

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Артёмовая Татьяна

**Наблюдение вихревой структуры в высокотемпературных слоистых  
сверхпроводниках на основе железа**

Выпускная квалификационная работа  
на степень бакалавра

научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
профессор Винников Л. Я.

Черноголовка 2009

## Оглавление

I.	Литературный обзор	
	1. Новые сверхпроводники и их структура .....	3
	2. Сверхпроводники второго рода.....	5
	3. Пиннинг.....	7
II.	Экспериментальная часть	
	1. Образцы.....	9
	2. Описание эксперимента и установки.....	10
III.	Полученные результаты.....	13
IV.	Обсуждение.....	18
V.	Заключение.....	19

## Литературный обзор

Открытие в 1986 году высокотемпературной сверхпроводимости вызвало огромный интерес в мировой науке. Несмотря на беспрецедентные усилия, предпринятые для ее изучения, физическая природа высокотемпературной сверхпроводимости до сих пор до конца не понята. Многие трудности были связаны, в том числе, с тем, что только в оксидах меди были обнаружены сверхпроводящие свойства при высоких температурах, превышающих 20К. Соединения этого семейства обладают большим количеством свойств, как существенных для высокотемпературной сверхпроводимости, так и к ней не относящихся. Поэтому открытие в 2008 году нового типа высокотемпературных сверхпроводников подало надежду на выявление свойства, определяющие высокотемпературную сверхпроводимость, путем сопоставления двух типов.

### Новые сверхпроводники и их структура

В феврале 2008 года авторы работы [1] сообщили об обнаружении сверхпроводящего перехода ( $T_c = 26\text{K}$ ) в допированном фтором соединении  $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$  – представителе большой группы слоистых четырехкомпонентных фаз – так называемых оксипниктидов редкоземельных (Ln) и переходных (M) металлов  $\text{LnOMPn}$ , где Pn – пниктоген (p-элемент подгруппы азота).

Поскольку новый сверхпроводник не относился ни к одному из известных классов высокотемпературных сверхпроводников, это открытие привлекло пристальное внимание и инициировало интенсивные поиски сверхпроводящих материалов среди родственных систем. В результате этих исследований обнаружены два родственных семейства новых сверхпроводящих материалов, которые в литературе иногда обозначают как FeAs-сверхпроводники типов 1111 и 122 [2-4].

Первое семейство – 1111-сверхпроводники – составляют материалы на основе упомянутых оксипниктидов редкоземельных и переходных металлов  $\text{LnOMPn}$ . К ним относятся сверхпроводящие материалы, получаемые при электронном допировании четырехкомпонентных оксипниктидов – посредством введения легирующих элементов (фтора) в кислородную подрешетку. В группу этих сверхпроводников кроме  $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$  входят оксиарсениды  $\text{LnOMPn}$  большинства легких редкоземельных металлов  $\text{Ln}=\text{Ce}, \text{Pr}, \text{Nd}, \text{Sm}, \text{Gd}, \text{Tb}$  и  $\text{Dy}$ . Существуют также группа оксиарсенидных сверхпроводников, полученная посредством дырочного допирования.

Второе семейство родственных сверхпроводников, так называемых 122 сверхпроводников, образуют материалы на основе тройных арсенидов  $\text{AFe}_2\text{As}_2$ , где А-щелочноземельные металлы (Ca, Sr и Ba). Как и четырехкомпонентные оксипниктидные 1111-материалы, 122-фазы имеют слоистые структуры (рис.1), которые составлены чередующимися слоями FeAs и плоскими атомными сетками щелочных металлов А. Как и в кристаллах  $\text{LnOMPn}$  молекулярные FeAs-слои в  $\text{AFe}_2\text{As}_2$  состоят из сопряженных тетраэдров  $\text{FeAs}_4$ . Однако в отличие от оксиарсенидов 122-сверхпроводники являются бескислородными и не содержат редкоземельных металлов, а переход в сверхпроводящее состояние исходных  $\text{AFe}_2\text{As}_2$ -фаз может быть достигнут только в результате дырочного допирования – введения в сетки А одновалентных ионов щелочных металлов (K, Na и Cs).

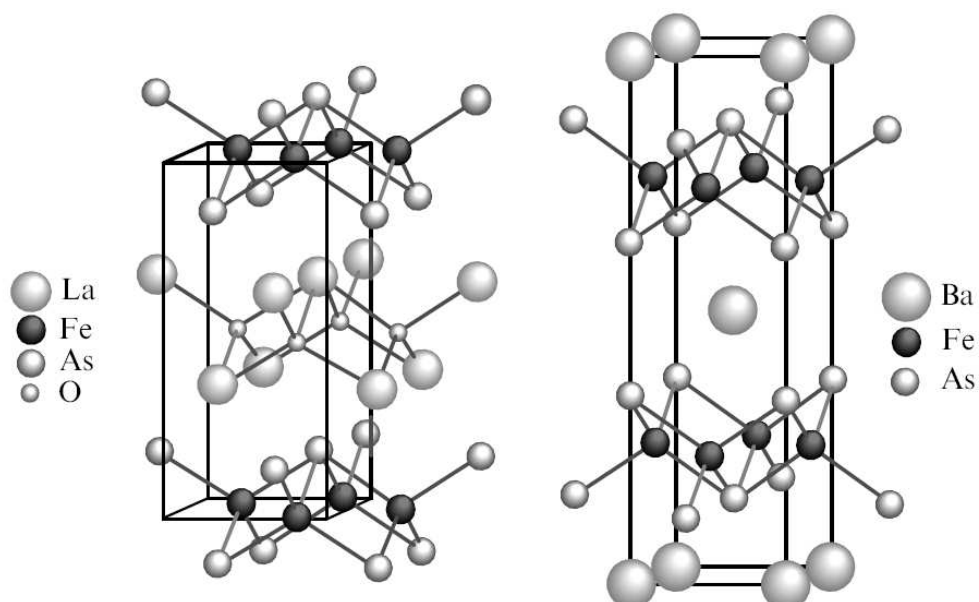


Рис . 1 Кристаллические структуры образцов: слева- 1111, справа –122.

Вследствие слоистой структуры FeAs-соединения по своим электронным свойствам являются квазидвумерными. Это сближает их с купратами, построенными из чередующихся  $\text{CuO}_2$ -плоскостей, в которых электронные свойства определяются, главным образом, электронными орбиталями атомов этих слоев и, в меньшей степени тех, которые находятся между этими слоями. Однако между FeAs-системами и купратами имеется существенное различие, которое состоит в том, что исходные (стехиометрические) соединения являются диэлектриками в купратах и металлами в FeAs-системах. В обоих случаях, однако, исходные соединения являются антиферромагнетиками, с локализованными магнитными моментами в первом случае и с коллективизированным магнетизмом во втором. При допировании исходных соединений температура магнитного упорядочения  $T_N$  резко уменьшается, и при концентрации допанта порядка 10% (и менее) соединения становятся сверхпроводящими.

Фазовые диаграммы на плоскости  $(T, x)$ , где  $x$  – концентрация допанта, являются очень схожими. Тем не менее между купратами и FeAs-системами имеется существенное различие, обусловленное электронными корреляциями. Допированные купраты, в отличие от FeAs-систем, находятся вблизи Мотт-Хабардовского перехода металл-диэлектрик, хотя в обоих случаях сверхпроводимость возникает вблизи перехода в антиферромагнитное состояние. Это означает, что купраты принадлежат к материалам с сильной электронной корреляцией, тогда как FeAs-системы скорее относятся к слабокоррелированным (или умеренно коррелированным) материалам, хотя этот вопрос пока не ясен.

Близость к антиферромагнитному упорядочению в купратах и в FeAs-системах обуславливает, по-видимому, спин-флуктуационный механизм спаривания, приводящий в обоих случаях к высоким значениям  $T_c$ . Однако роль электрон-фоонных взаимодействий в FeAs-системах, по-видимому, может оказаться вполне существенной.

### Сверхпроводники второго рода

Проникновение магнитного потока в изотропный сверхпроводник второго рода происходит в виде квантованных вихревых нитей. Каждая такая нить (или вихрь) имеет нормальную сердцевину, которая представляет собой длинный тонкий нормальный цилиндр, вытянутый вдоль направления внешнего магнитного поля. Параметр порядка  $\psi$  в нем равен нулю. Радиус этого цилиндра - порядка длины когерентности  $\xi$ . Вокруг нормального цилиндра течет незатухающий сверхпроводящий ток, ориентированный так, чтобы создаваемой им магнитное поле было направлено вдоль нормальной сердцевины и совпадало по направлению с внешним магнитным полем. Вихревой ток захватывает область порядка  $\lambda$  - глубины проникновения. Это состояние наблюдается в интервале полей от  $H_{c1}$  (первое критическое поле) до  $H_{c2}$  (второе критическое поле). Теоретические оценки этих полей дают

$$H_{c1} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} (\ln \kappa + 0,5),$$

$$H_{c2} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2},$$

$$\kappa = \frac{\xi}{\lambda}$$

$$\Phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-7} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$$

– квант магнитного потока.

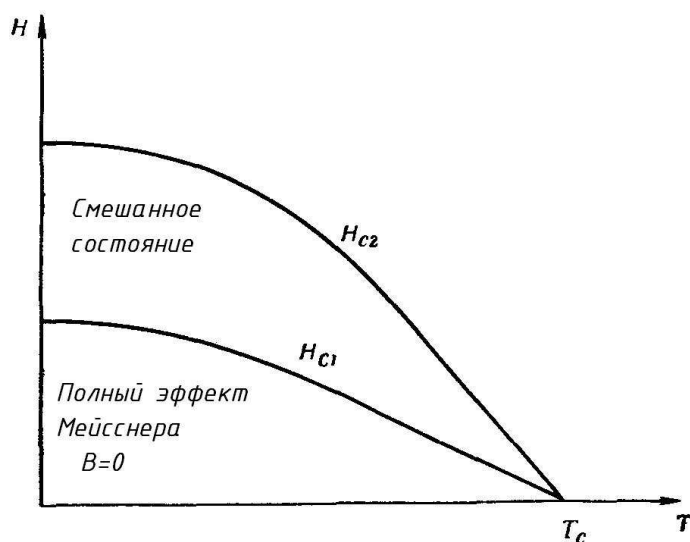


Рис. 1 фазовая диаграмма, включающая нормальную фазу при высоких полях и температурах, отделенную линией верхнего критического поля  $H_{c2}$  от смешанного состояния, которое в свою очередь отделено линией нижнего критического поля  $H_{c1}$  от Мейсснеровской фазы, наблюдаемой при низких полях и температурах.

Вблизи  $H_{c2}$  модуль сверхпроводящего параметра порядка мал, так что можно пользоваться разложением Гинзбурга-Ландау. Возникает смешанное состояние, т. е. состояние, которое можно охарактеризовать частичным проникновением магнитного поля в образец. При этом в образце существуют вихревые нити. Если уменьшать поле  $H$ , то при  $H = H_{c2}$ , в объеме образца начнут образовываться сверхпроводящие зародыши. При этом амплитуда параметра порядка  $|\psi|$  мала, так что вид функции  $\psi$  можно определить, исходя из линеаризованного уравнения Гинзбурга-Ландау.

$$-\frac{1}{2m} (-i\hbar\nabla - \frac{2e}{c} A_0)^2 \psi_L = -\alpha \psi_L,$$

где

$$\text{rot}A_0 = (0,0,H_{c2}).$$

Частным решением уравнения для калибровки

$$A_0 = (0, xH_{c2}, 0)$$

является

$$\psi_k = \exp(iky) \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{(x-x_0)^2}{\xi^2(T)}\right],$$

$$x_0 = \frac{\hbar ck}{2eH_{c2}}$$

Подробное рассмотрение взаимодействия вихрей, изложенное в [5], показывает, что вихревые нити отталкиваются друг от друга. Минимуму отталкивающего взаимодействия вихрей отвечает вполне определенное периодическое их расположение. В [6] показано, что выгоды того или иного распределения определяет параметр

$$\beta_A = \frac{\overline{|\psi_L|^4}}{(\overline{|\psi_L|^2})^2},$$

который для треугольной решетки достигает минимального значения. Таким образом, есть все основания полагать, что в чистом монокристалле должна реализовываться треугольная решетка расположения вихрей.

### Пиннинг

Если сверхпроводник второго рода находится в смешанном состоянии, и в направлении, перпендикулярном вихрям, идет транспортный ток (т. е. ток, созданный внешним источником), то на вихри действует сила Лоренца. Если бы сверхпроводник был совершенно однороден, бездефектен, то при любой, сколь угодно малой силе Лоренца, вихри бы начали свое движение под действием этой силы. Это означает, что у такого абсолютно однородного образца критический ток равен нулю. В неоднородном сверхпроводнике второго рода, когда существуют разные виды дефектов (границы зерен, включений другой фазы, дислокационные стенки, скопления дислокаций, поры и т. п.), вихри могут на них закрепиться. Тогда требуется уже конечный транспортный ток для начала движения вихрей. Этот ток создает такую силу Лоренца, действующую на вихри, которой достаточно для отрыва вихрей от дефектов. Эти дефекты часто называются центрами пиннинга, а закрепление на них вихрей – пиннингом. Плотность тока, при которой начинается отрыв вихрей от центров пиннинга, называется критической плотностью тока. При исследовании высокотемпературных сверхпроводников часто используется метод облучения сверхпроводящих кристаллов тяжелыми ионами (например, свинца) с энергией в несколько ГэВ. Тяжелые ионы «прошивают» тонкие монокристаллы насквозь, создавая так называемые колончатые («columnar») дефекты – цилиндрические области диаметром порядка 10 нм, в которых материал переведен в несверхпроводящее состояние. Такие дефекты резко увеличивают критический ток, особенно при относительно высоких температурах [5]. Пример действия таких дефектов на вихревую структуру можно наблюдать на рис. 2 [7].

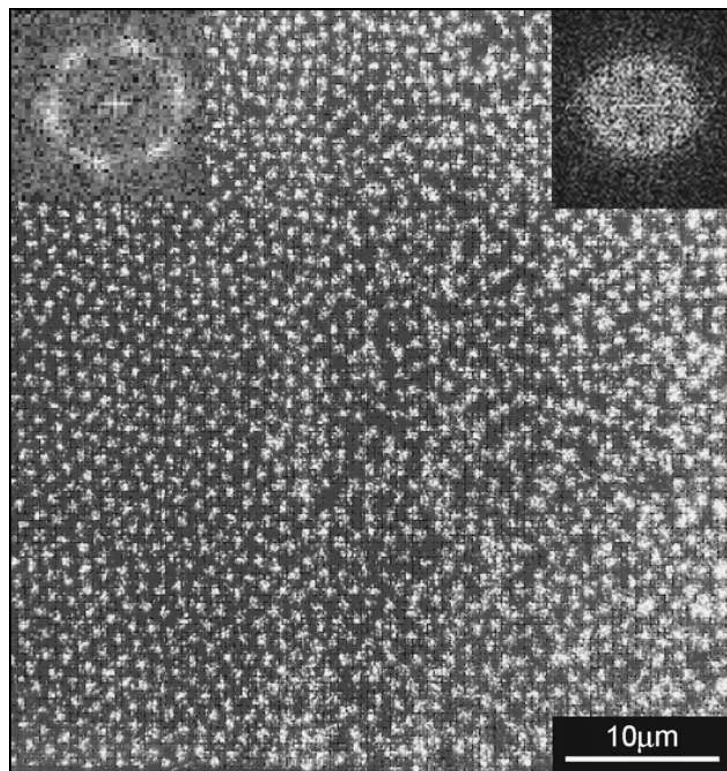


Рис. 2 Изменение вихревой структуры  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_8$ , возникающие вследствие пиннинга на колончатых дефектах.

Структурные дефекты с размерами порядка  $\xi$  и больше являются весьма эффективными. Тем не менее, вихрь может быть зацеплен и дефектами меньших (атомных размеров), если их плотность достаточно велика.

Форма вихря определяется конкуренцией между его упругой энергией, возрастающей при изгибе, и выигрышем энергии при помещении его сегментов в наиболее подходящие потенциальные

ямы. Важным физическим параметром являются длина пиннинга  $L_c$  - вихрь можно считать упругой струной на масштабах  $L \ll L_c$ , в то время как на много больших масштабах отдельные сегменты длины  $L_c$  зацепляются примесями независимо один от другого. Если взаимодействие между вихрями сильное, вместо упругой линии нужно рассмотреть трехмерную упругую решетку. Таким образом, коллективный пиннинг может привести к нарушению дальнего порядка в вихревой решетке [8].

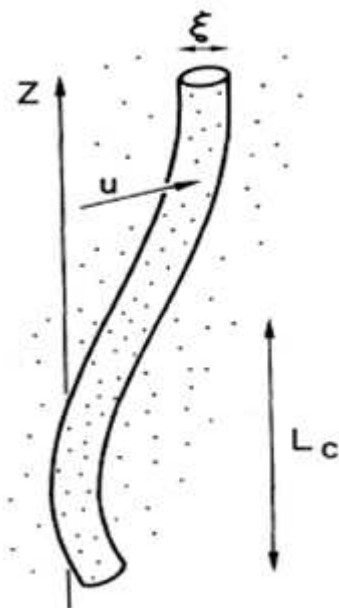


Рис. 3 Вихрь, закрепленный коллективным действием множества слабых центров пиннинга. Только флуктуации плотности центров пиннинга способны закрепить вихрь. Для того, чтобы оптимально расположиться в потенциале центров пиннинга линия вихря смещается на расстояние  $\xi$  в горизонтальном направлении при смещении вдоль оси  $z$  на характерное расстояние  $L_c$ .

Целью данной работы является изучение вихревой структуры различных FeAs-соединений и сравнение с вихревой структурой купратов.

## Экспериментальная часть

### Образцы

В работе использовались монокристаллы  $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ ,  $K_xBa_{1-x}Fe_2As_2$ ,  $Sr_xBa_{1-x}Fe_2As_2$ ,  $SmFeAsO_{1-x}F_x$  – представители и  $LnOMPn$ , и  $AFe_2As_2$ .

Стоит отметить, что в обеих группах высокотемпературная сверхпроводимость наблюдается в допированных кристаллах. В данной работе некоторые соединения изучены при разных степенях допированности. Кристаллы первой и второй групп растились с помощью твердофазного синтеза.

$Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ ,  $K_xBa_{1-x}Fe_2As_2$ ,  $Sr_xBa_{1-x}Fe_2As_2$  растились одинаковым методом. Опишем его на примере одного из них -  $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ .

Маленькие частицы  $Ba$ , порошок  $FeAs$  и  $CoAs$  смешиваются в пропорции  $Ba:FeAs:CoAs=1:4(1-x):4x$ . Смесь помещается в алюминиевый тигель и затем запаивается (в атмосфере чистого аргона при давлении 1/3 атм.) в кварцевую трубку. Герметичная кварцевая труба нагревается до  $1180^\circ C$ , удерживается при  $1180^\circ C$  в течение двух часов, после чего охлаждается до  $1000^\circ C$  в течение 36 часов.

Порошки  $FeAs$  и  $CoAs$  синтезированы путем реакции  $Fe$  или  $Co$  с порошком  $As$ , после того как они были перемешаны и спрессованы в таблетки. Эти таблетки медленно нагревались в герметичной кварцевой трубе в атмосфере аргона при давлении 1/3 атм до температуры  $500^\circ C$  в течение 10 часов и в течение 10 часов удерживались при этой температуре, затем медленно нагревались до  $900^\circ C$ , и затем удерживались еще 10 часов при температуре  $900^\circ C$ . [9]

Монокристаллы  $K_{0.4}Ba_{0.6}Fe_2As_2$  выращивались методом кристаллизации в расплаве  $Sn$  следующим образом. Смесь  $K+Ba+Fe+As$  обжигали при  $T=850^\circ C$  в течение 12 часов, разламывали и затем вновь отжигали при  $T=900^\circ C$  в течение 20 ч. Полученный продукт размельчали и помещали в расплав олова. Ампулу запаивали, нагревали до  $T=1000^\circ C$  и затем постепенно охлаждали до  $T=500^\circ C$  в течение 36 часов. На завершающей стадии олово отфильтровывали от кристаллов. [10]

Стехиометрическое количество порошков  $SmAs$ ,  $AmF_3$ ,  $FeAs$  и  $Fe_2O_3$  и опилок  $Sm$  помещается в атмосферу аргона и прессуется в таблетки. Таблетки покрываются  $Ta$  фольгой, помещаются в герметичную кварцевую трубку под вакуумом и плавятся при температуре  $1150^\circ C$  в течение 45 часов. Соединения  $SmAs$  и  $FeAs$  изготавливаются в кварцевой трубке под вакуумом из порошка  $Fe$ , стружки  $Sm$  и частиц  $As$  при  $500^\circ C$  в течение 10 часов и при  $900^\circ C$  в течение 24 часов. [11]

В качестве контрольных образцов использовались кристаллы  $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_8$  – хорошо изученный сверхпроводящий купрат.

Химический состав исследуемых монокристаллов контролировался с помощью локального рентгеноспектрального анализа, а температура сверхпроводящего перехода  $T_c$  - по резистивным измерениям или высокочастотному поглощению.

### Описание эксперимента и установки

Метод декорирования, описанный в [12], заключается в осаждении магнитных частиц на поверхность сверхпроводника в областях проникновения магнитного потока. Схема камеры декорирования представлена на рис. 2

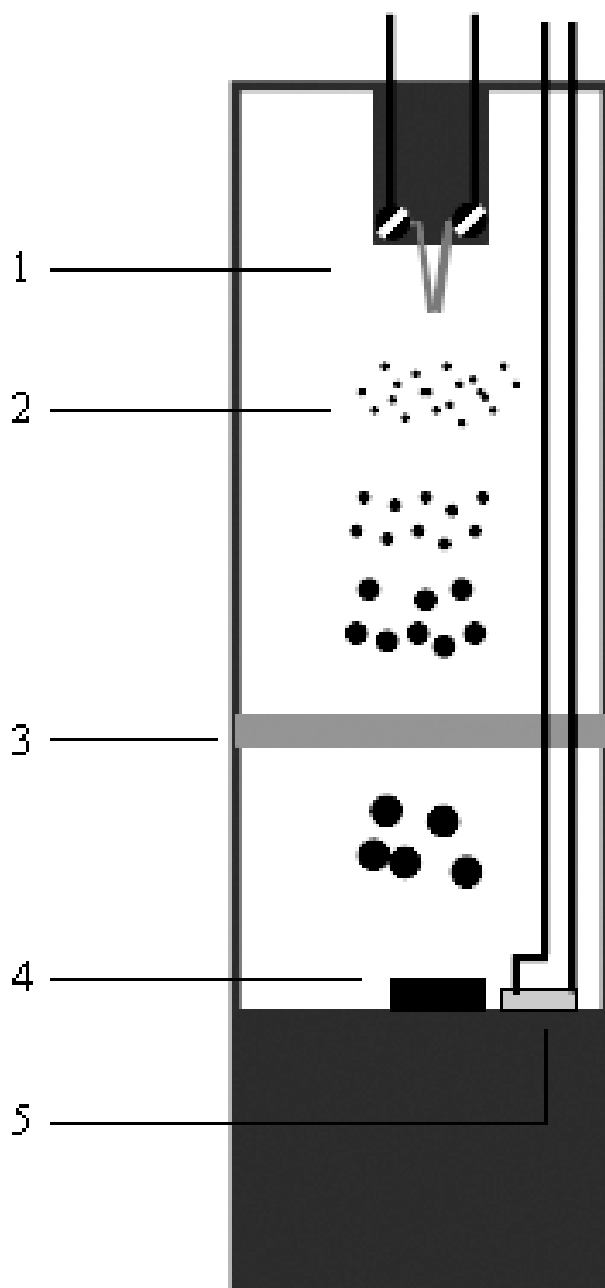


Рис. 4 общая схема камеры. Цифрами обозначены 1 – вольфрамовый испаритель, 2 – испарившиеся частицы железа, 3 – экран, 4 – исследуемый образец, 5 – резистивный термометр.

Образец помещается в герметичную камеру, из которой откачивается воздух и в которую напускается гелий при давлении  $10^{-2}$  торр. Далее камера помещается в магнитное поле, после чего температура ее понижается и образец переходит в сверхпроводящее состояние, т.е. эксперимент проводится в режиме замороженного магнитного потока. Через вольфрамовый

испаритель, на который предварительно электролитическим способом наносится тонкий слой железа, проходит кратковременный импульс тока, за счет чего он нагревается. По мере приближения температуры нагревателя к температуре плавления железа, оно испаряется. Т.к. атмосфера камеры имеет низкую температуру, испарившееся железо быстро остывает, конденсируясь в частицы, которые по мере приближения к образцу увеличиваются в размере за счет столкновений друг с другом, достигая размера 10 нм вблизи поверхности образца. Благодаря наличию у частиц железа собственного магнитного момента они двигаются в сторону большего магнитного поля и оседают на образце в местах концентрации магнитного потока, т.е. на вихрях. Экран, установленный между испарителем и образцом, препятствует баллистическому потоку испарившихся железных частиц, а также препятствует лучистому нагреву образца. Температура образца меряется установленным рядом резистивным термометром.

Общая схема проводимого эксперимента представлена на рис. 5.

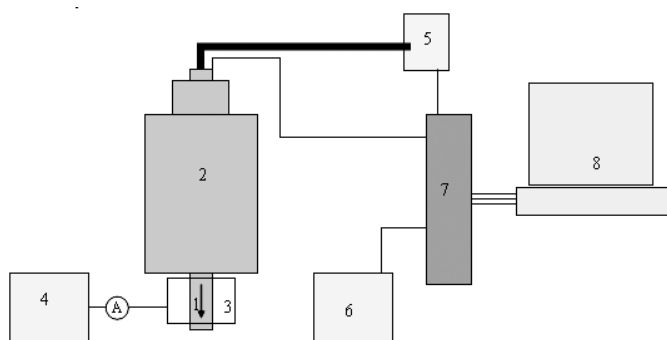


Рис. 5 Общая схема установки. Обозначены основные элементы. 1 --- носик криостата, 2 --- криостат, 3 - катушка, 4, 6 --- источники питания 5 --- датчик давления, 7 --- мультиметр, 8 – ПК.

Камера с образцом помещается в носик 1 криостата 2. На носике криостата установлена катушка 3, создающая вертикальное магнитное поле, которая питается от источника тока 4. Давление во вставке меряется датчиком давления 5. Ток в испарителе создается источником 6. Напряжение на датчике давления, сопротивление резистивного термометра и напряжение на испарителе меряются мультиметром 7, данные от которого передаются на GPIB-плату персонального компьютера 8. Данные на ПК считываются с помощью программы LabView 7.0

Далее образец с напыленными железными частицами анализируется с помощью сканирующего электронного микроскопа с разрешающей способностью 3 нм.

В режиме замороженного потока образцы, изначально находящиеся во внешнем поле  $H_e$ , охлаждаются от начальной температуры  $T > T_c$ . Вихри возникают в сверхпроводнике при  $T = T_c(H_e)$ , где  $H$  соответствуют на фазовой диаграмме  $H_{c2}$ , а  $H_{c1}(T)$  пренебрежимо мало. При дальнейшем уменьшении температуры  $T$   $H_{c1}(T)$  растет, и при некоторой температуре, когда  $H_e < [H_{c1}(T)](1-D)$  ( $D$ -размагничивающий фактор), выгоднее вихрям будет покинуть сверхпроводник. Однако, благодаря пиннингу, это не происходит. При уменьшении температуры пиннинг увеличивается, и вихри оказываются вмороженными в образец, и дальнейшее их перемещение делается

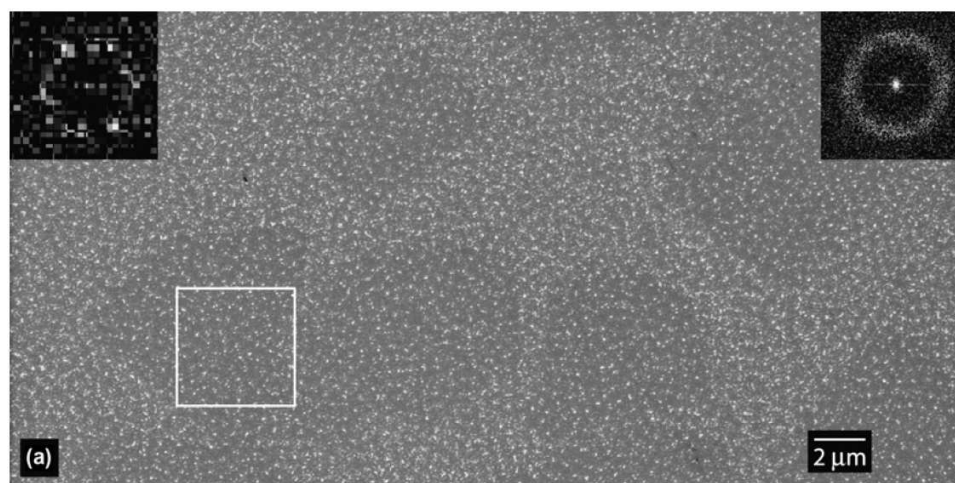
затруднительным. Таким образом, температура  $T^*$ , при которой формируется декорируемое распределение вихрей, остается неизвестной и может быть существенно выше, чем температура эксперимента.

## Полученные результаты

Вихревая структура исследовалась на монокристаллах с оптически гладкой (блестящей) поверхностью на базисной плоскости, как ростовой, так и очищенной путем отслаивания поверхностного слоя с помощью скотча.

Декорирование проводилось в режиме замороженного потока в магнитном поле, перпендикулярном базисной плоскости (параллельном оси  $c$ ) в интервале 10- 320 Э при температуре  $\sim 5$ К. В каждом эксперименте в качестве контрольного образца использовались монокристаллы  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_8$ , которые размещались в камере декорирования непосредственно рядом с исследуемым монокристаллом пниктида. При исследовании вихревой структуры на одном и том же образце в разных полях магнитные частицы от предыдущего декорирования удалялись промывкой изопропиловым спиртом или с помощью отщепления скотчем поверхностного слоя.

На образцах  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0,93}\text{Co}_{0,07})_2\text{As}_2$  вихревая структура наблюдалась в диапазоне полей 20-320 Э. На рис. 6 а показана картина декорирования в поле 80 Э, на вставках изображено преобразование Фурье всей площади картины (справа) и выделенного фрагмента (слева). На рис. 6 б приведена Делоне-триангуляция вихревой структуры рис 6 а. У белых треугольников три вершины имеют координационное число 6, у светло-серых – 2 вершины, у темно-серых - 1 или 0. Таким образом, считая светло-серые треугольники границей областей с правильной треугольно решеткой. Один из таких «доменов», которому соответствует образ Фурье с шестью четкими пиками, выделен на рис 6 а.



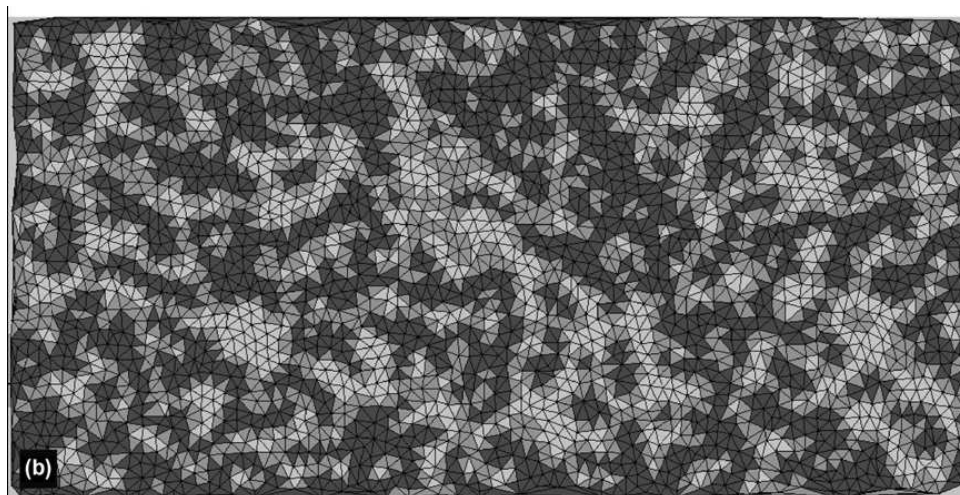
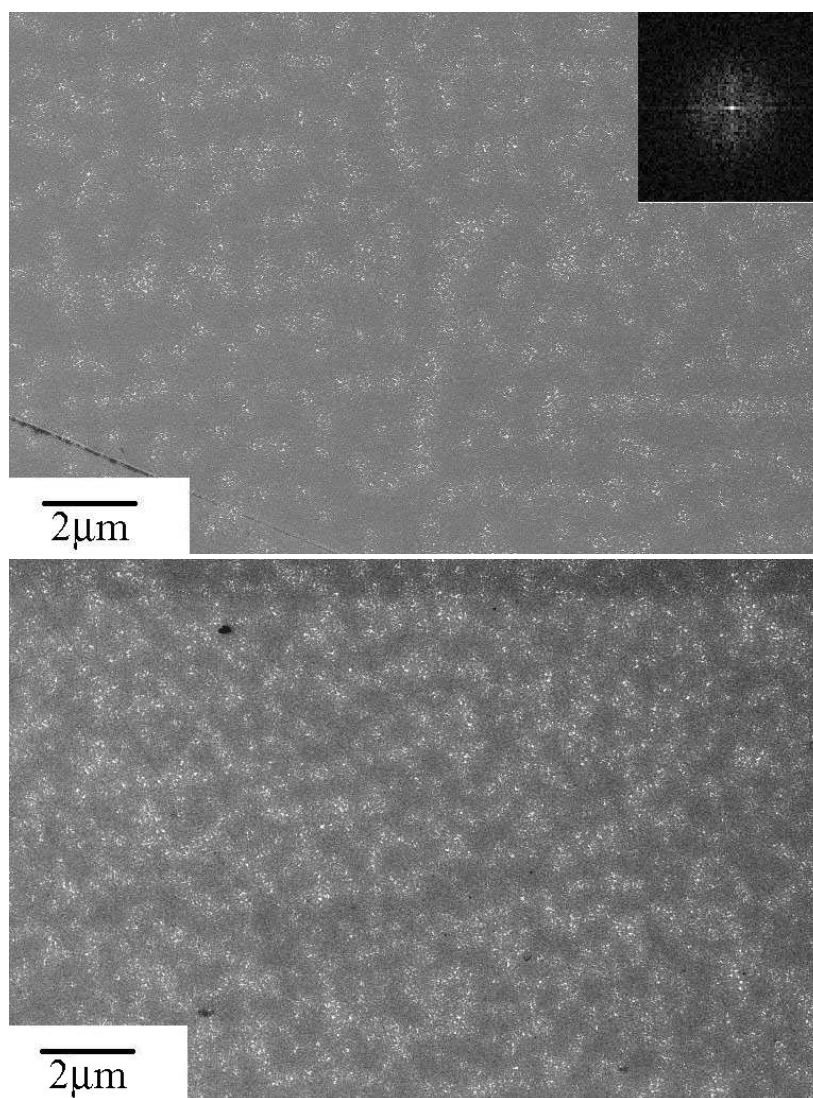


Рис. 6 Вихревая структура (а) и ее Делоне-триангуляция (б), полученная в поле 80 Э на образцах  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0,93}\text{Co}_{0,07})_2\text{As}_2$



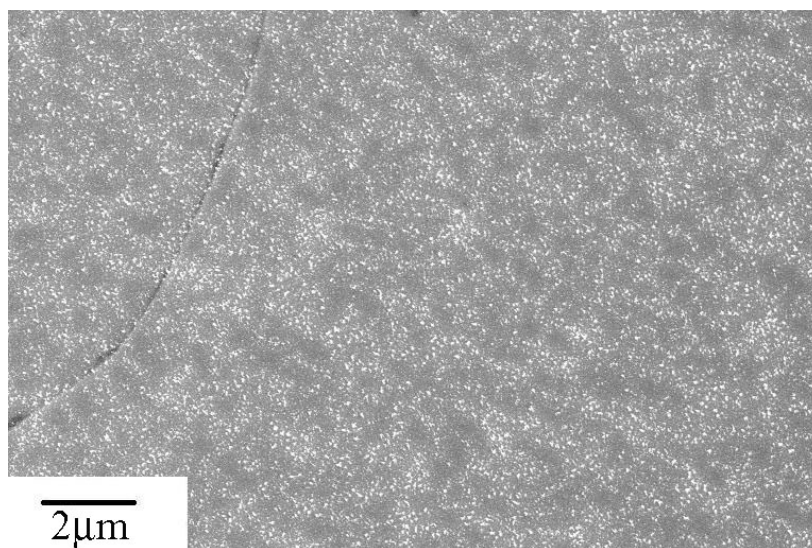


Рис. 7 Вихревая структура на монокристаллах  $K_x Ba_{1-x} Fe_2 As_2$  ( $x=0,35$ ) в полях 30, 85 и 160 Э (сверху вниз соответственно).

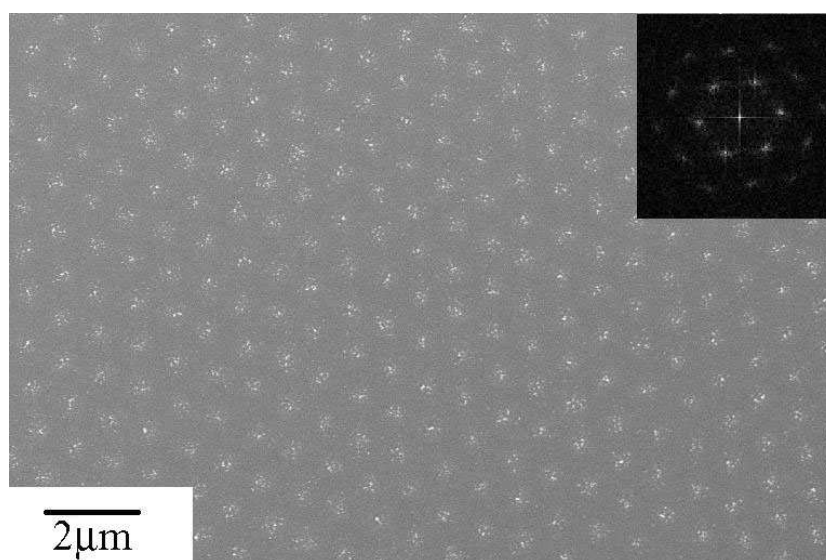


Рис. 8 Вихревая структура на монокристалле  $Bi_2 Sr_2 Ca_1 Cu_2 O_8$  в поле 30 Э.

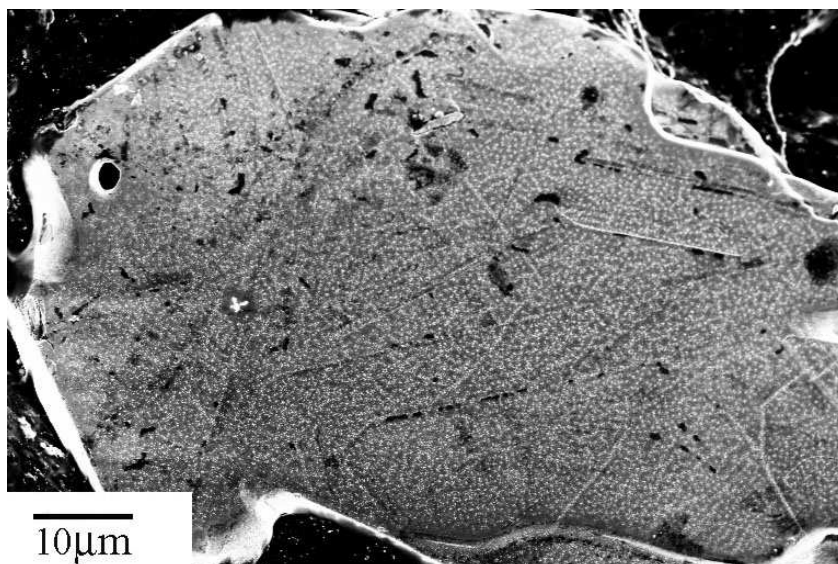


Рис. 9 Вихревая структура на монокристалле  $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$  в поле 46 Э

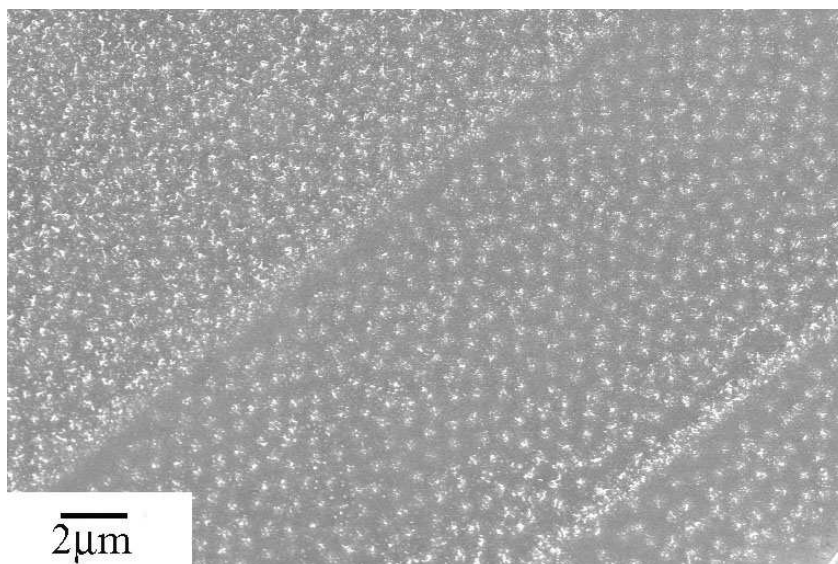


Рис. 10 Вихревая структура на монокристалле  $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Fe}_2\text{As}_2$  в поле 46 Э

На рис. 7 представлена эволюция вихревой структуры на одном из образцов монокристалла  $\text{K}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Fe}_2\text{As}_2$  ( $x=0,35$ ). Видно отсутствие порядка в расположении вихрей для монокристалла  $\text{K}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Fe}_2\text{As}_2$  во всем исследованном интервале магнитных полей, в то время как на контрольном монокристалле  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_8$  даже в самых малых полях наблюдается регулярная треугольная вихревая решетка (рис. 8). Такая картина для монокристалла  $\text{K}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Fe}_2\text{As}_2$  сохранялась до поля 200 Э, выше которого отдельные вихри уже плохо разрешаются, хотя на  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_8$  отчетливо наблюдалась вихревая решетка. Аналогичная структура наблюдалась и для монокристаллов состава  $\text{K}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Fe}_2\text{As}_2$  ( $x=0,2$ ), но только до полей  $\sim 80$  Э. На рис.9 показана вихревая структура на монокристалле  $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ , где также не наблюдается регулярность в расположении вихрей. Из-за малого размера образцов и трудностей их закрепления на подложке не удалось исследовать их вихревую структуру в разных магнитных полях.

Вихревая структура в монокристаллах  $Sr_xBa_{1-x}Fe_2As_2$  наблюдалась только на отдельных участках поверхности (рис. 10).

Для всех исследованных образцов, где разрешалась вихревая структура оценка величины кванта магнитного потока совпадала с теоретической  $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$ .

В малых магнитных полях, когда хорошо разрешаются отдельные вихри, видимый «диаметр» изображения вихря может служить для верхней оценки величины лондоновской глубины проникновения магнитного поля  $\lambda^*$ . Такая оценка, полученная из измерений в полях ниже 30 Э, для всех образцов дает величину  $\sim 0,2$  мкм с ошибкой в 10-20%.

Таблица 1. Состав,  $T_c$  и  $\lambda$  образцов.

состав	$T_c$ , К	$\lambda$ , мкм
$Ba(Fe_{0,93}Co_{0,07})_2As_2$	21	$0,21 \pm 0,04$
$K_{0,4}Ba_{0,6}Fe_2As_2$	27-24	$0,26 \pm 0,05$
$K_{0,2}Ba_{0,8}Fe_2As_2$	30	$0,28 \pm 0,06$
$K_{0,35}Ba_{0,65}Fe_2As_2$	37	$0,20 \pm 0,02$
$Sr_{0,92}K_{0,08}Fe_2As_2$	32	$0,18 \pm 0,03$
$SmFeAsO_{1-x}F_x$	45-53	$0,22 \pm 0,04$

Заметное увеличение глубины проникновения для монокристаллов  $K_xBa_{1-x}Fe_2As_2$  ( $x=0,2$ ) объясняет невозможность разрешения вихревой структуры в полях выше 80 Э.

Эти же данные при известном значении параметра Гинзбурга-Ландау, могут дать нижнюю оценку для первого критического поля. Хотя точность таких измерений невысока, принимая во внимание сложность экспериментального определения величин абсолютных значений  $\lambda$  и  $H_{c1}$ , такие оценки не лишены смысла.

## Обсуждение

Основным результатом наблюдения вихревой структуры во всех исследованных в настоящей работе монокристаллах FeAs-соединений является разупорядоченность вихревой структуры. Такой же результат для образцов  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$  был получен в более высоких полях (до 8кЭ) измерениями нейтронной дифракции [9] и измерениями сканирующего туннельного микроскопа в полях до 9Т. Отметим, что на всех контрольных образцах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_8$  всегда наблюдалась регулярная вихревая решетка [13]. В совокупности с данными о высоких критических токах в исследованных монокристаллах [14] наши результаты свидетельствуют о сильном пиннинге. В настоящее время причина сильного пиннинга в монокристаллах FeAs-соединений не выяснена. Эффективными центрами пиннинга могли бы служить наноразмерные частицы Co в монокристаллах  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ , обнаруженные с помощью сканирующего туннельного микроскопа, однако не наблюдалось никакой корреляции в распределении вихрей и этих частиц [13]. Относительно остальных исследованных монокристаллов пока не проведены микроскопические наблюдения структуры с целью обнаружения неоднородностей (например, отклонения от стехиометрии), возникающих при синтезе и росте, которые могли бы дать тривиальное объяснение сильному пиннингу. Вызывает удивление то обстоятельство, что такие особенности не наблюдались в других слоистых многокомпонентных системах, как, например, в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$  [13],  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_8$  [14] или  $\text{MgB}_2$  [15], где в монокристаллах наблюдалась вихревые решетки, а критические токи были на несколько порядков меньше.

## Заключение

Полученные результаты свидетельствуют о том, что во всех изученных монокристаллах, принадлежащих разным семействам FeAs-систем с разными степенями и составами допирования, изготовленными разными способами, проявляется сильный и необычный пиннинг, природа которого пока не ясна. Настоящий результат является важным и с практической точки зрения, поскольку сильный пиннинг является основой применения сверхпроводящих материалов в сильноточной электротехнике.

## Список литературы

1. Yoichi Kamihara, Takumi Watanabe, Masahiro Hirano and Hideo Hosono "Iron-Based Layered Superconductor  $\text{La}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$  ( $x = 0.05\text{--}0.12$ ) with  $T_c = 26\text{ K}$ ", *J. Am. Chem. Soc.*, 2008, 130 (11), pp 3296–3297
2. М. В. Садовский, "Высокотемпературная сверхпроводимость в слоистых соединениях на основе железа", *УФН*, **178**:12 (2008), 1243–1271
3. Ю. А. Изюмов, Э. З. Курмаев, "Новый класс высокотемпературных сверхпроводников в FeAs-системах", *УФН*, **178**:12 (2008), 1307–1334
4. А. Л. Ивановский, "Новые высокотемпературные сверхпроводники на основе оксиарсенидов редкоземельных и переходных металлов и родственных фаз: синтез, свойства и моделирование", *УФН*, **178**:12 (2008), 1273–1306
5. В.В. Шмидт "Введение в физику сверхпроводников", М.: МЦНМО, 2000.
6. П. Де Жен "Сверхпроводимость металлов и сплавов" Мир, Москва, 1968.
7. M. Leghissa, L.A. Gurevich, M. Kraus, G. Saemann-Ischenko, L.Ya. Vinnikov, "Observation of a disordered vortex state in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$  single crystals containing columnar defects" *Phys. Rev. B* 48 (1993) 1341.
8. G. Blatter, M. Feigel'man, V. Geshkenbein, A. Larkin, and V. Vinokur, "Vortices in High-Temperature Superconductors", *Rev. Mod. Phys.* 66, 1125 (1994)
9. R. Eskildsen, L. Ya. Vinnikov, T. D. Blasius, I. S. Veshchunov, T. M. Artemova, J. M. Densmore, C. D. Dewhurst, N. Ni, A. Kreyssig, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, and A. I. Goldman Vortices in superconducting  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$  studied via small-angle neutron scattering and Bitter decoration *Phys. Rev. B* 79, 100501 (2009)
10. N. Ni, S. L. Bud'ko, A. Kreyssig, S. Nandi, G. E. Rustan, A. I. Goldman, S. Gupta, J. D. Corbett, A. Kracher, and P. C. Canfield "Anisotropic thermodynamic and transport properties of single-crystalline  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$  ( $x=0$  and  $0.45$ )", *Phys Rev B* **78**, 014507 (2008)
11. N. D. Zhigalo, S. Katrych, Z. Bukowski, S. Weyneth, R. Puzniak and J. Karpinski "Single crystals of superconducting  $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_y$  grown at high pressure" *J. Phys: Condens. Matter* **20** (2008) 342202
12. I. V. Grigorieva "Magnetic flux decoration of type-II superconductors" *Supercond. Sci. Technol.* 7 (1994) 161-176
13. Yi Yin, M. Zech, T. L. Williams, X. F. Wang, G. Wu, X. H. Chen and J. E. Hoffman "Scanning Tunneling Spectroscopy and Vortex Imaging in the Iron-Pnictide Superconductor  $\text{BaFe}_{1.8}\text{Co}_{0.2}\text{As}_2$ ", *Phys. Rev. Lett.* 102, 097002 (2009)

14. Lei Wang, Zhaoshun Gao, Yanpeng Qi, Xianping Zhang, Dongliang Wang and Yanwei Ma "Structural and critical current properties in polycrystalline  $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ ", Supercond. Sci. Technol. 22 (2009) 015019
15. Л. Я. Винников, Д. Э. Бойнагров, В. Н. Зверев, И. С. Вещунов, Я. Карпински "Анизотропия вихревой структуры и электросопротивления в базисной плоскости монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ ", ЖЭТФ, вып. 8, том 136, (2009)
16. L. Ya. Vinnikov, L. A. Gurevich, G. A. Emel'chenko, G. A. Kazaryan, N. N. Kolesnikov, M. P. Kulakov, D. Ya. Lenchinenko, Y. A. Ossipyan "Observation of the flux line lattice in the high- $T_c$  superconductor  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_x$  and  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$  single crystals", Solid State Commun., Vol. 70, No.12, 1145-1146 (1989)
17. L.Ya.Vinnikov, J.Karpinski, S.M.Kazakov, J.Jun, J.Anderegg, S.L.Budco, P.C.Canfield "Vortex structure in  $\text{MgB}_2$  single crystals observed by the Bitter decoration technique", Phys. Rev. B 67, 092512 (2003)