери энергии в гранулярном ВТСП в переменном магнитном поле определяются межгранулярной динамикой магнитного потока (этот вывод получен из сравнительного исследования сплошных и композитных ВТСП образцов), в то время как в [10,16,17] при тех же параметрах полей и амплитуд аналогичные исследования показали, что основные потери определяются движением потока в гранулах. Очевидно, что для понимания происходящих в ВТСП процессов необходимо проводить комплексные исследования одних и тех же образцов.

В настоящей работе использованы Y-123 и Bi(Pb)-2223 ВТСП образцы, в которых ранее исследованы их строение [18], гранулярная структура [8,11,12], намагниченность [19] и некоторые особенности в зависимостях теряемой энергии от амплитуды переменного магнитного поля [10,13–17]. Был исследован характер частотных зависимостей потерь энергии в этих образцах при температуре жидкого азота в продольном и поперечном переменном магнитном поле при изучении различных мод вынужденных колебаний постоянного магнита, взвешенного над ВТСП образцом.

Методика эксперимента

В представленной работе исследовались два типа гранулярных сверхпроводников: $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и $(Pb_{0,16}Bi_{0,84})_2Sr_2Ca_2Cu_3O_y$, приготовленных по стандартной технологии [11,18]. Первый, называ-

© В. В. Немошкаленко, А. А. Кордюк, 1995

емый далее Y-образцом, имел температуру перехода $T_c \approx 90$ K и размер гранул $d = 10$–20 мкм. Для Bi-образца $T_c \approx 120$ K, размер гранул $d = 5$–10 мкм. Образцы имели форму таблеток толщиной 1 см и диаметром 4 см.

Для определения зависимостей доли запиннингованного потока и потерь в ВТСП образцах от амплитуды переменного магнитного поля использовался метод «резонансных колебаний» [9,16]. В этом методе постоянный магнит (ПМ) свободно подвешивается над исследуемым ВТСП образцом и изучаются динамические параметры его вынужденных колебаний — резонансная частота ω и коэффициент затухания δ. Такая система ПМ—ВТСП, в которой реализуются пять мод вынужденных колебаний ПМ, и методика ее исследования подробно описаны в работах [9,10]. Здесь ПМ является одновременно и чувствительным элементом системы ПМ—ВТСП, и источником магнитного поля в объеме исследуемого образца

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, \vec{\mu}, A) = \mathbf{H}_0(\mathbf{r}, \vec{\mu}) + \mathbf{h}(\mathbf{r}, \vec{\mu}, A) \cos \omega t \ ,$$

где $\mathbf{r} = (x, y, z)$ — радиус-вектор; $\vec{\mu}$ — магнитный момент ПМ; A — амплитуда колебаний ПМ, которая измерялась длиннофокусным оптическим микроскопом с точностью 5 мкм. В настоящей работе $\vec{\mu}$ направлен параллельно поверхности ВТСП образца, вдоль оси z. Ось x перпендикулярна поверхности образца, а ось y перпендикулярна плоскости zx. Начало координат совпадает с центром сферического ПМ. Параметры ПМ: масса $m = 0{,}021$ г; $\mu = 1{,}2$ Гс·см^3. Высота зависания ПМ над исследуемым образцом составляла 0,23 и 0,25 см (от центра ПМ до поверхности ВТСП) для Y- и Bi-образца соответственно, что позволяет рассматривать создаваемое им в объеме ВТСП поле как поле точечного диполя.

На рис. 1 представлены две конфигурации эксперимента для определения зависимостей теряемой за период энергии W в ВТСП образце от частоты переменного магнитного поля при поступательных колебаниях ПМ вдоль осей x (рис. 1,*а*) и z (рис. 1,*б*). Как будет показано в дальнейшем, в первом случае преимущественно реализуется продольная компонента переменного магнитного поля ($\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}_0$), а во втором — поперечная ($\mathbf{h} \perp \mathbf{H}_0$). Постоянный магнит подвешивался на длинной нити ~ 6 см, а частота его вынужденных резонансных колебаний вдоль оси x изменялась путем намораживания льда на поверхности ПМ с целью увеличения его массы m без изменения величины магнитного момента μ. Уменьшение резонансной частоты при увеличении массы ПМ связано с тем, что упругость системы $k(\mu, x_0) = m\omega^2 = \text{const}$ (здесь x_0 — расстояние от центра ПМ до поверхности ВТСП). Как и в работах [9–13], колебания ПМ

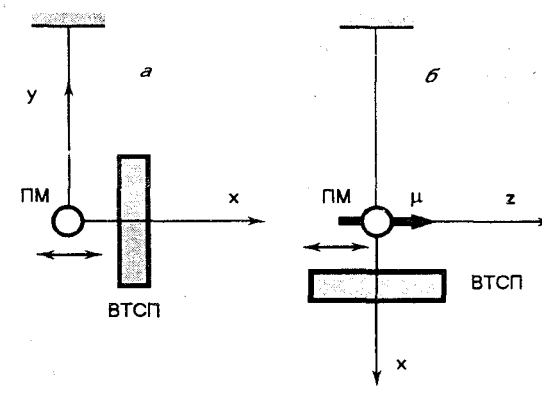

Рис. 1. Схемы экспериментов для определения зависимостей теряемой за период энергии W в ВТСП образце от частоты переменного магнитного поля при поступательных колебаниях ПМ вдоль осей x (*а*) и z (*б*).

возбуждались катушкой переменного тока, а их амплитуда определялась длиннофокусным оптическим микроскопом с точностью 5 мкм. Ориентация осей относительно ВТСП образца, ПМ и катушки сохранена такой же, как и в работе [12].

Результаты эксперимента

В описанной системе ПМ—ВТСП реализуются пять мод вынужденных колебаний ПМ, которые соответствуют пяти степеням свободы диполя. Далее будем обозначать x, y, z — поступательные моды вдоль соответствующих осей, а ψ и θ — крутильные моды вокруг осей x и y. Характерный вид амплитудных зависимостей резонансной частоты ω и затухания δ для всех пяти мод для иттриевой и висмутовой керамик представлен в работах [16,20]. Как и следовало ожидать, при увеличении амплитуды колебаний ПМ, A, наблюдается увеличение δ и уменьшение ω. Однако характерной особенностью спеченного Y-образца является наличие области $A < A_c$, где $\omega(A) = \text{const}$ для двух поступательных мод — x и y, и $\delta(A) = \text{const}$ для всех пяти мод (здесь A_c соответствует максимальной амплитуде магнитного поля на поверхности ВТСП образца ≈ 15 Э). Последнее говорит о вязкой природе потерь энергии при движении потока в ВТСП [9].

В табл. 1 и 2 приведены параметры всех пяти мод для Y- и Bi-образцов соответственно. Здесь представлены значения затухания δ, резонансной частоты ω и добротности $Q = \omega/2\delta$ при $A \to 0$, полученные линейной экстраполяцией их амплитудных зависимостей. Для сравнения приведены значения теряемой за период энергии $W = 2\pi m \delta \omega A^2$ при $A \approx A_c$.

Таблица 1

Экстраполированные значения резонансной частоты ω, затухания δ, добротности Q при $A \to 0$ и теряемая за период энергия W при $A \approx A_c$ для пяти мод колебаний ПМ, взвешенного над ВТСП из Y-123

Моды	ω, Гц	2δ, Гц	Q	$W \cdot 10^{10}$, Дж
x	24	0,6	40	2,40
y	7,1	0,5	14	0,57
z	12,1	0,5	24	0,95
ψ	40	3,5	11	2,36
θ	70	4,5	16	5,49

Таблица 2

Экстраполированные значения резонансной частоты ω, затухания δ, добротности Q при $A \to 0$, и теряемая за период энергия W при $A \approx A_c$ для пяти мод колебаний ПМ, взвешенного над ВТСП из Bi(Pb)-2223.

Моды	ω, Гц	2δ, Гц	Q	$W \cdot 10^{10}$, Дж
x	21,2	1,9	11	7,2
y	8,2	0,8	10	1,1
z	10,1	0,9	12	1,5
ψ	42,3	9,0	5	22,1
θ	71,5	14,5	5	60,4

Исходя из различия амплитудных зависимостей ω для поступательных мод x и z [20] были проведены исследования частотной зависимости потерь. Полученные зависимости представлены на рис. 2. Экспериментальные значения теряемой энергии хорошо аппроксимируются степенными частотными зависимостями $W \propto \omega^n$, где для мод x и z $n(x) = -0{,}18 \pm 0{,}02$ и $n(z) = 0{,}5 \pm 0{,}05$ для Y-образца; $n(x) = \pm 0{,}02$ и $n(z) = 0{,}37 \pm 0{,}04$ для Bi-образца.

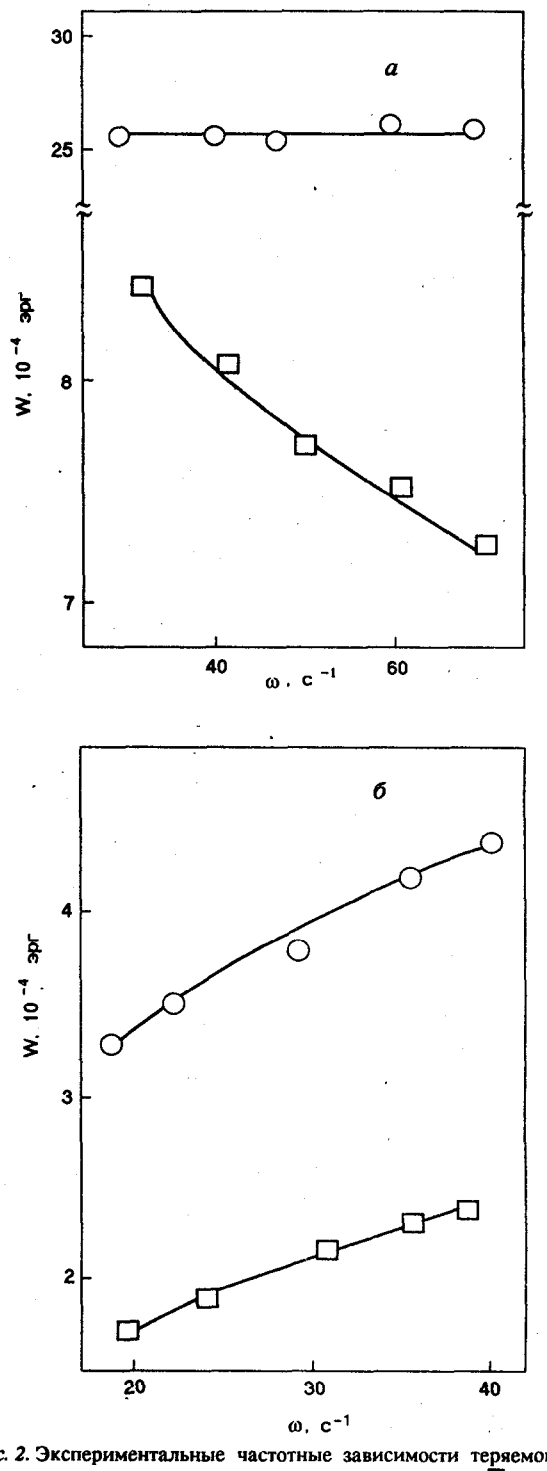

Рис. 2. Экспериментальные частотные зависимости теряемой за период энергии W в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (□) и $(Pb_{0,16}Bi_{0,84})_2Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ (○) ВТСП керамиках в продольном, мода x (*а*), и поперечном, мода z (*б*), переменных магнитных полях.

Обсуждение результатов

В работах [16,17] показано, что в области, в которой $\delta(A) = \text{const}$, основной вклад в потери энергии вносит движение магнитного потока в сверхпроводящих гранулах. Это позволяет рассматривать исследуемые в данной работе ВТСП образцы (с точки зрения упругих [8,12] и диссипативных свойств системы ПМ — ВТСП) как набор изолированных сверхпроводящих гранул. Тогда для вязких потерь можно записать

$$W = \pi\alpha\chi'' \int_V h^2(\mathrm{r})d\mathrm{r}^3 . \qquad (1)$$

Интегрирование проводится по всему объему V ВТСП образца; α — доля сверхпроводящих гранул; χ'' — мнимая часть магнитной восприимчивости; h — амплитуда внешнего магнитного поля в межгранульном пространстве. Тогда в приближении невзаимодействующих гранул для s-й моды

имеем $h_s = (\partial H/\partial s)A$. Единственным зависящим от частоты параметром в (1) является восприимчивость $\chi''(\omega)$. В простейших моделях диффузионного проникновения магнитного потока в сверхпроводник [21,22] χ'' не зависит от постоянной компоненты поля H, однако, как следует из представленных в данной работе экспериментальных результатов, для объяснения различий в амплитудных и частотных зависимостях потерь для разных мод такого рассмотрения недостаточно. Исходя из сказанного будем рассматривать потери как сумму потерь, связанных с продольной и поперечной компонентами переменного магнитного поля: $W = W_{\parallel} + W_{\perp}$. Для вязких потерь последнее равенство выполняется строго, поскольку $h^2 = h_{\parallel}^2 + h_{\perp}^2$. При этом компоненты h определяются выражениями

$$h_{\parallel} = \frac{(\mathbf{h}\cdot\mathbf{H})}{H}, \quad h_{\perp} = \left|\frac{[\mathbf{h}\times\mathbf{H}]}{H}\right|. \qquad (2)$$

Подставляя (2) в (1) и беря интеграл, в силу быстрого уменьшения поля ПМ, по полубесконечному объему $x > x_0$ получаем

$$W_s^* = 4\pi^2\alpha\,\mu^2 x_0^{-5}\xi_s^*\chi_*''(\omega)A^2. \qquad (3)$$

Здесь символу «*» соответствуют символы ||, ⊥ или отсутствие символа для изотропного случая. Для крутильных мод $A = \varphi/x_0$, где φ — угловая амплитуда колебаний ПМ. Величины геометрических коэффициентов ξ представлены в табл. 3. Их точные значения приведены в [16].

Таблица 3

Численные коэффициенты из (3), определяющие долю продольной и поперечной компонент переменного магнитного поля для различных мод

Моды s	$\xi_s^{\parallel}$	$\xi_s^{\perp}$	ξ_s	$(\xi_s^{\parallel}/\xi_s)\cdot 100\%$	$(\xi_s^{\perp}/\xi_s)\cdot 100\%$
x	0,170	0,017	0,188	91	9
y	0,028	0,019	0,047	61	39
z	0,016	0,125	0,141	11	89
ψ	0,004	0,058	0,063	7	93
θ	0,018	0,107	0,125	14	86

Из полученных данных видно, что для мод x и y наиболее сильно выражена продольная компонента переменного магнитного поля ($\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}_0$), а для мод z, ψ и θ — поперечная ($\mathbf{h} \perp \mathbf{H}_0$). Таким образом, есть все основания сделать заключение, что различный вид амплитудных зависимостей резонансных частот для мод x, y и мод z, ψ, θ, а также различные частотные зависимости потерь для мод x и z (см. рис. 2) объясняются различными механизмами проникновения продольной и поперечной компонент переменного магнитного поля в сверхпроводящие гранулы. Этот результат не является неожиданным, поскольку очевидно, что поверхность гранул должна оказывать значительное влияние на движущиеся перпендикулярно к ней вихри (продольная компонента, приводящая к изменению величины магнитного потока в зерне) и практически не влиять на вихри, движущиеся параллельно (поперечная компонента, приводящая к изменению потока в зерне только по направлению). Таким образом, при малых амплитудах ($h < h_c \approx 15$ Э) механизм взаимодействия Y-образца с переменным магнитным полем следующий:

а) при $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}_0$ поверхностный барьер мешает изменению величины захваченного в гранулах потока, можно сказать, что большая энергия пиннинга на границе зерна обусловливает большую вязкость движения вихрей, что отражается на уменьшении теряемой энергии при увеличении частоты;

б) при $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}_0$ переменное поле полностью проникает в гранулы (т.е. резонансная частота меньше частоты полного проникновения [22,23]), на что указывает рост потерь при увеличении частоты, при этом частотная зависимость хорошо описывается моделью критического состояния с большой вязкостью [23], в которой $W \propto \sqrt{\omega}$. Рост амплитудной зависимости потерь при $h > h_c$ объясняется началом крипа потока [22]. Для Bi-образца картина осложняется заметными межгранульными потерями [17], однако также можно говорить о существенном пиннинге на поверхности гранул, хотя и значительно меньшем, чем в Y-образце. Из сказанного следует, что гистерезис намагниченности гранулярных ВТСП, который возникает при квазистатическом изменении поля даже при азотных температурах, обусловлен пиннингом магнитного потока на границах сверхпроводящих зерен. Необходимо отметить, что сильный поверхностный пиннинг недавно наблюдался магнитооптическим методом авторами работы [24].

Выводы

В данной работе предложен простой метод исследования динамики магнитного потока в гранулярных и композитных ВТСП, позволяющий получать отдельную информацию о макроскопических магнитных свойствах поверхности и объема сверхпроводящих гранул.

Используя предложенный метод, исследованы механизмы взаимодействия Y-123 и Bi(Pb)-2223 ВТСП керамик с переменным магнитным полем. Определены амплитудные и частотные зависимости потерь в ВТСП для продольной и поперечной компонент переменного магнитного поля. Показа-

но, что потери энергии в Y-образце при частотах порядка 10 Гц и амплитудах переменного магнитного поля 1–10 Э обусловлены термически активированным течением потока в сверхпроводящих гранулах, а захват магнитного потока происходит преимущественно на границах гранул, что обусловливает присущий гранулярным ВТСП гистерезис намагниченности.

1. *Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников*, Д. М. Гинзберг (ред.), Мир, Москва (1990).
2. А. А. Никонов, М. Н. Петухов, Т. В. Сотников, А. Г. Терекиди, *Высокотемпературная сверхпроводимость*, вып.1, 73 (1989).
3. P. L. Gammel, L. F. Schneemeyer, J. V. Waszczak, and D. J. Bishop, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1666 (1988).
4. A. Gupta, P. Esquinazi, and H. F. Braun, *Phys. Rev.* **B39**, 12271 (1989).
5. D. J. Baar, J. P. Harrison, Y. Lacroix, J. P. Franck, and M. K. Yu, *Physica* **C170**, 233 (1990).
6. E. H. Brandt, *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1554 (1988).
7. Z. J. Yang, T. H. Johansen, H. Bratsberg, G. Helgesen, and A. T. Skjeltorp, *Physica* **C165**, 397 (1990).
8. V. V. Nemoshkalenko, M. A. Ivanov, B. G. Nikitin, Yu. G. Pogorelov, and G. A. Klimenko, *Solid State Commun.* **74**, 637 (1990).
9. V. V. Nemoshkalenko, E. H. Brandt, A. A. Kordyuk, and B. G. Nikitin, *Physica* **C170**, 481 (1990).
10. В. В. Немошкаленко, М. А. Васильев, М. А. Иванов, А. А. Кордюк, Б. Г. Никитин, Ю. Г. Погорелов, *СФХТ* **3**, 2751 (1990).
11. В. В. Немошкаленко, М. А. Васильев, А. А. Кордюк, Б. Г. Никитин, М. В. Бакунцева, П. П. Горбик, *Металлофизика* **14**, № 7, 29 (1992) [V. V. Nemoshkalenko, M. A. Vasil'ev, A. A. Kordyuk, B. G. Nikitin, M. V. Bakuntseva, and P. P. Gorbik, *Phys. Metals* **12**, 761 (1993)].
12. В. В. Немошкаленко, А. А. Кордюк, Б. Г. Никитин, *Металлофизика* **15**, № 6, 88 (1993) [V. V. Nemoshkalenko, A. A. Kordyuk, B. G. Nikitin, *Phys. Metals* **13**, 599 (1994)].
13. В. В. Немошкаленко, А. А. Кордюк, Б. Г. Никитин, В. С. Савощенко, *Металлофизика и новейшие технологии* **16**, № 7, 35 (1994).
14. В. В. Немошкаленко, А. А. Кордюк, Б. Г. Никитин, *СФХТ* **5**, 2287 (1992).
15. В. В. Немошкаленко, А. А. Кордюк, В. Ф. Лось, А. Д. Морозовский, Б. Г. Никитин, В. А. Рафаловский, *Металлофизика* **13**, № 9, 11 (1991) [V. V. Nemoshkalenko, A. A. Kordyuk, V. F. Los', A. D. Morozovsky, B. G. Nikitin, and V. A. Rafalovsky, *Phys. Metals* **11**, 1113 (1993)].
16. О. А. Кордюк, Автор. дис. ... канд. физ.-мат. наук, ИМФ НАНУ, Киев (1994).
17. A. A. Kordyuk and V. V. Nemoshkalenko, *J. Supercond*, (1995), to be published.
18. V. V. Nemoshkalenko, Y. V. Kornyushin, N. S. Kobzenko, A. D. Morozovsky, B. G. Nikitin, and A. P. Shpak, *J. Mater. Sci.* **26**, 545 (1991).
19. V. V. Nemoshkalenko, M. A. Ivanov, B. G. Nikitin, and Yu. G. Pogorelov, *High-T_c superconductivity*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1992) p. 175.
20. В. В. Немошкаленко, А. А. Кордюк, *Металлофизика и новейшие технологии* **16**, № 9, 66 (1994).
21. P. H. Kes, J. Aarts, J. van den Berg, C. J. van der Beek, and J. A. Mydosh, *Supercond. Sci. Techn.* **1**, 242 (1989).
22. E. H. Brandt, *Physica* **C195**, 1 (1992).
23. S. Takács, and F. Gömöry, *Supercond. Sci. Technol.* **3**, 94 (1990).
24. M. R. Koblischka, Th. Schuster, and H. Kronmüller, *Physica* **C219**, 205 (1994).

Magnetic flux dynamics in granular HTSC

V. V. Nemoshkalenko and A. A. Kordyuk

The frequency dependences of energy losses in the Y-123 and Bi(Pb)-2223 HTSC samples have been investigated at 77 K in translation and rotation alternating magnetic fields by studying the different forced oscillation modes of the permanent magnet suspended above the HTSC sample. It is shown that energy losses in the Y-sample observed at frequencies of about 10 Hz and amplitudes of magnetic field of about 1–10 Oe are caused by thermally assisted flux flow in superconducting grains.