ЖЭТФ, 2015, том 147, вып. 6, стр. 1196–1203 © 2015

КРИТИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ И НИЗКОПОЛЕВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ $\mathrm{LaO_{0.85}F_{0.15}FeAs}$

О. В. Геращенко[a]*, *А. Л. Холмецкий*[b], *М. Машлан*[c], *Т. Ярман*[d], *А. В. Алдущенков*[a], *И. С. Окунев*[a], *В. А. Ломоносов*[b], *Л. В. Махнач*[b]

[a] *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Петербургский институт ядерной физики 188300, Гатчина, Ленинградская обл., Россия*

[b] *Белорусский государственный университет 220030, Минск, Республика Беларусь*

[c] *Palacky University 77147, Olomouc, Czech Republic*

[d] *Okan University 34959, Akfirat Beldesi, Istambul, Turkey*

Поступила в редакцию 11 декабря 2014 г.

Экспериментально исследовано проникновение слабого магнитного поля в поликристаллические сверхпроводники $\mathrm{LaO_{0.85}F_{0.15}FeAs}$ при помощи двух взаимодополняющих методик — измерением высших гармоник нелинейной намагниченности и вольт-амперных характеристик. Определены зависимости плотности критического тока и удельного сопротивления от температуры и напряженности магнитного поля. Полученные результаты подтверждают теорию критического состояния в рамках низкополевой электродинамики джозефсоновской среды. На примере нового класса керамических сверхпроводников показана универсальность этой теоретической концепции.

DOI: 10.7868/S0044451015060142

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, сверхпроводящие оксипниктиды 1111-типа $\mathrm{LaO_{1-x}F_xFeAs}$ характеризуются очень большой величиной $H_{c2} \sim (1–10) \cdot 10^5$ Э и, соответственно, весьма малой длиной когерентности $\xi \sim$ ~ 10 Å [1–5]. В этом случае даже малый дефект в материале будет играть роль джозефсоновского контакта. Это роднит их с гранулярными ВТСП и с поликристаллическими сверхпроводящими халькогенидами, в которых наблюдается ряд нелинейных и необратимых явлений в области малых магнитных полей, характерных для низкополевой электродинамики [6–10], кроме того, проникновение магнитного поля и динамика магнитного потока в гранулярных и композитных сверхпроводниках по-прежнему сохраняют актуальность [11–18]. Основной целью данной работы является экспериментальное исследование применимости концепции низкополевой электродинамики к изготовленным нами сверхпроводящим оксипниктидам, а ее подтверждение в новом классе сверхпроводников будет убедительным аргументом в пользу универсальности этой теории.

Низкополевая электродинамика джозефсоновской среды базируется на двух положениях [6, 7]. Во-первых, известно, что керамические, гранулярные и поликристаллические сверхпроводники представляют собой многосвязную систему, в которой сверхпроводящие гранулы связаны между собой джозефсоновскими контактами [19, 20]. Проникновение магнитного поля в такую систему происходит по слабым связям и начинается с весьма малого истинного $H_{c1} \sim \Phi_0/\lambda_J^2 \sim 10^{-3}$ Э, где λ_J — джозефсоновская глубина проникновения (мы будем использовать СГС-систему и положим

*E-mail: gerashch@pnpi.spb.ru

$c = 1$, тогда j(ед. СГС) $= j$ (А/см^2)/10). Если λ_J намного больше размера гранул a, то такая система, называемая джозефсоновской средой, ведет себя аналогично обычному сверхпроводнику второго рода. Роль верхнего критического поля играет величина $H_g \sim \Phi_0/a^2 \sim 10$–$100$ Э, параметр Гинзбурга–Ландау $\varkappa \gg 1$ и размер вихрей $\lambda_J \sim \sim (\Phi_0/\mu_{eff} H_{c1})^{1/2} \gg a$. Здесь $\mu_{eff} = f_n + f_s\mu_{gr}$ — эффективная магнитная проницаемость среды, учитывающая тот факт, что слабые поля не проникают внутрь гранул, f_s — доля объема образца, заполненного сверхпроводником, $f_n = 1 - f_s$. Если лондоновская глубина проникновения в гранулы $\lambda_L \gg a$, то $\mu_{gr} \gg 1$.

Во-вторых, очевидно, что в таких неоднородных системах имеется сильный пиннинг вихрей, приводящий к нелинейным и необратимым эффектам, которые можно описать в рамках концепции критического состояния Бина [21]. В этой концепции сила магнитного давления уравновешивается силой пиннинга $\alpha(h)$, а неоднородное магнитное поле $h(r)$ в сверхпроводнике удовлетворяет уравнению критического состояния

$$\left|\frac{dh(r)}{dr}\right| = 4\pi j_c(H), \quad j_c(h) = \frac{\alpha(h)}{h}, \tag{1}$$

где $j_c(h)$ — плотность критического тока, определяемая экспериментально. Известно несколько моделей для $j_c(h)$, например:

$$j_c(H) = j_0, \quad j_c(h) = \frac{j_0 H_0}{|h| + H_0}, \tag{2}$$

где H_0 — некоторое характеристическое магнитное поле. Первая модель, в которой критический ток не зависит от поля, называется моделью Бина [21, 22], вторая — моделью Кима–Андерсона [23, 24].

Эти два положения представляют концепцию низкополевой электродинамики джозефсоновской среды.

Поскольку джозефсоновская среда при $h > H_{c1}$ является принципиально неравновесной и нелинейной системой с гистерезисом, для экспериментального изучения низкополевой электродинамики можно использовать метод высших гармоник намагниченности [25–27]. Важно определить начальные условия для измерений. Мы будем рассматривать случай, когда сверхпроводник охлаждается в нулевом магнитном поле до заданной температуры, а затем прикладывается внешнее поле, т. е. исследуется кривая первоначального намагничивания. Переход к другой температуре происходит после перегрева образца выше T_c и последующего охлаждения в нулевом поле.

Приложим к образцу магнитное поле $h(t) = H + h_0\cos(\omega t)$, тогда индукцию можно разложить в ряд Фурье:

$$B(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} a_k\cos(k\omega t) + b_k\sin(k\omega t). \tag{3}$$

Конкретный вид коэффициентов a_k и b_k зависит от геометрии образца, выбранной модели для критического тока $j_c(h)$, а также от соотношения между характерными полями: амплитудой переменного поля h_0, напряженностью постоянного поля H, характеристической величиной H_0 и полем проникновения в середину образца h_2. Поле h_2 легко получить, подставив выбранную модель для критического тока и проинтегрировав первое выражение в (1). Для пластинки толщиной d вдоль оси x в модели Кима–Андерсона получим $h_2 = 2\pi d j_0 = h^*$, если $h^* \ll H_0$. Таким образом, в адиабатическом приближении и при условии малости амплитуды переменного поля $h_0 \ll H, H_0, h_2$ (режим слабого поля) выполняются следующие зависимости [6–10]:

$$\begin{gathered}
a_0 = 2\mu_{eff}H, \quad a_1 = \frac{\mu_{eff}h_0^2}{4\pi j_c(H)d}, \\
a_{2k+1} = 0, \quad k \geqslant 1, \\
b_{2k+1} = -\frac{\mu_{eff}h_0^2}{8\pi^2 j_c(H)d}\,\frac{1}{(k^2-1/4)(k+3/2)}, \\
a_2 = \frac{\mu_{eff}h_0^3}{32\pi d}\left(\frac{d}{dH}\,\frac{1}{j_c(H)}\right), \quad a_{2k} = 0, \quad k \geqslant 2, \\
b_{2k} = -\frac{\mu_{eff}h_0^3}{16\pi^2 d}\left(\frac{d}{dH}\,\frac{1}{j_c(H)}\right) \times \\
\times \frac{k}{(k^2-1/4)(k^2-9/4)}.
\end{gathered} \tag{4}$$

Отметим, что четные гармоники отсутствуют при $H = 0$, кроме того, в модели Бина $j_c(H) = j_0 = \mathrm{const}$ четные гармоники равны нулю и при $H \neq 0$. Следовательно, любое отклонение от модели Бина ведет к появлению четных гармоник, но они оказываются малыми по параметру $h_0/H_0 \ll 1$, если $H < H_0$, либо по параметру $h_0/H \ll 1$, если $H_0 < H$.

Для экспериментально измеряемого модуля амплитуды ЭДС k-й гармоники, наведенной в измерительной катушке, получаем

$$\begin{gathered}
C_k = k\omega\eta N S c_k \cdot 10^{-8}, \quad c_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2}, \\
k = 1, 2, \ldots, \\
C_{2k+1} \sim \frac{h_0^2}{j_c(H)}, \quad C_{2k} \sim h_0^3\left(\frac{d}{dH}\,\frac{1}{j_c(H)}\right).
\end{gathered} \tag{5}$$

Здесь η — коэффициент заполнения образцом измерительной катушки, N — число витков в ней, S —

площадь поперечного сечения образца (см^2), C_k выражается в вольтах, c_k — в гауссах. Из этих выражений следует, что при измерении третьей гармоники можно определить такую важную характеристику сверхпроводника, как функциональную зависимость критического тока $j_c(H)$ от магнитного поля.

Следуя работам [7, 8], можно ввести характеристическую длину $l^* = H_0/4\pi j_c(H,T)$. Тогда «тонкому» образцу соответствует соотношение $d \ll l^*$, при этом градиент магнитного поля не зависит от x, поскольку изменение поля на размерах образца всегда меньше H или H_0. Оказывается, что в этом случае при выполнении условия $h_0, h_2 \ll H_0, H$ и произвольном соотношении между h_0 и h_2 зависимости восприимчивостей c_{2k+1}/h_0 от T и H имеют скейлинговый характер и являются универсальными функциями безразмерного параметра $y = h_0/h_2(H,T)$. Например, амплитуда третьей гармоники магнитной индукции как функция параметра y имеет следующий вид [7, 8]:

$$4\pi\chi_3 = \frac{c_3}{h_0} = \begin{cases} \dfrac{2\mu_{eff}}{15\pi} y, & y \leqslant 1, \\ \dfrac{2\mu_{eff}}{15\pi} \dfrac{\sqrt{25y^2-44y+20}}{y^2}, & y > 1. \end{cases} \qquad (6)$$

Именно случай «тонкого» образца реализовался в нашем эксперименте. Выражение (6) можно использовать для оценки плотности критического тока, поскольку имеется максимум при $y \approx 1.7$, что соответствует полю проникновения до середины образца $h_2 = 2\pi d j_c \approx 0.59 h_0$.

Другим источником информации о динамике магнитного потока являются электрические транспортные свойства сверхпроводника. Как известно, в сверхпроводнике второго рода, находящемся в постоянном магнитном поле, приложенном перпендикулярно току, при пропускании электрического тока $j > j_c$ возникает электрическое поле

$$E(j) = \rho_{FF}(H,T)\,(j - j_c(H,T)). \qquad (7)$$

Исследование вольт-амперных характеристик позволяет независимым образом определить температурную и полевую зависимости сопротивления сверхпроводника в режиме течения потока ρ_{FF} и плотность критического тока $j_c(H,T)$ и согласовать между собой результаты магнитных и электрических измерений.

2. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Соединение $LaO_{0.85}F_{0.15}FeAs$ получалось методом твердофазного спекания при осуществлении следующей реакции:

$$FeAs + 0.38La + 0.05LaF_3 + 0.28La_2O_3 \to \to LaO_{0.85}F_{0.15}FeAs.$$

Смесь исходных реагентов тщательно перетиралась, полученный порошок по результатам микроструктурного анализа представлял собой достаточно однородный состав. Из смеси прессовались бруски размерами $5\times5\times20$ мм^3, которые на танталовой подложке помещались в толстостенную кварцевую пробирку, откачивался воздух и она запаивалась. Режим обжига проводился по следующей схеме: 600 °C/4 ч + + 900 °C/6 ч + 1180 °C/20 ч. По окончании синтеза, согласно данным рентгенофазового анализа, были получены практически монофазные (98 %) образцы соединения $LaO_{0.85}F_{0.15}FeAs$ с плотностью около 5.5 г/см^3.

Для уменьшения влияния размагничивания синтезированным образцам придавалась тороидальная форма с внешним диаметром 12 мм, внутренним 7 мм и высотой от 2 до 3 мм. На образцы наматывались измерительные катушки, в которых создавалось переменное магнитное поле частотой $f =$ = 20 кГц при помощи генератора Г3-118 с низким уровнем гармоник (порядка 10^{-6}). После подавления сигнала первой гармоники пассивным режекторным фильтром с коэффициентом режекции 10^4 амплитуды второй C_2 и третьей C_3 гармоник ЭДС измерялись селективными нановольтметрами Unipan 237. Для исключения «просачивания» сигнала C_3 в канал второй гармоники при измерении C_2 дополнительно подключался еще один нановольтметр, повышающий селективность. Постоянное магнитное поле создавалось либо внешним соленоидом, либо постоянным током в измерительной катушке. Подробно экспериментальная методика описана в работах [25–27].

После измерений гармоник на тех же самых образцах проводились измерения зависимостей от температуры и магнитного поля ВАХ по стандартной 4-контактной схеме. Образец разрезался пополам, на полученное полукольцо наносились токовые и потенциальные контакты, внешнее постоянное магнитное поле прикладывалось перпендикулярно электрическому току. Плотность критического тока определялась по линейному участку ВАХ при $j > j_c$ фитированием к $E = 0$, а по наклону ВАХ находи-

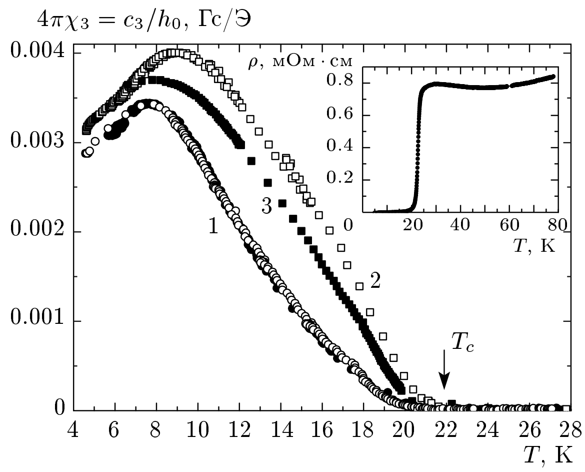

Рис. 1. Температурная зависимость нелинейной восприимчивости на третьей гармонике в нулевом постоянном магнитном поле для трех образцов: 1 — $h_0 = 0.8, 1.0$ Э, 2 — $h_0 = 1.3$ Э, 3 — $h_0 = 1.5$ Э. На вставке: зависимость удельного сопротивления от температуры для образца 2, измеренная на постоянном токе $I = 25$ мА ($j = 0.5$ А/см^2)

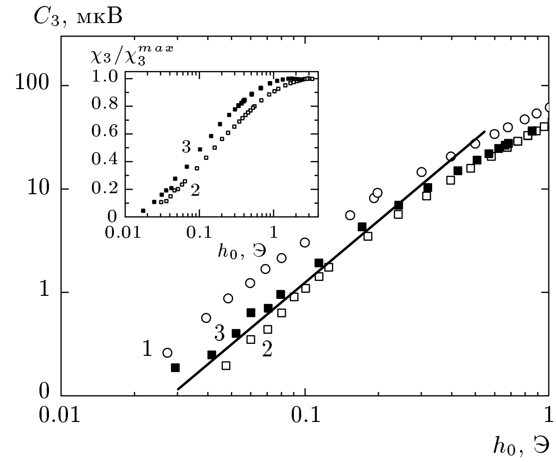

Рис. 2. Зависимость амплитуды третьей гармоники ЭДС C_3 от амплитуды переменного магнитного поля h_0 при фиксированной $T \approx 4.3$ К. В области малых полей наблюдается квадратичная зависимость (сплошная линия), определяющая область низкополевой электродинамики $y < 1.7$ (см. выражения (4)–(6)). На вставке: зависимость нормированной на максимальное значение восприимчивости χ_3 от амплитуды h_0 для образцов 2 и 3. Максимум соответствует условию $y = 1.7$

лось удельное сопротивление в режиме течения потока (7).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены результаты измерений нелинейной восприимчивости $4\pi\chi_3(T) = c_3(T)/h_0$ в нулевом постоянном поле для трех образцов в зависимости от температуры при определенной амплитуде переменного поля h_0. Видно, что, во-первых, при $T \leqslant T_c \approx 21.5$ К появляется нелинейная восприимчивость и сверхпроводящий переход хорошо идентифицируется. Во-вторых, широкие максимумы указывают на то, что джозефсоновская среда в поликристаллических образцах $LaO_{0.85}F_{0.15}FeAs$ обладает весьма широким распределением характерных параметров. Из этих кривых можно определить поле проникновения до середины образца h_2. Например, для образца 2 максимум наблюдается при $T = T^* \approx 9$ К, тогда имеем $h_2 \approx 0.59 \cdot h_0 \approx 0.8$ Э. Отсюда можно оценить величину плотности критического тока при этой температуре:

$$j_c(T = T^*) = h_2/2\pi d. \qquad (8)$$

Для $d = 0.2$ см и $h_2 = 0.8$ Э получим $j_c(T = T^*) = 6.4$ А/см^2, что совпадает с величиной тока, найденной из ВАХ (см. ниже рис. 6).

На рис. 2 приведены результаты измерений зависимости амплитуды третьей гармоники ЭДС C_3 от амплитуды переменного магнитного поля h_0 при $T \approx 4.3$ К. В области малых полей наблюдается квадратичная зависимость (5), определяющая область низкополевой электродинамики, где $y < 1.7$, амплитудой переменного поля $h_0 < 1$ Э. На вставке рис. 2 видно, например, что в образце 2 имеется максимум нелинейной восприимчивости в поле $h_2 \approx 0.59 \cdot h_0 \approx 1.8$ Э, тогда $j_c(T = 4.3 \text{ К}) = 14$ А/см^2, что хорошо согласуется с результатами электрических измерений.

Зависимости нормированной на максимальное значение амплитуды $C_2(H)/C_2^{max}$ величины $C_3(H)/C_3(H = 0)$ от постоянного магнитного поля H показаны на рис. 3. Видно, что $C_2(H)$ быстро нарастает от нуля до максимума при $H \approx h_0$, а затем монотонно убывает. Это связано с тем, что вторая гармоника наиболее чувствительна к асимметрии системы, которая максимальна при $H < h_0$, когда в образце есть области разнонаправленной индукции. При дальнейшем увеличении поля изменяется характер заполнения магнитным потоком образца, и при $H > h_0$ весь образец заполнен магнитным потоком, а магнитная индукция сохраняет свой знак. Заметим, что условием применимости теории

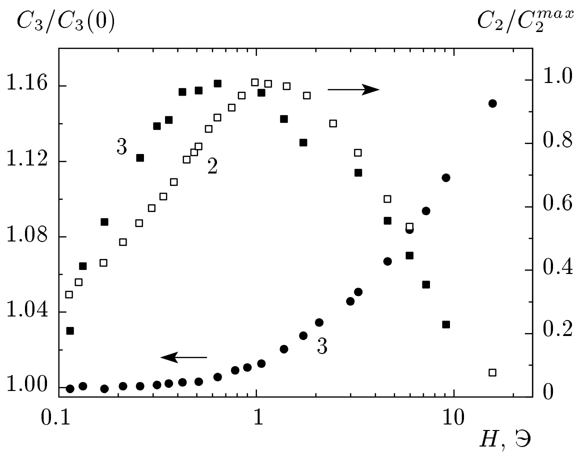

Рис. 3. Зависимости амплитуды второй гармоники ЭДС C_2, нормированной на максимальное значение, и третьей гармоники C_3, нормированной на величину при $H = 0$, от постоянного магнитного поля H для образцов 2 ($h_0 = 1$ Э) и 3 ($h_0 = 0.6$ Э) при $T = 4.34$ К

является неравенство $h_0, h_2 \ll H, H_0$. Тот факт, что вторая гармоника отлична от нуля, указывает на неприменимость простой модели Бина и необходимость учета зависимости критического тока от поля. Амплитуда же $C_3(H)$ продолжает увеличиваться, поскольку $y < 1.7$ (см. (6)), при этом $C_2^{max}/C_2(H) \sim 10^{-2}$, что соответствует параметру малости h_0/H_0 в выражениях (4).

Из исследований третьей гармоники можно определить зависимость плотности критического тока $j_c(H)$ от напряженности постоянного магнитного поля при фиксированной температуре. Оказалось, что она удовлетворительно описывается моделью Кима–Андерсона (см. ниже рис. 7):

$$j_c(H,T) = \frac{j_0(T)H_0}{|H| + H_0}, \quad j_0(T) = j_c(T, H = 0). \tag{9}$$

Полученная зависимость полностью совпадает с результатом измерений ВАХ, а характеристическое поле $H_0 = 90$ Э. Из измерений гармоник нельзя напрямую определить параметр $j_0(T)$, но, тем не менее, можно получить оценку для j_c, как это было сделано выше, поскольку максимум на зависимости $\chi_3(T)$ (см. рис. 1) связан с проникновением магнитного поля до середины образца при некоторой температуре $T = T^*$. Из выражений (4) и (9) следует, что амплитуда второй гармоники не должна зависеть от магнитного поля, оставаясь постоянной, что не согласуется с результатами измерений и требует дальнейшего изучения.

Далее, как следует из формул (4), (5), отношение

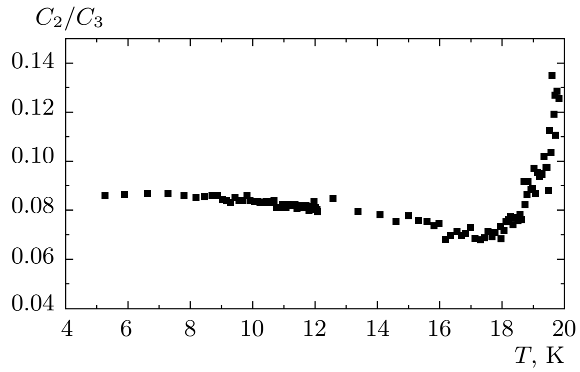

Рис. 4. Температурная зависимость отношения амплитуд второй и третьей гармоник ЭДС для образца 3 в магнитном поле $H = 0.5$ Э

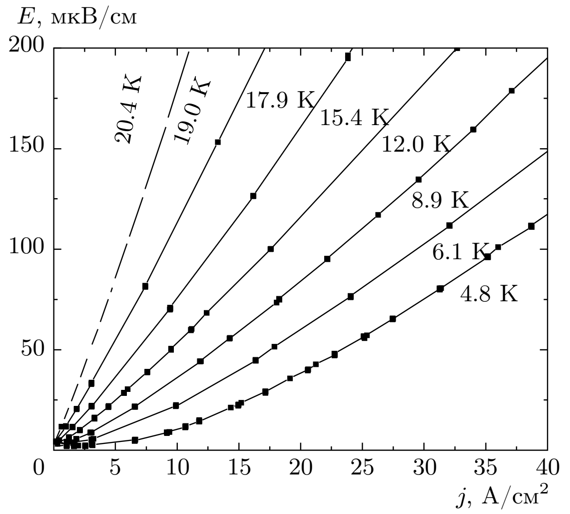

Рис. 5. Вольт-амперные характеристики образца 2 в нулевом магнитном поле при различных фиксированных температурах

амплитуд четных и нечетных гармоник не должно зависеть от температуры. Действительно, из результатов измерений, представленных на рис. 4, видно, что отношение $C_2(T)/C_3(T)$ практически не зависит от температуры вплоть до непосредственной близости к T_c.

Перейдем к результатам, полученным из измерений ВАХ, проведенных на тех же образцах. На рис. 5 представлены типичные зависимости ВАХ, измеренные на образце 2 в нулевом магнитном поле при различных фиксированных температурах. Здесь каждому значению тока соответствуют четыре измерения напряжения, сделанные с интервалом 1 с. Совпадение результатов этих измерений пока-

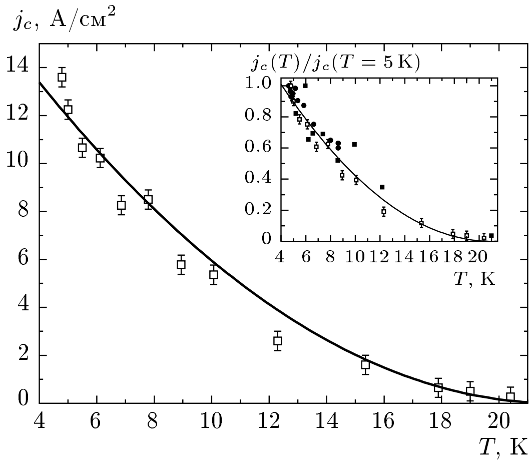

Рис. 6. Температурная зависимость плотности критического тока при $H = 0$, полученная из ВАХ, образец 2. На вставке — критический ток, нормированный на величину тока при $T = 5$ К, как функция температуры для всех образцов. Сплошная линия — модель (10)

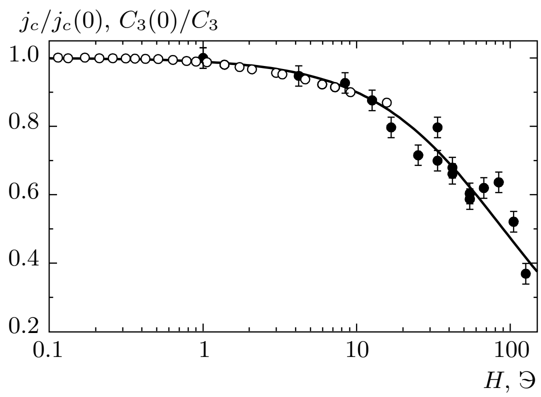

Рис. 7. Зависимость от магнитного поля нормированной плотности критического тока, полученная из измерений третьей гармоники (∘) и из ВАХ (•), образец 1, $T = 4.5$ К. Сплошная линия — зависимость j_c/j_0 (9)

зывает, что разогрев образца электрическим током отсутствует. Видно, что когда электрический ток в 2–3 раза превышает критический, модель линейной ВАХ (7) хорошо согласуется с экспериментом.

Определенная из ВАХ плотность критического тока в зависимости от температуры образца 2 в нулевом магнитном поле показана на рис. 6. Оказалось, что ее температурная зависимость удовлетворяет следующей модели:

$$j_c(T) = j_0 \left(\frac{T_c - T}{T_c}\right)^2, \tag{10}$$

где $j_0 = 20$ А/см^2, критическая температура $T_c = 21.5$ К. Подстановка в это выражение температуры $T^* = 9$ К дает величину $j_c(T^*) \approx 6.8$ А/см^2, которая совпадает с величиной, полученной из результатов измерения гармоник ЭДС.

Зависимости от магнитного поля нормированных величин $j_c(H)/j_c(0)$, определенных из ВАХ, и величин $C_3(H)/C_3(0)$, найденных из измерений гармоник, приведены на рис. 7. Видно, что они совпадают, а зависимость критического тока от H дается выражением (9).

Таким образом, температурную и полевую зависимости критического тока можно представить в виде

$$j_c(H,T) = j_0 \frac{H_0}{|H| + H_0} \left(\frac{T_c - T}{T_c}\right)^2, \tag{11}$$

где $j_0 = 20$ А/см^2, $H_0 = 90$ Э, $T_c = 21.5$ К.

Интересно сравнить эти результаты с параметрами, найденными для ВТСП, в которых наблюдалась такая же зависимость $j_c(H)$ [28, 29]. Оказывается, что исследованный нами сверхпроводник имеет близкую к ВТСП величину критического тока, но при этом величина H_0 на один–два порядка превышает характеристическое поле в ВТСП.

На рис. 8 приведены полученные из анализа ВАХ зависимости сопротивления в режиме течения потока, нормированного на сопротивление в нормальном состоянии, от температуры и напряженности магнитного поля. Видно, что сопротивление в режиме течения потока $R_{FF} \sim \rho_{FF} = dE(j)/dj$ (7) совпадает с интегральным сопротивлением $R = V/I$, измеренным на фиксированном электрическом токе I тогда, когда измерительный ток превышает критический. Если ток меньше критического, то сопротивление носит термоактивационный характер (см. рис. 9) [30]:

$$\lg(\rho(T)) \sim -U_p/k_BT, \tag{12}$$

где U_p — потенциальная энергия термоактивации течения потока.

Как известно, отношение сопротивления сверхпроводника в режиме течения потока к сопротивлению в нормальном состоянии пропорционально магнитному полю [31]:

$$\frac{R_{FF}(H,T)}{R_N} = \frac{H}{H_{c2}(T)}. \tag{13}$$

Тогда из зависимости относительного сопротивления от магнитного поля (вставка на рис. 8) можно

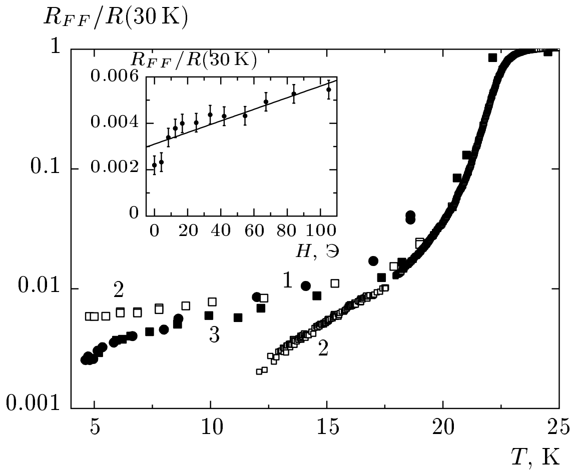

Рис. 8. Температурная зависимость сопротивления в режиме течения потока, нормированного на сопротивление в нормальном состоянии при $T = 30$ К. Нижняя кривая — температурная зависимость сопротивления образца 2, измеренная на постоянном токе $j = 2$ А/см^2. При $T < 18$ К это сопротивление меньше дифференциального сопротивления (7) и определяется термоактивационным течением потока. На вставке — зависимость $R_{FF}(4.5\ \mathrm{K})/R(30\ \mathrm{K})$ от магнитного поля для образца 1

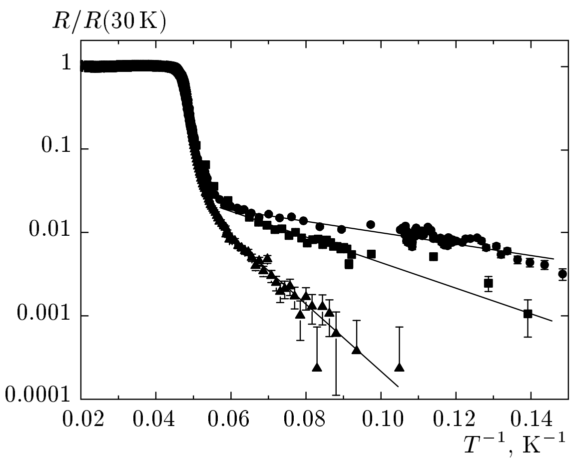

Рис. 9. Отношение $R/R(30$ К) как функция обратной температуры в полулогарифмическом масштабе при $H = 0$, 42, 84 Э (снизу вверх) и токе $j = 1$ А/см^2, образец 1. Прямые линии — области термоактивационного течения потока (12)

оценить величину верхнего критического поля в исследуемых сверхпроводниках $H_{c2} \approx 40$ кЭ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе на одних и тех же образцах двумя взаимодополняющими методами — анализом высших гармоник нелинейной намагниченности и измерением вольт-амперных характеристик — экспериментально изучено проникновение слабого магнитного поля в поликристаллический сверхпроводник $\mathrm{LaO_{0.85}F_{0.15}FeAs}$. Определены зависимости сопротивления и критического тока от магнитного поля и температуры, найдены характеристические параметры материала. Обнаружено, что в области полей $H \le 140$ Э исследованный сверхпроводник представляет собой типичный гранулярный сверхпроводник второго рода, нелинейные магнитные и электрические свойства которого описываются низкополевой электродинамикой джозефсоновской среды, тем самым на новом классе поликристаллических сверхпроводников экспериментально подтверждена универсальность концепции низкополевой электродинамики.

В заключение отметим, что остается открытым вопрос о том, какого типа критическое состояние (обычное континуальное или же самоорганизованное [32]) реализуется в исследуемой системе. Для ответа на этот вопрос необходимы измерения угловых зависимостей ВАХ и наблюдение лавинообразной динамики магнитного потока, как это было сделано для ВТСП [33–36], в которых наблюдается самоорганизованное критическое состояние.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. S. Sefat, M. A. McGuire, B. C. Sales et al., Phys. Rev. B **77**, 174503 (2008).
2. J. Prakash, S. J. Singh, S. L. Samal et al., Europhys. Lett. **84**, 57003 (2008).
3. A. Narduzzo, M. S. Grbić, M. Požek et al., Phys. Rev. B **78**, 012507 (2008).
4. А. Л. Ивановский, УФН **178**, 1273 (2008).
5. Ю. А. Изюмов, Э. З. Курмаев, *Высокотемпературные сверхпроводники на основе* FeAs*-соединений*, НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Москва–Ижевск (2009).
6. С. Л. Гинзбург, Препринт ЛИЯФ №1615, Ленинград (1990).
7. С. Л. Гинзбург, Г. Ю. Логвинова, И. Д. Лузянин и др., ЖЭТФ **100**, 532 (1991).

8. S. L. Ginzburg, V. P. Khavronin, G. Yu. Logvinova et al., Physica C **174**, 109 (1991).

9. С. Л. Гинзбург, И. Д. Лузянин, И. Р. Мецхваришвили и др., Письма в ЖЭТФ **69**, 184 (1999).

10. С. Л. Гинзбург, И. Д. Лузянин, И. Р. Мецхваришвили и др., ЖЭТФ **119**, 182 (2001).

11. В. В. Деревянко, Т. В. Сухарева, В. А. Финкель, ФТТ **48**, 1374 (2006).

12. В. В. Деревянко, Т. В. Сухарева, В. А. Финкель, ФТТ **49**, 1744 (2007).

13. Т. В. Сухарева, В. А. Финкель, ЖЭТФ **134**, 922 (2008).

14. В. В. Деревянко, Т. В. Сухарева, В. А. Финкель и др., ФТТ **56**, 625 (2014).

15. Д. А. Балаев, Д. М. Гохфельд, А. А. Дубровский и др., ЖЭТФ **132**, 1340 (2007).

16. Д. А. Балаев, А. А. Дубровский, К. А. Шайхутдинов и др., ЖЭТФ **135**, 271 (2009).

17. А. И. Головашкин, Н. Д. Кузьмичев, В. В. Славкин, ЖЭТФ **134**, 679 (2008).

18. D. Zola, M. Polichetti, M. G. Adesso et al., J. Supercond. Nov. Magn. **22**, 609 (2009).

19. J. R. Clem, Physica C **50**, 153 (1988).

20. Э. Б. Сонин, Письма в ЖЭТФ **47**, 415 (1988).

21. C. P. Bean, Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).

22. C. P. Bean, Phys. Rev. Lett. **8**, 250 (1962).

23. Y. B. Kim, C. F. Hempstead, and A. R. Strnad, Phys. Rev. **131**, 2486 (1963).

24. P. W. Anderson and Y. B. Kim, Rev. Mod. Phys. **36**, 39 (1964).

25. И. Д. Лузянин, В. П. Хавронин, ЖЭТФ **85**, 1029 (1983).

26. И. Д. Лузянин, В. П. Хавронин, ЖЭТФ **87**, 2129 (1984).

27. V. P. Khavronin, I. D. Luzyanin, and S. L. Ginzburg, Phys. Lett. A **129**, 399 (1988).

28. A. V. Alduschenkov, O. V. Geraschenko, A. L. Kholmetskii et al., J. Supercond. Nov. Magn. **27**, 1825 (2014).

29. I. D. Luzyanin, S. L. Ginzburg, V. P. Khavronin et al., Phys. Lett. A **141**, 85 (1989).

30. P. W. Anderson, Phys. Rev. Lett. **9**, 309 (1962).

31. J. Barden and M. J. Stephen, Phys. Rev. A **140**, 1197 (1965).

32. С. Л. Гинзбург, ЖЭТФ **106**, 607 (1994).

33. S. L. Ginzburg, O. V. Gerashchenko, and A. I. Sibilev, Supercond. Sci. Technol. **10**, 395 (1997).

34. O. V. Gerashchenko and S. L. Ginzburg, Supercond. Sci. Technol. **13**, 332 (2000).

35. О. В. Геращенко, Письма в ЖЭТФ **86**, 539 (2007).

36. O. B. Gerashchenko, J. Stat. Mech. P01037 (2009).