

Новый тип пик-эффекта в намагниченности анизотропных сверхпроводников

И. Ф. Волошин, А. В. Калинов, Л. М. Фишер, С. А. Деревянко⁺, В. А. Ямпольский⁺

Государственный научный центр “Всероссийский электротехнический институт”, 111250 Москва, Россия

⁺ Институт радиофизики и электроники НАНУ, 61085 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 9 февраля 2001 г.

Экспериментально и теоретически изучены кривые намагничивания $M(H)$ в пластинах анизотропного жесткого сверхпроводника. Исследовались монокристаллические текстурированные кристаллы системы Y-123 с осью c в плоскости образца. Показано, что при некоторых ориентациях магнитного поля в плоскости образца кривые намагниченности содержат дополнительные экстремумы. При этом начальный участок кривой $M(H)$ содержит особенности, характерные для пик-эффекта. Тем самым доказано, что анизотропия токонесущей способности может быть причиной пик-эффекта нового типа.

PACS: 74.25.Na, 74.60.-w

Изучению пик-эффекта в жестких сверхпроводниках посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ [1–7]. Обычно под этим эффектом подразумевают немонотонную зависимость критической плотности тока J_c от магнитного поля [1, 2]. Во многих случаях он проявляется в специфической зависимости необратимой статической намагниченности M сверхпроводящей пластины от величины внешнего магнитного поля H [3–7]. На начальном участке кривой намагничивания $M(H)$ возникают два минимума. Дополнительные экстремумы появляются также и на установившейся кривой $M(H)$. Экстремумы в слабых полях обусловлены проникновением магнитного потока в весь объем пластины, а дополнительные экстремумы связаны с ростом J_c в сильных магнитных полях. Дополнительные экстремумы $M(H)$ могут также возникать вследствие сильной зависимости J_c от ориентации магнитной индукции \mathbf{B} [8] (см. также [9]). В большинстве случаев пик-эффект изучался в геометрии, в которой внешнее магнитное поле ориентировано перпендикулярно монокристаллической пластине, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$.

В настоящей работе показано, что зависимость $M(H)$ с дополнительными экстремумами наблюдается также в сверхпроводящих пластинах в параллельном поверхности магнитном поле, если имеет место достаточно сильная анизотропия токонесущей способности образца. Исследования проводились на монокристаллических текстурированных дисках системы $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ с осью c , лежащей в плоскости образца. Основанием для поиска новых особенностей

на кривых $M(H)$ в таких образцах послужило обнаружение двух размерных максимумов зависимости мнимой части динамической магнитной восприимчивости χ'' от амплитуды h_0 переменного магнитного поля, ориентированного под некоторым углом к оси c [10]. Это явление интерпретировалось в рамках обобщенной на анизотропный случай модели критического состояния, в которой критическая плотность тока является тензором с главными значениями J_{cy} и J_{cz} , соответствующими направлениям поперек и вдоль оси c . Наличие двух размерных максимумов $\chi''(h_0)$ связано с последовательным проникновением к середине пластины компонент магнитной индукции B_z и B_y , экранируемых независимо токами J_{cy} и J_{cz} . При получении кривых намагничивания проникновение поля в образец происходит по такому же сценарию. Поэтому естественно ожидать, что на кривой $M(H)$ также могут присутствовать дополнительные экстремумы.

Обнаруженное в данной работе явление демонстрирует, что анизотропия токонесущей способности сверхпроводника может быть физической причиной пик-эффекта нового типа, связанного с последовательным просвечиванием образца двумя компонентами магнитного поля.

Эксперимент. Измерения кривых намагничивания проводились на однодоменных текстурированных кристаллах (дисках или пластинах) системы Y-123. Образцы были вырезаны из большой заготовки, выращенной методом направленной кристаллизации с помощью ориентированной затравки. Они вырезались таким образом, чтобы ось c была параллель-

на плоскости пластины. Типичная толщина образцов составляла 0.2–0.5 мм. Основные измерения проводились на диске диаметром 1.3 мм и толщиной 0.23 мм. Намагниченность определялась с помощью вибрационного магнитометра с колеблющимся образцом в магнитном поле, создаваемым электромагнитом. Образец монтировался так, чтобы постоянное магнитное поле было параллельно его поверхности. Направление поля в плоскости образца (плоскость yz) можно было менять, поворачивая электромагнит. Измерения проводились при температурах 65–77 К.

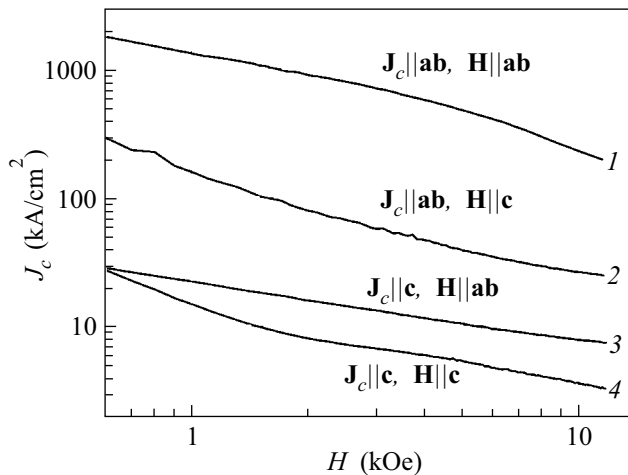


Рис.1. Зависимости критических плотностей тока J_c в плоскости ab и вдоль оси c от магнитного поля, ориентированного в ab -плоскости и вдоль оси c , при температуре 66 К для сверхпроводящего диска диаметром 1.3 мм и толщиной 0.23 мм. Кривая 1 соответствует условиям $J_c || ab, H || ab$; 2 – $J_c || ab, H || c$; 3 – $J_c || c, H || ab$; 4 – $J_c || c, H || c$

Предварительно для каждого из образцов бесконтактным методом определялась зависимость главных компонент J_{cy} и J_{cz} критической плотности тока от магнитного поля H , также ориентированного вдоль главных направлений кристалла, и зависимость J_{cy} и J_{cz} от ориентации вектора H для нескольких значений модуля H и температуры T . Эти зависимости для $T = 66$ К приведены на рис.1 и 2. Методика нахождения критической плотности тока по измерениям низкочастотного поверхностного импеданса изложена в [11, 12].

Намагниченность измерялась на охлажденных в нулевом магнитном поле образцах, причем изучался как начальный участок кривой намагничивания (virgin curve), так и установившиеся гистерезисные петли $M(H)$. На рис.3 представлены зависимости проекции вектора намагниченности на направление

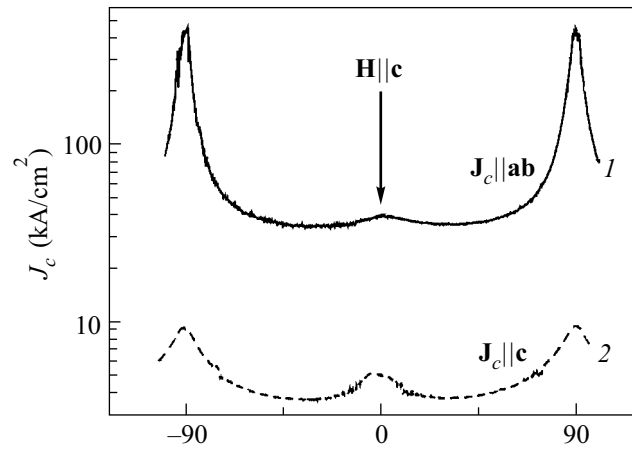


Рис.2. Угловые зависимости критических плотностей тока J_c в плоскости ab (кривая 1) и вдоль оси c (кривая 2) при изменении ориентации магнитного поля в плоскости диска диаметром 1.3 мм и толщиной 0.23 мм, $T = 66$ К. Угол отсчитывается от оси c

внешнего магнитного поля от H для ориентаций H вдоль главных направлений симметрии образца. Видно, что на верхних участках петель намагничивания имеется по одному максимуму, как это бывает в изотропных образцах с монотонно убывающей $J_c(B)$. При ориентации поля вдоль оси c петли оказываются значительно шире, а максимум $M(H)$ наблюдается в значительно больших полях, чем в случае ориентации поля в плоскости ab . Отличие кривых $M(H)$ обусловлено тем, что критическая плотность тока в ab плоскости значительно превышает ток в направлении оси c .

При отклонении вектора H от главных направлений кривые намагничивания деформируются. Пример подобной зависимости представлен на рис.4. После смены направления развертки поля H на кривой $M(H)$ наблюдается участок с существенно меньшим наклоном, чем на начальном участке кривой намагничивания. Наиболее интересной особенностью начального участка кривой $M(H)$ в наклонном магнитном поле является присутствие двух минимумов. Такое поведение отчетливо видно на вставке к рисунку. Первый из минимумов находится примерно при тех же значениях H , что и минимум на начальном участке кривой 1 рис.3, соответствующей ориентации поля в ab плоскости. Второй минимум находится в тех же полях, что и минимум на начальном участке кривой 2. При изменении толщины образцов и температуры экстремумы, аналогичные изображенным на рис.3, 4, смещаются в соответствии с изменением

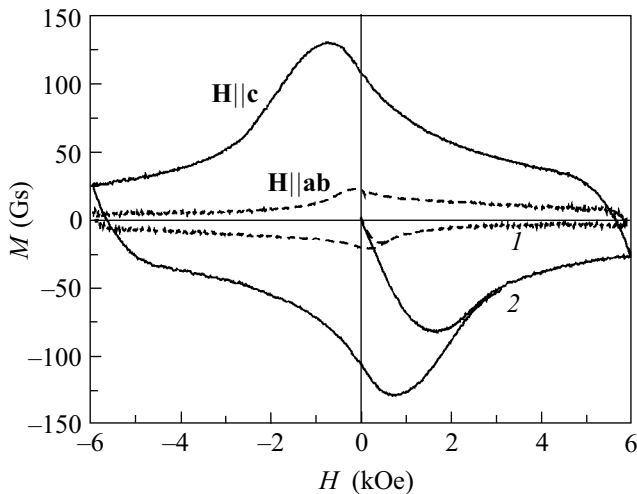


Рис.3. Кривые намагничивания сверхпроводящего диска диаметром 1.3 мм и толщиной 0.23 мм для двух главных направлений магнитного поля. Кривая 1 соответствует ориентации $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$, кривая 2 – $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$, $T = 66$ К

полей проникновения H_{py} , H_{pz} . Это коррелирует с нашим предположением о том, что в наклонном поле \mathbf{H} проникновение магнитного потока в образец происходит последовательно: сначала образец просвечивается компонентой B_y , поскольку она экранируется слабым током J_{cz} (при этом на начальном участке кривой $M(H)$ возникает первый минимум), и только затем, при гораздо больших значениях H , образец просвечивается компонентой поля B_z (второй минимум $M(H)$). Два минимума на начальной кривой намагничивания наблюдаются в интервале углов 63° – 68° наклона поля \mathbf{H} к оси \mathbf{c} . Эта интерпретация обнаруженного эффекта находит свое отражение в приведенном ниже теоретическом расчете кривых намагничивания, выполненном в рамках обобщенной на анизотропный случай модели критического состояния.

Расчет кривых намагничивания и обсуждение результатов. Для описания полученных экспериментальных результатов мы используем простую модель [10], обобщающую известную биновскую модель критического состояния. Модель Бина хорошо описывает статические и низкочастотные электродинамические свойства жестких изотропных сверхпроводников. Рассмотрим бесконечную сверхпроводящую пластину во внешнем поле \mathbf{H} , параллельном ее поверхности. Считаем, что все поля и токи зависят только от одной пространственной координаты x , направленной перпендикулярно пластине. Начало координат $x = 0$ находится на поверхности образца. Изучим простейший случай анизотропии, когда она

характеризуется двумя главными направлениями y и z в плоскости пластины. Эти направления совпадают с кристаллографическими осями образца либо с характерными направлениями структуры дефектов. Если внешнее поле $\mathbf{H}(t)$ ориентировано вдоль одного из главных направлений, то существует единственная компонента экранирующих токов, перпендикулярная $\mathbf{H}(t)$. В этом случае в образце меняется только модуль $B(x, t)$ магнитной индукции. Пространственное распределение $\mathbf{B}(x)$ определяется уравнением Бина

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} J_c \frac{\mathbf{E}}{E}. \quad (1)$$

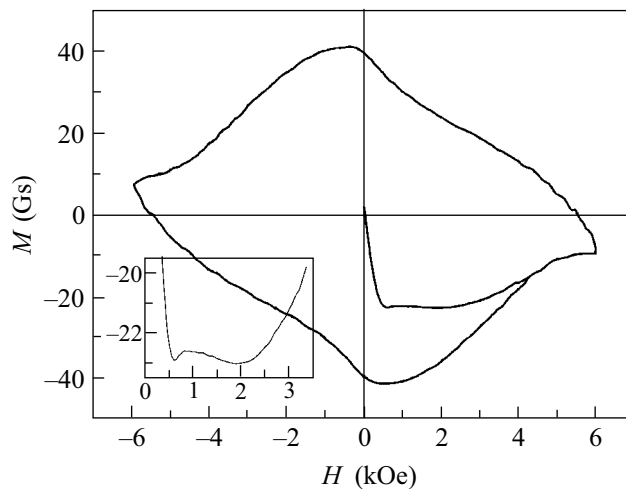


Рис.4. Кривая намагничивания сверхпроводящего диска диаметром 1.3 мм и толщиной 0.23 мм в наклонном магнитном поле (угол 65° к оси \mathbf{c}). На вставке в более крупном масштабе показан начальный участок кривой намагничивания с двумя минимумами

В отличие от изотропного случая, параметр J_c считаем симметричным тензором второго ранга J_{cik} ($i, k = y, z$) с главными значениями J_c^y и J_c^z . Это означает, что i -я компонента плотности тока определяется сверткой тензора J_{cik} и вектора E_k . Такая модель представляет собой простейшее обобщение модели Бина на анизотропный случай.

В анизотропной модели уравнения критического состояния записываются в виде

$$\begin{aligned} -\frac{\partial B_z}{\partial x} &= \frac{4\pi}{c} J_c^y(B_y, B_z) \cos(\phi(x)) \text{sign } E_y, \\ \frac{\partial B_y}{\partial x} &= \frac{4\pi}{c} J_c^z(B_y, B_z) \sin(\phi(x)) \text{sign } E_z, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\phi(x)$ – угол между вектором $\mathbf{E}(x)$ и осью y . Подобные уравнения были использованы в [13] для элек-

тродинамического описания композитных материалов.

Система уравнений (2), как и обычная модель критического состояния, принимает во внимание важное свойство жестких сверхпроводников. Плотность тока, протекающего в некотором направлении, уменьшается, если в этой же точке образца возбудить ортогональную компоненту тока. Множители $\cos(\phi)$ и $\sin(\phi)$ в уравнениях (2) учитывают этот факт. Отмеченное свойство жестких сверхпроводников приводит к интересному явлению коллапса транспортного тока [14] и магнитного момента [15] под действием переменного магнитного поля.

Для нахождения проекции M_H магнитного момента на направление внешнего магнитного поля,

$$M_H = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{1}{d} \int_0^d dx B_y(x) \sin(\theta) + B_z(x) \cos(\theta) - H \right], \quad (3)$$

где θ – угол между вектором \mathbf{H} и осью z , нужно решить уравнения (2) с граничными условиями

$$B_y(0) = B_y(d) = H \sin(\theta), \quad B_z(0) = B_z(d) = H \cos(\theta). \quad (4)$$

Эти условия справедливы при H , много больших первого критического поля, $H \gg H_{c1}$. Знаки проекций электрического поля в (2) (электрическое поле возбуждается при развертке внешнего поля \mathbf{H}) определяются с помощью закона Фарадея.

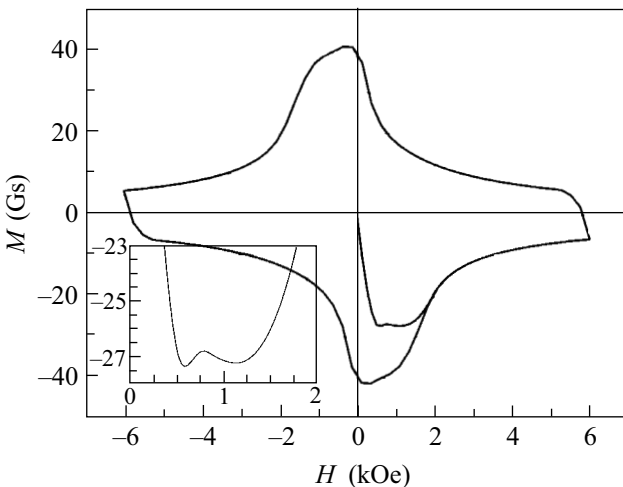


Рис.5. Расчетная кривая намагничивания модельного образца с параметрами, близкими к экспериментальному образцу

На рис.5 приведены результаты численного расчета кривой намагничивания для условий, близких

эксперименту, при отклонении поля от оси c на угол 65° . В качестве магнитополевой зависимости критических плотностей тока $J_c^y(B_y, B_z)$ и $J_c^z(B_y, B_z)$ мы использовали модельные выражения, соответствующие образцу (см. рис.1, 2), на котором были выполнены основные измерения. Наблюдается неплохое качественное согласие начальных участков теоретической и экспериментальной кривых (см. рис.4, 5). На обеих кривых содержатся по два минимума.

Согласие результатов расчета с измерениями намагниченности свидетельствует в пользу нашей модели и предлагаемой интерпретации наблюдаемого эффекта. Таким образом, в данной работе показано, что анизотропия токонесущей способности может быть причиной существования нового типа пик-эффекта в намагниченности жестких сверхпроводников. Действительно, на начальном участке кривой намагничивания в эксперименте наблюдаются два минимума подобно тому, как и в случае пик-эффекта. Как показывают расчеты, связанные с анизотропией дополнительные экстремумы $M(H)$ могут появляться также и на установившейся гистерезисной кривой $M(H)$ при большем значении параметра анизотропии $\alpha = J_c^y/J_c^z$ в слабых магнитных полях.

Таким образом, дополнительные экстремумы кривых намагничивания жестких сверхпроводников могут быть обусловлены различными физическими причинами, что следует принимать во внимание при интерпретации экспериментов.

Работа выполнялась в рамках Российской программы по сверхпроводимости (проекты 100292 и 100199) и поддерживалась грантом INTAS-Российского фонда фундаментальных исследований (проект # IR-97-1394), грантом Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 00-02-17145).

1. А. Кэмпбелл, Дж. Иветс, *Критические токи в сверхпроводниках*, М.: Мир, 1975.
2. R. W. Wörden Weber and P. Kes, *Phys. Rev.* **B34**, 494 (1986).
3. M. Dümling and D. C. Larbalestier, *Phys. Rev.* **B40**, 9350 (1989).
4. M. Dümling, J. M. Seuntjens, and D. C. Larbalestier, *Nature(London)* **346**, 332 (1990).
5. V. V. Moshchalkov, A. A. Zhukov et al., *J. MMM* **90-91**, 611 (1990).
6. A. A. Zhukov, H. Kupfer, H. Claus et al., *Phys. Rev.* **B52**, 9871 (1995).
7. И. Ф. Волошин, А. В. Калинов, К. И. Кугель и др., *ЖЭТФ* **111**, 2158 (1997).

8. I. M. Babich and G. P. Mikitik, *Phys. Rev.* **B58**, 14207 (1998).
9. L. W. Conner, A. P. Malozemoff, and I. A. Campbell, *Phys. Rev.* **B44**, 403 (1991).
10. L. M. Fisher, A. V. Kalinov, S. E. Savel'ev et al., *Physica* **C350**, 152 (2000).
11. И. Ф. Волошин, Л. М. Фишер, Н. М. Макаров, В. А. Ямпольский, *Письма в ЖЭТФ* **51**, 225 (1990).
12. L. M. Fisher, V. S. Gorbachev, N. M. Makarov et al., *Phys. Rev.* **B46**, 10986 (1992).
13. W. J. Carr, *AC loss and macroscopic theory of superconductors*, Gordon & Breech, NY, 1983.
14. I. V. Baltaga, L. M. Fisher, N. M. Makarov et al., *Fiz. Nizk. Temp.* **21**, 411 (1995).
15. L. M. Fisher, A. V. Kalinov, I. F. Voloshin et al., *Solid State Commun.* **97**, 833 (1996).