

05.4;12

Новый метод определения обратимой петли намагниченности массивных высокотемпературных сверхпроводников

© Ю.С. Ермолаев, И.А. Руднев

Московский инженерно-физический институт
(государственный университет)

Поступило в Редакцию 27 февраля 2004 г.

Предложен новый метод вычисления петли намагниченности объемных высокотемпературных сверхпроводников из экспериментальных результатов измерений силы магнитной левитации.

В последнее время стали активнее развиваться такие применения массивных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), как магнитные подшипники, системы аккумулирования энергии, поезда на магнитном подвесе, сверхпроводящие моторы [1–3]. Для успешного проектирования и эксплуатации этих устройств необходимо знать ряд сверхпроводящих параметров высокотемпературных сверхпроводников. При этом возникает проблема быстрого и надежного тестирования свойств ВТСП, так как применение традиционных методов к измерениям критической температуры, критического тока и намагниченности массивных сверхпроводников сопряжено со значительными трудностями. В настоящем сообщении мы представляем быстрый и удобный метод оценки обратимой петли намагниченности массивных высокотемпературных сверхпроводников из измерений силы магнитной левитации.

Предлагаемый нами метод базируется на сравнении экспериментальной и расчетной зависимостей силы магнитной левитации от расстояния между сверхпроводником и постоянным магнитом. Сначала мы приведем алгоритм расчета сил магнитной левитации в двух предельных случаях (полного диамагнетизма и полного захвата потока), затем введем учет промежуточного случая для получения частично захваченного поля из экспериментально измеренной силы. Далее, сравнивая экспериментальные и расчетные зависимости, найдем распределение токов в сверхпроводнике и рассчитаем намагниченность сверхпроводника как поле этих токов.

Для расчетов будем использовать реальную экспериментальную конфигурацию, а именно: соосные магнит и сверхпроводник цилиндрической формы, расстояние между которыми равно z . Радиус сверхпроводника больше радиуса магнита. Постоянный NdFeB магнит, используемый в эксперименте, имел следующие характеристики: радиус $R = 7 \cdot 10^{-3}$ м, высоту $d = 8 \cdot 10^{-3}$ м, поверхностный ток $J_m = 9.6 \cdot 10^5$ А/м. Величина поверхностного тока была получена из силы взаимодействия двух таких магнитов на расстояниях $1.5 \cdot 10^{-2} \div 3.0 \cdot 10^{-2}$ м с почти совпадающими осями симметрии.

При расчетах рассматриваем постоянный магнит как цилиндрическую поверхность с радиусом R и высотой d , по которой течет ток с линейной плотностью J_m , и находим поле магнита как поле этого тока, используя закон Био–Савара. Для расчета сил потребуется радиальная компонента поля магнита:

$$H_r(r, z) = \frac{1}{4\pi} J_m R \times \int_0^{2\pi} \cos(\varphi) \sum_{k=0}^1 (1 - 2k) ((z + kd)^2 + r^2 + R^2 - 2rR \cos(\varphi))^{-1/2} d\varphi, \quad (1)$$

где r — расстояние от оси симметрии системы.

Для расчета намагниченности нам также потребуется поле магнита на оси:

$$H_z(z) = \frac{1}{2} J_m \sum_{k=0}^1 ((2k - 1)z + kd) ((z + kd)^2 + R^2)^{-1/2}. \quad (2)$$

Рассмотрим расчет токов, индуцированных в сверхпроводнике. Суммарный ток J_φ состоит из двух компонент: экранирующий ток J_φ^{shield} и ток $J_\varphi^{trapped}$, описывающий захваченное поле. Экранирующий ток и силу взаимодействия его с приложенным полем находим, следуя методу расчета сил [4]. Для упрощения расчета берем сверхпроводник в виде плоской поверхности с бесконечно большим радиусом. Так как радиус реального сверхпроводящего образца в 2.5 раз больше радиуса магнита, это приближение практически не сказывается на точности расчета.

На поверхности сверхпроводника индуцируется экранирующий ток с линейной плотностью $J_\varphi^{shield}(r, z) = 2H_r(r, z)$. Такая величина экранирующего тока следует из условия разрыва поля на поверхности сверхпроводника, находящегося в мейсснеровском состоянии, т.е. внутри сверхпроводника $B = 0$, снаружи $B_r = \mu_0 2H_r$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н/м — магнитная постоянная.

Ток, описывающий захваченное поле, вводим через максимальное приложенное поле (равное максимальному полю, которое сверхпроводник может захватить): $J_\varphi^{trapped}(r) = -2H_r(r, z_0) \cdot \alpha$. Здесь z_0 — минимальное расстояние, на которое сближаются магнит и сверхпроводник (в нашем случае $z_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ м). Коэффициент α является важным параметром в наших расчетах, так как он учитывает долю захваченного поля относительно максимально возможного захваченного поля. Такое описание захваченного поля введено нами по следующим причинам:

— сила взаимодействия токов с приложенным полем легко определяется из закона Ампера;

— работа с линейной плотностью тока не требует рассмотрения распределения захваченного поля по толщине сверхпроводника;

— после охлаждения сверхпроводника без магнитного поля, захваченного поля нет, т.е. $\alpha = 0$;

— при охлаждении сверхпроводника в магнитном поле (а именно, на расстоянии z_0) сила остается равной нулю, следовательно J_φ тоже равно нулю, а это выполняется при $\alpha = 1$.

Силу взаимодействия тока J_φ с приложенным полем в каждой точке поверхности сверхпроводника находим из закона Ампера и, чтобы

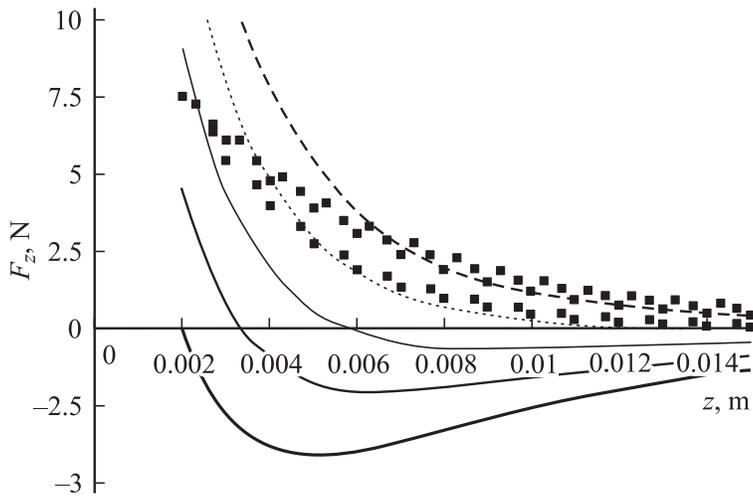


Рис. 1. Семейство расчетных кривых $F_z(z)$ при различных значениях коэффициента α : сверху вниз $\alpha = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1$. Точки — экспериментальные данные $F_z(z)$, полученные при нескольких циклах измерений. Показана только каждая третья экспериментальная точка.

получить полную силу, берем интеграл по всей поверхности:

$$\begin{aligned}
 F_z(z) &= 2\pi\mu_0 \int_0^{\infty} J_\varphi(r, z) H_r(r, z) r dr \\
 &= 2\pi\mu_0 \cdot \int_0^{\infty} (H_r(r, z) - H_r(r, z_0) \cdot \alpha) \cdot H_r(r, z) \cdot r dr. \quad (3)
 \end{aligned}$$

Коэффициент α находим из условия равенства расчетной силы $F_z(z)$ и силы $F_{z \text{ exp}}(z)$, полученной экспериментально: $F_z(z, \alpha) = F_{z \text{ exp}}(z)$. На рис. 1 приведено семейство кривых $F_z(z)$ при различных значениях коэффициента α , изменяющегося в диапазоне $0 < \alpha < 1$. Вместе с расчетными кривыми на рис. 1 также представлены экспериментальные точки, соответствующие нескольким циклам измерения силы магнитной левитации от расстояния z .

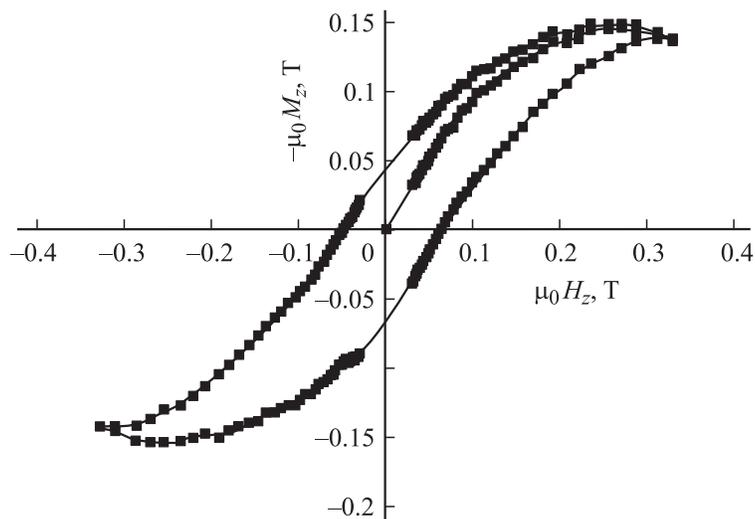


Рис. 2. Зависимость намагниченности от приложенного поля. Расчет проводился по формуле (4) на основании данных, представленных на рис. 1.

В общем виде намагниченность есть поле токов J_φ , но поскольку ток J_φ (как экранирующая компонента, так и компонента от захваченного поля) связан с разрывом поля при переходе поверхности сверхпроводника, то достаточно ограничиться выражением $\mu_0 M = B - \mu_0 H$, где B — захваченное сверхпроводником поле, равное $\mu_0 \alpha H(r, z_0)$. Так как приложенное поле неоднородно, будем искать намагниченность на оси симметрии на поверхности сверхпроводника. Выразив α через экспериментальную силу и подставив в соотношение для компонент поля, получаем окончательное выражение для расчета намагниченности

$$\mu_0 M_z = \mu_0 H_z(z_0) \frac{F_z \text{ exp}(z) - 4\pi\mu_0 \int_0^\infty H_r^2(r, z) r dr}{4\pi\mu_0 \int_0^\infty H_r(r, z) H_r(r, z_0) r dr} - \mu_0 H_z(z). \quad (4)$$

При помощи экспериментального стенда, описанного в [5], нами была измерена зависимость силы магнитной левитации от расстояния

$F_z(z)$ (рис. 1) между постоянным магнитом и образцом плавленно-текстурированной керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. При получении зависимости $F_z(z)$ после каждого цикла изменяли полярность магнита. Эта процедура позволила провести расчет намагниченности при изменении магнитного поля от отрицательного до положительного значения. Результат расчета петли намагниченности по описанному алгоритму приведен на рис. 2.

Таким образом, в статье описан и реализован новый метод расчета обратимой петли намагниченности массивных высокотемпературных сверхпроводников, основанный на обработке экспериментальных результатов измерений зависимостей силы магнитной левитации от расстояния между сверхпроводником и магнитом.

Авторы выражают благодарность И.И. Акимову за любезно предоставленные образцы ВТСП.

Работа выполнена при поддержке ФЦП „Интеграция“, проект Б-0048.

Список литературы

- [1] Hull J.R. // Supercond. Sci. Technol. 2000. V. 13. P. R1–R15.
- [2] Koshizuka N., Ishikawa F., Nasu F. // Physica C. 2002. V. 378–381. P. 11–17.
- [3] Ren Z., Wang J., Wang S. // Physica C. 2002. V. 378–381. P. 873–876.
- [4] Kordyuk A.A., Nemoshkalenko V.V., Vznichenko R.V. // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 75. N 11. P. 1595–1597.
- [5] Ермолаев Ю.С., Руднев И.А. // ПТЭ. 2004. № 1.