

05.5

Циркуляционный радиус и плотность критического тока в сверхпроводниках второго рода

© Д.М. Гохфельд

Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия
Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия
E-mail: gokhfeld@iph.krasn.ru

Поступило в Редакцию 8 октября 2018 г.

Предложен метод для оценки масштаба, на котором циркулируют токи в сверхпроводящих образцах. Оцененный циркуляционный радиус используется для определения плотности критического тока на основе магнитных измерений. Полученные формулы применимы для образцов с пренебрежимо малым размагничивающим фактором и поликристаллических сверхпроводников. Проверка метода проведена на экспериментальных петлях намагниченности поликристаллических сверхпроводников $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_x$.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.02.47212.17553

Развитие криогенной техники и значительный прогресс в получении сверхпроводящих лент и монокристаллических сверхпроводящих образцов [1] открывают путь для внедрения сверхпроводников в микроэлектронике, энергетике и транспорте. В то же время значительная часть поисковых исследований по воздействию изменений структуры или состава на свойства сверхпроводников продолжает проводиться на поликристаллических материалах. Это связано с относительной простотой синтеза и модификаций поликристаллических сверхпроводников по сравнению с монокристаллами.

В монокристаллах высокотемпературных сверхпроводников плотность критического тока J_c может достигать $\sim 10^{12}$ А/м², что близко к значениям плотности тока распаривания [2,3]. Из-за больших величин критического тока значения J_c обычно определяют не с помощью прямых транспортных измерений, а косвенными методами, исходя из магнитных измерений. В поликристаллических сверхпроводниках транспортные измерения позволяют установить плотность межгранульного критического тока, которая на несколько порядков меньше J_c для монокристаллов [2]. Плотность внутригранульного критического тока поликристаллических сверхпроводников определяется только с помощью магнитных измерений. Определение и сравнение параметров различных перспективных сверхпроводников непрямыми методами требуют корректной интерпретации и учета реализующейся гранулярной структуры.

В модели критического состояния [4] намагниченность сверхпроводника второго рода определяется плотностью критического тока J_c и размером образца. Соответствующая формула Бина широко используется для нахождения плотности критического тока J_c из магнитных измерений

$$J_c(H) = \Delta M(H)/kR, \quad (1)$$

где k — коэффициент, зависящий от геометрической формы образца ($k = 2/3$ для образца с круглым или

квадратным сечением), R — радиус циркуляции тока, равный радиусу образца, $\Delta M(H)$ — ширина гистерезиса намагниченности во внешнем магнитном поле H , $\Delta M(H) = M_{\downarrow}(H) - M_{\uparrow}(H)$, $M_{\uparrow}(H)$ — ветвь петли намагниченности при увеличении H , $M_{\downarrow}(H)$ — ветвь петли намагниченности при уменьшении H . Для неоднородных сверхпроводников циркуляционный радиус R в формуле (1) может быть меньше радиуса образца [5,6], что соответствует усредненному значению размеров гранул или радиусу кластеров, образованных границами двойникования, трещинами или несколькими спаянными гранулами. Корректность определения J_c зависит от верности выбора величины R . Необоснованное использование радиуса образца в качестве величины R для поликристаллических сверхпроводников часто приводит к значительной недооценке величины J_c .

Метод определения масштаба циркуляции тока был предложен в работе [7]. Авторы рассматривали сверхпроводящую цилиндрическую пластину с радиусом R и толщиной t , перпендикулярную внешнему полю. Размагничивающий фактор, зависящий от отношения R/t , влияет на наклон линейного участка зависимости $M_{\downarrow}(H)$ при уменьшении поля после достижения максимального значения H_{\max} . Для определения R требуются тщательные, с малым шагом H измерения участка $M_{\downarrow}(H)$ вблизи H_{\max} . Такой метод применим для сверхпроводящих монокристаллов и пленок с достаточно большим отношением $R/t > 2$.

В настоящей работе предлагается метод, позволяющий найти циркуляционный радиус R для образцов с пренебрежимо малым размагничивающим фактором. Метод заключается в анализе асимметрии петли намагниченности образца относительно оси H .

Асимметричные петли намагниченности сверхпроводников описываются расширенной моделью критического состояния [8,9]. В этой модели предполагается, что приповерхностная область образца намагничивается равновесно, т.е. вихри Абрикосова не закрепляются в

слое с толщиной l_s . Значение l_s растет с увеличением магнитного поля, в малых полях l_s принимается равной глубине проникновения магнитного поля λ . Неравновесная намагниченность внутренней области образца с глубиной $R - \lambda$ описывается моделью критического состояния [4]. Бездиссипативный ток возможен при закреплении вихрей Абрикосова на различных дефектах, поэтому только внутренняя область образца задействуется для протекания сверхтока. Для крупных образцов с радиусом $R \gg \lambda$ влиянием приповерхностной области на макроскопическую плотность критического тока можно пренебречь. Для поликристаллических сверхпроводников и мелких кристаллов неучастие приповерхностной области в протекании сверхтока приводит к уменьшению плотности критического тока, усредненной по сечению образца, по сравнению с таковой для крупных образцов. Такое уменьшение определяется как

$$J_c(H) = J_{cb}(H)(1 - l_s(H)/R)^3, \quad (2)$$

где J_{cb} — плотность критического тока образца с размером $R \gg \lambda$. Формула (2) получена для длинного цилиндрического образца ($R \ll t$) с учетом зависимости локальной плотности критического тока от расстояния до оси цилиндра [8,9].

Для сверхпроводника с размером $R \gg \lambda$ петля намагниченности практически симметрична относительно оси H , и выполняется равенство $|M\uparrow(H)| = M\downarrow(H)$. Для такого образца можно переписать формулу Бина (1) в виде

$$J_{cb}(H) = 2|M\uparrow(H)|/kR. \quad (3)$$

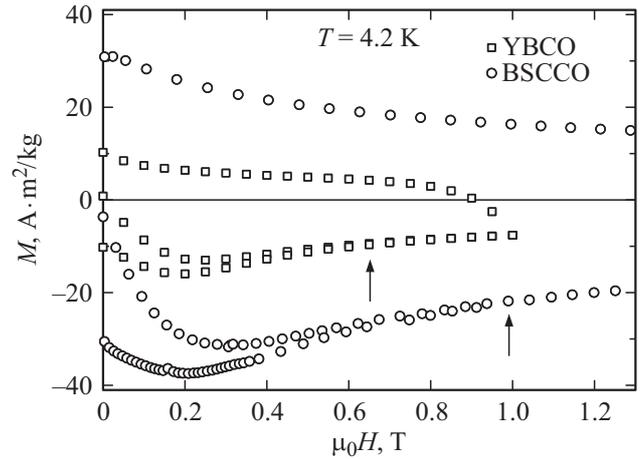
Для поликристаллических сверхпроводников и мелких кристаллов равновесная намагниченность поверхностного слоя приводит к заметной асимметрии полной петли намагниченности образца относительно оси H . Из-за асимметрии петли намагниченности значения $|M\uparrow(H)|$ больше значений $|M\downarrow(H)|$ при величине $|H|$, большей поля полного проникновения H_p . Степень асимметрии определяется отношением $l_s(H)/R$. Таким образом, радиус циркуляции тока влияет и на ΔM , и на асимметрию петли намагниченности относительно оси H . Подставляя выражение (1) для $J_c(H)$ и выражение (3) для $J_{cb}(H)$ в формулу (2), получаем

$$R = l_s(H)/[1 - |\Delta M(H)/2M\uparrow(H)|^{1/3}]. \quad (4)$$

Пропорциональность между J_c и ΔM нарушается вблизи $H = 0$ [6,10], поэтому для определения значений ΔM и $M\uparrow$ необходимо выбрать $H > 0$. Оптимальный вариант — это поле H_p или поле максимального диамагнитного отклика, несколько меньшее H_p . В итоге для определения масштаба циркуляции тока предлагается использовать следующее выражение:

$$R = \lambda/[1 - |\Delta M(H_p)/2M\uparrow(H_p)|^{1/3}]. \quad (5)$$

Значения λ вблизи 0 К известны для большинства сверхпроводников. Также величина λ может быть оценена из



Участки петель намагниченности YBCO и BSCCO. Стрелками отмечено поле полного проникновения.

обратимого участка петли намагниченности с помощью модели Лондона [11].

Магнитные примеси в образце приводят к наклону петли намагниченности, что влияет на оцененные значения R . Для улучшения точности добавочные магнитные вклады должны быть предварительно вычтены из петли намагниченности. Пористость образца не влияет на точность определения R . Формула (5) применима для образцов и гранул с формами, отличающимися от рассматриваемого случая цилиндра, если размагничивающий фактор остается пренебрежимо малым.

Отметим, что грубая оценка R может быть получена быстро: заметная асимметрия петли относительно оси H наблюдается при $\lambda/R > 0.1$. Таким образом, при выраженной асимметрии петли намагниченности $R < 10\lambda$. Данная оценка не выполняется для чистых, бездефектных сверхпроводников. Для чистых материалов значение l_s может значительно превышать λ . В таких материалах отсутствуют центры пиннинга для закрепления вихрей Абрикосова. Зависимости намагниченности бездефектных сверхпроводников могут не иметь гистерезиса даже для образцов с большими размерами.

В настоящей работе выражение (5) проверяется для поликристаллических высокотемпературных сверхпроводников. На рисунке показаны участки петель намагниченности для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) [12] и $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (BSCCO) [13], измеренных при температуре 4.2 К. Петли асимметричны относительно оси H , асимметрия петли более выражена для YBCO. Стрелками на рисунке показаны значения полей полного проникновения H_p для YBCO ($\sim 0.65 \text{ T}$) и BSCCO ($\sim 0.96 \text{ T}$). Это точки, в которых сливаются участок начального намагничивания и участок петли $M\uparrow(H)$. Определяем исходя из петли намагниченности $\Delta M(0.65 \text{ T}) = 13.9 \text{ A} \cdot \text{m}^2/\text{kg}$, $M\uparrow(0.65 \text{ T}) = -9.6 \text{ A} \cdot \text{m}^2/\text{kg}$ для YBCO и $\Delta M(0.96 \text{ T}) = 38.0 \text{ A} \cdot \text{m}^2/\text{kg}$, $M\uparrow(0.96 \text{ T}) = -21.7 \text{ A} \cdot \text{m}^2/\text{kg}$ для BSCCO. Приняв глубину проникновения λ равной

150 nm для YBCO и BSCCO [2,3] и применяя (5), находим $R \approx 1.5 \mu\text{m}$ для YBCO и $R \approx 3.5 \mu\text{m}$ для BSCCO. Полученные значения R близки к радиусам гранул в плоскости ab , определенным с помощью микрофотографий материалов.

Определяем значения плотности критического тока по формуле (1): $J_c(0.65 \text{ T}) = 88 \text{ MA/m}^2$ для YBCO и $J_c(0.96 \text{ T}) = 97 \text{ MA/m}^2$ для BSCCO. При переводе единиц намагниченности $\text{A} \cdot \text{m}^2/\text{kg}$ в A/m использовались теоретические значения физической плотности YBCO и BSCCO. Используя соотношение (2) или (3), оцениваем плотность критического тока, соответствующую массивным монокристаллическим образцам в малом магнитном поле: $J_{cb} \approx 9.7 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$ для YBCO и $J_{cb} \approx 10 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$ для BSCCO.

Таким образом, предложенный простой универсальный метод позволяет находить циркуляционный радиус в сверхпроводящих образцах с пренебрежимо малым размагничивающим фактором. Сравнение параметров перспективных сверхпроводников, полученных из измерений, проведенных на поликристаллических и монокристаллических материалах, возможно при использовании формулы Бина вместе с оценочной формулой (5) для R .

Список литературы

- [1] *Miryala M., Koblischka M.R.* High-temperature superconductors: occurrence, synthesis and applications. N.Y.: Nova Publ., 2018. 404 p.
- [2] *Wang G., Raine M.J., Hampshire D.P.* // Supercond. Sci. Technol. 2017. V. 30. P. 104001.
- [3] *Larbalestier D., Gurevich A., Feldmann D.M., Polyanskii A.* // Nature 2001. V. 414. P. 368–377.
- [4] *Bean C.P.* // Rev. Mod. Phys. 1964. V. 36. P. 31–39.
- [5] *Horvat J., Soltanian S., Pan A.V., Wang X.L.* // J. Appl. Phys. 2004. V. 96. P. 4342–4351.
- [6] *Zehetmayer M.* // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. P. 104512.
- [7] *Angadi M.A., Caplin A.D., Laverty J.R., Shen Z.X.* // Physica C. 1991. V. 177. P. 479–486.
- [8] *Гохфельд Д.М.* // ФТТ. 2014. Т. 56. В. 12. С. 2298–2304.
- [9] *Gokhfeld D.M.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. V. 695. P. 012008.
- [10] *Lal R.* // Physica C. 2010. V. 470. P. 281–284.
- [11] *Hao Z., Clem J.R.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 2371–2374.
- [12] *Lepeshev A.A., Patrin G.S., Yurkin G.Yu., Vasiliev A.D., Nemtsev I.V., Gokhfeld D.M., Balaev A.D., Demin V.G., Bachurina E.P., Karpov I.V., Ushakov A.V., Fedorov L.Yu., Irtyugo L.A., Petrov M.I.* // J. Supercond. Novel Magn. 2018. V. 31. P. 3841–3845.
- [13] *Gokhfeld D.M., Balaev D.A., Popkov S.I., Shaykhutdinov K.A., Petrov M.I.* // Physica C. 2006. V. 434. P. 135–137.