

## Магнитный и резистивный сверхпроводящие переходы в железосодержащих соединениях FeSe и LaOFeAs

Ю.Н. Цзян, М.О. Дзюба

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: chiang@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 29 февраля 2016 г., после переработки 7 апреля 2016 г.,  
опубликована онлайн 25 июля 2016 г.

С помощью нуль-пиковольтметра, модифицированного в высокочувствительный магнитометр, впервые проведено сравнение магнитного и резистивного переходов по температуре в сверхпроводящее состояние образцов железосодержащих соединений FeSe (монокристаллического) и LaOFeAs (гранулированного) и с такими же переходами у классического однокомпонентного сверхпроводника (Pb). Обнаружено, что температурное поведение указанных переходов у железосодержащих сверхпроводников, в отличие от характера поведения этих же переходов у Pb, различаются термодинамически, причем радикально у гранулированных образцов LaOFeAs. Также найдено, что магнитная восприимчивость FeSe в несверхпроводящем состоянии имеет положительный знак, указывающий на ферромагнитный характер упорядочения локальных спинов ионов железа, а восприимчивость образцов LaOFeAs в этом состоянии остается диамагнитной. Проведен анализ найденных особенностей сверхпроводящих переходов.

За допомогою нуль-піковольтметра, модифікованого у високочутливий магнітометр, вперше проведено порівняння магнітного і резистивного переходів по температурі в надпровідний стан зразків залізовмісних сполук FeSe (монокристалічного) і LaOFeAs (гранульованого) і з такими ж переходами у класичного однокомпонентного надпровідника (Pb). Виявлено, що температурна поведінка зазначених переходів у залізовмісних надпровідників, на відміну від характеру поведінки цих же переходів у Pb, розрізняються термодинамічно, причому радикально у гранульованих зразків LaOFeAs. Також виявлено, що магнітна сприйнятливості FeSe у ненадпровідному стані є позитивною, що вказує на феромагнітний характер упорядкування локальних спинів іонів заліза, а сприйнятливості зразків LaOFeAs в цьому стані залишається діамагнітною. Проведено аналіз знайдених особливостей надпровідних переходів.

PACS: 74.70.Xa Пниктиды и халькогениды;  
74.25.F– Транспортные свойства.

Ключевые слова: нуль-пиковольтметр, магнитные измерения, магнитный и резистивный сверхпроводящие переходы, спинзависимое рассеяние.

Поиск и изучение низкосимметричных систем с кристаллической симметрией «слоистого» типа, обусловливающей сильную анизотропию электронных взаимодействий, остаются актуальными задачами физики конденсированного состояния. К указанным выше системам, в частности, относятся железосодержащие сверхпроводники, электронные свойства которых наводят на мысль, что именно анизотропия электронных и магнитных свойств позволяет сосуществовать в одном и том же материале магнитным взаимодействиям и взаимодействиям, обусловливающим сверхпрово-

дующее спаривание возбуждений в электронной подсистеме. Этим поддерживается постоянный интерес к особенностям взаимодействия магнитной и электронной структур в железосодержащих сверхпроводниках в их основном нормальном и в сверхпроводящем состояниях. В рамках этого интереса в данном сообщении мы приводим результаты экспериментального сравнения особенностей электронного и магнитного температурных переходов в сверхпроводящее состояние у халькогенида FeSe и пниктида LaO(F)FeAs

особенностями таких же переходов у традиционного сверхпроводника (Pb).

Как известно, температурный переход в сверхпроводящее состояние веществ в присутствии магнитных полей сопровождается эффектом Мейсснера — вытеснением этих полей из образцов благодаря возникновению противоположного по направлению и равного по величине магнитного поля незатухающих токов, означая неизбежный при некоторой температуре фазовый переход образцов в идеальное диамагнитное состояние с магнитной восприимчивостью  $\chi_s = -1$ . Это должно относиться к полям любого происхождения, как внешним немагнитизирующим, так и возникающим в результате намагничивания или спонтанно в соединениях с магнитными элементами, а также к собственным полям измерительных токов при транспортных исследованиях. При этом переход к величине  $\chi_s = -1$  означает изменение значений магнитной восприимчивости по модулю на пять–шесть порядков величины от значений восприимчивости большинства неферромагнитных веществ в нормальном состоянии. Тем самым отрицательная восприимчивость для сверхпроводников в сверхпроводящем состоянии по модулю становится сопоставимой со значениями положительной восприимчивости сильномагнитных материалов. Это позволяет, в частности, идентифицировать диамагнитную реакцию сверхпроводящего образца на приложенное намагничивающее магнитное поле как реакцию, противоположную по знаку заведомо парамагнитному отклику, скажем, ферромагнитного образца, представив в одном численном масштабе восприимчивости обоих образцов, как показано на рис. 1.

С целью изучения магнитных свойств веществ мы модифицировали сверхпроводниковый нуль-пиковольтметр (СНПВ), разработанный нами для измерения сверхмалых постоянных (dc) напряжений величиной до  $5 \cdot 10^{-13}$  В [1,2], для измерения также и периодических во времени (ac) сигналов, в частности, таких, как индукционные сигналы, способные нести магнитную информацию. Напомним, что принцип работы СНПВ основан на методе сравнения измеряемого dc напряжения с калиброванным dc напряжением путем преобразования их разности в ac напряжение с помощью сверхпроводящего ключа, сверхпроводящее и нормальное состояния которого периодически коммутируются. Сигнал, управляющий коммутацией, выбирается в форме, не содержащей паразитных гармоник на частоте коммутации (и регистрации)  $F_Z$ , что и позволяет реализовать указанную выше чувствительность прибора по напряжению. Очевидно, что тем же способом и с той же чувствительностью можно измерять и ac напряжения частотой  $F_x$ , если  $F_x \ll F_Z$  (у нас  $F_Z/F_x = 3,5$ ).

Расширение детектирующих функций СНПВ на ac напряжения, связанные, в частности, с магнитными характеристиками среды, позволило создать высоко-

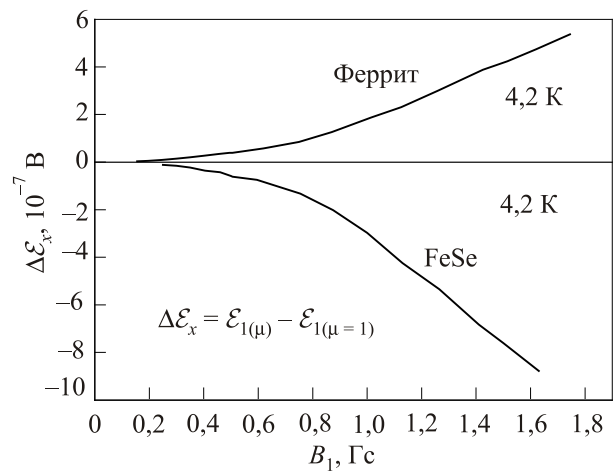


Рис. 1. Парамагнитный (положительный) и диамагнитный (отрицательный) отклики ЭДС самоиндукции катушки  $I$  в зависимости от индукции магнитного поля катушки при нахождении в нем образцов феррита либо сверхпроводника FeSe объемом  $\sim 1 \text{ мм}^3$ .

чувствительный индукционный магнитометр, подробное описание которого дано в работе [3]. Основой магнитометра является взаимоиндукционная система, представляющая собой воздушный трансформатор, состоящий из двух коаксиально вложенных друг в друга сверхпроводящих соленоидов с отношением чисел витков  $N_1/N_2 \approx 1:100$ . ЭДС индукции малого соленоида  $\mathcal{E}_1$  генерируется гармоническим током  $\mathcal{I}_2$  соленоида  $2$  и измеряется нуль-пиковольтметром. Система соленоидов в отдельном сверхпроводящем экране вместе с выводами к элементам СНПВ и самими элементами дополнительно заключены в общий сверхпроводящий экран. Исследуемый образец помещается либо внутрь соленоида  $1$ , либо внутрь одной из его секций в случае двухсекционной конструкции катушки. Находясь в индуцированном ac магнитном поле соленоида  $1$  либо одной из его секций, образец подвергается намагничиванию, и его магнитное состояние анализируется по изменению  $\mathcal{E}_1$  либо  $\mathcal{E}_{1a,b}$ . Для измерения магнитных характеристик в функции температуры образец помещается в вакуумированный палец, установленный в канале катушки  $1$ , на платформе, соединенной с нагревателем и датчиком температуры.

Согласно законам индукции и самоиндукции, в соленоиде  $1$  индуцируется напряжение

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{L}_1 \frac{\partial \mathcal{I}_1}{\partial t} \pm \mathcal{M} \frac{\partial \mathcal{I}_2}{\partial t}, \quad (1)$$

где  $\mathcal{L}_1$  — индуктивность катушки  $1$ , а  $\mathcal{M}$  — взаимоиндуктивность системы катушек  $1$  и  $2$ .

В момент «нуль»-измерения, т.е. при занулении разности между амплитудой измеряемой ЭДС индукции  $\mathcal{E}_{10}$  (здесь и далее индекс «0» будет обозначать амплитудные значения) и калиброванным dc напряжением

$U_g$ , ток в катушке  $I$   $\mathcal{I}_1$  стремится к нулю, переводя систему в режим холостого хода. В этом режиме в отсутствие резистивных потерь в сверхпроводящих катушках  $1$  и  $2$  ЭДС  $\mathcal{E}_1$  в катушке  $1$  равна ЭДС взаимоиндукции:

$$\mathcal{E}_1 = -\mathcal{M} \frac{\partial \mathcal{I}_2}{\partial t} = -\frac{\partial \Phi_1}{\partial t}; \quad (2)$$

$$\Phi_1 = \Phi_{10} \cos(\omega_x t + \varphi_0); \Phi_{10} = B_{10} S_1 = \mathcal{M} \mathcal{I}_{20},$$

где  $S_1$ ,  $\Phi_1$  и  $B_1$  — сечение, магнитный поток и индукция поля катушки  $1$  соответственно;  $\mathcal{I}_2$  — ток в катушке  $2$ .

В соответствии с «нуль»-принципом измерения при условии  $F_x \ll F_Z$  чувствительность по напряжению  $\delta \mathcal{E}_{10}$  есть чувствительность по dc напряжению  $\delta U_g$ . Так, при чувствительности  $\delta \mathcal{E}_{10} = \delta U_g \approx 10^{-12}$  В минимально измеряемые величины амплитудных значений магнитного потока  $\Phi_{10}$  и индукции  $B_{10}$  катушки  $1$  составят соответственно  $\delta \Phi_{10} = \delta \mathcal{E}_{10} / \omega_x$  и  $\delta B_{10} = \delta \mathcal{E}_{10} / \omega_x S_1$ . При параметрах нашей установки ( $F_x = 18$  Гц  $S_1 \approx 20$  мм<sup>2</sup>) это соответствует возможности фиксировать изменения магнитного поля в катушке  $1$  с разрешением до  $\delta B_{10} \approx 10^{-5}$  Гс [3].

Индукцированный намагничивающим полем катушки  $1$  наименьший магнитный момент, который может быть еще зарегистрирован, т.е. способный изменить индукцию этой катушки на величину  $\delta B_{10}$ , очевидно, определится размером образцов. Действительно, величина магнитного момента образцов, например сферической формы, суть  $P_m \approx 4\pi V / \mu_{0(SI)}$ , где  $V$  — объем образца,  $\mu_{0(SI)} = 4\pi$  Гс см<sup>3</sup>/эме (эме  $\equiv$  эрг/Гс). Приняв разумное ограничение размера образцов на уровне, скажем, 1 мм в поперечнике и выразив  $V$  в см<sup>3</sup>, а  $B$  в Гс, найдем, что индуцированный магнитный момент образца такого размера в поле  $\delta B_{10} \approx 10^{-5}$  Гс составит  $\delta P_m \sim 10^{-8}$  эме. Это как раз тот уровень чувствительности по магнитному моменту, который реализуется только у SQUID магнитометров (см., например, характеристики магнитометра Quantum Design's MPMS 3, считающегося одним из лучших). Полезно, однако, заметить, что объем образца в 1 мм<sup>3</sup> почти в 1000 раз меньше, чем объем образцов, требуемый для получения указанного разрешения по магнитному моменту в SQUID магнитометрах. Возможность измерения малых индуцированных магнитных моментов весьма актуальна как из-за общих проблем с получением образцов сложных соединений больших размеров, так и из-за возможности применения весьма малых намагничивающих полей низкой частоты, позволяющих минимизировать вероятность проявления побочных эффектов, например таких, как гистерезисные явления, способные изменять исходную (в отсутствие поля) магнитную структуру основного нормального состояния. Нами это обеспечивается применением на-

магничивающих полей с частотой 18 Гц и амплитудами порядка 1 Гс. При внесении в магнитное поле катушки  $1$  образца, способного, например, как сверхпроводники, изменять свое внутреннее поле под действием внешнего поля, исходная магнитная индукция поля катушки в отсутствие образца  $\mathbf{B}_{1(\mu=1)}$  ( $\mu$  — относительная магнитная проницаемость) изменится на некоторую величину  $\mathbf{B}_{x(\mu)}$ , являющуюся магнитной характеристикой образца. В результате будет измерено:

$$\mathbf{B}_{1(\mu)} = \mathbf{B}_{1(\mu=1)} \pm \mathbf{B}_{x(\mu)}. \quad (3)$$

(Здесь и далее индексы, обозначающие амплитудные значения величин, опущены.)

Поскольку, согласно (2), индукция магнитного поля прямо пропорциональна измеряемой ЭДС индукции и  $B_{1(\mu=1)} = \mu_{0(SI)} H_1$ ;  $B_{x(\mu)} = \mu_{0(SI)} P_x$ ;  $P_x = \pm \chi_x H_1$  (при малых  $H_1$ ), из выражений (2) и (3) немедленно следует

$$\frac{\mathcal{E}_{1(\mu)} - \mathcal{E}_{1(\mu=1)}}{\mathcal{E}_{1(\mu=1)}} \equiv \frac{B_{1(\mu)} - B_{1(\mu=1)}}{B_{1(\mu=1)}} = \pm \frac{B_{x(\mu)}}{B_{1(\mu=1)}} = \pm \chi_x (SI). \quad (4)$$

Здесь  $\chi_x (SI)$  и  $\mu_{0(SI)}$  — соответственно магнитная восприимчивость и магнитная постоянная в системе СИ. Таким образом, относительная величина изменения ЭДС индукции катушки  $1$  (или одной из ее секций) строго равна величине магнитной восприимчивости образца в индуцирующем магнитный момент образца поле катушки  $1$  (или одной из ее секций), если образец в отсутствие намагничивающего поля не обладает спонтанным магнитным моментом. При этом величина  $\chi_x = \chi_s = -1$  для сверхпроводника означает равенство и противоположную направленность векторов индукции намагничивающего поля и поля незатухающих токов в образце,  $\mathbf{B}_{1(\mu=1)} = -\mathbf{B}_{x(\mu)}$ , в соответствии с диамагнитным откликом образца, помещенного в магнитное поле, по смыслу эффекта Мейсснера.

Выше отмечалось, что эта величина восприимчивости по абсолютному значению сравнима с положительными значениями парамагнитной восприимчивости некоторых ферромагнетиков, что позволяет представлять оба типа восприимчивостей в одном масштабе, используя знак  $\chi_x$  ферромагнетика как контрольный. Роль контрольных образцов с заведомо известным знаком  $\chi$  выполняли феррит с положительным и свинец с отрицательным (в сверхпроводящем состоянии) знаками восприимчивости. Идентификация знаков особенно важна при измерениях с использованием компенсационной двухсекционной конструкции катушки  $1$  ввиду малости значения величины  $\Delta \mathcal{E}_{1a,b} = \mathcal{E}_{1a} - \mathcal{E}_{1b}$ , которая может иметь любой знак из-за неизбежной конструктивной несимметричности секций  $a$  и  $b$ . При этом, поскольку образец всегда помещается в поле только одной из секций, намагничивающим полем для него остается поле только

этой секции, как и в случае использования односекционной катушки  $I$  (при том же числе витков, что и у каждой секции), так что всегда  $\mathcal{E}_{1a,b} > \Delta\mathcal{E}_1$ , а  $\Delta\mathcal{E}_{1(\mu)} = \mathcal{E}_{1a(\mu)} - \mathcal{E}_{1b(\mu=1)}$ . Отсюда, при использовании компенсационного варианта катушки  $I$  с измеряемым напряжением на ней  $\Delta\mathcal{E}_{1a,b}$ , восприимчивость определится выражением:

$$\chi_x = \mu_x - 1 = \Delta\mathcal{E}_{1a,b(\mu)} / \mathcal{E}_{1a(\mu=1)}. \quad (5)$$

В случае, если вносимый во внешнее поле образец изначально обладал спонтанной намагниченностью (либо остаточной намагниченностью из-за неполного перемагничивания) с индукцией  $\mathbf{B}_{x(sp)}$ , то выражение (3) можно было бы записать в виде

$$\mathbf{B}_{1(\mu)} = \mathbf{B}_{1(\mu=1)} + \mathbf{B}_{x(sp)} \pm \mathbf{B}_{x(\mu)}, \quad (6)$$

где первый знак «+» выбран для случая  $\mathbf{B}_{1(\mu=1)} \parallel \mathbf{B}_{x(sp)}$ , т.е. для случая совпадения направления спонтанной намагниченности образца с направлением индуцирующего поля, как это должно иметь место при намагничивании ферромагнитных атомов. Отсюда

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\mathcal{E}_{x(\mu)}}{\mathcal{E}_{1(\mu=1)} + \mathcal{E}_{x(sp)}} &= \pm \frac{B_{x(\mu)}}{B_{1(\mu=1)} + B_{x(sp)}} = \\ &= \pm \overline{\chi}_x = \pm \chi_x (1 - \alpha); \quad \alpha = B_{x(sp)} / B_{1(\mu=1)}, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\chi_x$ , как и прежде, обозначает только ту часть восприимчивости, которая связана с изменением индукции во внешнем поле.

На рис. 1 показана реакция ЭДС самоиндукции катушки  $I$  (в односекционном варианте катушки)  $\mathcal{E}_1$  на появление индуцированных магнитным полем этой катушки магнитных моментов образцов феррита и сверхпроводящего халькогенида FeSe размером около 1 мм в поперечнике в малых полях с индукцией порядка 1 Гс при температуре жидкого гелия. Видно, что феррит увеличивает ( $\Delta\mathcal{E}_x > 0$ ), а сверхпроводник уменьшает ( $\Delta\mathcal{E}_x < 0$ ) индукцию поля катушки  $I$ , указывая, что намагничивание ферромагнитных веществ происходит в направлении индуцирующего поля, т.е. парамагнитным образом, а магнитный момент сверхпроводника направлен в противоположном направлении, отвечая диамагнитному поведению образца, связанному, разумеется, с эффектом Мейсснера — возникновением магнитного поля незатухающих токов в сверхпроводнике в направлении, противоположном направлению индуцирующего поля. Из данных, приведенных на рисунке, следует, что диамагнитный момент образца FeSe объемом 1 мм<sup>3</sup> в сверхпроводящем состоянии в поле 1 Гс составляет порядка  $\sim 10^{-3}$  эме, включая возможный вклад остаточной намагниченности

сти, связанный с перемагничиванием в переменном намагничивающем поле. По сравнению с чувствительностью магнитометра (см. выше) это весьма большая величина даже для таких небольших образцов. Все представленные далее результаты измерений магнитных и транспортных характеристик образцов разных материалов получены на образцах именно такого объема (1 мм<sup>3</sup>) с сравнимыми индуцированными магнитными моментами  $\sim 10^{-3}$  эме.

На образцах железосодержащих сверхпроводников с указанными объемом и магнитным моментом мы провели параллельные измерения температурного перехода магнитной восприимчивости к ее диамагнитным значениям в сверхпроводящем состоянии при работе СНПВ в режиме магнитометра и температурного резистивного сверхпроводящего перехода при работе СНПВ в режиме вольтметра. Физическое отличие структур образцов FeSe и LaOFFeAs позволило сравнить характер указанных переходов для монокристаллической и гранулированной фаз. Для сравнения полученных результатов с характером переходов у традиционного сверхпроводника соответствующие измерения переходов были проведены на высокочистом монокристаллическом свинце. Кроме того, для идентификации знака намагниченности у образцов железосодержащих сверхпроводников было использовано ферромагнитное поведение намагниченности у феррита, характеризующее парамагнитным положительным знаком намагниченности. Измерения магнитных переходов проводились при двухсекционной компенсирующей конфигурации катушки  $I$ .

На рис. 2–4 в одинаковом масштабе температурной шкалы приведены результаты измерения температурной зависимости магнитных моментов образцов FeSe, LaOFFeAs и Pb в единицах диамагнитной восприимчивости вместе с данными по температурной зависимости сопротивления тех же образцов в области магнитного (кривые 1:  $\chi_x$  и  $\chi_x$ ) и резистивного (кривые 2:

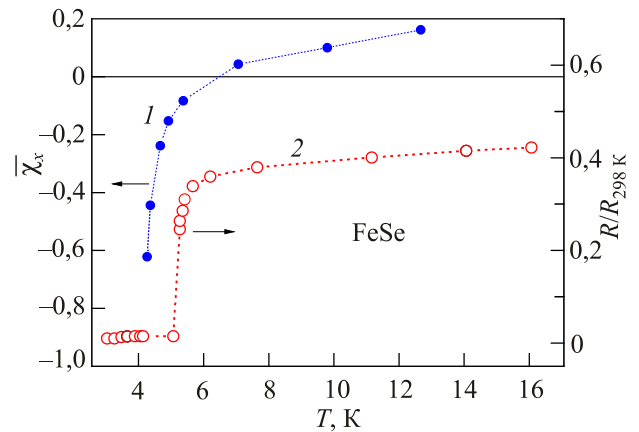


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Магнитный (1) (в переменном поле  $\simeq 1$  Гс) и резистивный (2) сверхпроводящие переходы в монокристаллическом образце FeSe объемом 1 мм<sup>3</sup> в функции температуры.

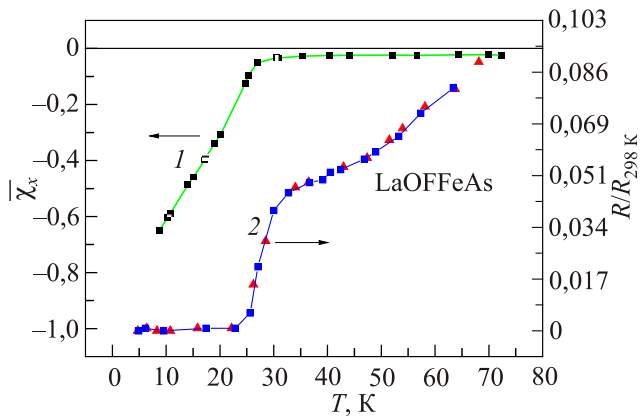


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Магнитный (1) (в переменном поле  $\simeq 1$  Гс) и резистивный (2) сверхпроводящие переходы в гранулированном образце LaOFFeAs объемом  $1 \text{ мм}^3$  в функции температуры. Символы разной формы на кривой (2) относятся к разным циклам измерений.

$R/R_{298 \text{ K}}$ ) сверхпроводящих переходов. Сравнение кривых 1 и 2 для FeSe и LaOFFeAs (рис. 2 и 3) обнаруживает отличие характера и положения на температурной шкале указанных сверхпроводящих переходов, зависящие как от типа вещества, так и от физической структуры образцов (монокристаллической у FeSe и гранулированной у LaOFFeAs).

В частности, как видно на рисунках, у изученных образцов железосодержащих сверхпроводников эффективная восприимчивость  $\chi_x > -1$  при тех температурах, где уже наблюдается резистивная сверхпроводимость.

Кроме того, имеет место кардинальное отличие характера поведения и положения на температурной шкале магнитных переходов у образцов в монокристаллической (FeSe) и гранулированной (LaOFFeAs) фазах. Так, для монокристаллического образца FeSe отличие магнитного и резистивного сверхпроводящих переходов не

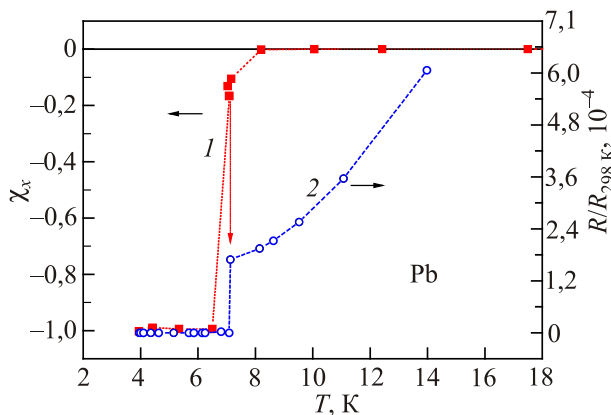


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Магнитный (1) (в переменном поле  $\simeq 1$  Гс) и резистивный (2) сверхпроводящие переходы в монокристаллическом образце Pb объемом  $1 \text{ мм}^3$  в функции температуры.

сильно выражено, особенно в поведении, и, как мы полагаем, вызвано некоторой неоднородностью структуры образца, о чем, по-видимому, свидетельствует пониженная примерно на 4 К по отношению к известным значениям для FeSe температура резистивного сверхпроводящего перехода. В то же время у гранулированных образцов LaOFFeAs поведение и положение обсуждаемых переходов отличается качественно. Наконец, обнаружено отличие знака магнитной восприимчивости у образцов FeSe и LaOFFeAs в их нормальном несверхпроводящем состоянии.

Отмеченные особенности свидетельствуют, во-первых, о различной термодинамической природе магнитного и резистивного сверхпроводящих переходов у сильно анизотропных соединений, каковыми являются FeSe и LaOFFeAs и, во-вторых, о драматическом влиянии физической структуры образцов на поведение и положение на температурной шкале этих переходов. Указанные отличия особенно показательны на фоне характера тех же переходов у традиционных сверхпроводников. Так, у образца чистого монокристаллического Pb с точностью до ошибки разрешения температуры положения обоих сверхпроводящих переходов на температурной шкале практически совпадают (рис. 4), а значение магнитной восприимчивости в сверхпроводящем состоянии отвечает стандартной величине  $\chi_x = \chi_x = -1$ , означая полное проявление эффекта Мейсснера.

Суммируя отличительные особенности рассмотренных сверхпроводящих переходов, можно сделать следующие выводы.

1. Неполный эффект Мейсснера ( $\chi_x > -1$ ) у железосодержащих сверхпроводников, по-видимому связан со спонтанной намагниченностью атомов железа (см. выражение (7)).

2. Радикальное отличие поведения и положения на температурной шкале кривых  $\chi_x(T)$  и  $R(T)/R_{298 \text{ K}}$  у гранулированных образцов LaOFFeAs (рис. 3) свидетельствует о наличии, помимо фундаментального, ответственного за сверхпроводимость гранул, еще и механизма, связанного с взаимодействием гранул [4–7]. Действительно, в то время как транспортный ток в силу перколяции избирательно охватывает ограниченную цепочку гранул, ответственную за переход к резистивной сверхпроводимости всего образца, магнитное поле с самого начала воздействует на весь ансамбль гранул, участвуя в появлении диамагнитного отклика при переходе в сверхпроводящее состояние, который зависит от взаимодействия всех гранул ансамбля. Механизмами такого взаимодействия могли бы быть спин-поляризованное туннелирование электронов [4–6] либо магнитное взаимодействие вихрей [8], а их результатом — смешанное состояние гранулированных образцов при магнитном сверхпроводящем переходе, уширяющее переход по температуре.



Например, в работе [6] показано, что вероятность туннелирования спин-поляризованных электронов между двумя гранулами может быть представлена в виде

$$\tau_{ispt} \propto (1/2)(n_{\uparrow} + n_{\downarrow})^2 [1 + P^2 \cos \theta], \quad (8)$$

где  $P = (n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) / (n_{\uparrow} + n_{\downarrow})$  — коэффициент поляризации;  $n_{\uparrow, \downarrow}$  — плотности состояний электронов на уровне Ферми со спином вверх и вниз соответственно;  $\theta$  — угол между направлениями намагниченности соседних гранул. Усреднение по всем гранулам, как это мы делали в [7], приводит к выражению

$$\chi \sim \langle \sigma_{ispt} \rangle \cong k \langle \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 \rangle = k \langle \cos \theta \rangle = k [\coth(J/T) - (J/T)^{-1}], \quad (9)$$

где

$$k = (1/2)(n_{\downarrow} + n_{\uparrow})^2 P^2 g(U), \quad (10)$$

$U$  — высота межгранульного потенциального барьера,  $J$  — обменная энергия. Полагая  $k$  константой в температурном интервале перехода, найдем, что основной вклад в температурную зависимость в области перехода связан со спиновой корреляционной функцией  $\langle \cos \theta \rangle$ . На рис. 5 видно, что она хорошо описывает уширение и поведение магнитного сверхпроводящего перехода гранулированного образца с  $k = 0,7$ .

3. Значительная положительная величина  $\bar{\chi}$  у FeSe в несверхпроводящем состоянии (рис. 2) отвечает ферромагнитному упорядочению магнитных атомов железа при их высокой концентрации у этого вещества. Это

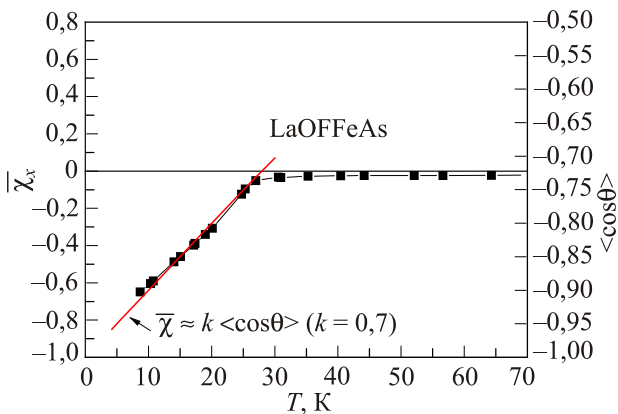


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Уширение диамагнитного сверхпроводящего перехода гранулированного образца LaOFFeAs (■) как следствие температурной зависимости спиновой корреляционной функции АФМ межгранульного взаимодействия в намагничивающем поле с индукцией порядка 1 Гс (сплошная линия)

подтверждает реалистичность модели спинзависимого рассеяния зонных электронов при таком упорядочении в условиях анизотропного обменного взаимодействия, предложенной нами ранее для объяснения квадратичной зависимости магнитосопротивления по магнитному полю в больших полях [9].

В заключение, на основании результатов наших экспериментов мы констатируем, что в образцах с анизотропной проводимостью, какими являются железосодержащие сверхпроводники, кинетика магнитного и резистивного сверхпроводящих переходов по температуре и их положение на температурной шкале не могут совпадать в силу отличия механизмов, ответственных за температурный сверхпроводящий переход в присутствии внешнего магнитного поля и резистивный транспортный сверхпроводящий переход в отсутствие такового, особенно в условиях структурной неоднородности.

Выражаем благодарность О.Г. Шевченко за полезные дискуссии, а также Д.А. Чарееву и А.Н. Васильеву за предоставление образцов железосодержащих сверхпроводников и обсуждение их свойств.

1. Ю.Н. Цзян, В.В. Еременко *Письма в ЖЭТФ* **3**, 447 (1966) [*JETP Lett* **3**, 293 (1966)].
2. Ю.Н. Цзян, *ИТЭ* **1**, 202 (1985).
3. Ю.Н. Цзян, М.О. Дзюба, *ИТЭ* №4, 88 (2016).
4. P. Sheng, B. Abeles, and Y. Arie. *Phys. Rev. Lett.* **31**, 44 (1973).
5. J.S. Helman and B. Abeles. *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1429 (1976).
6. P. Raychaudhuri, K. Sheshadri, P. Taneja, S. Bandyopadhyay, S. Chaudhary, and S.B. Roy. *Phys. Rev. B* **59**, 13919 (1999).
7. Ю.Н. Цзян, М.О. Дзюба, О.Г. Шевченко, В.Ф. Хирный, *ФНТ* **38**, 76 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 59 (2012)].
8. A.I. Buzdin, D. Feinberg, *J. Phys. (Paris)* **51**, 1971 (1990).
9. M.O. Dzyuba, Yu.N. Chiang, D.A. Chareev, and A.N. Vasiliev, *Physica B* **464** 68 (2015).

### Magnetic and resistive superconducting transitions in the iron-based compounds FeSe and LaOFFeAs

Yu.N. Chiang and M.O. Dzyuba

Using a null-picoammeter modified into a highly sensitive magnetometer, for the first time we compare the temperature behavior of magnetic and resistive transitions to the superconducting state for the samples of iron-based compounds FeSe (monocrystalline) and LaOFFeAs (granular) as well as the behavior of those transitions for the conventional single-component superconductor (Pb). It is found that the nature of the temperature behavior of the above transitions in iron-based superconductors, unlike that in Pb, is thermodynamically different, in LaOFFeAs granular samples the difference being radical. It is also found that the

magnetic susceptibility of FeSe samples in the non-superconducting state is positive, indicating a ferromagnetic nature of the ordering of the local spins of iron ions. The susceptibility of LaOFFeAs samples in this state remains diamagnetic. The features of the superconducting transitions found are analysed.

PACS: 74.70.Xa Pnictides and chalcogenides;  
74.25.F– Transport properties.

Keywords: null-picovoltmeter, magnetic measurements, magnetic and resistive superconducting transitions, spin-dependent scattering.