

05.5

Прецизионная магнитометрическая диагностика неоднородностей критического тока в высокотемпературных сверхпроводящих лентах

© А.И. Подливаев, С.В. Покровский, И.В. Анищенко, И.А. Руднев[¶]

Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, Москва

[¶] E-mail: iarudnev@mephi.ru

Поступило в Редакцию 5 июля 2017 г.

Представлен новый прецизионный метод бесконтактного магнитометрического определения локального критического тока в высокотемпературных сверхпроводящих лентах. Метод включает в себя проведение измерения пространственного распределения магнитного поля токов, наведенных в результате намагничивания ленты линейкой постоянных магнитов, и последующую численную обработку полученных результатов с помощью модифицированного алгоритма решения обратной задачи Био—Савара—Лапласа. Использование линейки постоянных магнитов принципиально отличает предлагаемый метод от существующих в настоящее время, так как позволяет провести полный анализ пространственного распределения критического тока по всей площади ленты.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.24.45347.16953

Для широкого применения высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в электроэнергетике необходимы длинные гибкие токонесущие элементы, получившие название ВТСП-лент второго поколения (2G). 2G ВТСП-ленты представляют собой тонкий (порядка $1\ \mu\text{m}$) слой ВТСП, нанесенный с использованием набора промежуточных буферных слоев на гибкую металлическую подложку [1]. Одной из основных целей дальнейшего развития производства 2G ВТСП-лент является достижение высоких значений критического тока I_c по всей длине ленты. Эта задача требует применения различных методов контроля однородности I_c .

Для неразрушающей диагностики неоднородностей токонесущих характеристик сверхпроводящих лент применяются магнитометрические

методики, основанные на бесконтактном измерении пространственного распределения магнитного поля. В ВТСП-ленте внешним магнитным полем (ВМП) наводятся токи. По магнитному полю наведенных токов посредством различных алгоритмов (см. обзор [2] и ссылки в нем) восстанавливается плотность токов в ленте. В случае достаточно большого значения ВМП в рамках модели критического состояния [3] такой подход позволяет определить наличие сверхпроводящих неоднородностей ленты и оценить локальный транспортный ток. При простейшей диагностике достаточно измерять распределение магнитного поля над лентой путем сканирования преобразователя Холла с шагом, малым по сравнению с шириной ленты. Этот метод имеет ряд недостатков, которые будут обсуждаться далее.

Задачи диагностики ВТСП-ленты можно условно разбить на различные классы в зависимости от ожидаемого характера дефектов ленты. В настоящей работе рассматривается определение локального критического тока в случае, когда значение критического тока изменяется гладко, а размер неоднородностей сопоставим с шириной ленты. Такого рода неоднородности могут быть следствием несовершенств технологических процессов при нанесении ВТСП-слоя. Решение этих задач представляет интерес как метод контроля качества производимых ВТСП-лент.

В работе представлено восстановление по магнитному полю $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ токов \mathbf{j} остаточной намагниченности. Амплитуда ВМП адиабатически медленно увеличивается, намагничивая ленту, и далее медленно обращается в нуль. Единственным источником магнитного поля после удаления поля внешнего источника остаются наведенные токи, связь которых с нормальной компонентой (ось Z) дается законом Био–Савара:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}') \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}') d^3\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}, \quad (1)$$

где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ — сверхпроводящий ток.

Обратная задача (1) относится к классу некорректных задач, решение которых требует специальных подходов [4]. Проблема восстановления тока $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ по магнитному полю $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ обусловлена тем, что из-за интегрирования в (1) пространственно неоднородные коротковолновые гармоники (КВГ) тока $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ слабо влияют на магнитное поле, вследствие

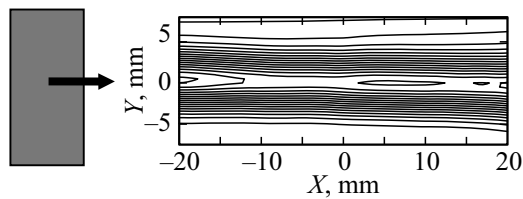


Рис. 1. Схема продольного намагничивания ВТСП-ленты и наведенные токовые линии в ней. Серым прямоугольником обозначен постоянный магнит. Стрелка указывает направление движения магнита при намагничивании. Приведен участок с продольным размером 40 мм в длинной намагниченной ленте. Каждая токовая линия соответствует току 3 А.

чего не могут быть точно из него определены. Существуют разные методики решения данной задачи, но их общим и обязательным элементом является регуляризация (искусственное сглаживание) определяемых токов [2,4]. Фильтрация сигнала при визуализации не является прерогативой методики восстановления токов по магнитному полю. Этот прием часто используется при очистке произвольных изображений от шумов (см., например, [5]).

Обычным методом решения обратной задачи (1) является применение преобразования Фурье к обеим частям уравнения. Из-за малой толщины сверхпроводящей пленки в ленте обратная задача Био–Савара (1) сводится к двумерной — в плоскости (XY) [2,4]. Намагничивание ВТСП-ленты часто проводится пространственно однородным магнитным полем [2] или путем перемещения ленты над постоянным магнитом.

На рис. 1 представлены токовые линии, полученные из магнитного поля остаточной намагниченности фрагмента ВТСП-ленты фирмы СуперОкс с шириной $L_Y = 12$ мм. Методика намагничивания — постоянным магнитом (с индукцией 0.3 Т) — и восстановления токов стандартная. Этот подход содержит ряд недостатков. Первый состоит в том, что данная методика не позволяет определить величину плотности критического тока в центральной части ленты. Второй недостаток заключается в низкой точности определения плотности наведенного тока вблизи границы ленты (рис. 1). Причина возникновения „размытой“ границы обусловлена регуляризацией — подавлением КВГ, без которых невозможно точно описать разрыв плотности тока на границе

ленты. Третий недостаток стандартной методики связан с сильной зависимостью плотности критического тока j_c от магнитного поля B при малых (до ~ 0.5 Т) значениях поля. В двухэкспоненциальном приближении [6,7] для ленты $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ характерная зависимость плотности поверхностных токов имеет вид

$$j(B) = A_1 \exp(-|B|/\beta_1) + A_2 \exp(-|B|/\beta_2) \quad (2)$$

с параметрами $A_1 = 12.9$ кА/м, $A_2 = 13.8$ кА/м, $\beta_1 = 0.08$ Т, $\beta_2 = 1.92$ Т. Остаточная индукция намагниченной нами пленки в ее середине достигает величины 0.02 Т, что сопоставимо с величиной β_1 , т.е. разные точки ленты находятся в существенно различных полях, а для целей диагностики однородности токовых характеристик необходимы одинаковые условия.

Первый и третий из перечисленных недостатков могут быть устранены намагничиванием ленты пространственно неоднородным полем. Для выбора оптимальной конфигурации ВМП в рамках двухэкспоненциального приближения (2) нами проведен предварительный расчет распределения плотности токов при однородном и неоднородном намагничивании с использованием модельных подходов [6,7]. Выбранное нами оптимальное неоднородное намагничивание обеспечивалось линейкой постоянных магнитов, поляризация каждого из которых противоположна поляризации двух ближайших соседей (рис. 2). На рис. 2 также представлены линии токов, полученные из экспериментальных данных посредством решения обратной задачи Био–Савара. Идея создания периодически изменяющегося магнитного поля посредством трехмерного аналога линейки магнитов противоположной поляризации ранее применялась в работе [8].

Сопоставление результатов действия однородного и неоднородного ВМП показало большую эффективность последнего. При остаточной намагниченности ленты линейкой максимальное значение плотности тока в ленте превосходит аналогичную величину при однородном воздействии в ~ 1.7 раза. Максимальное значение наведенных токов наблюдается в области стыков соседних магнитов (там, где магнитное поле равно нулю). Экспериментальное воспроизведение неоднородной намагниченности и последующее восстановление токов остаточной намагниченности полностью подтвердили результаты модельного расчета по методике [6,7]. Экспериментально определенные токовые линии представлены на рис. 2. На этом рисунке отчетливо наблюдаются ромбовидные токовые домены, токовые линии в которых параллельны друг

7* Письма в ЖТФ, 2017, том 43, вып. 24

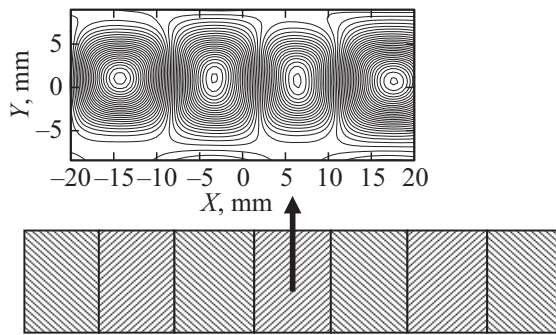


Рис. 2. Схема расположения магнитов в линейке относительно токовых линий в ленте. Каждая токовая линия соответствует току 3 А. Стрелка указывает направление движения линейки. Различной штриховкой обозначены магниты противоположной полярности.

другу и пересекают ленту в поперечном направлении. Проведение серии из нескольких намагничиваний линейкой, положение которой всякий раз смещается на небольшой шаг (1 mm) в продольном направлении, позволит определить максимально возможную плотность тока каждой точки ленты, причем в нулевом остаточном магнитном поле. Всего было проведено 21 измерение с различными продольными смещениями. Применение линейки именно таким способом позволяет в значительной степени устранить первый и третий недостатки традиционной методики.

Второй недостаток мы устранили, изменив численный алгоритм восстановления плотности токов по магнитному полю. Пусть изучаемая лента расположена в плоскости (XY) с нормальной координатой $Z = 0$. Над лентой расположен датчик Холла (высота его расположения $Z = h \ll L_Y$). Ориентация изучаемой ленты такова, что координаты ее точек в поперечном направлении $-L_Y/2 < Y < L_Y/2$. Плотность наведенных токов также отлична от нуля только в этом интервале. Заметим, что если пара $\mathbf{B}(X, Y, h)$ и $\mathbf{j}(X, Y, 0)$ удовлетворяет уравнению Био–Савара (1), то пара $\tilde{\mathbf{B}}(X, Y, h) = \mathbf{B}(X, Y, h) - \mathbf{B}(X, -L_Y - Y, h) - \mathbf{B}(X, L_Y - Y, h)$ и $\tilde{\mathbf{j}}(X, Y, 0) = \mathbf{j}(X, Y, 0) + \mathbf{j}(X, -L_Y - Y, 0) + \mathbf{j}(X, L_Y - Y, 0)$ также удовлетворяет этому уравнению. Определенная таким образом функция $\tilde{\mathbf{j}}(X, Y, 0)$ отлична от нуля на интервале $-3L_Y/2 < Y < 3L_Y/2$. На интервале $-L_Y/2 < Y < L_Y/2$

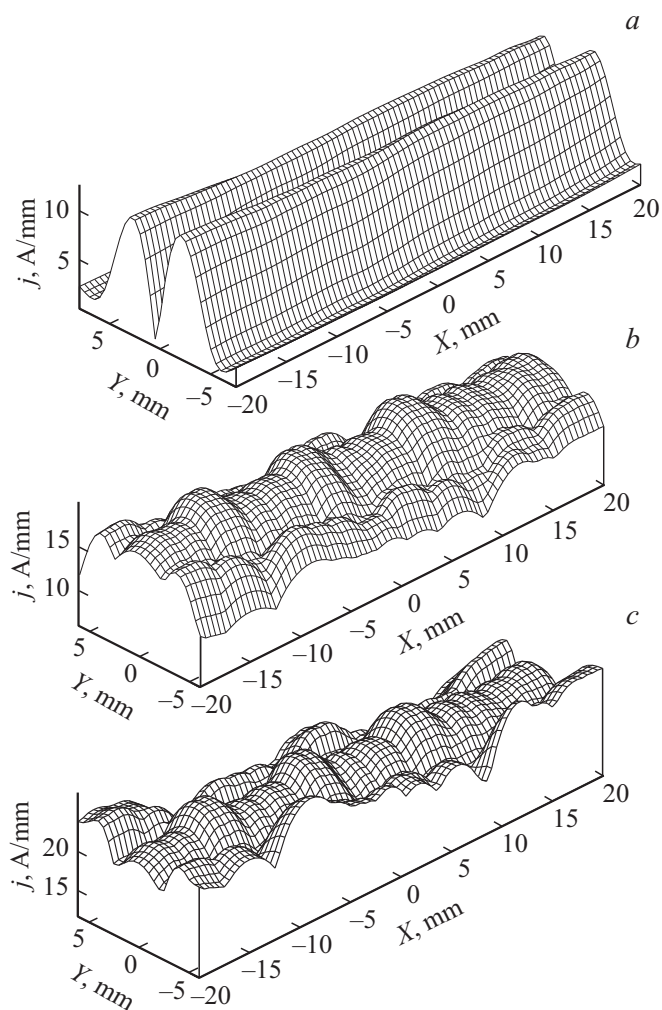


Рис. 3. Поверхностная плотность остаточного тока в ленте. Пространственное распределение при однородном намагничивании без корректировки границ (*a*), при неоднородном намагничивании без корректировки границ (*b*) и при неоднородном намагничивании с корректировкой границ (*c*). *d* — распределение по амплитуде нормальной компоненты магнитного поля. Штриховой линией обозначена нормированная на единицу плотность распределения фрагментов ленты по величине плотности тока.

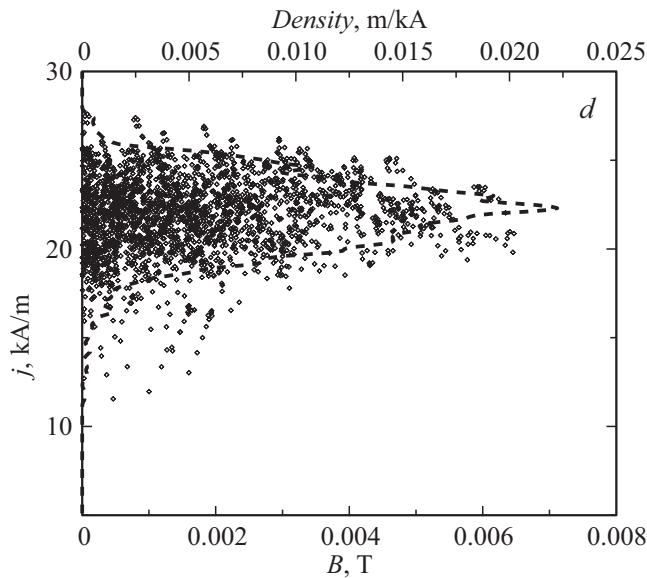


Рис. 3 (продолжение).

$\tilde{j}(X, Y, 0) = j(X, Y, 0)$, однако на границах ленты $Y = -L_Y/2$ и $Y = L_Y/2$ функция $\tilde{j}(X, Y, 0)$ не испытывает разрыва в отличие от исходного распределения токов $j(X, Y, 0)$. Вследствие большей гладкости функции $\tilde{j}(X, Y, 0)$ регуляризация при ее определении из $\tilde{B}(X, Y, h)$ даст меньшие искажения вблизи реальных границ ленты. Кроме диагностики ВТСП-лент данный подход может быть адаптирован к расчету намагниченности изделий, состоящих из прямоугольных участков сверхпроводящей пленки, разделенных несверхпроводящими полосами (например, микроволнового делителя для квантовых сверхпроводящих цепей [9]).

На рис. 3 представлена поверхностная плотность тока ленты при различных типах намагничивания. Сопоставление рис. 3, *a* с рис. 3, *b* и *c* показывает, что методика неоднородного намагничивания позволяет получить заметно более высокую плотность тока за счет выбора областей с малым значением магнитного поля. Сопоставление рис. 3, *b* и *c* показывает, что модификация методики восстановления позволяет подавить граничные искажения плотности тока, вследствие чего плотность тока в граничных областях заметно возрастает, а в центральной не изменяется.

Неоднородность амплитуды наведенных токов на рис. 3, *c* все же имеет место, однако уровень неоднородности принципиально более низкий, чем при традиционной методике (рис. 3, *a*). Рис. 3, *d* иллюстрирует распределение плотности тока в зависимости от величины магнитной индукции для каждого фрагмента ленты размером 0.5×0.5 mm на основе данных рис. 3, *c*. Также на рис. 3, *d* представлена нормированная на единицу плотности распределения фрагментов по величине плотности тока (штриховая линия). Рис. 3, *d* показывает, что основная цель методики достигнута: практически во всех представленных точках магнитное поле мало. Из рис. 3, *d* видно, что основная масса точек имеет плотность тока $j \sim 22$ kA/m и локализована в области поля $B < 0.005$ T, что заметно меньше параметра $\beta_1 = 0.08$ T, вследствие чего основное „облако“ точек ожидаемо вытянуто параллельно оси B .

Таким образом, в работе представлена и экспериментально проверена методика измерения плотности критического тока в любой точке ВТСП-ленты при фактически нулевом значении нормальной составляющей магнитного поля. Модификация алгоритмической компоненты данной методики позволила заметно повысить точность определения критического тока по сравнению с существующими подходами.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-19-01527).

Список литературы

- [1] Токонесущие ленты второго поколения на основе высокотемпературных сверхпроводников/ Под ред. А. Гояла. М.: Изд-во ЛКИ, 2009. 432 с.
- [2] Jooss Ch., Albrecht J., Kuhn H., Leonhardt S., Kronmuller H. // Rep. Prog. Phys. 2002. V. 65. P. 651.
- [3] Bean C.P. // Phys. Rev. Lett. 1962. V. 8. P. 250; Rev. Mod. Phys. 1964. V. 36. P. 31.
- [4] Feldman D.M. // Phys. Rev. B. 2004. V. 69. P. 144515.
- [5] Ясин А.С., Павлова О.Н., Павлов А.Н. // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. В. 2. С. 50.
- [6] Podlivaev A., Rudnev I. // Supercond. Sci. Technol. 2017. V. 30. P. 035021.
- [7] Rudnev I.A., Podlivaev A.I. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2016. V. 26. P. 8200104.
- [8] Базаров Б.А., Ежов В.Ф., Коврижных Н.А. и др. // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. В. 13. С. 1.
- [9] Neilinger P., Oelsner G., Grajcar M., Иванов Б.И., Новиков И.Л., Ильичев Е.В. // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 41. В. 7. С. 16.