

ВЛИЯНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕРХПРОВОДНИКА НА ЛЕВИТАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА СИСТЕМЫ МАГНИТ – СВЕРХПРОВОДНИК

*И. А. Руднев**, *Ю. С. Ермолаев***

*Московский инженерно-физический институт (государственный университет)
115409, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 23 октября 2006 г.

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований силы магнитной левитации, возникающей при взаимодействии многослойного сверхпроводящего блока плавлено-текстурированной керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и постоянного магнита. Найден зависимости максимальной отталкивающей силы и максимальной притягивающей силы от толщины сверхпроводящего блока в режимах охлаждения сверхпроводника как в нулевом, так и в ненулевом магнитном поле. Установлена зависимость силы левитации от геометрических параметров и критического тока сверхпроводника.

PACS: 74.72.-h, 74.25.-q, 74.25.Op

В связи со значительным прогрессом в технологии изготовления объемных сильнотекстурированных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ возникают реальные перспективы применения таких материалов в различных практических устройствах, основанных на использовании явления магнитной левитации (см., например, [1, 2]). К настоящему времени проведено большое число исследований зависимости силы левитации F_z от расстояния z между магнитом и сверхпроводником в режимах охлаждения в нулевом (ZFC) и в конечном (FC) магнитном поле. Оказывается, что сила магнитной левитации имеет гистерезисный характер, связанный с захватом магнитного потока, а на кривой $F_z(z)$ появляется область притяжения (см., например, [1–4]). Кроме того, в работах [3, 5–7] было показано, что на основании зависимостей $F_z(z)$ можно вычислить важнейшие характеристики сверхпроводника — плотность критического тока j_c и намагниченность M .

Однако в настоящее время не достаточно полно исследован вопрос о влиянии физических параметров и геометрических размеров сверхпроводника на силу магнитной левитации. В настоящей работе мы

приводим данные экспериментальных исследований зависимости силы магнитной левитации от толщины сверхпроводящего блока Z в режимах ZFC и FC, а также зависимости этой силы от плотности критического тока сверхпроводника j_c . Результаты экспериментов сопоставлены с результатами проведенных численных расчетов силы левитации и объемного распределения токов в сверхпроводнике различной толщины. Оказывается, что экспериментально наблюдаемые зависимости $F_z(Z)$ связаны с существенно неоднородным распределением наведенных в сверхпроводнике токов, что в свою очередь является следствием искажения поля магнита, вносимого сверхпроводящим образцом.

В эксперименте использовались образцы плавлено-текстурированной керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, имеющие форму дисков диаметром $2R = 14$ мм и толщиной $Z_0 = 2$ мм. Все образцы имели одинаковую критическую температуру $T_c = 92$ К. При этом часть дисков также имела одинаковые намагниченности и значения силы левитации при $T = 77$ К. Из этих образцов формировался сверхпроводящий блок, представляющий собой набор из $N = 1–7$ дисков. На нем изучалась зависимость силы левитации от толщины блока. Остальные образцы, различающиеся по силе левитации и намагниченности, использовались для получения зависимости значения силы левитации от

*E-mail: iarudnev@mephi.ru

**E-mail: yuri_mnr@pochta.ru

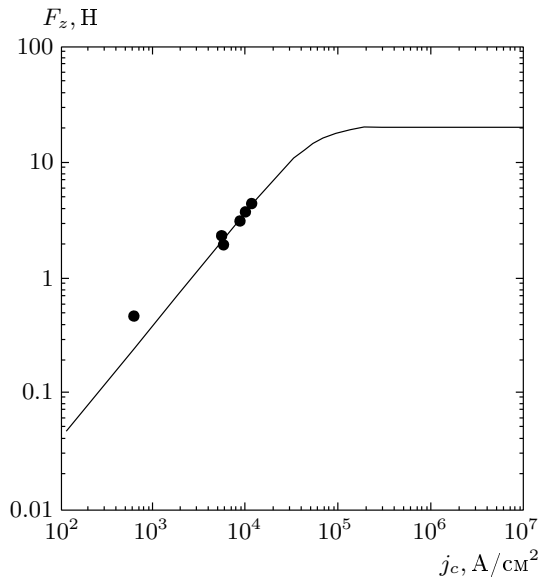


Рис. 1. Зависимость величины силы левитации от критического тока. Сплошная линия — расчет, точки — эксперимент

плотности критического тока. В качестве источника магнитного поля использован NdFeB-магнит диаметром 25 мм, толщиной 13 мм, с полем в центре верхней поверхности 0.31 Тл. Измерения силы левитации проводились на специализированном стенде [8] при температуре 77 К в режимах FC и ZFC.

Численный анализ и расчет силы левитации в левитационной системе, состоящей из цилиндрических и соосных магнита и сверхпроводника, проводился методом конечных элементов. Рассчитывалось распределение токов в сверхпроводнике и сила левитации. Для определения взаимосвязи между токами и векторным потенциалом \mathbf{A} использовалось уравнение Максвелла

$$\Delta \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j},$$

а в качестве материального уравнения — модель Бина $\mathbf{j} = \mathbf{j}_c$. Сила левитации рассчитывалась как

$$\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad \mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}.$$

Детали расчета представлены в работах [7, 9].

Проведенные вычисления показывают, что с ростом критического тока сила левитации растет (рис. 1). При малой плотности критического тока j_c рост силы F_z линейный, что связано с полным проникновением токов в образец. При большой плотности критического тока j_c сила левитации стремится к постоянному значению, которое соответствует эффекту Мейсснера. При этом ток

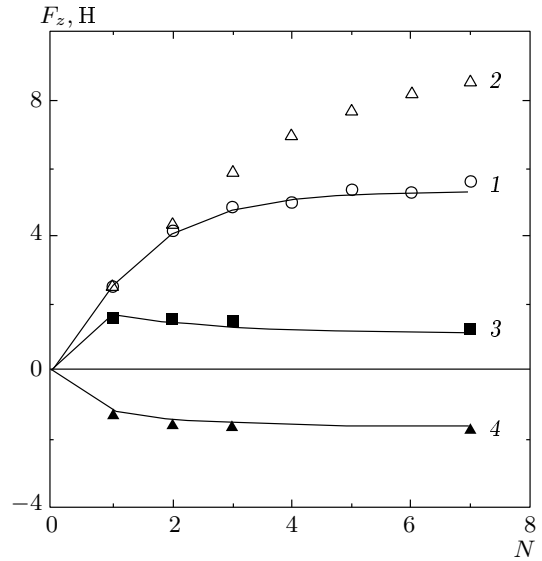


Рис. 2. Зависимости силы левитации от количества образцов в сверхпроводящем блоке на фиксированном расстоянии $z_0 = 2$ мм: 1 — экспериментальные данные в режиме ZFC, 2 — расчет из предположения аддитивности (ZFC), 3 — экспериментальные данные по силе отталкивания в режиме FC, 4 — экспериментальные данные по силе притяжения в режиме FC. Сплошные линии — расчет методом конечных элементов

протекает в небольшом приповерхностном слое образца. Расчетная кривая хорошо согласуется с данными эксперимента, проведенного на шести дисках, имеющих одинаковые геометрические размеры, но разные значения плотности критического тока, полученные из измерений намагниченности.

С ростом толщины сверхпроводящего блока значение силы левитации растет и насыщается к некоторому максимальному значению. Для определения зависимости силы магнитной левитации F_z от толщины сверхпроводника в эксперименте измеряли зависимость F_z от расстояния z между магнитом и сверхпроводящим блоком, состоящим из набора одинаковых образцов. Из полученных зависимостей $F_z(z)$ выделяли значение F_z при фиксированном минимальном расстоянии z_0 и строили зависимость $F_z(z_0)$ от толщины сверхпроводящего блока (рис. 2). Расчет силы левитации, проведенный из предположения об аддитивности силы от отдельных образцов (т. е. без учета взаимной экранировки), показал, что при увеличении толщины блока наблюдается заметное (почти на 100 %) отклонение расчетных данных от экспериментальных. В то же время результаты

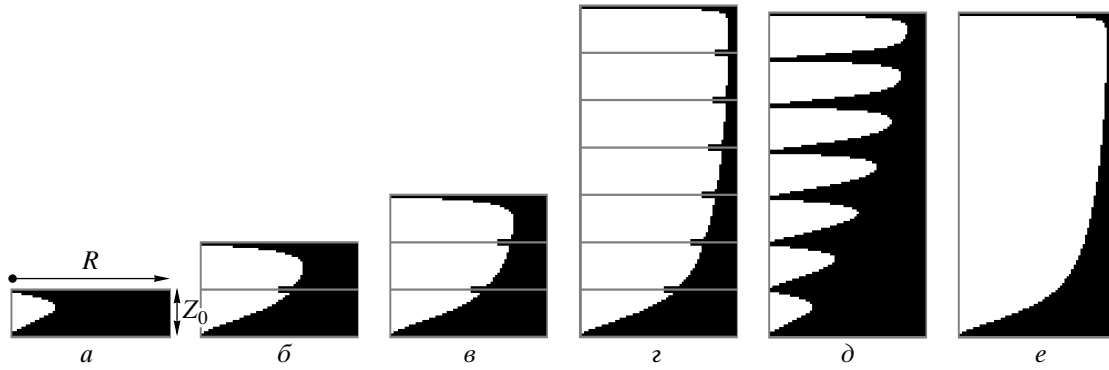


Рис. 3. Расчетные распределения токов в сверхпроводящем блоке при $z = z_0$, получаемые в режиме ZFC. Показан срез по радиусу. Черный цвет — ток с величиной равной критическому току, белый цвет — тока нет, серым цветом показана граница образцов; $a-z$ — изменение распределения токов с ростом N ; d — один образец на расстояниях z кратных его толщине Z_0 в ходе приближения к магниту после ZFC, семь отдельных изображений собраны в одно (имитация семи невзаимодействующих образцов), распределения токов соответствуют предположению аддитивности; e — цельный образец

расчета с учетом взаимной экранировки удовлетворительно совпадают с результатами эксперимента. Анализ токовых состояний в сверхпроводнике показывает, что наблюдаемая неаддитивность силы F_z связана с существенно неоднородным распределением токов в объеме сверхпроводника.

Действительно, рассмотрим объемное распределение токов внутри сверхпроводящих образцов при увеличении их числа N (рис. 3а–г), полученное в результате расчета методом конечных элементов. В случае одного образца (рис. 3а) почти во всем образце течет критический ток (показан темным цветом), кроме небольшой области в середине. Добавляем к нему второй образец (рис. 3б), тогда в первом образце область без тока увеличивается (вклад этого образца в силу левитации уменьшается), а во втором образце область без тока занимает значительную его часть. В случае трех образцов (рис. 3в) распределение токов в нижней радиальной части почти не меняется. В случае семи образцов (рис. 3г) видно, что основная часть токов сосредоточена в первом образце и в радиальной части остальных образцов. Таким образом, основной вклад в силу левитации дают два первых образца в сверхпроводящем блоке. Добавление $N + 1$ -го образца приводит к изменению распределения токов только в N -ом образце, причем в сторону уменьшения вклада N -го образца в силу левитации. На рис. 3д представлены распределения, полученные для единичных образцов без учета экранировки. Отчетливо видно, что распределения токов на рис. 3г и рис. 3д различаются, что соответствует

разнице в силе магнитной левитации примерно в 1.5 раза (см. рис. 2, кривые 1 и 2).

Для режима FC нами также были измерены зависимости $F_z(z)$ при различном количестве образцов в сверхпроводящем блоке. Из этих зависимостей выделены минимальная притягивающая $F_{z,attr}$ и максимальная отталкивающая $F_{z,rep}$ силы левитации, зависимости которых от количества образцов в сверхпроводящем блоке приведены на рис. 2. На этом же рисунке для сравнения приведены результаты расчета этих сил. Видно, что с ростом количества образцов в сверхпроводящем блоке (т. е. его толщины Z) сила $F_{z,attr}$ растет и быстро насыщается, а сила $F_{z,rep}$ демонстрирует рост, затем небольшой спад и только потом насыщается. Наблюдаемые зависимости являются следствием конкуренции вкладов в силу взаимодействия сверхпроводника с магнитом двух токов: парамагнитного, появившегося в результате захвата магнитного поля при охлаждении в режиме FC, и диамагнитного, возникающего за счет эффекта Мейсснера – Оксенфельда.

Таким образом, в результате проведенных экспериментальных исследований и численного моделирования определены зависимости максимальной силы магнитной левитации от толщины сверхпроводящего блока. В режиме ZFC зависимость $F_z(Z)$ линейна при малых толщинах сверхпроводящего блока и испытывает насыщение по мере увеличения Z . В режиме FC максимальная отталкивающая сила имеет немонотонный характер, в то время как максимальная притягивающая

сила монотонно растет. Также установлена монотонная зависимость силы магнитной левитации от плотности критического тока сверхпроводника. Получено хорошее согласие экспериментальных данных с результатами численного расчета.

Авторы выражают благодарность О. Л. Полуценко и Н. А. Нижельскому за предоставленные образцы ВТСП.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 06-08-00551-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. R. Hull, Rep. Prog. Phys. **66**, 1865 (2003).
2. J. R. Hull and M. Murakami, Proc. IEEE **92**, 1705 (2004).
3. A. B. Riise, T. H. Johansen, H. Bratsberg et al., Phys. Rev. B **60**, 9855 (1999).
4. W. M. Yang, L. Zhou, Y. Feng et al., Physica C **398**, 141 (2003).
5. A. A. Kordyuk, V. V. Nemoshkalenko, R. V. Viznichenko et al., Appl. Phys. Lett. **75**, 1595 (1999).
6. M. J. Qin, G. Li, H. K. Liu, et al., Phys. Rev. B **66**, 024516 (2002).
7. Ю. С. Ермолаев, И. А. Руднев, ПЖТФ **30**, 1 (2004).
8. Ю. С. Ермолаев, И. А. Руднев, ПТЭ № 1, Вып. 1, 164 (2004).
9. Ю. С. Ермолаев, И. А. Руднев, ПЖТФ **31**, 60 (2005).