

Учреждение Российской Академии Наук
Институт Физики Твёрдого Тела

На правах рукописи

Вещунов Иван Сергеевич

**СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОТОКА В
МАТЕРИАЛАХ СО СВЕРХПРОВОДЯЩИМ И
МАГНИТНЫМ УПОРЯДОЧЕНИЕМ**

01.04.07. – физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

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

Черноголовка - 2010

Содержание

Введение.	4
1 Обзор литературы	13
1.1 Структура магнитного потока в редкоземельных борокарбидах $\text{RNi}_2\text{B}_2\text{C}$	13
1.1.1 Сверхпроводимость и ферромагнетизм в пространственно однородных системах.	13
1.1.2 РЗМ борокарбиды - класс магнитных сверхпроводников.	19
1.1.3 Антиферромагнитные домены.	30
1.2 Структура CuNi -пленок и их магнитные свойства.	34
1.2.1 Многослойные системы сверхпроводник - ферромагнетик.	34
1.2.2 Магнитные свойства пленок слабого ферромагнитного сплава $\text{Cu}_x\text{Ni}_{1-x}$	38
1.3 Вихревая структура и пиннинг в монокристаллах сверхпроводящих соединений на основе железа.	43
1.4 Анизотропия вихревой структуры в базисной плоскости монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$	49
1.5 Сравнительный обзор экспериментальных методов наблюдения структуры магнитного потока.	54
1.6 Постановка задачи	60
2 Методика эксперимента	62
2.1 Методика декорирования вихревой структуры.	62
2.2 Визуализация картин декорирования и их количественный анализ	69
2.3 Метод оценки глубины проникновения λ	71
3 Визуализация границ ферромагнитных доменов в монокристаллах $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Сосуществование сверхпроводимости и слабого ферромагнетизма [A1],[A3].	73

3.1	Особенности структуры магнитного потока на монокристаллах $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$	74
3.2	Структура магнитного потока на монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$. .	76
3.3	Обсуждение	83
4	Магнитная доменная структура в пленках $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ и в двухслойной системе ферромагнетик - сверхпроводник второго рода $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}/\text{Nb}$ [A2].	87
4.1	Изготовление и характеристика магнитных свойств тонких пленок $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$	87
4.2	Визуализация доменной структуры тонких пленок $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ и бислоев $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}/\text{Nb}$	91
4.3	Обсуждение	95
5	Вихревая структура в монокристаллах сверхпроводящих пниктидов железа [A5],[A6],[A7].	98
5.1	Вихревая структура в монокристаллах $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$	98
5.2	Исследование вихревой структуры в монокристаллах типов 1111 и 122.	103
5.2.1	Образцы.	104
5.2.2	Эксперимент.	105
5.3	Обсуждение	107
6	Наблюдение вихревой структуры в базисной плоскости монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ [A8].	111
6.1	Анализ геометрии вихревых решеток.	111
6.2	Эксперимент	112
6.3	Электрические измерения	119
6.4	Обсуждение	120

Заключение.	124
Литература.	127

Введение

Актуальность темы. Долгое время считалось, что сверхпроводимость и магнетизм относятся к тем видам упорядочения, которые конкурируют друг с другом и их антагонизм делает совершенно невозможным их сосуществование в пространственно однородной системе. Впервые вопрос о возможном сосуществовании был поднят в работе [1], где были предсказаны различные типы структур (спонтанная вихревая фаза, криптоферромагнитное - антиферромагнитное упорядочение с периодом меньше лондоновской глубины проникновения и др.). В последнее время появилось множество работ, как теоретических, так и экспериментальных, в которых исследуется вопрос сосуществования сверхпроводимости и магнетизма. [2, 3, 4, 5, 6, 7]. Изучение сосуществования сверхпроводимости и магнетизма развивается по двум основным направлениям: в пространственно однородных системах (кристаллах) и в многослойных системах с чередованием магнитных и сверхпроводящих слоев. В то время как в пространственно неоднородных (слоистых) системах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник SFS был достигнут прогресс как в теории [3], так и в эксперименте [5], в сосуществовании сверхпроводимости и магнетизма в пространственно однородных системах остается много нерешенных вопросов. Так, например, вопрос о существовании спонтанной вихревой фазы в таких системах остается пока открытым [8]. Потребность развивающейся спинтроники и криоэлектроники делают актуальным детальное исследование структуры магнитного потока, как в пространственно однородных, так и в слоистых системах, с высоким пространственным разрешением.

Синтезированная недавно система редкоземельных (РЗМ) борокарбидов RNi_2B_2C [9] вызывает значительный интерес в связи с тем, что в них сосуществует дальний магнитный порядок РЗМ ионов и сверхпроводимость в слоях NiB . Для каждого РЗМ иона своя симметрия магнитного порядка, температура Нееля T_N антиферромагнитного (АФ) перехода, температура перехода в слабоферромагнитное СФМ состояние T_{WFM} (состояние со скошенным анти-

ферромагнетизмом), критическая температура сверхпроводящего (СП) перехода T_c [10]. В физических свойствах этих сверхпроводников вблизи температур магнитных переходов появляется ряд аномалий. Структура магнитного потока в этих соединениях была исследована недавно методом декорирования в ограниченном интервале температур и полей [11, 12]. Был обнаружен пиннинг вихрей на границах двойниковых доменов в орторомбической фазе $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Кроме того, в монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ в сверхпроводящем состоянии по результатам магнитных [13] и нейтронографических исследований [14] получено указание на существование ферромагнитного состояния при температуре ниже 2,3 К. Магнитный контраст обнаружен и на несверхпроводящем кристалле борокарбида $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ [15], который связывался с доменными границами, однако природа этого контраста оставалась неясной.

Интерес к сверхпроводящим слоистым соединениям на основе железа как новому классу высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) уже нашел отражение в ряде обзоров [16, 17, 18, 19], в которых проводится сравнение с купратными сверхпроводниками [17, 18]. Так, в соединениях нового класса на основе железа антиферромагнитные спиновые флуктуации играют принципиальную роль в объяснении многих аномальных свойств в нормальной фазе. Не исключено, что механизм образования куперовских пар в этих соединениях может быть также связан с антиферромагнитными флуктуациями или совместно с колебаниями кристаллической решетки (как предполагает теория БКШ). К отличительным свойствам, которые указаны в [17], можно добавить необычно высокие критические токи (J_c), т. е. сильный пиннинг в монокристаллах [20]. В связи с этим представляет значительный интерес исследование вихревой структуры в кристаллах сверхпроводящих пниктидов железа.

Интерес к исследованию магнитных свойств (доменной структуры) слабо ферромагнитных сплавов $\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x$ ($x > 0,44$) обусловлен активным использованием этих материалов в тонкопленочных гетероструктурах со сверхпроводниками [4]. Взаимодействие сверхпроводимости и ферромагнетизма в таких

системах приводит к ряду интересных явлений, имеющих перспективу практического применения. Проведенные исследования выявляют ряд несомненных преимуществ использования сплава $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ при разработке фазовых инверторов на основе джозефсоновских SFS контактов (π -контактов). Использование ослабленного ферромагнитного медно-никелевого сплава позволило получить переходы с хорошими джозефсоновскими характеристиками. Следует, однако, отметить, что полученные к моменту выполнения данной работы по декорированию результаты исследования структуры CuNi -пленок и их магнитных свойств являлись лишь предварительными и качественными. Оставалось неясным, присутствуют ли в CuNi -пленках с концентрацией никеля 53 % магнитные домены или их ферромагнетизм обусловлен наличием большого количества обогащенных никелем кластеров, т.е. межкастерными обменными механизмами.

Одна из важнейших характеристик ВТСП, которая определяет множество интересных его свойств, является анизотропия параметров сверхпроводимости, которая обусловлена структурой его кристаллической решетки. Вихревая решетка в анизотропном сверхпроводнике является индикатором анизотропии и позволяет определить отношение эффективных масс носителей заряда. Монокристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ (YBCO-124) обладают заметной анизотропией свойств в базисной плоскости (a - b), обусловленной наличием двойных цепочек Cu-O вдоль оси b орторомбической кристаллической структуры [21, 22, 23].

Целью работы являлось изучение особенностей в структуре магнитного потока в монокристаллах $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ (вихревой структуре) с существованием АФ и СФМ и СП фаз, исследование вихревой структуры в базисной плоскости монокристаллов анизотропного высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ и новых высокотемпературных сверхпроводников на основе железа (пниктидах), а также исследование структуры магнитного потока в тонких магнитных пленках $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ и в многослойных системах $\text{Nb}/\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ с чередованием магнитных и сверхпроводящих слоев. В ходе работ нашей задачей было установить, что пленки действительно

являются слабыми ферромагнетиками и обладают более или менее однородной структурой, не нарушающей равномерности распределения тока в SFS переходе.

Научную новизну работы составляют следующие результаты, выносимые на защиту:

1. Усовершенствована низкотемпературная методика декорирования дисперсными магнитными частицами. В наших экспериментах была достигнута температура декорирования $T_d = 2,6$ К, в то время как минимальная величина T_d для техники декорирования по литературным данным 2,9 К. Проведены эксперименты по декорированию структуры магнитного потока в рекордно высоких для техники декорирования магнитных полях. Максимальное магнитное поле в экспериментах по подавлению сверхпроводимости в монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ составляло $\cong 20000$ Гс. Достигнуто разрешение < 100 нм при исследовании доменной структуры в тонких ферромагнитных пленках $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ путем выбора оптимальных параметров эксперимента, а также применением компьютерных методов обработки изображений, что позволило продвинуть исследования в область высокого разрешения для декорирования в малых магнитных полях до 200 Э;
2. Усовершенствованная методика декорирования позволила визуализировать доменные структуры слабо ферромагнитных пленок $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ при низких температурах. Было установлено, что доменная структура в слое $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ имеет период $\cong 0.1$ мкм и имеет перпендикулярную слоям магнитную анизотропию;
3. Экспериментально подтверждена возможность сосуществования сверхпроводящего и магнитного упорядочения в пространственно однородных системах. Обнаружена доменная структура слабоферромагнитного состояния (со скошенным антиферромагнетизмом) при температурах ниже T_c в монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Наблюдаемые особенности – это

остаточный пиннинг вихрей по границам в плоскости (100) или (010) в области температур перехода в слабо ферромагнитное состояние $T_{WFM} = 2,3$ К, которые «декорируют» пространственное положение границ слабоферромагнитных доменов в монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$;

4. Впервые исследована вихревая структура в новых сверхпроводниках на основе железа, монокристаллах пниктидов, как электроннодопированных $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ (Sm-1111), $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$, так и дырочнодопированных $\text{Ba}(\text{Sr})_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ (Ba(Sr)-122) с разной степенью допирования. Обнаружено отсутствие упорядоченной вихревой решетки в монокристаллах этих сверхпроводников с различной степенью допирования и оценена лондоновская глубина проникновения;
5. Измерена величина анизотропии в базисной плоскости в высокотемпературном сверхпроводнике $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$;

Личный вклад автора состоял в постановке задач, разработке и усовершенствовании методик, непосредственном выполнении измерений и интерпретации результатов.

Работа выполнена в 2004-2010 гг. в Лаборатории Сверхпроводимости Института Физики Твердого Тела РАН (Черноголовка).

Практическая ценность результатов заключается в том, что они предоставляют информацию о свойствах магнитной структуры в вышеупомянутых материалах, что дает ключ к пониманию процессов, определяющих электродинамические свойства этих сверхпроводников и магнетиков. Усовершенствование методики позволило значительно расширить границы применимости методики к изучению магнитных структур - как с точки зрения диапазона магнитных полей, так и исследуемых материалов. Так, например, декорированием удалось установить, что доменная структура в слое $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ имеет период $\cong 0.1$ мкм и хорошо усредняет магнитный момент слоя, что позволяет использовать джозефсоновские переходы Nb- $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ -Nb в качестве инверторов сверхпроводящей фазы, а также изготавливать субмикронные SFS

контакты с латеральными размерами $\sim 0.3 - 0.5$ мкм без ухудшения их параметров в смысле отсутствия влияния макроскопической магнитной индукции на разность фаз в джозефсоновском переходе.

Публикации. Содержание работы отражено в 8 статьях, опубликованных в реферируемых физических журналах.

- A1.** I.S. Veshchunov, L.Ya. Vinnikov, S.L. Bud'ko and P.C. Canfield, "Visualization of ferromagnetic domains in $ErNi_2B_2C$ single crystals: Weak ferromagnetism and its coexistence with superconductivity" *Physical Review B* 76, 174506 (2007).
- A2.** И.С. Вещунов, В.А. Обознов, А.Н. Россоленко, А.С. Прокофьев, Л.Я. Винников, А.Ю. Русанов, Д.В. Матвеев. "Наблюдение доменной структуры в тонких пленках $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$ при низких температурах" *Письма в ЖЭТФ* 88 (2008) 873.
- A3.** L.Ya Vinnikov, I.S. Veshchunov, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield and V.G. Kogan, "Magnetic flux structures in RNi_2B_2C single crystals in normal and superconducting states", *Journal of Physics: Conference Series* v.150 (2009) 052279.
- A4.** L.Ya. Vinnikov, T.L. Pavlova, D.E. Boinagrov, I.S. Veshchunov and D.V. Matveev, "Direct observation of order-disorder transition in flux line lattice in $BSCCO(2212)$ single crystals at low temperatures", *Journal of Physics: Conference Series* v.150 (2009) 052280.
- A5.** M.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, "Vortex imaging in Co-doped $BaFe_2As_2$ ", *Physica C* 469, 529-534 (2009).
- A6.** M.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", Physical Review B 79, 100501(R) (2009).

A7. L.Ya. Vinnikov, T.M. Artemova, I.S. Veshchunov, N.D. Zhigadlo, J. Karpinski, P. Popovich, D.L. Sun, C.T. Lin, and A.V. Boris, "Vortex Structure in Superconducting Iron Pnictide Single Crystals", JETP Letters, Vol. 90, No. 4, pp. 299-302 (2009).

A8. L.Ya. Vinnikov, D.E. Boinagrov, V.N. Zverev and J. Karpinski, "Anisotropy of the vortex structure and resistivity in the basal plane of YBCO(248) single crystals", JETP, vol.109, №2, 280-285 (2009).

Апробация работы. Основные результаты были представлены на различных международных и российских конференциях:

1. Moscow International Symposium on Magnetism (MISM 2005), "Observation of the antiferromagnetic domain boundaries in the $R\text{Ni}_2\text{B}_2\text{C}$ ($R=\text{Tb}, \text{Er}, \text{Ho}$) single crystals by decoration method", I.S. Veshchunov, L.Ya. Vinnikov, S.L. Bud'ko, and P.C. Canfield, p.60;
2. 9-th International meeting. Ordering in Metals and Alloys, 12-16 of September 2006 Rostov-on-Don - Loo, Russia, "Наблюдение особенностей доменной структуры в монокристаллах $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ ", И.С. Вещунов, Л.Я. Винников, vol.1, p.93;
3. 25-th International conference on Low Temperature Physics LT25, The Netherlands, Amsterdam, 6-13 August, s.85, (2008), "Magnetic flux structures in $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ single crystals in normal and superconducting states", I.S. Veshchunov, L.Ya. Vinnikov, S.L. Bud'ko, and P.C. Canfield, PB-Fr95, p.85;
4. Moscow International Symposium on Magnetism (MISM 2008), "Observation of the magnetic domain structures in $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ thin films at low temperatures",

- I.S. Veshchunov, V.A. Oboznov, A.N. Rossolenko, A.S. Prokofev, L.Ya. Vinnikov p.261;
5. I.F. Schegolev Memorial Conference “Low-Dimensional Metallic and Superconducting Systems”, 11-16 October, 2009, Chernogolovka, RUSSIA, "Vortex Structure in Superconducting Iron Pnictide Single Crystals", L.Ya. Vinnikov, T.M. Artemova, I.S. Veshchunov, N.D. Zhigadlo, J. Karpinski, P. Popovich, D.L. Sun, Ch. T. Lin, and A.V. Boris;
 6. 7-я Международная конференция по страйпам "FeAs High-Tc Superconducting Multilayers and Related Phenomena" Италия, Рим, 9-13 декабря 2008, "Direct observation of Abrikosov's vortices in $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ single crystals", I.S. Veshchunov, L.Ya. Vinnikov, N. Ni, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, с.112;
 7. Международная конференция Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости ФПС08, Россия, Звенигород, 13-17 окт. (2008), "Анизотропия вихревой структуры и транспортных свойств в монокристаллах YBCO-124", Л.Я. Винников, Д.Э. Бойнагров, В.Н. Зверев, И.С. Вещунов, J. Karpinski с.76;
 8. 13-й Международный Симпозиум Нанофизика и наноэлектроника, 16-20 марта 2009г., Нижний Новгород, "Direct observation of Abrikosov's vortices in $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ single crystals", I.S. Veshchunov, L.Ya. Vinnikov, N. Ni, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield;
 9. 9-th International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity, September 7-12, 2009, Tokyo, Japan, "Vortex Lattice Studies in Fe-based Superconductors", L.Ya. Vinnikov, I.S. Veshchunov, T.M. Artemova, N.D. Zhigadlo, J. Karpinski, P. Popovich, D.L. Sun, Ch.T. Lin, and A.V. Boris;

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка цитированной литературы.

Во ВВЕДЕНИИ обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цели и основные результаты работы, описана ее структура.

ПЕРВАЯ ГЛАВА диссертации представляет собой краткий обзор теоретических и экспериментальных литературных данных об исследуемых сверхпроводниках (при этом основное внимание уделяется особенностям вихревой структуры, отличающим их от традиционных сверхпроводников второго рода) и магнетиках.

ВТОРАЯ ГЛАВА состоит из описания методики декорирования мелкодисперсными магнитными частицами и последующей компьютерной обработки получаемых изображений.

ТРЕТЬЯ ГЛАВА посвящена изучению магнитной доменной структуры редкоземельных борокарбидов $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и влияния магнитной структуры на упорядочение вихрей в $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$.

ЧЕТВЕРТАЯ ГЛАВА содержит результаты по наблюдению доменов в пленках $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ и в двухслойной системе ферромагнетик-сверхпроводник второго рода $\text{Nb}/\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$.

в ПЯТОЙ ГЛАВЕ изложены результаты по изучению вихревой структуры в новых сверхпроводниках на основе железа.

ШЕСТАЯ ГЛАВА посвящена изучению структуры магнитного потока в анизотропном высокотемпературном сверхпроводнике $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$.

в ЗАКЛЮЧЕНИИ сформулированы основные результаты, полученные в диссертации.

1 Обзор литературы

1.1 Структура магнитного потока в редкоземельных борокарбидах $\text{RNi}_2\text{B}_2\text{C}$

1.1.1 Сверхпроводимость и ферромагнетизм в пространственно однородных системах.

Взаимосвязь сверхпроводимости и магнетизма относится к одной из центральных проблем современной физики кристаллов.

С тех пор, когда в 1957 году была построена теория, как теперь говорят, традиционной сверхпроводимости БКШ [24], не ослабевает интерес к проблеме и нетрадиционной сверхпроводимости. Нетрадиционность последней связана с возможным участием внутреннего магнетизма некоторых соединений в формировании сверхпроводящего состояния, что в принципе противоречит теории БКШ.

Первое объяснение подавления сверхпроводимости ферромагнитным упорядочением в переходных металлах было дано Гинзбургом [25], указавшим, что в этих металлах магнитная индукция превышает критическое поле. С точки зрения микроскопической теории этот антагонизм даже понятен: притяжение между электронами создает куперовские пары в синглетном состоянии, а обменное взаимодействие, приводящее к ферромагнетизму, стремится выстроить электронные спины параллельно.

О том, что сосуществование магнитного и сверхпроводящего упорядочения в одних и тех же микроскопических областях образцов в достаточно широкой области температур является энергетически невыгодным указывалось и в более поздней работе [26]. Тем не менее, уже в 1958 году были опубликованы две важные в этом отношении работы [27, 28]. В этих работах впервые, на примере однопроцентных твердых растворов редких земель в лантане, показано, что именно спины, а не эффективный магнитный момент, влияют на критическую температуру растворов. Также было показано, что в образцах твердого раствора $(\text{Ce} - \text{Gd})\text{Ru}_2$ температуры сверхпроводящего T_c и магнит-

ного T_M упорядочения сравниваются примерно при 6 % гадолия и равны примерно 3.5 К. При уменьшении содержания Gd T_c возрастает примерно до 5 К, а T_M снижается примерно до нуля. При увеличении содержания Gd до 8 % T_c снижается до 3 К, а T_M возрастает примерно до 5.5 К. В этом случае при снижении температуры сначала происходит магнитное упорядочение, а уж потом на его фоне - сверхпроводящее.

Антагонизм между ферромагнитным и сверхпроводящим дальними порядками в однородной системе может быть частично ослаблен за счет взаимной подстройки магнитной и сверхпроводящей подсистем. Это примирение достигается благодаря возникновению неоднородной модуляции ферромагнитного параметра порядка или состояния с неоднородным сверхпроводящим параметром порядка. Магнитный порядок, будучи однородным в нормальной фазе металла, в сверхпроводящей фазе будет неоднородным. Если температура сверхпроводящего перехода T_c выше температуры магнитного упорядочения T_M , т.е. магнитная фаза возникает внутри сверхпроводящего состояния, может оказаться, что минимуму энергии соответствует сверхпроводящее состояние с модулированной магнитной структурой, поскольку проигрыш в обменной энергии может быть меньше, чем выигрыш в энергии конденсации за счет сохранения сверхпроводящего состояния. Впервые на такую возможность указали Андерсон и Сул [29], анализируя пространственно-неоднородную спиновую восприимчивость $\chi(q)$ в сверхпроводнике. Они предполагали, что ферромагнетизм в металле устанавливается за счет косвенного обменного взаимодействия Рудермана-Киттеля-Касуи-Иосиды (РККИ) [26]. Было показано, что волновой вектор модуляции магнитной структуры Q , возникающей в сверхпроводящем состоянии, реализуется в интервале $a^{-1} \gg Q \gg \xi^{-1}$. Здесь ξ - длина когерентности чистого сверхпроводника, а a - магнитная корреляционная длина, имеющая масштаб межатомных расстояний. Авторы называли это состояние криптоферромагнетизмом. Оно является результатом взаимной подстройки двух конкурирующих параметров порядка - сверхпроводящего и ферромагнитного. Неоднородное магнитное упорядочение с волновым вектором Q в интервале $a^{-1} \gg Q \gg \xi^{-1}$ может сосущество-

вать со сверхпроводимостью, поскольку оно слабо влияет на сверхпроводимость в силу второго неравенства и в то же время мало отличается по энергии от ферромагнитного состояния благодаря первому неравенству.

В своей оригинальной работе Андерсон и Сул в основу расчета положили обменное взаимодействие между спинами редкоземельных ионов и спинами электронов проводимости. В последующих работах было учтено также электромагнитное взаимодействие между магнитными моментами редкоземельных ионов и орбитальными состояниями электронов проводимости [1]. Возникновение пространственно-периодической магнитной структуры в этом случае объясняется экранированием длинноволновой части взаимодействия между магнитными моментами редкоземельных ионов незатухающими токами. Волновой вектор такой периодической структуры оказывается равным по порядку величины: $Q \approx (a\lambda_L)^{-1/2}$, где λ_L - лондоновская глубина проникновения, a - магнитная корреляционная длина. Физически возникновение пространственно-периодической магнитной структуры, (в рамках электромагнитного механизма), можно пояснить следующим образом. Возникающая в какой-либо точке сверхпроводника намагниченность экранируется сверхпроводящими токами на расстояниях порядка лондоновской глубины проникновения λ_L . В этом проявляется хорошо известный Мейсснера. Однако процесс экранирования сопровождается некоторым увеличением кинетической энергии электронов проводимости. Это увеличение кинетической энергии может быть частично скомпенсировано развитием периодической модуляции намагниченности, длина волны которой по порядку величины сравнима с глубиной проникновения λ_L , даже несмотря на определенный проигрыш в магнитной энергии. Компромисс между этими двумя увеличениями энергии - кинетической и магнитной - достигается при значении волнового вектора, указанном выше.

Таким образом, модулированная магнитная структура является одной из форм сосуществования сверхпроводимости и магнитного порядка. Оказалось, что для изотропного сверхпроводника возникает поперечная (геликоидальная) магнитная структура. Магнитная анизотропия трансформирует спи-

ральную структуру в структуру типа полосовых доменов с чередующейся ориентацией намагниченности. При охлаждении возможен переход из этой фазы в другую фазу сосуществования- фазу с решеткой спонтанных вихрей, либо непосредственно в нормальную ферромагнитную фазу, в зависимости от величины параметра Гинзбурга-Ландау κ . Реализация той или иной фазы сосуществования также зависит от длин ξ и a , а для грязных сверхпроводников еще и от длины свободного пробега l_s .

Фазы сосуществования с модулированными магнитными структурами были экспериментально обнаружены в ряде соединений типа RMo_6S_8 , RMo_6Se_8 , RRh_4B_4 (так называемые фазы Шевреля). С открытием тройных редкоземельных соединений серии RMo_6X_8 , RRh_4B_4 (R - редкоземельный элемент, X- халькогенид) значительно расширился круг объектов, в которых оба типа упорядочения в той или иной мере экспериментально сосуществуют. Во многих антиферромагнитных (АФМ) представителях этих соединений сверхпроводимость вполне уживается с АФМ порядком, что не является удивительным, поскольку в этом случае магнитные моменты оказываются в достаточной мере скомпенсированными на расстояниях, сопоставимых со сверхпроводящей длиной когерентности. У двух представителей этого класса ErRh_4B_4 и HoMo_6S_8 , являющихся сверхпроводниками с $T_{c1} = 8.7$ К и 1.8 К, соответственно, при понижении температур до $T_M = 1.0$ К и 0.74 К обнаружена фаза сосуществования сверхпроводимости с модулированной магнитной структурой. При достижении температуры $T_{c2} = 0.8$ К и 0.7 К сверхпроводимость исчезает и восстанавливается нормальная (ферромагнитная) фаза. В ErRh_4B_4 и HoMo_6S_8 высокая плотность локальных магнитных моментов (дальний спиновый порядок) и сверхпроводимость сосуществуют вследствие пространственного разделения магнитных ионов РЗМ и ионов переходных металлов, слабого обменного взаимодействия между состояниями данных центров, и низкой плотностью электронов проводимости на узлах, занимаемых 4f-элементами. Сверхпроводящие электроны в фазах Шевреля удерживаются в основном вблизи кластеров Rh_4B_4 и Mo_6S_8 , а магнетизм связан с магнитным моментом катиона R. Обмен между магнитным ионом и носите-

лями тока мал. Детальное обсуждение свойств этих соединений и сравнение с предсказаниями теории содержится в исчерпывающем обзоре [1], также эта проблема сосуществования достаточно подробно обсуждена в монографии М. Мейпла и Э. Фишера [30]. Важно отметить, что теория сосуществования сверхпроводящей фазы с магнитной структурой типа решетки доменов хорошо согласуется с экспериментальными данными для возвратного магнитного сверхпроводника HoMo_6S_8 . Таким образом, теоретически и экспериментально была доказана возможность сосуществования сверхпроводимости и (крипто)ферромагнетизма в одном объеме, хотя это требует выполнения достаточно жестких условий.

Также в последние несколько лет появилось много работ, посвященных сосуществованию ферромагнетизма и сверхпроводимости в естественно слоистых соединениях типа $\text{RuSr}_2\text{GdCu}_2\text{O}_8$ как экспериментальных, инициированных работой [31], так и теоретических [32, 33]. В этих соединениях $T_M \cong 132$ К, $T_c \cong 46$ К, и сверхпроводящее состояние возникает на фоне уже существующего магнитного порядка, в отличие от рассмотренного выше случая. Было экспериментально показано, что в этой системе при этом устанавливается своеобразное антиферромагнитное упорядочение - скошенный антиферромагнетизм или слабый ферромагнетизм. Слабый ферромагнетизм возникает в тех антиферромагнетиках, группа магнитной симметрии которых допускает одновременно как антиферромагнетизм, так и ферромагнитное упорядочение. В этих материалах предполагается наличие доменной структуры в магнитных слоях при температурах ниже критической температуры сверхпроводящего перехода T_c ; также в сверхпроводящем состоянии такие образцы должны обнаруживать присутствие Абрикосовских вихрей в равновесном состоянии без внешнего магнитного поля. Такое состояние названо авторами спонтанной вихревой фазой.

Синтезированная недавно система редкоземельных (РЗМ) борокарбидов [9] $\text{RNi}_2\text{B}_2\text{C}$ также привлекает значительное внимание благодаря большому разнообразию реализующихся в них физических эффектов, представляющих интерес для современной низкотемпературной физики твердого тела. Буду-

чи металлами, ряд соединений демонстрирует сосуществование сверхпроводящего и магнитного упорядочений (в том числе и слабого ферромагнетизма) со сравнимыми критическими температурами. Магнитоупорядоченные фазы, формируемые в первую очередь косвенным РККИ взаимодействием, представлены как правило, несоразмерными модулированными структурами обменной природы. У большинства соединений низкотемпературные фазовые $H - T$ диаграммы благодаря каскадам спонтанных и стимулированных полем спин-переориентационных превращений достаточно запутанны и до конца еще не поняты.

Что же касается, так называемых, ферромагнитных (ФМ) сверхпроводников, то уже давно предполагалось, что дальний магнитный порядок может сосуществовать со сверхпроводимостью, если последняя будет иметь триплетный характер, т.е., когда электроны с одинаковым направлением спинов могут образовывать куперовские пары [34]. Поиск таких сверхпроводников велся непрерывно в течение нескольких десятилетий и наконец привел к успеху. Многочисленные эксперименты, проведенные на таких соединениях как UGe_2 , $URhGe$, $ZrZn_2$, Sr_2RuO_4 показали с высокой степенью надежности, что эти вещества следует отнести к классу истинных ФМ сверхпроводников, в которых сверхпроводимость появляется только в ФМ фазе [35, 36, 37, 38]. По мнению авторов [39, 40, 41] пополнить класс таких сверхпроводников с триплетным механизмом спаривания, основанным на взаимодействии делокализованных d - электронов со спиновыми флуктуациями локализованных f - электронов, могут представители системы $Du_{1-x}Y_xRh_4B_4$ с температурой Кюри $T_{Curie} \approx 30$ К (при $x = 0.2$), критической температурой сверхпроводящего перехода $T_c \approx 5$ К (по началу сверхпроводящего перехода) и температурой антиферромагнитного упорядочения около 3 К.

В недавно опубликованной работе М. Faure и А.И. Buzdin [6] сделана попытка классификации явления сосуществования и взаимодействия сверхпроводимости и ферромагнетизма:

1. Возвратная сверхпроводимость T_{FM} меньше T_c (ферромагнитные сверхпроводники), к ним можно отнести $ErRh_4B_4$, $HoRh_4B_4$, $HoMo_6S_8$, и борокар-

бид $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$, например.

2. Антиферромагнитные сверхпроводники (T_{AFM} меньше T_c), такие как ряд фаз Шевреля DyMo_6S_8 , TbMo_6S_8 , GdMo_6S_8 . В этих соединениях обратная сверхпроводимость отсутствует, однако, температурная зависимость второго критического поля имеет аномальный характер, ряд исследователей полагает, что подобное поведение $H_{c2}(T)$ связано с механизмом сверхпроводимости, отличным от БКШ, т.е. с триплетным спариванием, предсказанным Горьковым в 1957 г. [26].

3. Сверхпроводящие слабые ферромагнетики - перовскитоподобные рутенат-купраты (T_c меньше T_{WFM}), магнитный переход возникает раньше сверхпроводящего, причем слабый ферромагнетизм в этих соединениях - следствие скошенного антиферромагнетизма и поэтому он не сможет окончательно подавить присущую ВТСП сверхпроводимость, так у соединения

$\text{Gd}_{1.5}\text{Ce}_{0.5}\text{RuSr}_2\text{Cu}_2\text{O}_{10}$ со структурой типа 2212 - $T_c = 20$ К, а $T_M = 150$ К.

4. Сверхпроводники, в которых ферромагнитный переход возникает при температурах значительно более высоких, чем сверхпроводящий, а при сверхнизких температурах возникает триплетная (как принято считать) сверхпроводимость (T_c меньше T_{FM}) сверхпроводящие ферромагнетики. Это наиболее интенсивно исследуемые в настоящий момент соединения UGe_2 , URhGe . В последнем соединении в узком диапазоне давлений ферромагнитное состояние возникает при $T_{FM} = 9.5$ К, а сверхпроводящее состояние при $T_c = 0.3$ К. Необходимость использования внешнего давления и сверхнизких температур сильно затрудняют исследование их сверхпроводящего состояния и взаимодействия его с магнетизмом.

1.1.2 РЗМ борокарбиды - класс магнитных сверхпроводников.

Особое внимание в исследованиях сверхпроводимости всегда привлекала возможность сосуществования в одном и том же материале сверхпроводимости и магнетизма. Наличие свободных магнитных моментов препятствуют образованию пар электронов с противоположными проекциями спина, в свя-

зи с чем сильно подавляет сверхпроводимость. Поэтому для сосуществования этих двух явлений необходимо некое сочетание определенных факторов, таких как значение свободного магнитного момента, ширина сверхпроводящей щели и др. Сверхпроводящие соединения на основе редкоземельных элементов (РЗЭ) представляют собой с этой точки зрения уникальный класс сверхпроводников. Это связано с тем, что редкоземельные элементы отличаются заполнением внутренней электронной оболочки, в то время как внешняя электронная оболочка у них заполнена одинаково. Вследствие этого химические и другие свойства, определяемые слабосвязанными электронами, у соединений, отличающихся лишь входящим в них РЗЭ, почти идентичны, а значение магнитного момента, зависящее как раз от конфигурации заполняющейся по мере перехода от одного РЗЭ к другому 4f-электронной оболочки, может сильно меняться. Именно благодаря этому своему свойству такие сверхпроводники стали объектом пристального внимания в последние 30 лет [42, 10, 43]. Были открыты различные их семейства: RMo_6S_8 , RMo_6Se_8 , RRh_4B_4 и, наконец, несколько лет назад редкоземельные борокарбиды $\text{RNi}_2\text{B}_2\text{C}$, где R - редкоземельный элемент.

Для монокристаллов, где $\text{R} = \text{Y}$, Lu обнаружен сверхпроводящий переход с $T_c = 15,5 \text{ K}$ и $16,5 \text{ K}$ соответственно, в то время как монокристаллы, где $\text{R} = \text{Tb}$ и Gd не являются сверхпроводниками, а являются антиферромагнетиками с $T_N = 15 \text{ K}$ и 19 K соответственно. В монокристаллах с $\text{R} = \text{Er}$ обнаружено сосуществование сверхпроводящего и магнитного (АФ и СФМ) упорядочения, при этом для $\text{R} = \text{Er}$ ($T_c = 11 \text{ K}$ и $T_N = 6,5 \text{ K}$, $T_{WFM} = 2,3 \text{ K}$). Для АФ монокристаллов $\text{R} = \text{Tb}$ обнаружено сосуществование АФ и СФМ упорядочения ($T_N = 15 \text{ K}$ и $T_{WFM} = 8 \text{ K}$) [44], [10].

Соединения $\text{RNi}_2\text{B}_2\text{C}$ имеют кристаллическую структуру, приведенную на рис. 1 [43]. Слои Ni_2B_2 разделены слоями RC. Несмотря на то, что в этом отношении $\text{RNi}_2\text{B}_2\text{C}$ схожи с высокотемпературными сверхпроводниками типа YBCO (одинаков и порядок структурной анизотропии $c/a \sim 3$), их электронная структура трехмерна, т.е. не существует столь значительного отличия электронных (в частности, сверхпроводящих) свойств в плоскости слоев

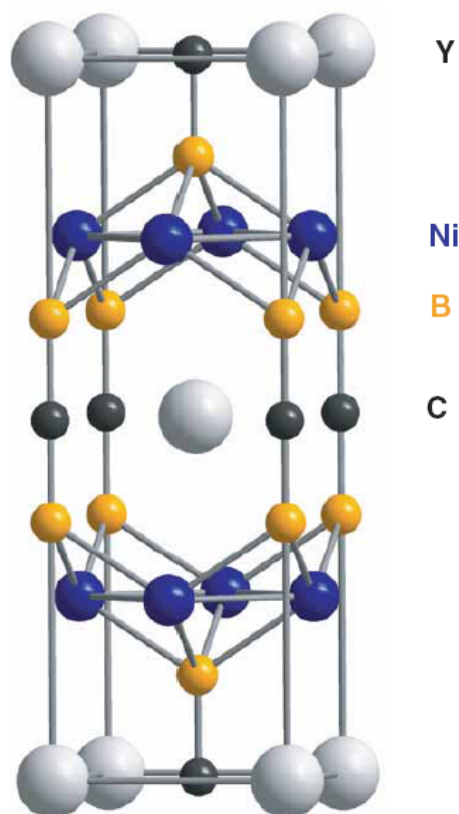


Рис. 1. Кристаллическая структура соединений RNi_2B_2C .

и в перпендикулярном направлении, они практически изотропны (так, для немагнитного $LuNi_2B_2C$ соотношение $H_{c2} \perp c / H_{c2} \parallel c$ составляет 1.15 а для магнитного $ErNi_2B_2C$ $H_{c2} \parallel c / H_{c2} \perp c \sim 1.25$ см. рис. 3 [45]).

Уже в первых работах, посвященных изучению свойств борокарбидов, было отмечено, что большинство фаз RNi_2B_2C являются магнитными сверхпроводниками, поэтому вопросы условий сосуществования и взаимного влияния магнетизма и сверхпроводимости рассматривались в первую очередь при постановке значительного числа экспериментальных исследований.

При изучении свойств борокарбидов, содержащих ионы магнитных РЗМ (Ho, Er), установлено, что данные соединения имеют близкие по величине температуры магнитного упорядочения - температуры Нееля и сверхпроводящего перехода. В этом отношении аналогов борокарбидов в настоящее время не существует.

В сверхпроводящих борокарбидах RNi_2B_2C ($R = Y, Gd - Lu$) отношение

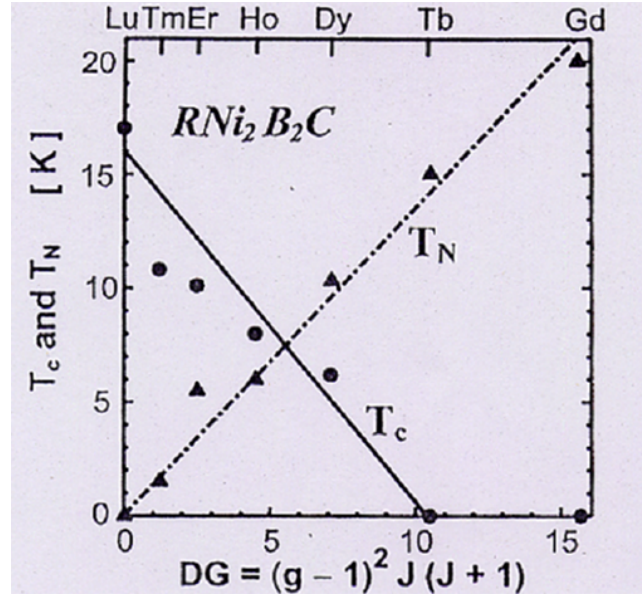


Рис. 2. Зависимость температуры сверхпроводящего перехода T_c и температуры антиферромагнитного упорядочения T_N от фактора де Жена $(g-1)^2 J(J+1)$ в борокарбидах.

температуры сверхпроводящего перехода T_c к температуре антиферромагнитного упорядочения T_N варьируется от 0,6 ($R = Dy$) до 7 ($R = Tm$). Согласно теории, как T_c , так и T_N являются универсальными функциями так называемого фактора де Жена $(g-1)^2 J(J+1)$, где g - фактор Ланде, J - полный угловой момент магнитного иона в основном состоянии (для борокарбидов - иона $(R)^{3+}$). Различие состоит лишь в том, что с ростом $(g-1)^2 J(J+1)$ величина T_N увеличивается из-за взаимодействия электронов проводимости с локальными магнитными моментами, а T_c уменьшается из-за разрыва куперовских пар при рассеянии на этих магнитных моментах (теория Абрикосова-Горькова [26]). По мере роста фактора де Жена редкоземельного иона [10]) в ряду для $R = Lu, Tm, Er, Ho, Dy, Tb, Gd$ температура сверхпроводящего перехода падает от 16.5 K для $LuNi_2B_2C$ до 0 K для $TbNi_2B_2C$ и $GdNi_2B_2C$, в то время как температура антиферромагнитного перехода, T_N растет от 0 K для $LuNi_2B_2C$ до 15 K для $TbNi_2B_2C$ и до 19 K для $GdNi_2B_2C$ (рис. 2 [10]).

Известно, что возникновение магнитного порядка приводит к резкому подавлению сверхпроводимости, а в случае их сосуществования данные эффекты оказываются значительно разделены по (температуре) энергии. При этом

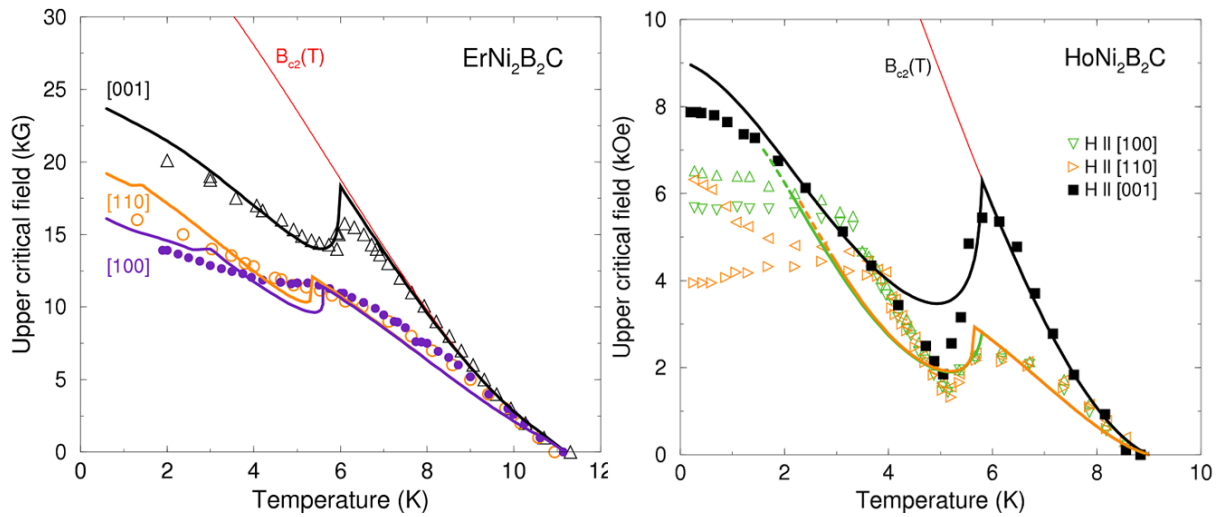


Рис. 3. Зависимости верхнего критического магнитного поля от температуры для монокристаллов $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$.

для всех известных ранее групп магнитных сверхпроводников температура магнитного упорядочения (температура Нееля T_N), была много меньше T_c . Так, для фаз Шевреля T_c на порядок на порядок превосходит T_N (~ 1 K). Еще более значительны различия между T_c и T_N для ВТСП-купратов, содержащих ионы РЗМ. Наоборот, для борокарбидов магнитное и сверхпроводящее состояния реализуются в одном температурном диапазоне, при этом температура перехода в сверхпроводящее состояние может быть как выше, так и ниже температуры Нееля.

Если T_N и T_c сравнимы по величине, близкими будут и энергетические эффекты магнитного упорядочения, электрон - электронного взаимодействия через фононы решетки (образования куперовских пар), т.е. энергии образования сверхпроводящих состояний. Действительно, наблюдались особенности магнитных свойств в сверхпроводящем состоянии, обусловленные антиферромагнитными переходами при $T_N=6$ и 5 K для $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$ соответственно (см. рис. 3).

Столь уникальная ситуация обусловила все возрастающее число публикаций, посвященных исследованию взаимосвязи магнетизма и сверхпроводимости борокарбидов. Наибольший прогресс в этом направлении был достиг-

нут в изучении магнитных структур борокарбидов. Исследования проведены преимущественно с использованием техники рассеяния рентгеновских лучей или нейтронов для $\text{PrNi}_2\text{B}_2\text{C}$, $\text{DyNi}_2\text{B}_2\text{C}$, $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$, $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$, $\text{GdNi}_2\text{B}_2\text{C}$, $\text{TmNi}_2\text{B}_2\text{C}$, $\text{CeNi}_2\text{B}_2\text{C}$, $\text{YbNi}_2\text{B}_2\text{C}$. В результате установлен большой набор магнитных структур борокарбидов, некоторые из них приведены в таблице 1.

Таблица 1. Температуры Нееля (T_N , K), критические температуры (T_c , K) и типы магнитных структур для борокарбидов.

$\text{RNi}_2\text{B}_2\text{C}$	$T_N(\text{K})$	$T_c(\text{K})$	тип магнитной структуры
$\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$	15	-	a -axis несоизм. SDW
	8	-	Lock-in соизм. a -axis WFM
$\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$	6	11	a -axis несоизм. SDW
	2.3		Lock-in соизм. b -axis WFM
$\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$	8.5	8	c -axis spiral
	6.3		a -axis несоизм. SDW
	5		соизм. AF
$\text{TmNi}_2\text{B}_2\text{C}$	1.5	11	c -axis несоизм. SDW
$\text{DyNi}_2\text{B}_2\text{C}$	11	6	соизм. AF
$\text{GdNi}_2\text{B}_2\text{C}$	19	-	a -axis несоизм. SDW
$\text{PrNi}_2\text{B}_2\text{C}$	4	-	соизм. AF

Так, для $\text{RNi}_2\text{B}_2\text{C}$ ($\text{R} = \text{Pr}, \text{Dy}, \text{Ho}$) при низких температурах обнаружено антиферромагнитное упорядочение. Антиферромагнитная структура образуется при чередовании (вдоль оси c) антиферромагнитно ориентированных слоев РЗМ с ферромагнитным типом внутрислоевого упорядочения магнитных моментов. Магнитную структуру $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ можно описать с помощью волн спиновой плотности (SDW) с волновыми векторами $q(0.55 \ 0 \ 1)$ (рис. 4). Как можно видеть, периодичность расположения спинов в $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$, определяемое положением поверхности Ферми в металлическом состоянии, несоизмерна периоду ионной решетки.

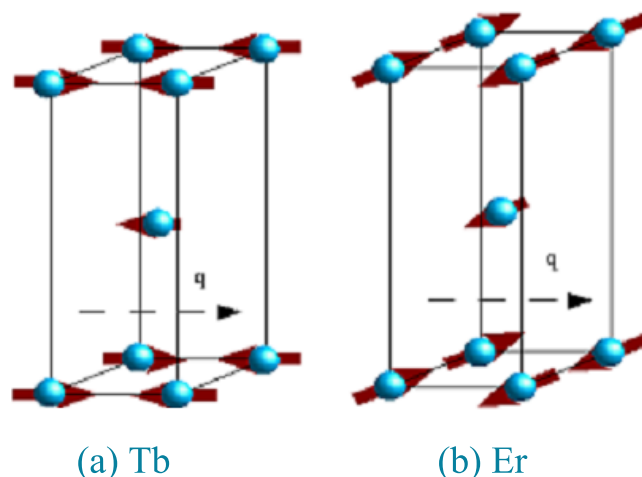


Рис. 4. Магнитная структура соединений (a) $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и (b) $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$.

Несколько магнитных структур установлено для $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$ ($T_c = 8 \text{ K}$). При $T_N = 8.5 \text{ K}$ возникает несоразмерная спиральная антиферромагнитная структура: плоские сетки векторов ферромагнитно ориентированных моментов повернуты относительно начальной антипараллельной упаковки на угол $\sim 17^\circ$. Волновой вектор данной несоразмерной спиновой структуры - q $(0,0,0.91)$. При $T_N = 6.5 \text{ K}$ реализуется иной тип такой структуры, модулированной вдоль оси a с вектором q $(0.55,0,0)$. При дальнейшем понижении температуры спиральная структура разрушается с образованием простого антиферромагнитного порядка [10].

Важно, что магнитные структуры крайне чувствительны к составу борокарбидов. Общей микроскопической теории сверхпроводников с несоразмерными магнитными структурами в настоящее время нет. В нескольких работах высказываются лишь предположения о природе сосуществования и взаимосвязи сверхпроводимости и магнетизма. Так, уже в одном из первых исследований $\text{RNi}_2\text{B}_2\text{C}$ ($R = \text{Tm}, \text{Er}, \text{Ho}, \text{Dy}$) указано на подобие их свойств свойствам группы магнитных сверхпроводников ErRh_4B_4 и HoMo_6S_8 [10].

Проводились исследования непосредственно сверхпроводящих свойств, в частности, вихревой структуры этих сверхпроводников. Интересными с этой точки зрения оказались борокарбиды $\text{RNi}_2\text{B}_2\text{C}$ где $R = \text{Er}, \text{Lu}, \text{Y}$. Выяснилось, что во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси четвертого

порядка c , конфигурация вихревой решетки зависит от величины поля: имелись наблюдения гексагональной ВР в малых магнитных полях (для $R = Er$) и квадратной ВР в полях ~ 1 кЭ (для $R = Er, Lu, Y$) [46, 47, 48, 49, 50]. При этом, ориентация решетки не произвольна, а привязана к кристаллографии материала. Современное понимание факта наблюдения квадратной вихревой решетки в высоких магнитных полях в борокарбидах основывается на взаимодействии вихревой и кристаллической решеток, которого нет в стандартных моделях Лондонов [51] и Гинзбурга-Ландау [52]. Теоретическая модель, описывающая необычное поведение вихревой решетки в борокарбидах РЗЭ учитывает эффекты нелокальности на масштабах порядка длины когерентности ξ [53]. Учет такого взаимодействия приводит к тому, что соотношение между плотностью тока j и векторным потенциалом $\mathbf{A}$ из локального становится нелокальным с ядром преобразования, существенно отличным от нуля на масштабах порядка длины когерентности, в соответствии с [54]. Таким образом, Мейсснеровские токи, текущие вблизи сердцевин вихря, искривляются, а в межвихревом взаимодействии появляется добавка, имеющая симметрию четвертого порядка. Пока вихри Абрикосова расположены достаточно далеко друг от друга, основополагающим является взаимодействие токов, текущих далеко от сердцевин вихрей (κ данных материалов составляет 10-20), что приводит к формированию гексагональной решетки. С увеличением магнитного поля расстояние между вихрями уменьшается, и вклад от взаимодействия "искривленных" токов увеличивается, соответственно, в некотором магнитном поле можно ожидать перехода в квадратную ВР.

Наряду с изучением структурных переходов в вихревой решетке в немагнитных борокарбидах, также особый интерес представляет влияние магнитного упорядочения на вихревую структуру в магнитных борокарбидах при низких температурах. Недавно в монокристаллах RNi_2B_2C , где $R = Er, Ho, Tb$ методом декорирования была исследована структура магнитного потока в ограниченном интервале температур и полей [11],[12],[15]. Были получены доказательства существования доменной структуры в антиферромагнитном состоянии, обусловленные магнитоупругими напряжениями, в монокристал-

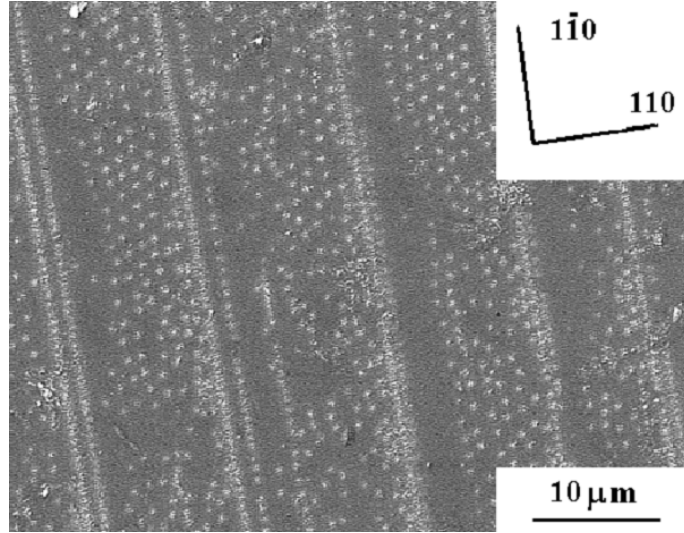


Рис. 5. Структура магнитного потока на поверхности монокристалла $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$.

лах с $R = \text{Er}$ [11], [12] и Ho [12]. Был обнаружен пиннинг вихрей на границах типа $\{110\}$ двойниковых (антиферромагнитных) доменов в орторомбической фазе (рис. 5).

В ходе эксперимента образцы охлаждались в заданном магнитном поле до температуры 4.2 К, после чего осуществлялось декорирование. На рис. 5 видно, что вихри выстраиваются вдоль двойниковых границ, и плотность вихрей на двойниковых границах оказывается выше, чем в объеме. Наблюдаемое на картинах декорирования распределение вихрей вблизи двойниковой границы позволило авторам [12] оценить потенциал и индивидуальную силу пиннинга на этом дефекте в рамках модели, развитой Кошелевым применительно к пиннингу на двойниковых границах в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [55]. Если считать, что граница двойника представляет собой потенциальную яму для вихрей, т.е. область с отличными от объема критическими параметрами (например, с иным H_{c1}), при этом вихревые ряды на двойниковых границах и вихревая решетка в объеме находятся в термодинамическом равновесии, глубину этой потенциальной ямы (энергию пиннинга U_p) можно оценить исходя из наблюдаемых межвихревых расстояний на границе двойника a_b и в окружающей монокристаллической области a_v . U_p оценивается как разница упругих энергий вихревой решетки и вихревого ряда на границе и является функцией только двух па-

раметров a_b и a_v .

$$U_p = \frac{\Phi_0^2}{8\sqrt{2}\pi^{3/2}\lambda^2} \left[\left(\frac{\pi a_b}{2\lambda} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{a_b}{\lambda}\right) - \frac{3}{2} \left(\frac{\pi a_v}{2\lambda} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{a_v}{\lambda}\right) \right]$$

где $\Phi_0 = 2.07 * 10^{-7} \text{Г*см}^2$ квант магнитного потока λ глубина проникновения магнитного поля. Для оценки по этой формуле использовались экспериментальные данные, полученные на $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ в малых полях (~ 8 Э). Используя значение межвихревого расстояния на двойниковой границе и в монокристаллической области из рис. 5 $a_b = 0.76 * 10^{-4} \text{см}$, $a_v = 1.44 * 10^{-4} \text{см}$, и значение $\lambda^*(T) = 1.3 * 10^{-5} \text{см}$ (оцененное по видимому диаметру изображения вихрей на рис. 5 при температуре декорирования $T_d = 5.5 \text{ К}$ [56]), для энергии пиннинга U_p в $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ было получено значение $1.1 * 10^{-8} \text{ эрг/см}$. Поскольку пиннинг на двойниковой границе считался коровым, сила пиннинга на единицу длины вихря оценивалась как $f_p = U_p/\xi = 6 * 10^{-3} \text{дин/см}$, где $\xi = 1.8 * 10^{-6} \text{см}$ длина когерентности, соответствующая величина критического тока оказалась равной $j_c \sim 4 * 10^4 \text{ А/см}^2$. Таким образом было показано, что доменные границы вносят существенный вклад в увеличение критического тока j_c ниже $T \sim T_N$ в $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$, что согласуется с измерениями j_c по кривым намагничивания [57]. Пиннинг на границах является доминирующим при температурах ниже T_N , однако при понижении температуры увеличивается также пиннинг на точечных дефектах.

Недавно характерные размеры антиферромагнитной доменной структуры в орторомбической фазе $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ аналогичной $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [58] были оценены из условия минимума упругой энергии (без учета слабого ферромагнетизма), которые находятся в разумном согласии с экспериментальными наблюдениями.

Также методом декорирования исследовались монокристаллы несверхпроводящего борокарбида $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$, в котором существует анизотропия намагниченности в базисной плоскости (перпендикулярной оси c - [001]), а при температурах ниже 8 К предполагается существование слабого ферромагнетизма [44]. Исследовалась исходная ростовая поверхность (001) монокристал-

ла $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Эксперименты проводились в режиме замороженного потока в магнитном поле: $20 \div 200$ Э, параллельном оси c -[001]. Был обнаружен магнитный контраст по границам типа $\{110\}$ ниже температуры 8 К [15].

Согласно [59] направление вектора кристаллографической дисторсии по [010] и вектора магнитного момента по [100] (см. таблицу 2) диктуют ориентацию двойниковых и доменных границ вдоль плоскостей (110) или $(1\bar{1}0)$. Экспериментальные данные в целом соответствовали такой кристаллогеометрии, хотя и не объясняли некоторых особенностей доменной структуры, т.к. появление кристаллографической двойниковой границы в плоскостях (110) или $(1\bar{1}0)$ из-за разницы параметров решетки a и b само по себе не может приводить к появлению магнитного контраста. Последний возникает из-за существования градиента нормальной компоненты магнитной индукции у поверхности (001) образца, что и фиксирует метод декорирования.

Таблица 2. Направление и величина волнового вектора магнитной структуры $(\vec{Q}), |Q|$) направление и величина магнитного момента РЗМ иона ($\vec{\mu}$ и $|\mu|, \mu_B$) и относительная величина и направление магнитострикционной деформации ($|\delta|$ и $\vec{\delta}$) для некоторых борокарбидов при температуре 1.5 К.

$\text{RNi}_2\text{B}_2\text{C}$	$\vec{Q}, Q $	$\vec{\mu}$	$ \mu $	$ \delta $	$\vec{\delta}$
$\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$	(0.551 0 0)	[100]	8.2	0.0062	[010]
$\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$	(0.554 0 0)	[010]	8.2	0.0024	[010]
$\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$	(0 0 1)	[110]	10.2	0.0019	[110]
$\text{DyNi}_2\text{B}_2\text{C}$	(0 0 1)	[110]	8.0	0.0034	[110]

Было предположено, что наблюдаемые границы представляют собой Блоховскую доменную стенку, разделяющую антиферромагнитные домены с взаимно перпендикулярными направлениями продольно поляризованной волны спиновой плотности по $\langle 100 \rangle$ в базисной плоскости (001) [60] в интервале температур 8 - 15 К, а при температурах ниже 8 К такие стенки могли бы служить границами доменов со слабым ферромагнетизмом. Таким образом магнитный контраст наблюдался на двойниковых границах в плоскостях ти-

па $\{110\}$, обусловленных магнитоупругими напряжениями, но природа магнитного контраста в нем оставалась неясной. Также была обнаружена на отдельных участках поверхности (001) тонкая система границ по $[100]$ и $[010]$ [15]. Было предположено, что в формировании структуры магнитного потока в этом материале важную роль играют не только упругие напряжения, но и существование слабого ферромагнетизма.

Для настоящей работы важно, что магнитная структура в $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ похожи, согласно нейтронографическим данным [60], так как имеют одинаковое направление вектора волны спиновой плотности по направлению $[100]$ и дисторсии кристаллической решетки (магнитострикционной деформации) по $[010]$ - направлению в базисной плоскости при магнитоупругом превращении тетрагональной структуры в орторомбическую (таблица 2) [59]. Этим обстоятельством в дальнейшем объяснялось кристаллографическое подобие наблюдаемой в $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ доменной структуры и структуры магнитного потока в $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$.

1.1.3 Антиферромагнитные домены.

Антиферромагнитные домены - области антиферромагнитного кристалла (домены), в которых однороден вектор антиферромагнетизма $\vec{L}$ или волновой вектор структуры с модулированной спиновой плотностью. Существование стенок между антиферромагнитными доменами увеличивает обменную энергию и энергию анизотропии АФМ, а также его магнитоупругую энергию, но, в отличие от ферромагнетиков, образование антиферромагнитных доменов в АФМ не компенсирует прироста энергии за счет уменьшения внешних магнитных полей (поскольку у АФМ они отсутствуют). Следовательно, доменная структура идеальных АФМ термодинамически неустойчива. Однако опыт показывает, что в большинстве АФМ домены существуют. По-видимому, их относительную устойчивость обеспечивают примеси и др. дефекты решетки кристалла.

Образование антиферромагнитных доменов может быть обусловлено тем,

что в процессе охлаждения вещества при переходе через точку Нееля антиферромагнитный порядок возникает одновременно в нескольких независимых зародышах и характеризуется случайным направлением вектора $\vec{L}$. В процессе роста этих зародышей возникают области, на границах между которыми регулярное антиферромагнитное чередование магнитных моментов нарушается, что приводит к образованию доменной стенки. Антиферромагнитные упорядоченные состояния часто связаны со значительными деформациями решетки, которые зависят от ориентации спиновых структур, (вектора $\vec{L}$). Неоднородные внутренние напряжения приводят к неоднородным спиновым распределениям в кристалле, которые, вообще говоря, повторяют распределение внутренних напряжений.

В одноосных антиферромагнетиках (АФМ) с анизотропией типа "легкая ось", а также в орторомбических кристаллах и кристаллах более низкой симметрии могут существовать только 180 - градусные домены, отличающиеся знаком вектора $\vec{L}$. В простейшем случае вектор $\vec{L}$ равен разности намагниченности двух магнитных подрешеток, таким образом 180 градусные домены отличаются только нумерацией подрешеток. см. [61] Доменные стенки между такими доменами получили название S - стенок (Spin rotation), а соответствующие 180 градусные домены - S - доменов. В одноосных кристаллах с анизотропией типа "легкая плоскость" существует несколько осей легкой намагниченности (3 - в тригональных кристаллах, 4 - в тетрагональных, 6 - в гексагональных). В этом случае установление антиферромагнитного упорядочения сопровождается (за счет спонтанной магнитострикции) существенным понижением кристаллографической симметрии. При этом кроме S - доменов могут возникать домены, в которых векторы повернуты относительно друг друга на 120, 90 и 60 соответственно. Такие домены называются двойниковыми или T - доменами (Twinn). Естественно, что образование магнитных T - доменов сопровождается механическим двойникованием, хотя величина спонтанной стрикции может быть и ничтожно малой.

Рассмотрим механизм, который может привести к образованию регулярных доменных структур в антиферромагнетике. Предположим, что кристалл

при температуре выше неелевской закрепили на двух поверхностях (рис. 6). После образования антиферромагнитного упорядочения кристалл может иметь тенденцию к различным деформациям, однако не все деформации будут связаны с закреплением кристалла. В случае однодоменного состояния антиферромагнитное упорядочение может даже подавляться. Однако, если среднее значение свободных деформаций возможных антиферромагнитных фаз лучше согласуется с закреплением, то более выгодно многодоменное состояние, поскольку дополнительная энергия стенок компенсируется уменьшением упругой энергии. В простейшем случае следует ожидать появления слоистой доменной структуры, размеры доменов в которой определяются из условия равенства энергии стенки и энергии неоднородных напряжений в переходной зоне между доменной структурой и закреплением. Энергия магнитострикции будет тем меньше, чем мельче доменная структура на поверхности, что полностью аналогично поведению энергии поля рассеяния на поверхности ферромагнитных кристаллов. Таким образом, энергия магнитострикции по своему действию внутри доменов не только аналогична энергии полей рассеяния, но может также привести к образованию доменной структуры, если к кристаллу приложены внешние напряжения.

В структурах с модулированной спиновой плотностью антиферромагнитные домены могут отличаться направлением волнового вектора структуры. В АФМ со слабым ферромагнетизмом при повороте вектора намагниченности на 180 или 90 градусов на такой же угол меняется и направление вектора $\vec{L}$. В этом случае, приложив сравнительно небольшое внешнее магнитное поле, удастся перевести АФМ в однодоменное состояние. В АФМ без слабого ферромагнетизма это удастся сделать в очень редких случаях, прикладывая одновременно магнитное поле и одностороннее давление. Наблюдать антиферромагнитные домены значительно труднее, чем ферромагнитные домены. T - домены наблюдают оптическими методами в тонких прозрачных пластинах, что возможно благодаря существованию в АФМ магнитного линейного двойного лучепреломления и различию направлений оптических осей в разных T - доменах. Более универсальными являются методы рентгеновской

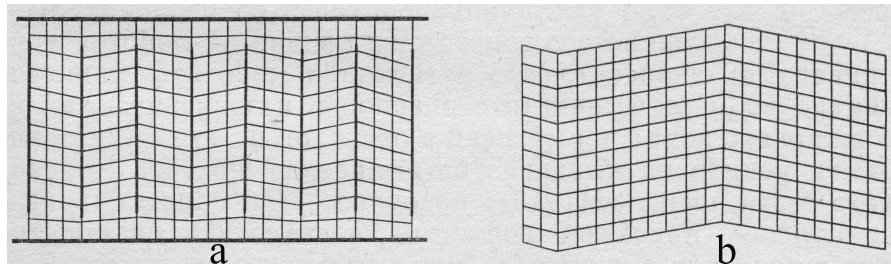


Рис. 6. К образованию доменных структур при упругих взаимодействиях с окружением кристалла (А.Хуберт 1977).

и нейтронографической топографии. Первый метод регистрирует искажение кристаллической решетки вдоль T - доменной границы, второй - направление (но не знак) вектора в данной части кристалла.

1.2 Структура $CuNi$ -пленок и их магнитные свойства.

1.2.1 Многослойные системы сверхпроводник - ферромагнетик.

Проблема сосуществования магнитного и сверхпроводящего порядков в гибридных S/F структурах представляет давний фундаментальный интерес. Практический интерес к изучению сверхпроводящих свойств этих гибридных S/F структур связан с возможностью создания на их основе систем с контролируемым пиннингом [3]. В качестве ферромагнитной подсистемы в гибридных S/F структурах могут быть использованы ансамбли магнитных частиц или ферромагнитные пленки с доменной структурой. Кратко рассмотрим экспериментальные и теоретические исследования, посвященные искусственным многослойным структурам из сверхпроводящих и ферромагнитных металлов (SF - структурам), в которых ферромагнитные (F -) и сверхпроводящие (S -) слои взаимодействуют друг с другом через границу раздела. Нетривиальным следствием такого сосуществования, в частности, является осциллирующее знакопеременное поведение сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнетике, связанное с пространственными осцилляциями сверхпроводящей волновой функции [62, 63, 64]. Следствием знакопеременности параметра порядка в многослойных SF - структурах являются осцилляции критической температуры и возникновение π -состояния, характеризующегося разными знаками параметра порядка на соседних S -слоях [64, 65]. ' π -контакт' в SFS структуре был предсказан в [64] еще в 1982 году, и только в 2000 году SFS π -контакт был получен в Лаборатории сверхпроводимости ИФТТ [5] при использовании слабого ферромагнитного сплава Cu_xNi_{1-x} .

Наличие доменной структуры является характерной особенностью ферромагнитных материалов, в том числе и когда они находятся в близком соседстве со сверхпроводником. Присутствие доменов делает $S - F$ - взаимодействие ещё более интересным и является основой новых необычных эффектов.

Одним из немногих экспериментов, исследующих воздействие изменения доменной структуры F -слоя на критическую температуру SF - структуры, является работа Kinsey et.al. [66]. Авторы исследовали Nb/Co бислой в сла-

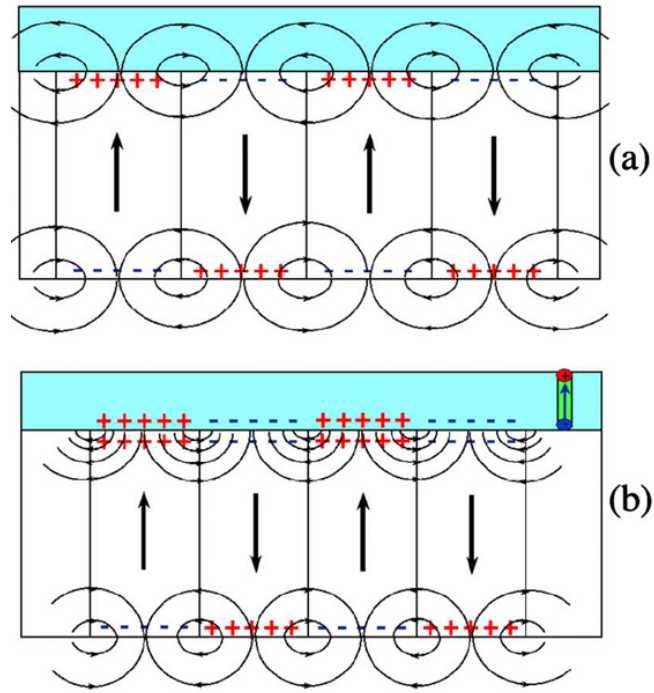


Рис. 7. Влияние сверхпроводника на доменную структуру ферромагнетика. В работах [68, 7] показано, что при экранировании сверхпроводником полей рассеяния доменной структуры, период самой структуры уменьшается (b). Максимальное уменьшение размера доменов в 1.225 раз по сравнению со свободной ферромагнитной пленкой (a) происходит при полном экранировании полей доменов.

бом магнитном поле, приложенном в плоскости структуры. Изменяя поле в пределах ± 80 кА/м при температуре ≈ 5.40 К близкой к T_c бислоя равной 5.24 К они получили два положительных пика критического тока справа и слева от нуля поля, при этом в нулевом поле образец находился в нормальном состоянии. Сравнение результатов этого эксперимента с измерениями намагниченности бислоя в различных внешних полях показывает, что максимумы соответствуют значениям коэрцитивных полей слоя кобальта. Это означает, что величины критической температуры (и критического тока) максимальны при максимальном числе доменов и доменных границ в ферромагнитной плёнке. Объяснение эффекта основано на том факте, что в области доменной границы присутствуют спины различных направлений, и поэтому подавление сверхпроводимости под доменной стенкой меньше [67].

Обратное влияние сверхпроводимости на доменную структуру ферромаг-

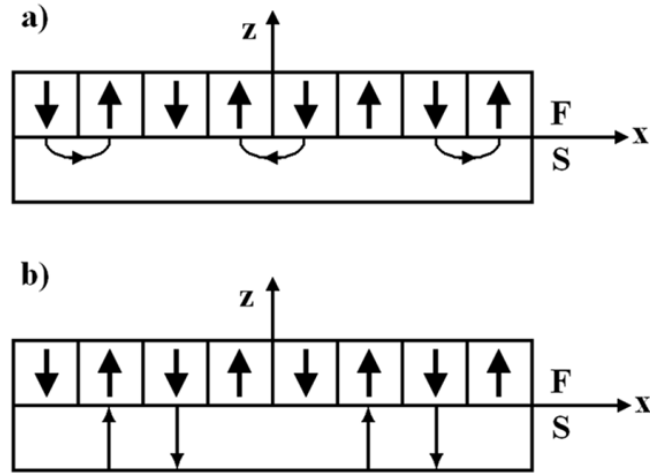


Рис. 8. Различная вихревая структура в SF -системе (сверхпроводник/ферромагнетик). Тонкими стрелками показаны: (a)- вихри в виде полукругов и (b) - прямые вихри. Направление намагниченности в домене показано жирными стрелками.

нетика в SF - структурах также обсуждалось в литературе [7, 68, 69, 70]. По мнению авторов размеры доменов в ферромагнитных слоях должны сильно уменьшиться под воздействием сверхпроводника, так как дополнительный вклад мейсснеровского состояния, возникающий за счёт выталкивания поля из сверхпроводящей области, увеличивает энергию доменной структуры (см. рис. 7).

Ещё одним фактором, обеспечивающим влияние ферромагнетика на сверхпроводник, является возникновение абрикосовских вихрей в сверхпроводящем слое SF -структуры под действием магнитных моментов и рассеянного поля доменной структуры ферромагнетика даже в отсутствие внешнего магнитного поля. На возможность появления такой спонтанной вихревой фазы в сверхпроводнике недавно обратили внимание авторы работ [68, 71, 72], теоретически и экспериментально исследующие ферромагнитные сверхпроводники, т.е. соединения, в которых сверхпроводимость возникает в присутствии слабого ферромагнитного упорядочения.

В теоретической работе Laiho et.al. [71] исследовался вопрос о том как проникают абрикосовские вихри в сверхпроводник 2-го рода в SF -системе, когда ферромагнитный слой имеет перпендикулярную магнитную анизотро-

пию. Авторы предложили вихри двух типов (см. рис. 8) : обычные вихри, пронизывающие насквозь плёнку сверхпроводника, образующиеся напротив сердцевин домена, и вихревые полукольца, которые связывают два домена вблизи доменной стенки между ними. Образование той или другой вихревой структуры связано с выгодностью по энергии. В толстых плёнках первоначально образуются вихри-полукольца, которые при повышении температуры или при наложении внешнего магнитного поля могут разрываться на два обычных вихря разного знака. В тонких же плёнках сразу выгоднее образование обычных вихрей, так как полю довольно просто проткнуть сверхпроводник. При определённых условиях и те и другие вихри могут существовать совместно друг с другом в смешанном состоянии.

Большое внимание уделяется исследованию гетероструктур ферромагнетик-сверхпроводник, F/S, в которых магнитный слой, легко переманичиваемый слабым магнитным полем, используется для управления свойствами сверхпроводника. Было теоретически предсказано [3], что критический ток сверхпроводника можно существенно повысить путем приведения его в контакт со слоем такого ферромагнетика. При этом локальные магнитные поля будут удерживать вихри в границах магнитных доменов у поверхности ферромагнетика. Некоторые свидетельства такого механизма уже были ранее обнаружены экспериментально. В эксперименте В. Власко-Власова и его коллег [73] этот эффект был исследован детально, и найден способ управления критическим током путем изменения характера намагниченности ферромагнетика. Пленка ферромагнетика $Ni_{80}Fe_{20}$ толщиной 0.8 мкм была нанесена на сверхпроводящий кристалл $NbSe_2$ толщиной 20 мкм. С помощью магнитного поля, параллельного пленке, в ферромагнетике создан массив вытянутых магнитных доменов с чередующимся направлением намагниченности. Дополнительное магнитное поле вызывало появление в сверхпроводнике вихрей Абрикосова. Структура магнитных доменов в $Ni_{80}Fe_{20}$ изучалась с помощью сверхпроводящего магнетометра и магнитного силового микроскопа, а расположение вихрей Абрикосова наблюдалось по изменению поляризации света. Было установлено, что удержание вихрей в пределах магнитных доменов

примерно в три раза повышает критический ток, текущий параллельно поверхности пленки поперек магнитных доменов, по сравнению с критическим током в перпендикулярном направлении [73].

1.2.2 Магнитные свойства пленок слабого ферромагнитного сплава Cu_xNi_{1-x} .

Одна из основных проблем, возникающих при изготовлении джозефсоновских SFS-контактов, заключается в выборе материала для ферромагнитной прослойки.

Коротко поясним необходимость использования в SFS контактах (инверторах фазы) прослойки F из слабоферромагнитных сплавов. Физический принцип работы фазовых инверторов (джозефсоновских SFS π -контактов) основан на взаимодействии сверхпроводящих носителей и обменного поля в ферромагнетике вблизи SF - границ раздела. Затухание наведенной сверхпроводимости вглубь ферромагнетика возрастает с увеличением его обменной энергии E_{ex} , поскольку обменное взаимодействие пытается выстроить спины электронов в одном направлении, т.е. разрушить сверхпроводящие пары, которые образованы электронами с противоположно направленными спинами. В контактах сверхпроводника с такими классическими сильными ферромагнетиками как железо (Fe), кобальт (Co) или никель (Ni) наведенный сверхпроводящий параметр порядка испытывает чрезвычайно сильное затухание на расстояниях меньше 1 нм от SF-границы, что обусловлено большими обменными полями в этих металлах, и для образования слабой связи толщина прослойки в SFS-контакте не должна превышать 1 нм [74]. Качественные и непрерывные (не островковые) металлические пленки такой толщины могут быть приготовлены только эпитаксиальными методами, для которых требуется специальное и очень дорогостоящее оборудование. Было предложено [5] использовать слабые ферромагнитные сплавы для получения джозефсоновских переходов с высокой однородностью сверхпроводящих токов вдоль ферромагнитной прослойки, которая подтверждалась наблюдением совершенных

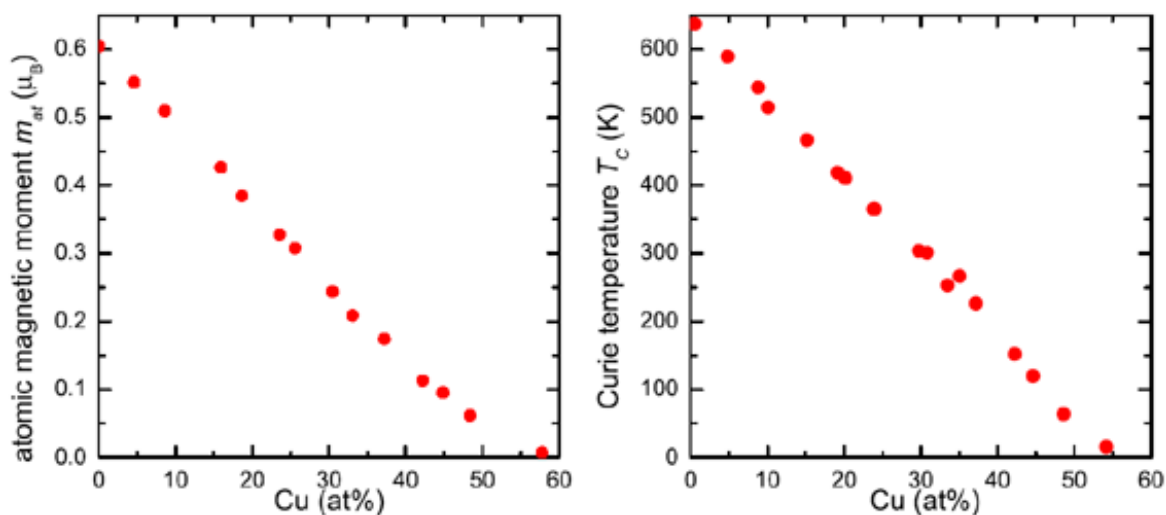


Рис. 9. Зависимость температуры Кюри сплава $CuNi$ от атомной концентрации меди и данные по среднему магнитному моменту, рассчитанному на один атом.

зависимостей критического тока от магнитного поля, приложенного вдоль плоскости переходов. В качестве такого ферромагнитного материала с малой обменной энергией и низкой температурой Кюри был выбран сплав никеля (Ni) с медью (Cu). Удобство его использования заключается в том, что медь и никель образуют непрерывный ряд твердых растворов и, меняя концентрацию никеля, можно подобрать любую температуру Кюри в пределах от 0 до 650 K. Для обеспечения прозрачности SF-границы было важно то, что ни медь, ни никель не образуют с ниобием интерметаллические соединения и их взаимная растворимость мала [75, 76, 77]. Растворимость Cu в Nb в интервале температур 1000–1300 K составляет всего порядка 0.07 ат.%. Cu, растворимость Nb в Cu при температурах 1400, 1300 и 300 K составляет соответственно 1.38, 0.37 и 0.16 ат.% Nb. Растворимость Ni в Nb и Nb в Ni ~ 4 ат.% при температурах порядка 800 K, которые в нашем случае не достигаются. Отсутствие активных электрохимических пар также способствует чистоте границы, на которой в противном случае образовывался бы окисный слой.

Средний магнитный момент и температура Кюри сплава $Cu_{1-x}Ni_x$ уменьшается приблизительно линейно с уменьшением концентрации никеля и до-

стигает нуля при ~ 46 ат. % никеля ($x = 0.46$) (см. рис. 9). Из рис. 9 видно, что, действительно, признаки ферромагнетизма появляются при концентрациях никеля около 46 ат.% при температуре порядка 10 - 20 К. Дальнейшее увеличение содержания никеля, как и следовало ожидать, приводит к повышению температуры Кюри. В *CuNi*-сплавах граница между парамагнитным и ферромагнитным состояниями и при низких температурах проходит в области концентраций 46 ат.%, т.е. взаимодействие никелевых атомов в сплаве *CuNi* гораздо более близкодействующее, что определяет трехмерное магнитное поведение *CuNi*-пленок вплоть до толщин менее $1nm$.

Отсутствие сверхпроводящих закороток и заметных неоднородностей толщины и состава ферромагнитного слоя стало возможным, благодаря сравнительно большой толщине F-слоя (7-20 нм), которую возможно было использовать в случае ферромагнитных сплавов *CuNi* с низкой температурой Кюри 30-150 К и небольшими обменными полями.

Подробные магнитные измерения *CuNi*-пленок разного состава и толщины были проведены также на сквид-магнитометре в университете г. Лейден. Они позволили определить абсолютные величины намагниченностей в пленках. Измерения проводились для концентраций никеля от 0.52% до 0.59%. Согласно полученным результатам магнитный момент на атом m_{at} для пленок $Cu_{1-x}Ni_x$ в этом диапазоне концентраций увеличивается приблизительно как $0.01 \mu_B/at.\%Ni$. При этом T_{Curie} возрастает от 30 до 200 К, а для концентраций никеля ниже $\sim 0.5\%$ наступает переход в парамагнитное состояние.

Данные по среднему магнитному моменту, рассчитанному на один атом никеля при максимальной намагниченности пленки представлены в таблице 3. В целом, повышение температуры Кюри *CuNi* пленок и среднего магнитного момента на атом никеля с увеличением его концентрации соответствуют литературным данным для сплавов *CuNi* [75, 76, 77, 78, 79], однако в области концентраций близким к 50 % Ni существуют серьезные отличия. Особенности, выявляемые при более высоких температурах, объясняются различными эффектами, связанными с наличием магнитных центров и выпадением кластеров, обогащенных никелем и имеющих, соответственно, более высокую

Таблица 3. Температура Кюри и магнитный момент в расчете на один атом никеля, а также удельный магнитный момент для пленок $Cu_{1-x}Ni_x$ различного состава. В скобках указаны данные для образцов, приготовленных в нашей лаборатории.

x	$T_{Curie}(K)$	$\mu_{Ni}(\mu_B/Ni - at)$	$4\pi M$ (G)
0.67	390	0.4	-
0.59	220	0.2	1670
0.54	(105)	(0.1)	1241
0.53	(60)	(0.08)	-
0.52	95 (20)	0.09 (0.05)	-

температуру ферромагнитного перехода.

Первые эксперименты с джозефсоновскими SFS контактами проводились с использованием F - слоев из сплава CuNi с содержанием никеля и меди в непосредственной близости к 50%. Несмотря на более низкие температуры Кюри и возможность использования SFS контактов с максимально толстой ферромагнитной прослойкой, сплавы с концентрацией никеля ниже 53% были сильно неоднородны в связи с наличием обогащенных никелем кластеров. Это приводило к остаточному магнетизму вплоть до комнатных температур и необходимости принятия специальных мер по электромагнитному размагничиванию слоев при комнатной температуре.

Оказалось, что ферромагнитные слои с составом $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$ являются оптимальными для использования в качестве джозефсоновских прослоек в SFS контактах. Исследуемые пленки, были получены при относительно низких температурах подложки и являлись поликристаллическими, с средним размером кристаллитов $\sim 1nm$. Длина затухания наведенного сверхпроводящего параметра порядка в этом ферромагнитном материале была сравнима с доступной имеющимся методом осаждения толщиной F - слоев ($d_F \geq 10$ нм), которые могли быть приготовлены с однородностью по толщине ~ 1 нм. О качестве осаждения металлических пленок можно судить по рис. 10, на которой представлена фотография поперечного сечения медно-никелевой пленки,

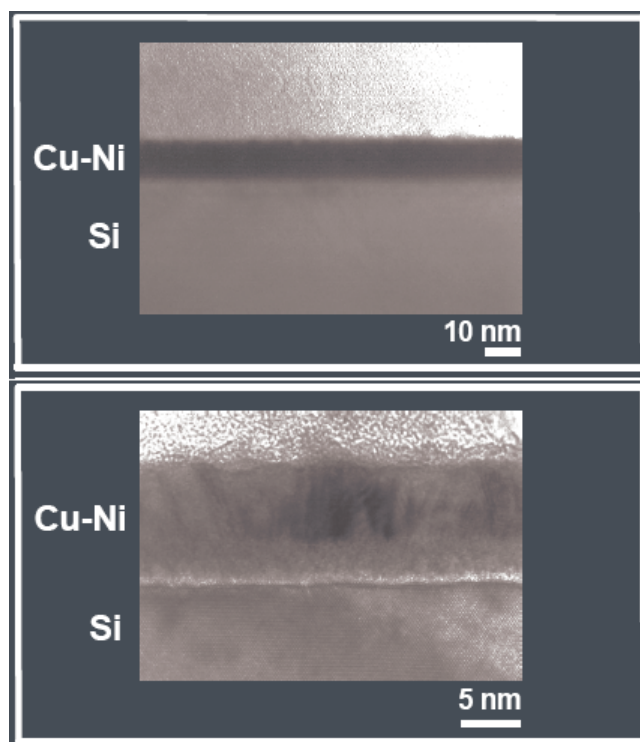


Рис. 10. Микрофотографии среза плёнки $CuNi$, сделанные просвечивающим электронным микроскопом.

осажденной на кремниевую подложку. Фотография получена методом просвечивающей электронной микроскопии.

Для просвечивающего электронного микроскопа объект приготавливался в виде тонкой пленки методом ионного травления. Следует отметить, что ионное травление также выявило дефекты структуры поликристаллической пленки, а именно вертикальную колончатую структуру (вертикальную текстуру пленки), а также предположительно аморфный нижний слой толщиной около $30 \text{ \AA}$, так называемый, *dead layer*. Считается, что этот слой является слабо магнитным и на свойства SFS контактов не оказывает влияния.

Как будет показано ниже колончатая микроструктура поликристаллических пленок $CuNi$ может объяснять их перпендикулярную магнитную анизотропию.

Таким образом, использование ослабленного ферромагнитного медно-никелевого сплава позволило получить переходы с хорошими джозеф-

соновскими характеристиками. Следует, однако, отметить, что полученные к моменту выполнения данной работы по декорированию результаты исследования структуры *CuNi* пленок и их магнитных свойств являлись лишь предварительными и качественными. Основные исследования свойств *CuNi* пленок и гетероструктур на их основе велись через измерение усредненных свойств материала, т.е. измерялись кривые намагничивания, проводимость, снимались вольтамперные характеристики, что несомненно является важным, но во многих случаях оставляет возможной неоднозначную трактовку происхождения наблюдаемых эффектов. Так возникает интерес, в частности, к магнитной доменной структуре ферромагнитного слоя.

Оставалось неясным, присутствуют ли в *CuNi* пленках магнитные домены или их ферромагнетизм обусловлен наличием большого количества мелких никелевых кластеров, т.е. межкластерными обменными механизмами.

1.3 Вихревая структура и пиннинг в монокристаллах сверхпроводящих соединений на основе железа.

В 1995 году впервые были получены и исследованы соединения LnMPnO ($\text{Ln} = \text{La, Pr}$; $\text{M} = \text{Mn, Fe, Co, Ni}$; $\text{Pn} = \text{P, As}$) [80], в которых первоначально не было обнаружено сверхпроводимости. Только в начале 2008 года появились сообщения о том, что при замещении части кислорода на фтор [81] в соединении $\text{LaFeAs}(\text{O}_{1-x}\text{F}_x)$ возникает сверхпроводимость с достаточно высокими значениями температуры сверхпроводящего перехода (до 26 К), причем при исследовании под давлением температура сверхпроводящего перехода резко повышается и достигает 43 К при давлении 0.6 ГПа [82]. (Этой же группой сверхпроводимость была обнаружена ранее и в оксифосфидах LaFePO [83] LaNiPO , хотя и при значительно меньших $T_c = 4$ К)

Особый интерес представляло наличие в составе этих соединений железа, добавление которого к обычным сверхпроводникам, как правило, ведет к понижению критической температуры вплоть до полного исчезновения сверхпроводимости. Связь между необычной сверхпроводимостью, которая по всей

видимости реализуется в данном случае, и магнетизмом является одной из самых интересных тем в теории твердого тела.

Это открытие привлекло пристальное внимание и инициировало интенсивные поиски сверхпроводящих материалов среди родственных систем. Очень скоро были получены сверхпроводящие соединения с другими редкоземельными элементами, и максимальное значение критической температуры достигло 55 К в $\text{SmFeAs}(\text{O}_{1-x}\text{F}_x)$ [84] при нормальном давлении. Таким образом, соединения этого класса вполне можно отнести к высокотемпературным сверхпроводникам.

Многочисленные современные экспериментальные техники, развитые для исследования ВТСП купратов, были использованы для изучения этого нового семейства сверхпроводников. В результате этих исследований обнаружены четыре родственных семейства новых сверхпроводящих материалов, которые в литературе иногда обозначают как FeAs-сверхпроводники типов 1111, 122, 111, 11 (см. рис. 11).

Мы рассмотрим первые два семейства. Первое семейство - 1111 - сверхпроводники - составляют материалы на основе упомянутых оксипниктидов редкоземельных и переходных металлов 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 $\text{LaFeAs}(\text{O}_{1-x}\text{F}_x)$ входят оксиарсениды LnOMPn большинства легких редкоземельных металлов $\text{Ln} = \text{Ce}, \text{Pr}, \text{Nd}, \text{Sm}, \text{Gd}, \text{Tb}$ и Dy . Существуют также группа оксиарсенидных сверхпроводников, полученная посредством дырочного допирования. Второе семейство родственных сверхпроводников, так называемых 122 сверхпроводников, образуют материалы на основе тройных арсенидов AFe_2As_2 , где А - щелочноземельные металлы (Ca, Sr и Ba). Как и четырехкомпонентные оксипниктидные 1111-материалы, 122 - фазы имеют слоистые структуры (рис. 11), которые составлены чередующимися слоями FeAs и плоскими атомными сетками щелочных металлов А. Как и в кристаллах LnOMPn молекулярные FeAs - слои в AFe_2As_2 состоят из сопряженных

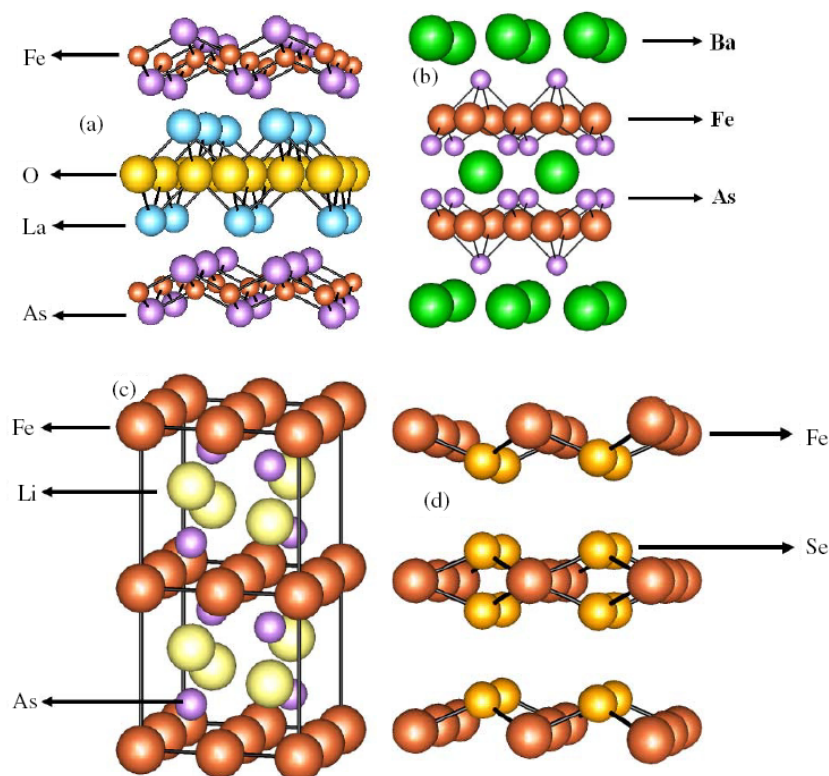


Рис. 11. Кристаллические структуры сверхпроводников на основе железа четырех типов (a) '1111' (b) '122' (c) '111' (d) '11'.

тетраэдров FeAs_4 . Однако в отличие от оксиарсенидов 122 - сверхпроводники являются бескислородными и не содержат редкоземельных металлов, а переход в сверхпроводящее состояние исходных AFe_2As_2 - фаз может быть достигнут в результате дырочного допирования - введения в сетки А одновалентных ионов щелочных металлов (K, Na и Cs) и при электронном допировании непосредственным замещением кобальтом или никелем позиций железа в FeAs слоях.

Интерес к сверхпроводящим слоистым соединениям на основе железа как новому классу ВТСП уже нашел отражение в ряде обзоров [16, 17, 18, 19], в которых проводится сравнения с купратными сверхпроводниками [17, 18]. Как и купраты, сверхпроводящие пниктиды являются слоистыми соединениями, в которых FeAs слой условно считается "сверхпроводящим", в то время как остальные элементы в разделительных слоях поставляют носители в FeAs слой. d-орбитали Fe дают основной вклад в плотность состояний на уровне

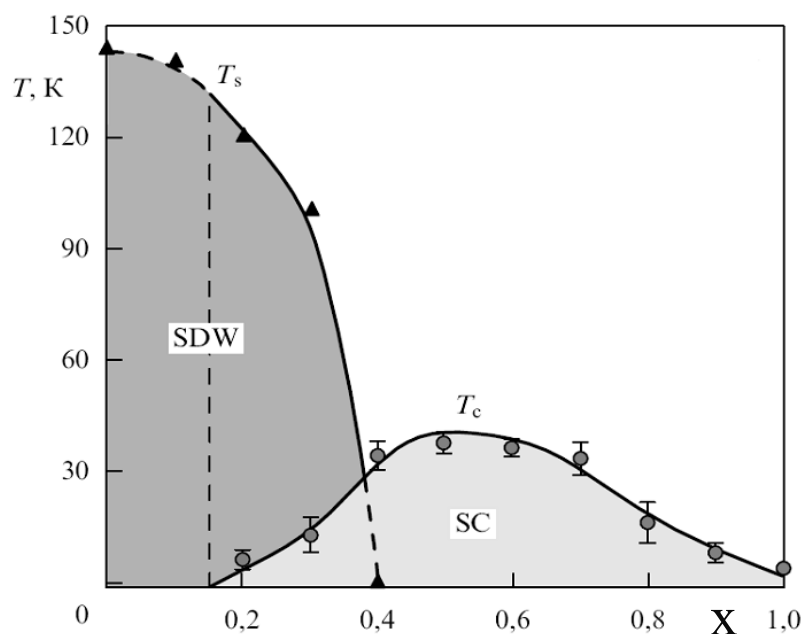


Рис. 12. Фазовая диаграмма 122-систем ($Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$). Температуры структурного и сверхпроводящего переходов в зависимости от допирования.

Ферми, поэтому именно слои FeAs отвечают за сверхпроводимость, а промежуточные слои других элементов являются резервуарами заряда. Именно в этом прослеживается сходство с кристаллами купратов, в которых роль слоев FeAs выполняют слои CuO. Однако, анизотропия в этих соединениях не столь высока [85], чтобы считать их квазидвумерными, как семейство BSCCO, и по этому параметру они ближе к семейству YBCO. Кроме того, степень анизотропии сверхпроводящих пниктидов железа уменьшается при замене кислородосодержащих $R(O_{1-x}F_x)$ ($R=La, Sm, Nd \dots$) разделительных слоев на моноатомные $(A_{1-x}B_x)$ ($A=Ba, Sr, Ca, B=K, Cs, Na$).

Но в отличие от купратов, где исходные соединения (YBCO и LCO) являются АФ диэлектриками с локализованными магнитными моментами, исходные "родительские" соединения типа 122 и 1111 являются антиферромагнитными (полу)металлами с волной спиновой плотности (SDW) [17].

При этом кристаллическая структура семейства 1111- $RFeAs(O_{1-x}F_x)$ соответствует тетрагональной симметрии и пространственной группе $P4/nmm$ (типа $ZrCuSiAs$), семейства 122- $A_{1-x}B_xFe_2As_2$ - тетрагональной симметрии и

пространственной группе $I4/mmm$ (решетка типа $ThCr_2Si_2$) (см. рис. 11) при комнатной температуре. При температуре $\sim 140 - 220$ К исходные (недопированные) кристаллы семейства 122 (XFe_2As_2 , $X = Ba, Sr, Ca$) претерпевают структурный переход к орторомбической симметрии (пространственная группа $Fmmm$) и одновременный переход в состояние соразмерной волны спиновой плотности (SDW), причем проявления магнитного фазового перехода (SDW) отмечены как в нейтронных, так и резистивных измерениях [17]. Похожий переход наблюдается также и в 1111-системах. Однако путем дырочного или электронного легирования, либо химического или физического сжатия, этот переход подавляется. Замещение в разделительных слоях приводит к электронному и дырочному допированию FeAs слоев в 1111 и 122 соединениях, соответственно, что подавляет антиферромагнетизм (SDW) и при концентрации допанта порядка 10 % (и менее) соединения становятся сверхпроводящими [16, 17, 18, 19]. Фазовые диаграммы на плоскости (T, x) , где x - концентрация допанта, являются очень схожими с купратами (рис. 12). 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 [86].

Также к отличительным свойствам, которые указаны в [17] можно добавить необычно высокие критические токи (J_c), т.е. сильный пиннинг в монокристаллах [20]. Так, например, $J_c = 10^6$ А/см² в поле 60 кГс на монокристаллах $SmFeAsO_{1-x}F_x$ [87].

Как известно, сильный пиннинг связан с неоднородностями кристалла размером порядка длины когерентности (ξ) сверхпроводника [90, 91]. Возникает вопрос, связана ли эта неоднородность собственно со сложной электронной структурой пниктидов, которая характеризуется многозонностью и влиянием магнитного Fe-3d момента, или носит несобственный характер и зависит от условий роста и качества кристаллов. В частности, одной из возможных причин сильного пиннинга наблюдаемого в $Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$ [88, 89] мог-

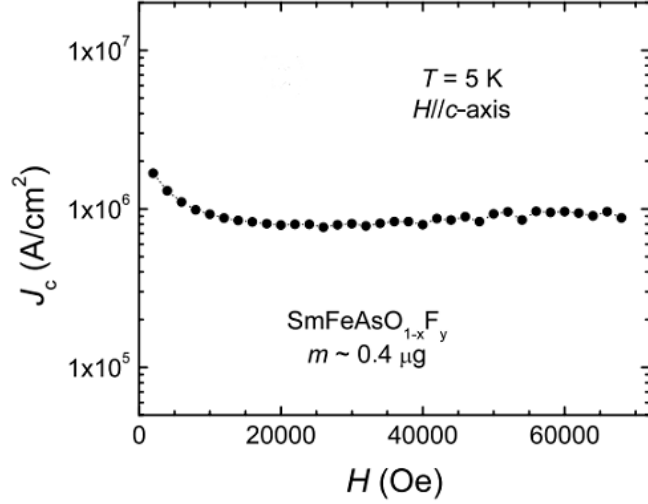


Рис. 13. Критический ток в монокристаллах $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ при температуре 5 K.

ли бы были дефекты кристаллического строения связанные с Co замещением непосредственно в сверхпроводящих FeAs плоскостях.

Кроме того, аномальный пиннинг вихрей мог бы быть обусловлен фазовым расслоением с включением второй фазы размером $\sim \xi$. Действительно, на фазовое расслоение в недодопированных $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ кристаллах указывают недавние исследования методом мюонной спиновой релаксации (μSR) [92] и методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) [93]. Однако следует ожидать, что такое фазовое расслоение сильно зависит от степени допирования.

Традиционный анализ [94] в рамках скейлинговой модели зависимостей приведенной силы пиннинга от приведенного магнитного поля [95] для электронно и дырочно допированных монокристаллов BaFe_2As_2 не приводят к ясности о природе пиннинга в исследованных соединениях- $(\text{Fe}_{0.85}\text{Co}_{0.15})_2\text{As}_2$ и $\text{Ba}_{0.68}\text{K}_{0.32}\text{Fe}_2\text{As}_2$.

В связи с этим представляет значительный интерес исследование вихревой структуры в монокристаллах $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ - электроннодопированных непосредственным замещением кобальтом позиций железа в FeAs слоях, и в кристаллах $\text{RFeAs}(\text{O}_{1-x}\text{F}_x)$ и $\text{A}_{1-x}\text{B}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$, в которых допирование FeAs плоскостей не нарушает их структуру.

1.4 Анизотропия вихревой структуры в базисной плоскости монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$.

Одна из важнейших характеристик высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), которая определяет множество интересных его свойств, является анизотропия параметров сверхпроводимости, которая обусловлена структурой его кристаллической решетки. Широкий класс ВТСП составляет слоистые сверхпроводники, которые состоят из слабо связанных друг с другом слоев, и которые могут вести себя и как трехмерные (3D) так и двумерные (2D) сверхпроводники. Размерность сверхпроводника определяется соотношением между длиной когерентности и расстоянием между слоями. Если $\xi(T) > d/2$, то связь между слоями сильная и сверхпроводник трехмерен. В противном случае связь между слоями может осуществляться посредством туннелирования куперовских пар и сверхпроводник будет квазидвумерным. Т.к. длина когерентности $\xi(T)$ зависит от температуры, системы, которые квазидвумерны при низких температурах могут претерпевать 2D - 3D переход при повышении температуры. В наиболее анизотропных сверхпроводниках, таких как BiSrCaCuO или TlBaCaCuO такой переход происходит при температурах очень близких к T_c , так что они будут вести себя как квазидвумерные в достаточно большом диапазоне температур. Это было подтверждено измерениями намагниченности и наблюдением 2D-флуктуаций (переход Березинского-Костерлица-Таулеса). Для менее анизотропных систем 2D-эффекты еще не наблюдались, но, судя по вышеназванному критерию, переход 3D-2D в них также возможен при низких температурах.

Кристаллы семейства $\text{Y}_2\text{Ba}_4\text{Cu}_{6+n}\text{O}_{14+n}$ ($n = 0, 1, 2$) являются слоистыми анизотропными высокотемпературными сверхпроводниками. Анизотропия глубины проникновения в плоскости слоев и перпендикулярно к ним достигает значений около 5 [96]. Однако кроме анизотропии, обусловленной слоистостью этих кристаллов, в них имеется анизотропия в плоскости слоев, обусловленная наличием в них цепочек Cu-O вдоль одного направления. Эта анизотропия исследована в значительно меньшей степени.

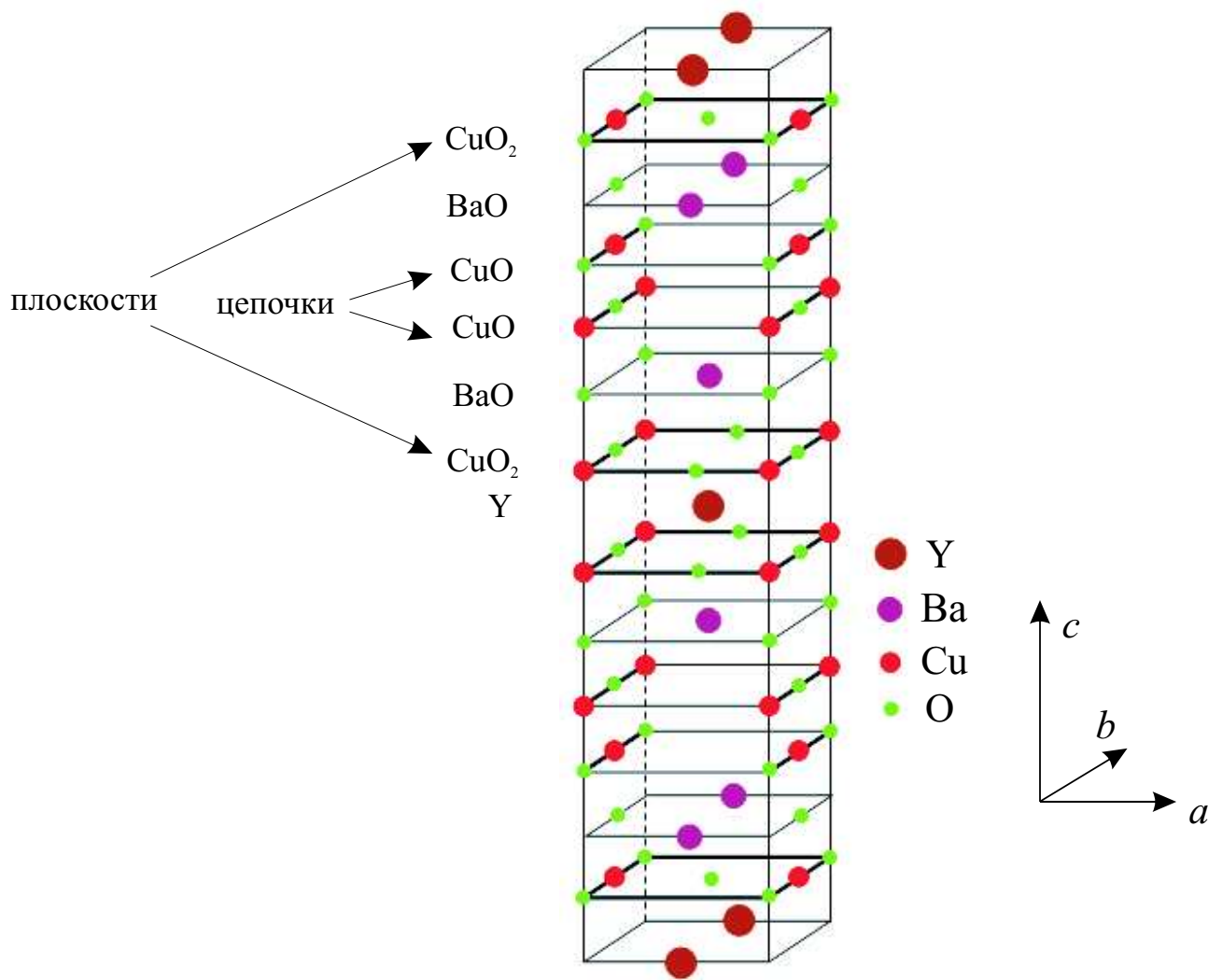


Рис. 14. Элементарная ячейка $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$.

В работе [97] методом декорирования была исследована анизотропия глубины проникновения в плоскости $(a - b)$ монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($n = 0$) и получено значение $\eta_\lambda = \frac{\lambda_a}{\lambda_b} \approx 1.2$. Но ввиду двойникованной структуры этого монокристалла при низких температурах, исследование их анизотропии в плоскости слоев достаточно затруднено, т.к. направления a и b в них перемешаны. Эффект двойникования детально описан в [98].

Монокристаллы высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ (YBCO-124) обладают заметной анизотропией свойств в базисной плоскости $(a-b)$, обусловленной расположением кислорода в двойных цепочках Cu-O

вдоль оси b орторомбической кристаллической структуры [21, 22, 23]. Элементарная ячейка $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ изображена на рисунке 14. Таким образом, в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ имеется анизотропия по всем трем осям.

Интерес к этому соединению связан с изучением влияния на сверхпроводимость свойств в нормальном состоянии, поскольку эти монокристаллы одновременно стехиометричны, недодопированы и не двойнируются в отличие от $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [99, 100, 101, 102], что значительно упрощает исследование его анизотропии в плоскости слоев. В последнее время этот интерес подогревается изучением естественной, внутренне присущей (intrinsic) неоднородности высокотемпературных сверхпроводников [103].

Исследование анизотропии в YBCO-124 уже проводились различными методами. В оптических измерениях в работах [22, 23, 101, 104] измерялся коэффициент отражения при нормальном падении поляризованного света на поверхность монокристалла. Из этих данных можно найти анизотропию плазменной частоты проводника и, соответственно, глубину проникновения магнитного поля, когда этот монокристалл перейдет в сверхпроводящее состояние. При этом были получены следующие значения анизотропии: $\eta \simeq 1.68, 1.53, 2.5$ и 1.67 соответственно [22, 23, 101, 104]. В работах [22, 23, 104] с помощью резистивных измерений методом Монтгомери было найдено значение анизотропии удельного сопротивления в базисной плоскости $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ и получено значение анизотропии глубины проникновения. При этом получились значения: $2, 2.3$ и 2.8 соответственно.

По оптическим и резистивным измерениям в базисной плоскости обнаружена анизотропия проводимости максимальная между направлениями a и b [22], что должно приводить к соответствующей анизотропии глубины проникновения и ее проявления в вихревой структуре по аналогии с монокристаллами $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [97]. Несомненно, что на формирование вихревой структуры должны оказывать влияние несовершенства (центры пиннинга) реального кристалла [105].

Теоретически система квазидвумерного сверхпроводника описывается моделью, включающую в себя 2D функционал Гинзбурга-Ландау для каждо-

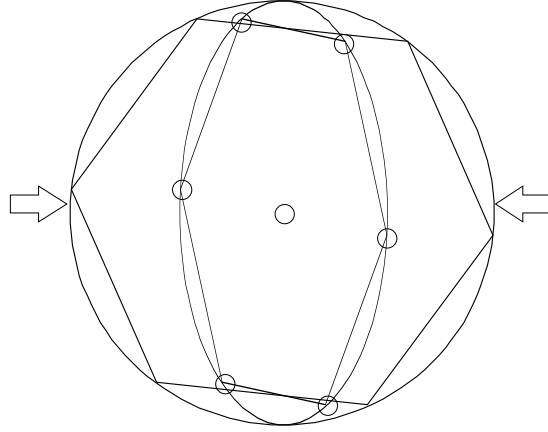


Рис. 15. *Иллюстрация сжатия вихревой решетки в анизотропном сверхпроводнике.*

го слоя и учитывающую энергию джозефсоновского перехода между ними. Но это описание может быть сведено к трехмерной анизотропной теории Гинзбурга-Ландау, если эффективная масса носителей заряда в направлении перпендикулярном слоям будет определена через параметр Джозефсовской связи и расстоянием между слоями. Таким образом, анизотропные эффекты в ВСТП могут быть описаны с помощью анизотропной теории Гинзбурга-Ландау, которая обобщается заменой изотропной эффективной массы тензором эффективных масс.

В системе кристаллографических осей этот тензор становится диагональным:

$$m_{i,j} = \begin{pmatrix} m_a & 0 & 0 \\ 0 & m_b & 0 \\ 0 & 0 & m_c \end{pmatrix} = m_0 \hat{\mu}$$

где $m_0 = \sqrt[3]{m_a m_b m_c}$, m_a, m_b, m_c - эффективные массы вдоль кристаллографических осей. Глубина проникновения и длина когерентности, при этом тоже станут тензорами:

$$\hat{\lambda} = \lambda_0 \sqrt{\hat{\mu}} \text{ и } \hat{\xi} = \xi_0 \sqrt{\hat{\mu}^{-1}}$$

что приводит к тому, что величины H_{c1} и H_{c2} становятся зависимыми от углов, а взаимодействие вихрей анизотропным. Последнее приводит к асимметрии решетки вихрей.

Простейший случай - когда направление внешнего магнитного поля параллельно главной оси. Вихри Абрикосова при этом будут параллельны полю, а решетка вихрей будет сжата в перпендикулярной полю плоскости вдоль направления, по которому эффективная масса будет меньше. Так что, если поле было параллельно оси c , а $\mu_b > \mu_a$, то решетка будет сжата вдоль оси a с коэффициентом $\sqrt{\mu_b/\mu_a}$ (см. рисунок 15).

Таким образом, вихревая решетка в анизотропном сверхпроводнике является индикатором анизотропии и позволяет определить отношение эффективных масс носителей заряда.

1.5 Сравнительный обзор экспериментальных методов наблюдения структуры магнитного потока.

Существует несколько экспериментальных методик изучения вихрей Абрикосова: сканирующая туннельная микроскопия (СТМ), рассеяние медленных нейтронов, электронная микроскопия (лоренцевская микроскопия и электронная голография), декорирование. Такие методы визуализации картин распределения магнитного поля как магнитно-силовая микроскопия, магнитооптика, холловская микроскопия не получили широкого применения при изучении вихрей Абрикосова в области высоких магнитных полей в основном из-за недостаточного пространственного разрешения. Ниже приводится описание физических принципов, на которых основаны данные методики, а также преимущества и недостатки методов. Основное внимание при этом будет уделено следующим характеристикам: пространственному и временному разрешению, а также чувствительности по магнитному полю.

Наблюдение вихрей с помощью СТМ основано на том факте, что туннельный ток зависит от плотности состояний носителей заряда и, следовательно, различается в случаях, когда сканируемой поверхностью является материал в нормальном и сверхпроводящем состоянии. Таким образом, более корректным будет утверждение о том, что это методика наблюдения не магнитной, а электронной структуры. К достоинствам метода, несомненно, следует отнести его высокую пространственную разрешающую способность (ограниченную лишь характерным масштабом изменения параметра порядка ξ), позволяющую изучать вихревые структуры в сверхпроводниках второго рода в области высоких магнитных полей, когда расстояние между соседними вихрями становится меньше λ . В то же время этот метод имеет существенное ограничение: он позволяет изучать вихревую структуру лишь на довольно малой площади и на очень качественной поверхности. Кроме того, малость сканируемой области приводит к ограничению снизу на внешнее магнитное поле, при котором в эту область будет попадать достаточное количество вихрей (рис.16).

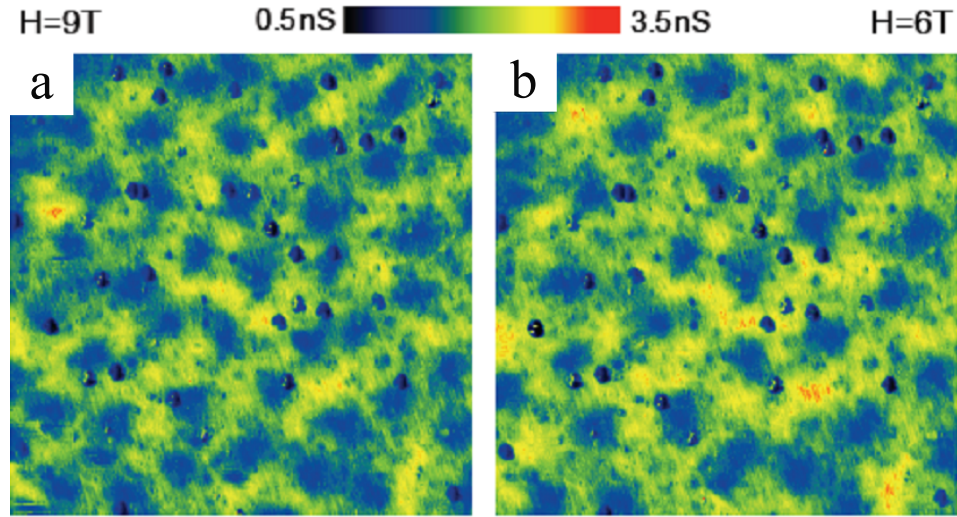


Рис. 16. СТМ - измерения на $Ba(Fe_{0.9}Co_{0.1})_2As_2$ в поле 9 Т (а) и 6 Т (б). Размер микрофотографий $100 \times 100 \text{ nm}^2$ [106].

Методика наблюдения вихревой структуры с помощью малоуглового рассеяния нейтронов основана на взаимодействии магнитного момента нейтрона с магнитным полем. В связи с тем, что распределение магнитного поля в сверхпроводнике второго рода периодически, в результате рассеяния получается диффракционная картина (рис.17), изучение которой позволяет определить свойства исходной вихревой структуры. К достоинствам метода, несомненно, относится тот факт, что исследуется вихревая решетка в объеме сверхпроводника, что особенно важно при изучении слоистых сверхпроводников. Помимо этого усредняются данные по огромному числу вихревых линий (порядка 10^{10}). Однако эта методика неприменима как в области очень высоких магнитных полей вблизи H_{c2} (из-за того, что исчезает контраст в распределении магнитного поля), так и в области низких магнитных полей, когда период структуры становится сравним с длиной волны. Кроме того, в случае сосуществования нескольких вихревых фаз, очень трудно восстановить картину распределения магнитного поля в прямом пространстве по полученной диффракционной картине.

Сущность методики декорирования [96],[108] заключается в распылении мелких магнитных частиц над поверхностью сверхпроводника. В непосредственной близости от границы кристалла сверхпроводника существует гра-

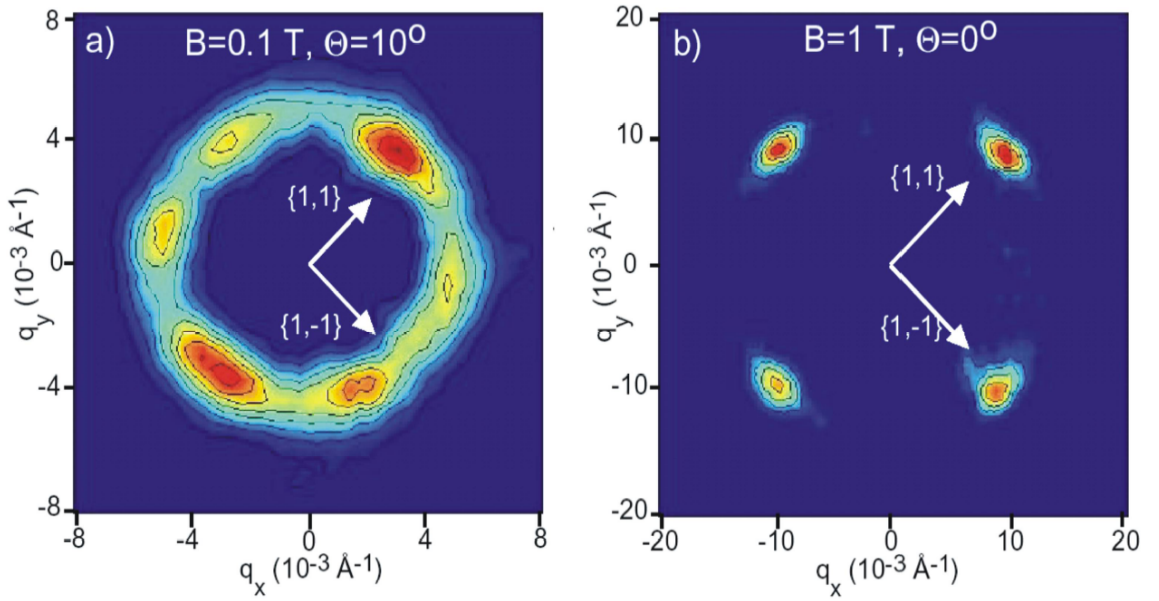


Рис. 17. Наблюдение методом SANS фазового перехода вихревой решетки из треугольной (a)- в поле 0.1 T в квадратную (b)- в поле 1 T на монокристаллах $La_{1.83}Sr_{0.17}CuO_4$ [107].

диент магнитного поля по направлению к центрам Абрикосовских вихрей. Оседа на поверхность, магнитные частицы взаимодействуют с градиентами магнитного поля и двигаются в среднем по его силовым линиям, в результате попадают на поверхность образца в основном в местах входа магнитного поля. Ван-дер-Ваальсовское взаимодействие с поверхностью удерживает эти частицы в тех местах, куда они первоначально попали, даже после выключения внешнего магнитного поля и отогрева. Последующее изучение полученного таким образом распределения частиц ферромагнетика на поверхности образца с помощью оптического или сканирующего электронного микроскопа позволяет исследовать свойства первоначальной вихревой структуры. Эта низкотемпературная методика имеет субмикронное пространственное разрешение и высокую магнитную чувствительность. Высокоразрешающая техника декорирования позволяет, как прямое разрешение индивидуальных вихрей в малых магнитных полях, так и изображение вихревых решеток в широком интервале магнитных полей (до 2 кЭ). Основным недостатком этого метода является его неприменимость в области магнитных полей, много больших H_{c1} , в которых расстояние между соседними вихрями становится меньше λ , и градиент магнитного поля над поверхностью практически исчезает. Кроме

того, этот метод позволяет изучать вихревые структуры на поверхности, а не в объеме сверхпроводника. В то же время методика декорирования является очень удобной для наблюдения вихревых структур в области низких магнитных полей.

Более подробно эта методика описана в соответствующем разделе 2.1.

В основе лоренцевской микроскопии лежит тот факт, что на движущиеся в магнитном поле электроны действует сила Лоренца. Электронный пучок пропускается через исследуемый объект и в результате отклонения тех электронов, которые попали в области, в которых существует магнитное поле, становится неоднородным. Так, изображением вихря Абрикосова является кружок из двух половинок, в одной из которых электронов больше, чем в исходном пучке, а в другой меньше (рис.18). Электронная голография основана на интерференции двух когерентных пучков электронов, один из которых пропущен через объект, и последующем восстановлении исходного магнитного поля по интерференционной картине, что позволяет не только определять позиции вихрей, но и судить о том, как распределено поле внутри вихрей. Эта методика позволяет изучать пространственное распределение магнитного поля на наименьших масштабах, однако только в тонкопленочных образцах.

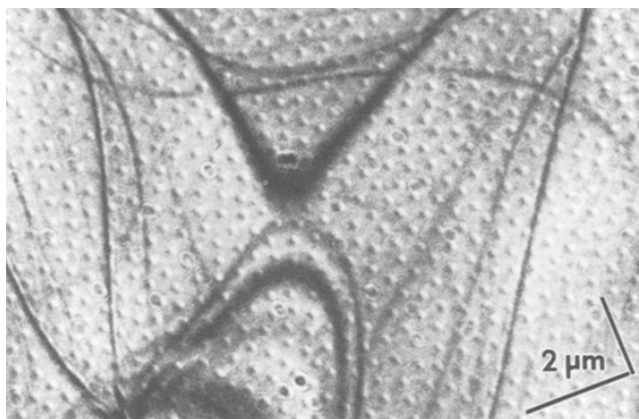


Рис. 18. Лоренцевская микрофотография пленки Nb в магнитном поле 100 Э.

Магнитооптическая (МО) методика основывается на эффекте Фарадея - вращении плоскости поляризации света в магнитном поле. Вращение плоскости поляризации пучка света происходит при его двукратном (при движении

в сторону образца и обратно) прохождении через МО пленку, располагающуюся над поверхностью образца. Используются парамагнитные МО пленки (имеющие низкое разрешение по магнитному полю ~ 10 Э), а также состоящие из доменов с различной ориентацией спонтанной намагниченности, в любом из этих случаев распределение магнитного поля в пленке зависит от такового на поверхности образца. Наблюдение магнитного контраста производится с помощью оптического микроскопа и системы поляризатор - анализатор. Основным недостатком методики является жесткое ограничение, накладываемое свойствами имеющихся МО пленок на пространственное разрешение, что не позволяет применить данную методику к изучению вихрей Абрикосова в области высоких магнитных полей. Разрешение наилучших с этой точки зрения гранатовых пленок со спонтанной намагниченностью доменов в плоскости пленки связано с ее толщиной и величиной зазора между пленкой и образцом и составляет порядка или чуть меньше $1 \mu\text{m}$ (рис.19). Вместе с тем методика, несомненно, является очень удобной для визуализации картин макроскопического распределения поля и позволяет изучать не только статические картины, но и динамику движения магнитного потока с характерным временным разрешением порядка 10 мс.

Магнитно-силовая микроскопия основывается на непосредственном измерении сил, действующих на острие (тип) намагниченной иглы при его взаимодействии с поверхностью. Тип представляет собой маленький резонатор, который совершает вынужденные колебания под внешним высокочастотным (~ 100 кГц) механическим воздействием. Путем анализа отраженного от типа лазерного пучка света определяются параметры колебаний (частота, фаза и амплитуда), что позволяет определить величину взаимодействия с поверхностью. Сначала тип сканирует топографический профиль поверхности, проходя на расстоянии порядка десятка нанометров и амплитуду колебаний над ней, (в этом случае определяющим является ван-дер-Ваальсовское взаимодействие, магнитными силами можно пренебречь). Затем он поднимается на определенную высоту от поверхности (обычно несколько десятков нм), что позволяет исключить влияние короткодействующих ван-дер-

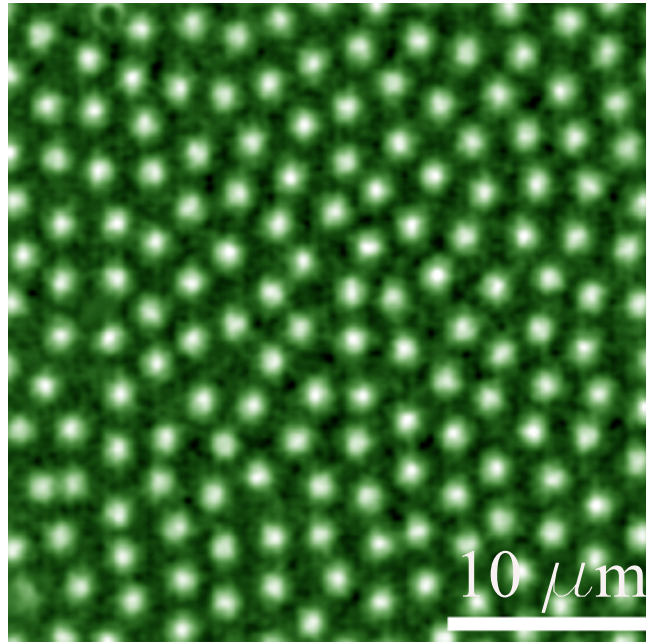


Рис. 19. Магнитооптическая фотография поверхности кристалла $NbSe_2$ охлажденного в магнитном поле 3 Э [109].

Ваальсовских сил и измерять взаимодействие, обусловленное градиентами магнитного поля. Основным недостатком является низкое соотношение сигнал - шум даже при наблюдении отдельных вихрей Абрикосова, когда магнитный контраст наиболее силен.

Сканирующая холловская микроскопия базируется на эффекте Холла - возникновении электрического поля, необходимого для компенсации взаимодействия движущихся зарядов с магнитным полем. Датчиком поля является холловский крест, состоящий из пересекающихся на небольшой площади токовых и потенциальных контактов, носителями заряда являются электроны в двумерном электронном газе. Основным достоинством метода является высочайшая чувствительность к магнитному полю. Однако низкое пространственное разрешение, обусловленное размерами холловского креста (не лучше $\sim 0.2 \mu m$), ограничивает область применимости методики к изучению вихрей Абрикосова малыми магнитными полями (рис.20).

Таким образом, применяемая нами методика декорирования занимает следующее место в ряду экспериментальных техник визуализации магнитных

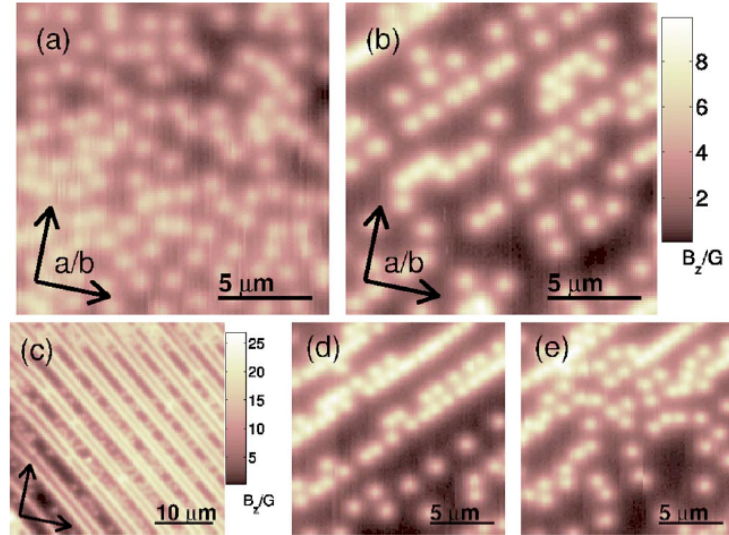


Рис. 20. Холловские эксперименты на поверхности монокристалла $ErNi_2B_2C$. Охлаждение в поле 2,4 Т (a,b,d,e) и 18 Т (c) до температур 7,3 К (a), 5,3 К (b,c) и после отогрева до температур 5,7 К (d) и 6 К (e) [110].

структур: она является одной из наиболее подходящих при изучении статических вихревых структур в низких магнитных полях до $\sim H_{c1}$ на поверхности сверхпроводников второго рода (и магнетиков). В области высоких полей контраст в распределении магнитных частиц падает ввиду ослабления градиентов магнитных полей.

1.6 Постановка задачи

Исходя из изложенных в обзоре данных в настоящей работе ставились следующие основные задачи:

1. Исследовать структуру магнитного потока в АФ монокристаллах $TbNi_2B_2C$ и $ErNi_2B_2C$ с сосуществованием АФ и СП фаз в широком интервале температур и магнитных полей. Эти соединения были выбраны потому, что оба кристалла близки по кристаллической и магнитной структуре [10] и испытывают переход в СФМ состояние ниже температуры Нееля. В $ErNi_2B_2C$ СФМ состояние сосуществует со сверхпроводимостью при температурах ниже 2.3 К.
2. Провести эксперименты на поверхности (100), перпендикулярной ба-

зисной плоскости монокристалла $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ при низких температурах в области слабоферромагнитного перехода с целью наблюдения спонтанного магнитного потока в ферромагнитной фазе при $T < T_{WFM} < T_c$.

3. Исследовать магнитные свойства тонких слоев $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$, используемых в качестве ферромагнитных слоев в SFS фазовых инверторах.
4. Исследовать магнитную структуру на поверхности бислоев $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ (20 нм)/ Nb(40-100нм) при температурах ниже T_c сверхпроводящих пленок Nb. Особенно интересным представлялось возможное влияние сверхпроводящего слоя Nb на магнитные свойства (период доменной структуры) тонких ферромагнитных пленок $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$.
5. Изучить статические вихревые структуры в новом классе сверхпроводников на основе железа.
6. Провести исследование анизотропии вихревой решетки в базисной плоскости $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$.

2 Методика эксперимента

2.1 Методика декорирования вихревой структуры.

Поскольку все основные результаты данной работы были получены с помощью методики декорирования, следует описать эту методику более подробно. Декорирование мелкими ферромагнитными частицами впервые было использовано Биттером для наблюдения доменной структуры в ферромагнетиках [111]. В основе методики лежит тот факт, что частица с магнитным моментом μ в неоднородном магнитном поле стремится минимизировать свою потенциальную энергию $-(\mu, \mathbf{H})$. Эссманн и Тройбл [108] и независимо от них Сарма и Мун [112] применили эту идею для визуализации вихревой решетки в сверхпроводниках второго рода. Поскольку в этом случае необходимое пространственное разрешение составляет около $100 \text{ \AA}$, требуются магнитные частицы соответствующего размера. Они образуются непосредственно в ходе эксперимента путем испарения ферромагнитного материала в атмосфере гелия над поверхностью образца. Двигаясь диффузионно в атмосфере гелия, частицы в итоге слипаются в кластеры размером менее 10 нм [113]. Малый размер кластеров приводит к тому, что они не являются ферромагнитными. Тем не менее, внешнее магнитное поле индуцирует образование собственного магнитного момента таких кластеров, направленного вдоль внешнего поля, другими словами, они являются суперпарамагнитными. Взаимодействие магнитного момента кластеров с градиентом магнитного поля приводит к тому, что они двигаются в среднем по силовым линиям магнитного поля и в результате попадают на поверхность образца в основном в местах проникновения поля в образец. В дальнейшем частицы удерживаются на поверхности благодаря ван-дер-Ваальсовскому взаимодействию. В работах [108] и [112] предлагалось переносить получающиеся картины распределения частиц на углеродные реплики с последующим изучением в просвечивающем электронном микроскопе. В работе [114] было показано, что от использования реплик можно отказаться и наблюдать получающиеся картины в сканирующем элек-

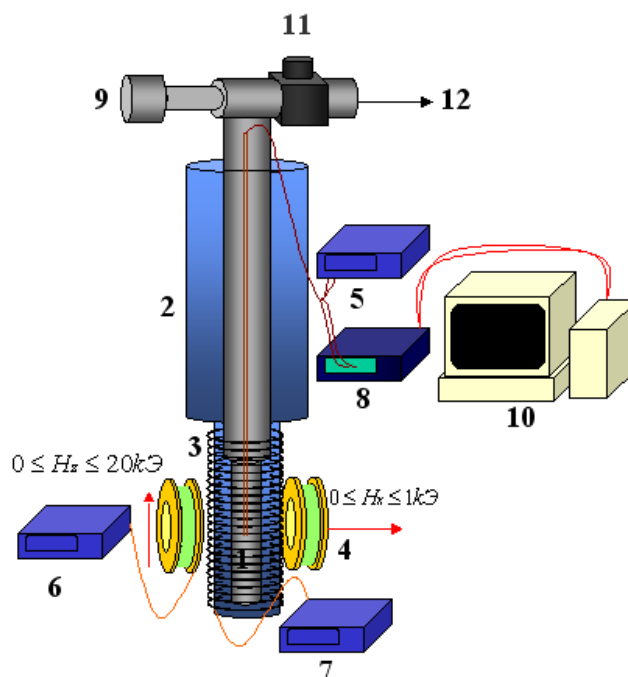


Рис. 21. Схема установки для декорирования.

тронном микроскопе. Позднее появились изолированные от внешнего объема камеры для декорирования, позволяющие проводить декорирование при давлении, отличном от давления насыщенных паров гелия [113]. Таким образом, температура эксперимента и давление буферного газа (гелия) стали независимыми параметрами.

В настоящей работе использовалась камера, принципиально сходная с описанной в [113]. Общая схема установки декорирования представлена на рис. 21. Основной частью является вставка (1), помещаемая в гелиевый криостат (2). Камера с образцом для декорирования размещается в нижней съемной части вставки (1) в "носике" криостата (2).

Схема камеры декорирования представлена на рис. 22. В ней находятся: съемный испаритель (1) из вольфрамовой проволоки на который предварительно наплавляется или электролитическим способом наносится тонкий слой железа массой ~ 0.3 мг, образец на держателе (4), экран (3), резистор-термометр (5). Электрический контакт между вставкой и измерительными и управляющими приборами осуществляется через разъем в верхней части

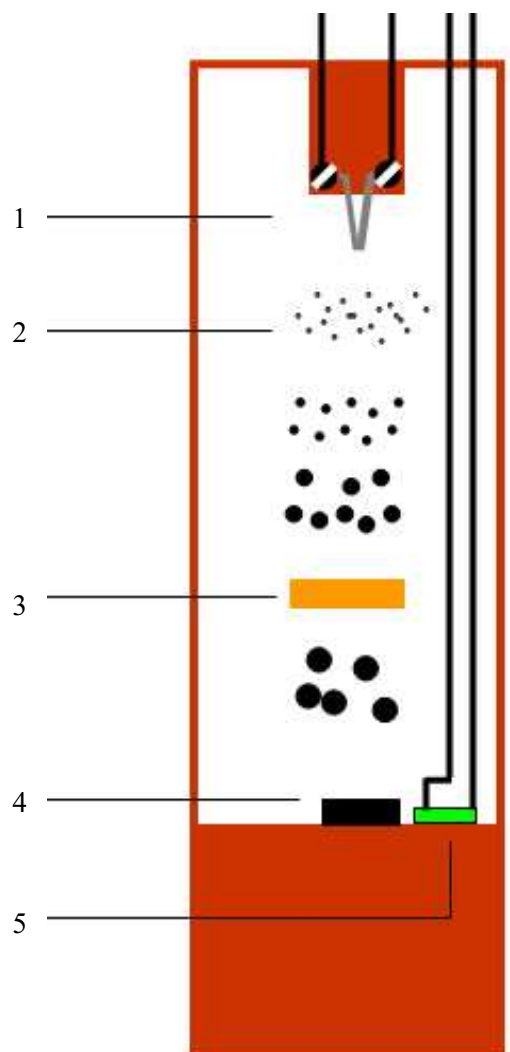


Рис. 22. Схема камеры декорирования. Цифрами обозначены 1 — Вольфрамовый испаритель, 2 — частицы железа, 3 — экран, 4 — исследуемый образец, 5 — резистивный термометр.

вставки. Там же находится емкостный датчик давления - BARATRON (9) (рис. 21), позволяющий контролировать давление гелиевого газа в ходе эксперимента. Вставка подсоединена к форвакуумному насосу через вентиль (11). Ток в испарителе создается источником (5). Снаружи криостата размещается соленоид из медного провода (3), создающий вертикальное магнитное поле и катушки Гельмгольца (4), используемые для создания внешнего магнитного поля параллельного поверхности образцов. Катушки питаются от источников тока (6,7) (рис. 21). Контроль всех параметров (напряжение на баратроне, сопротивление резистивного термометра и напряжение на испари-

теле) и управление экспериментом производится с помощью персонального компьютера ПК (10). Для этой процедуры используется электронный вольтметр типа "SOLARTRON" (8), данные от которого передаются на GPIB-плату персонального компьютера (10). Данные на ПК считываются с помощью программы LabView 7.0

В ходе эксперимента из вставки откачивается воздух, после чего она заполняется газообразным гелием. Затем вставка помещается в криостат и охлаждается во внешнем магнитном поле до температуры жидкого гелия 4.2 К, и образец переходит в сверхпроводящее состояние, т.е. эксперимент проводится в режиме замороженного магнитного потока. (В экспериментах на ферромагнитных пленках *CuNi* использовался ZFC режим - охлаждение в нулевом поле). После этого производится откачка газообразного гелия из вставки с помощью насоса до необходимого давления. Температура меньше 4.2 К достигается путем откачки паров гелия из криостата. Сопротивление термометра и показания баратрона записываются компьютером. Далее на испаритель (1) (рис. 22), на который предварительно наплавлен или электролитически нанесен тонкий слой железа, подается постоянное напряжение, в результате чего он разогревается, и нанесенное на него железо испаряется. Экран (3) препятствует радиационному нагреву образца, а также прямому попаданию испарившихся частиц железа на образец с большими скоростями, соответствующими температуре испарения (баллистическому потоку). Такие частицы не успевают бы почувствовать градиент магнитного поля и покрывали бы поверхность образца однородно. Вместо этого частицы железа достигают поверхности образца в результате медленного процесса диффузии в атмосфере газообразного гелия. 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 и слипания друг с другом. Таким образом, размер долетевших до образца частиц зависит от продолжительности процесса диффузии, и, следовательно, от концентрации газообразного гелия. Этот размер является важным параметром, обеспечивающим высокое разрешение метода. Оп-

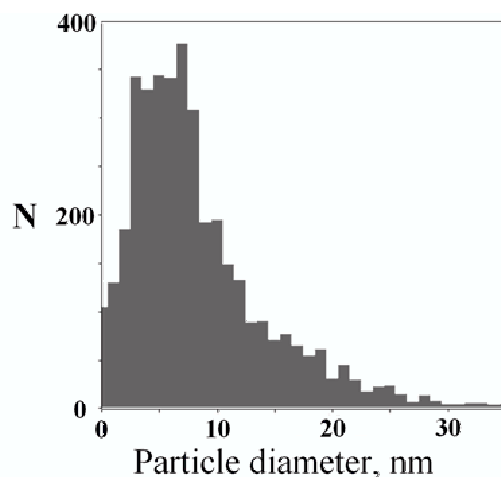


Рис. 23. Распределение мелкодисперсных частиц железа по размерам. Высокое разрешение метода (< 100 нм) обеспечивается малым размером (~ 10 нм) частиц магнитного порошка, приготавливаемого непосредственно в низкотемпературном эксперименте путем испарения магнитного материала, в нашем случае железа, в атмосфере буферного газа (гелия) при низком давлении $\sim 10^{-2}$ Торр.

тимальными для декорирования являются суперпарамагнитные частицы железа с характерным размером несколько нм. Экспериментально выбранное для используемой вставки давление газообразного гелия составляет $\sim 10^{-2}$ Торр при температуре 4.2 К. Распределение частиц железа по размерам показано на рис. 23. Частицы были приготовлены непосредственно в низкотемпературном эксперименте путем напыления на кремниевую подложку при низком давлении $\sim 10^{-2}$ Торр буферного газа.

На рис. 24 представлены показания измерительных приборов во время одного из декорирований. Момент времени $t \simeq 1600$ с на графике давления отражает момент закрывания одного из кранов и прямого отношения к процессу декорирования не имеет. Импульс тока величиной $I \simeq 0.8$ А и продолжительностью $\delta t \simeq 1$ с в момент времени $t \simeq 1655$ был подан на испаритель, что видно по скачку температуры и давления. Далее за время $\delta t \simeq 3$ с температура термометра сравнивается с температурой гелиевой атмосферы и за время $t \simeq 20$ с вся гелиевая атмосфера охлаждается до 4.2 К.

При напылении суперпарамагнитные частицы (2)(рис. 22) подмагничиваются внешним магнитным полем и двигаются к поверхности вдоль его силовых линий, оседая в областях входа (выхода) магнитного поля (на доменах,

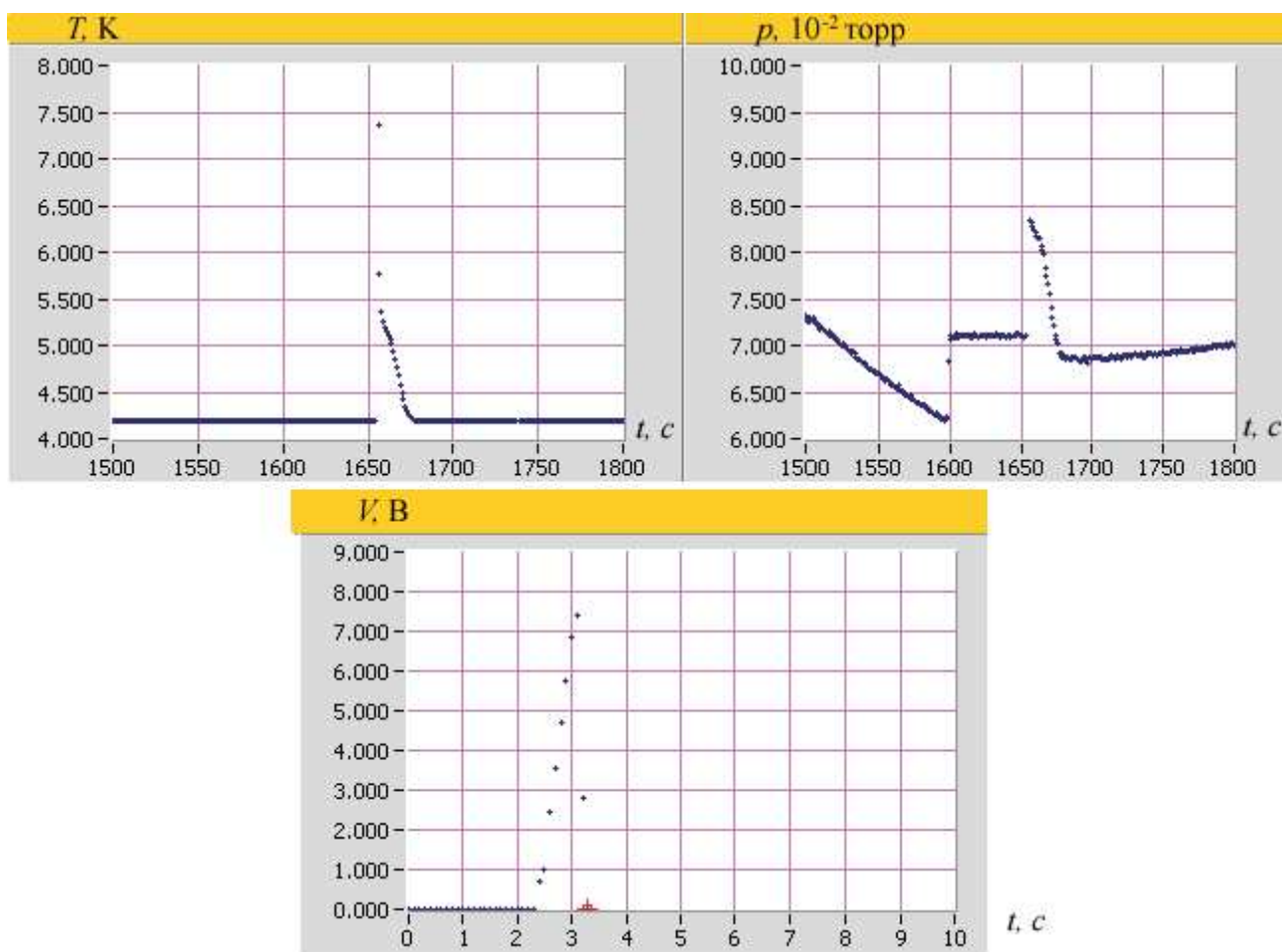


Рис. 24. Показания мультиметра во время декорирования: температура образца, давление в камере декорирования и напряжение на испарителе от времени.

намагниченных вдоль слабого приложенного магнитного поля, или вихрях Абрикосова). При этом магнитные частицы оказываются поляризованными вдоль направления внешнего магнитного поля, представляя собой магнитные диполи. Это обстоятельство оказывается важным при интерпретации магнитного контраста доменной структуры магнетиков (рис. 25).

Следует отметить, что методика низкотемпературного декорирования оказалась единственным возможным методом исследования доменной структуры низкотемпературного слабоферромагнитного сплава $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$. Попытки использовать другие методы визуализации магнитных структур (магнитооптическую технику и магнитную силовую микроскопию МСМ) не увенчались успехом. Магнитооптическая методика не обеспечила необходимого

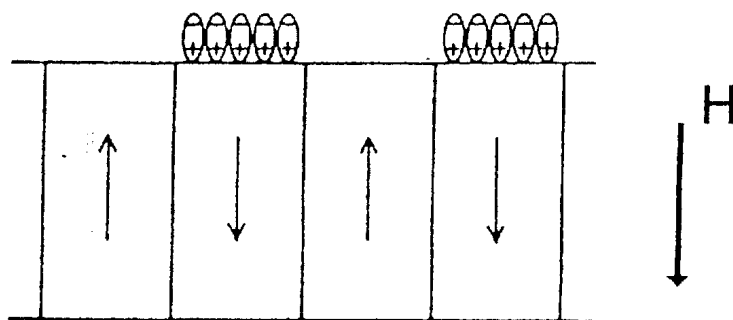


Рис. 25. К интерпретации магнитного контраста доменной структуры магнетиков.

субмикронного пространственного разрешения, а низкотемпературный МСМ, использующий в качестве зонда иглу из сильного ферромагнетика (никеля), сильно возмущал доменную структуру слабоферромагнитного сплава $CuNi$ и не давал достоверной картины его доменной структуры.

В экспериментах по наблюдению доменов в пленках $CuNi$ было достигнуто улучшение методики путем выбора оптимальных параметров эксперимента, включая многократное испарение железа небольшими порциями, а также применением компьютерных методов обработки изображений, что позволило продвинуть исследования в область рекордно высокого разрешения < 100 нм для декорирования в малых магнитных полях до 200 Э.

При изучении структуры магнитного потока в слабоферромагнитном состоянии и попытке наблюдения спонтанного магнитного потока в монокристаллах $ErNi_2B_2C$ требовалась понизить температуру декорирования ниже $T_{WFM} = 2,3$ К или приблизиться к этому значению. Этого удалось достичь за счет использования вольфрамовой проволоки (испарителя) диаметром до 0,05 мм. При этом применялся электрохимический метод нанесения слоя железа на испаритель. В экспериментах наименьшая начальная температура составляла 1,2 К, при этом наименьшая температура декорирования оценивалась как $T_d = 2,6$ К. (Минимальная величина T_d для техники декорирования по литературным данным составляет 2,9 К [115]).

Для проведения экспериментов по подавлению сверхпроводимости и наблюдению структуры магнитного потока в нормальной фазе в монокристаллах $ErNi_2B_2C$ использовалась новая установка декорирования (принципиаль-

но сходная с описанной выше), но со сверхпроводящими соленоидами. Максимальное магнитное поле в экспериментах составляло ~ 20000 Гс, которое является рекордным для данной техники.

2.2 Визуализация картин декорирования и их количественный анализ

После проведения декорирования вставка достается из криостата и отогревается. При ее наполнении атмосферным воздухом частички железа, осевшие на поверхность, окисляются. Далее образец с напыленными железными частицами анализируется с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) с разрешающей способностью 3 нм, при этом распределение частиц железа наблюдается в основном за счет топографического контраста в режиме вторичных электронов. Скопления частиц, маркирующие места проникновения магнитного поля в образец, видны как белые пятна на темном фоне. Количественная информация о структуре проникновения магнитного поля в образец получается в результате компьютерной обработки распределения уровня контраста - яркости на СЭМ-микрофотографиях.

Кроме этого, СЭМ имеет специальное устройство для получения картины каналирования (вида дифракционной картины на кристаллической структуре образца), которая дает необходимую информацию о кристаллографической ориентации и позволяет в тех случаях, когда это необходимо, установить ориентацию вихревой решетки относительно кристаллической (см. главу 3 и 6)

Наиболее важным из изучаемых параметров вихревой структуры является взаимное расположение вихрей. Необходимая информация обычно извлекается из Фурье-образа исходного распределения уровня яркости на фотографии. Максимумы (светлые пятна) на Фурье-картине соответствуют вихревым рядам в перпендикулярном направлении в прямом пространстве. Элементарная ячейка, образованная этими максимумами, есть Фурье-преобразование

"усредненной по всей фотографии" элементарной ячейки, образованной вихрями в прямом пространстве. Фильтрация Фурье-образа с последующим обратным преобразованием Фурье позволяет улучшить качество исходной картины (данная обработка применялась только в случае, когда были отчетливо видны Фурье-максимумы, в противном случае полученная картина может вообще не иметь ничего общего с первоначальной) или выделить ее часть с заданными свойствами.

Обработка Фурье-образа также может дать количественную информацию не только о геометрии вихревой структуры (углы между вихревыми рядами, расстояния между ними и др.), но и величину внешнего магнитного поля вблизи поверхности образца. Для этого сначала калибруется исходная картина - фотография расчерчивается прямыми линиями с расстоянием между ними $1\text{ }\mu\text{m}$ и только затем делается Фурье-преобразование. В итоге, на Фурье-образе получаются резкие максимумы, соответствующие данным прямым - производится калибровка обратного пространства. Далее производя измерения длин элементарной ячейки в обратном пространстве (по полученному базису), можно рассчитать расстояния между рядами в прямом пространстве.

Исходя из факта, что на один вихрь приходится квант магнитного потока, можно вычислить магнитную индукцию вблизи поверхности образца по формуле: $B = \Phi_0/S$.

Также для большей наглядности, при обработке картин декорирования на YBCO-124 и пниктидах, нами была проделана Делоне-триангуляция снимка вихревой решетки. Делоне-триангуляция заключается в замене вихрей точками, находящимися в их центрах и последующее соединение этих точек с ближайшими точками-соседями с помощью отрезков таким образом, чтобы между всеми соединениями отсутствовали пересечения. С помощью делоне-триангуляции можно легко выявлять дефекты в вихревой решетке, которые видны как точки, у которых имеется не 6, а 5 или 7 ближайших соседей.

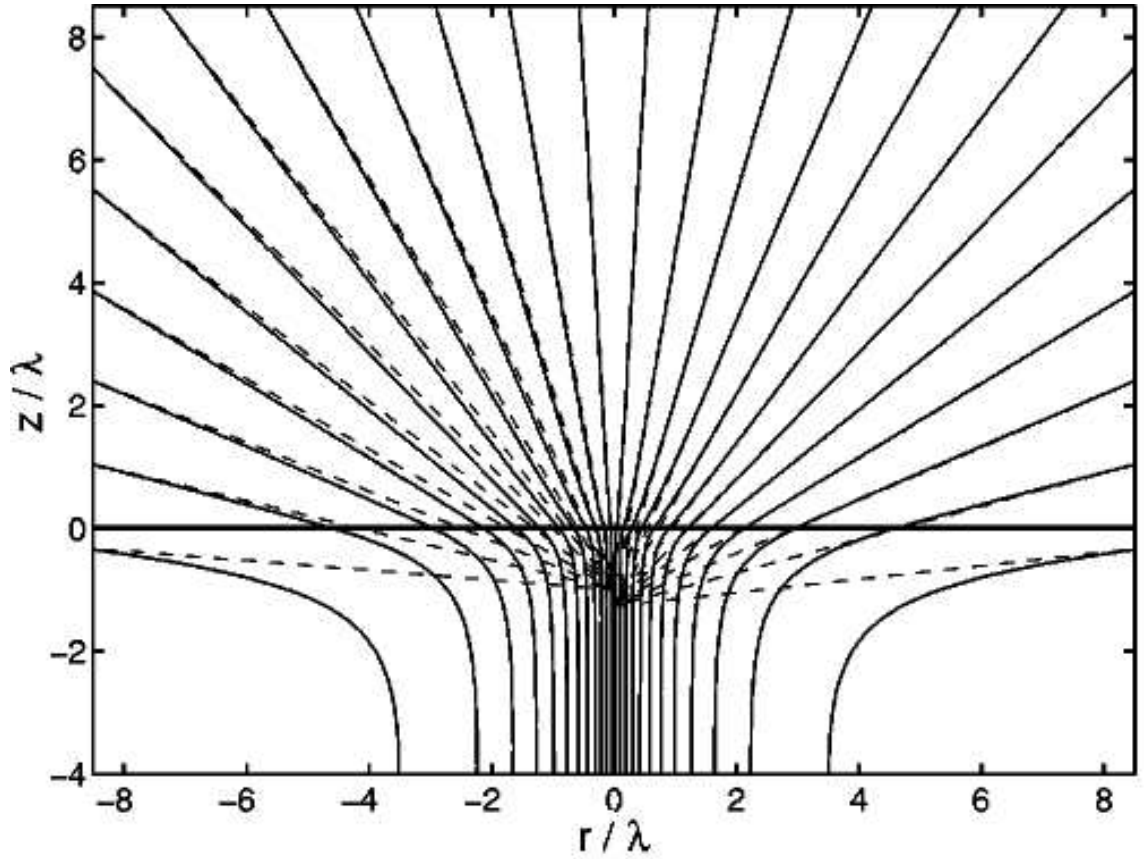


Рис. 26. Поведение силовых линий магнитного поля вблизи границы сверхпроводника второго рода с $\kappa=20$, показанных сплошными линиями. Иллюстрация взята из работы [116].

2.3 Метод оценки глубины проникновения λ .

Одним из характерных масштабов, определяющих электродинамические свойства сверхпроводника второго рода, является лондоновская глубина проникновения λ_L . Описанная в этом пункте обработка изображений вихревой структуры, получаемых методом декорирования, позволяет оценить ее величину.

В глубине сверхпроводника второго рода изолированный Абрикосовский вихрь имеет характерный диаметр $2\lambda_L$. Магнитное поле, соответствующее этому вихрю, в основном заключено в пределах трубки такого диаметра и значительно меньше вне ее. Однако по мере приближения к поверхности образца силовые линии магнитного поля отклоняются от сердцевины вих-

ря [117]. Это приводит к "расширению" вихрей вблизи поверхности образца. Силовые линии магнитного поля, удаленные на расстояние λ_L от сердцевин вихря в объеме сверхпроводника, пересекают поверхность на расстоянии примерно $2\lambda_L$ от сердцевин (рис.26). Таким образом, можно считать, что на поверхности образца Абрикосовский вихрь имеет диаметр $4\lambda_L$, и лондоновская глубина проникновения равна $1/4$ размера вихря. Конечно, приведенные соображения не могут претендовать на получение точного значения λ . Тем не менее, этот метод оценки глубины проникновения ранее уже с определенной долей успеха применялся в высокотемпературных сверхпроводниках. Так, полученная с его помощью оценка λ в YBCO [118] затем подтвердилась другими результатами [119].

3 Визуализация границ ферромагнитных доменов в монокристаллах $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Сосуществование сверхпроводимости и слабого ферромагнетизма [A1],[A3].

Исследовалась исходная ростовая поверхность (001) монокристаллов с размерами $\sim 3 \times 5 \times 0.5 \text{ мм}^3$ $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ при температурах ниже T_N , в антиферромагнитном состоянии, а также сверхпроводящих монокристаллов $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$, выращенных из расплава Ni_2B , как описано в [120]. Декорирование проводилось в режиме замороженного потока в полях от нескольких Эрстед до 1,1 кЭ и в интервале температур декорирования T_d от 2,6 К до 15 К в поле H_e параллельном оси c . Следует заметить, что под температурой декорирования T_d подразумевается температура газа, измеренная термометром сопротивления, расположенным в непосредственной близости к образцу, в момент выключения тока через испаритель. Поскольку при термическом испарении железа происходит нагрев системы, температура в камере испарения может повышаться на несколько градусов. Поэтому камера декорирования предварительно охлаждается до температуры T_1 ниже T_d . Минимизация T_d достигается уменьшением размера (массы) испарителя за счет уменьшения диаметра вольфрамовой проволоки до 0,05 мм, как описано в разделе 2.1. В наших экспериментах наименьшая температура T_1 составляла 1,6 К, при этом наименьшая температура декорирования оценивалась как $T_d = 2,6 \text{ К}$. Визуализация картин декорирования проводилась после отогрева при комнатной температуре с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) при комнатной температуре.

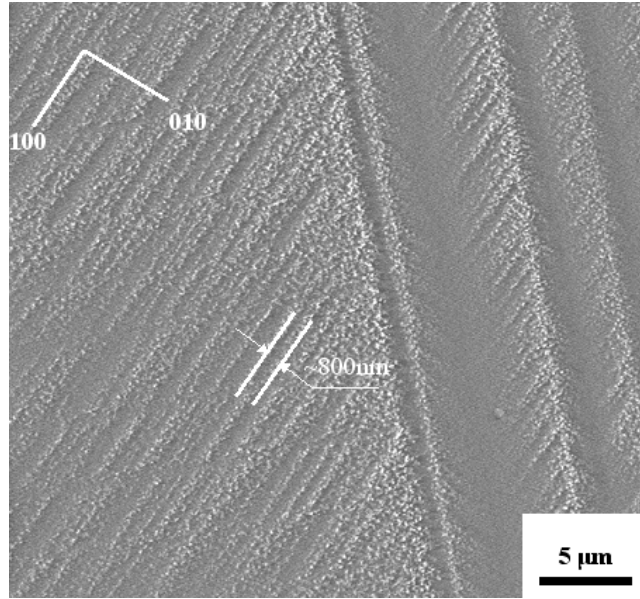


Рис. 27. Структура магнитного потока на плоскости (001) монокристалла $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ в магнитном поле 1100 Э при температуре $T_d = 7 \text{ K}$, меньше температуры слабоферромагнитного перехода в $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$, $T_{\text{WFM}} = 8\text{-}9 \text{ K}$.

3.1 Особенности структуры магнитного потока на монокристаллах $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$.

Картина магнитного потока на поверхности (001) монокристалла $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ показаны на рис. 27 в поле $H_e = 1100 \text{ Э}$ параллельном оси c . Видны следующие характерные особенности: кроме доменных границ вдоль направлений типа $\langle 110 \rangle$, расстояние между которыми около $5 \div 10 \text{ мкм}$, отчетливо наблюдается вторая система границ по $\sim \langle 100 \rangle$, расстояние между которыми на порядок меньше [15]. В полях меньших 100 Э структуры, подобные показанной на рис. 27 (границы по $\sim [100], [010]$), занимают почти всю поверхность образца (001) (рис. 28), в то время как в средних и больших $\sim 1 \text{ кЭ}$ полях структуры, подобные показанным на рис. 28 занимают лишь часть поверхности. Указанные структуры наблюдались в $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ при температурах ниже 8 К. Ориентация границ определялась по картине каналирования (рис. 28 справа).

На рис. 29 представлена картина магнитного потока на поверхности (001)

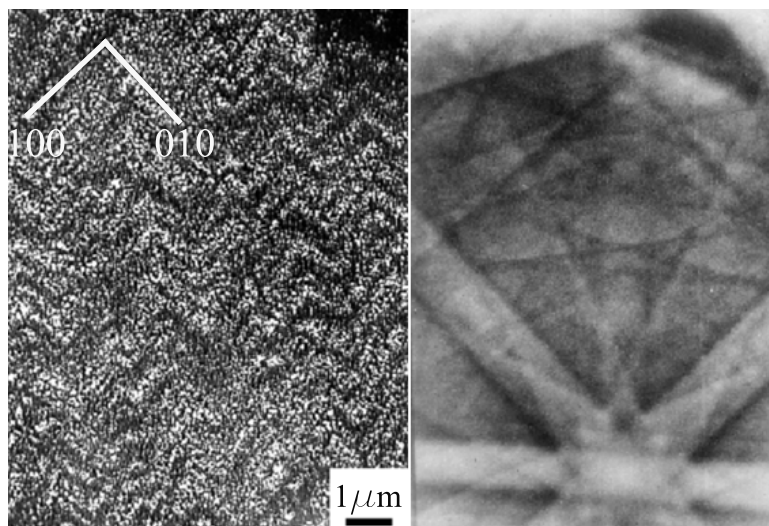


Рис. 28. Особенности структуры магнитного потока на поверхности $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ в малых магнитных полях ($H_e = 10$ Э), $T_d = 6$ К. Справа: картина каналирования электронов с участка поверхности монокристалла $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$.

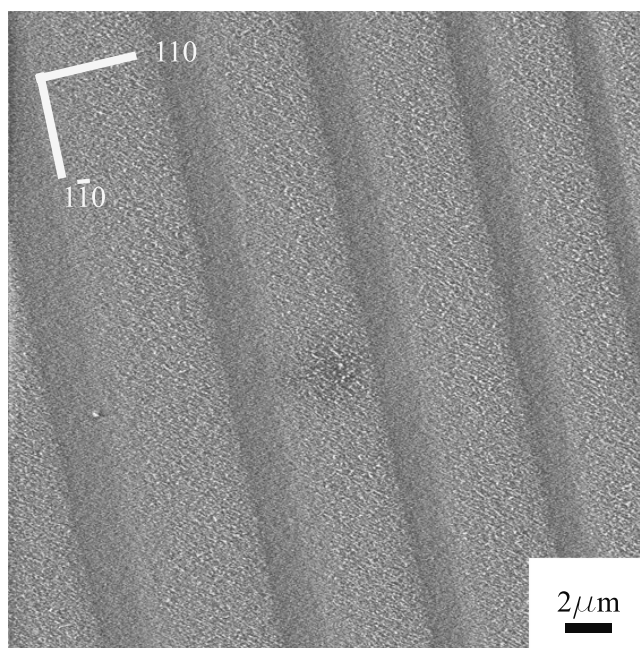


Рис. 29. Картина декорирования на поверхности (001) $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ в магнитном поле 600 Э, наклоненном вокруг оси [100] на угол 80° при температуре 8 К.

монокристалла $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$, которая заметно отличается от показанной на рис. 27 и рис. 28 в поле, наклоненном к поверхности на угол 80 градусов вокруг оси [100]. Схема эксперимента приведена на рис. 30.

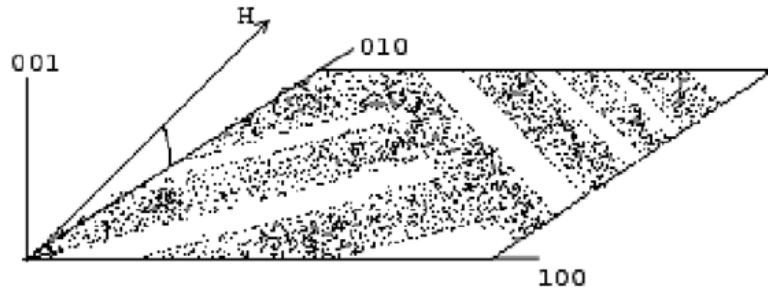


Рис. 30. Схема эксперимента в наклонном поле.

Во-первых, изменился контраст на границах (или доменах), которые расположены в плоскостях типа $\{110\}$ и, во-вторых, не наблюдаются доменные границы в плоскостях типа $\{100\}$. Зато наблюдаются широкие (несколько микрон) области вдоль направления $\langle 110 \rangle$ с высокой концентрацией магнитных частиц, разделенные более узкими областями, в которых частиц очень мало. Однако при наклоне магнитного поля на тот же угол 80 градусов, но вокруг оси $[110]$ контраст на доменных границах в плоскости типа $\{110\}$ и $\{100\}$ не исчезает и наблюдаются картины подобные показанным на рис. 27.

Таким образом, резюмируя экспериментальные наблюдения, структура магнитного потока (доменная структура) в $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ оказывается очень сложной. В малых (< 100 Э) магнитных полях магнитный контраст выделяет, главным образом, доменные границы по плоскостям (100) и (010) . В полях больших 100 Э магнитный контраст выявляет обе системы доменных границ по $[110]$, $[1\bar{1}0]$ и $[100]$, $[010]$, причем только при температурах T_d ниже ~ 8 К.

3.2 Структура магнитного потока на монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$

Для настоящей работы важно, что аналогичная по кристаллогеометрии картина пиннинга вихрей наблюдалась на поверхности монокристалла $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ в сверхпроводящем состоянии.

А именно, было замечено, если температура охлаждения T_1 была меньше $T_{WFM} = 2,3$ К, а температура декорирования T_d оказывалась $\sim 3-4$ К, то,

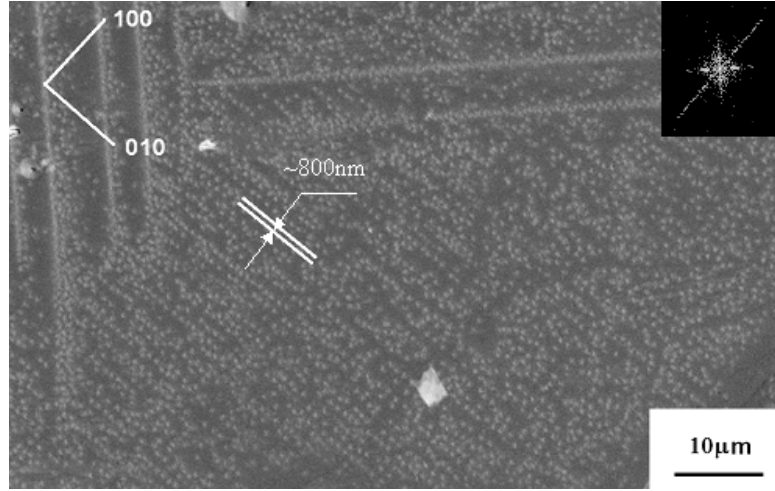


Рис. 31. Структура магнитного потока на поверхности $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ при температуре $T_d = 4 \text{ K}$, $H_e = 20 \text{ Э}$. На вставке - фурье-образ картины.

помимо вихрей закрепленных вдоль границ АФ доменов в плоскостях $\{110\}$ [11],[12], на отдельных участках кристалла $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ без двойниковых границ наблюдались вихревые ряды вдоль направления $\langle 100 \rangle$ (рис. 31).

Вставка на рис. 31 представляет собой Фурье-образ картины и объективно демонстрирует, как вытянутость вихревых рядов вдоль $[010]$, о чем свидетельствует тяж в направлении $[100]$ на вставке, так и дает возможность оценить минимальное расстояние между вихревыми рядами - порядка нескольких сот нанометров. В последующих экспериментах мы следили за одним и тем же участком поверхности (001) монокристалла $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$, охлаждаемого до разных температур T_1 перед декорированием, а именно: а) $T_1 < T_{WFM}$, б) $T_N > T_1 > T_{WFM}$. Схема экспериментов показана на рис. 32.

В результате наблюдалось два случая (сценария). В первом, на монокристалле (I), после охлаждения до $T_1 < T_{WFM} = 2,3 \text{ K}$ [14], [121], и декорирования при $T_d \approx T_{WFM}$ наблюдались ряды вихрей вдоль $[100]$ - рис. 33. Более ясно эти ряды можно видеть в левой части рисунка, если смотреть скользящим взглядом вдоль направления $[100]$, объективно это видно по тяжу вдоль $[010]$ на Фурье-картине с левого участка рис. 33 (вставка). После смывания магнитных частиц и повторного декорирования данного монокристалла в условиях, когда охлаждение проводилось до $T_1 = 4,2 \text{ K} > T_{WFM}$, а $T_d = 5,5 \text{ K} (< T_N = 6 \text{ K})$

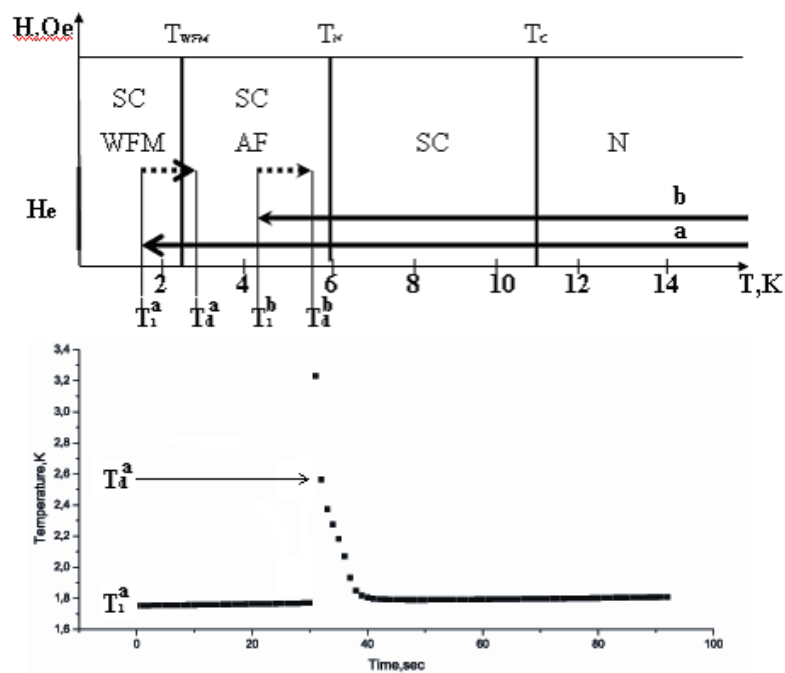


Рис. 32. Схема эксперимента.

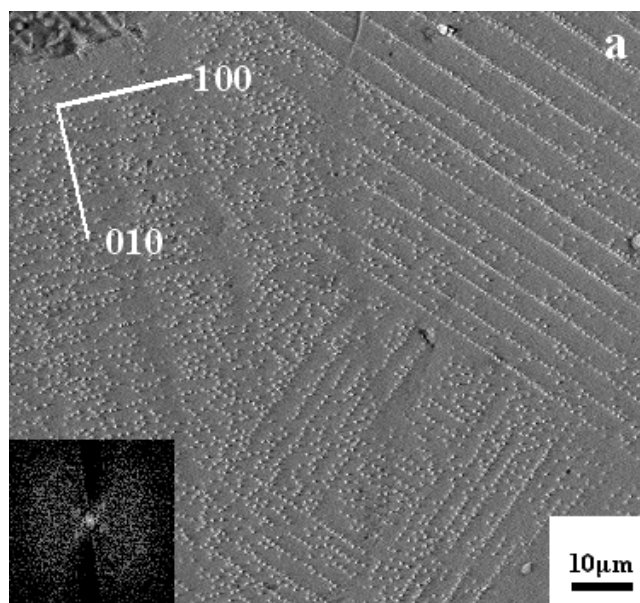


Рис. 33. Картины декорирования монокристалла $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ в плоскости (001) ;

$$T_d = 2.5 \text{ K}, T_1 = 1.8 \text{ K}, H_e = 15 \text{ Э}$$

наблюдалась на том же участке картина, показанная на рис. 34. В левой части рисунка, где нет двойниковых границ по $\langle 110 \rangle$, наблюдается треугольная вихревая решетка без выделенной ориентации плотноупакованных вихревых

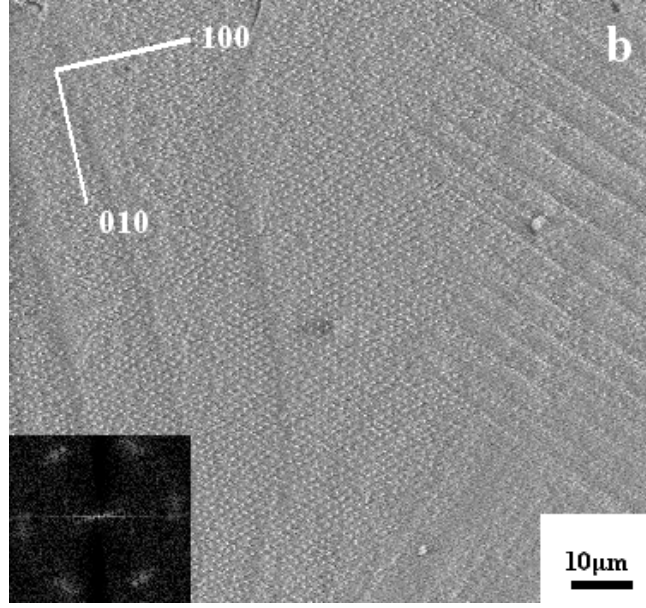


Рис. 34. Картины декорирования монокристалла $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ в плоскости (001) ;
 $T_d = 5.5 \text{ K}$, $T_1 = 4.2 \text{ K}$, $H_e = 15 \text{ Э}$.

рядов вдоль $[100]$, о чем свидетельствует и Фурье-картина с того же участка (вставка на рис. 34).

Случай (сценарий) (I) отличается тем, что представленные выше картины (результат) воспроизводятся при последующих циклах охлаждения и отогрева до комнатной температуры. Во втором случае, на другом монокристалле (II) $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ после первого охлаждения до $T_1 < T_{WFM}$ и декорирования при $T_d \approx T_{WFM}$ также на многих участках кристалла без двойниковых границ в плоскости $\{110\}$ наблюдались ряды вихрей вдоль направлений $\langle 100 \rangle$ (рис. 35).

После повторного охлаждения при $T_1 = 4.2 \text{ K} > T_{WFM}$ на том же участке кристалла (рис. 36) наблюдались только вихревые ряды вдоль двойниковых границ $\{110\}$, которые не наблюдались при первом охлаждении. Важно отметить, что при последующих циклах отогрева и охлаждения наблюдались только картины типа показанных на рис. 36. Всего было исследовано 6 монокристаллов $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$. В двух из них реализовался сценарий (I), в одном - (II), а в трех остальных мы наблюдали только двойниковые границы $\{110\}$, однако их термомагнитная предыстория нам была неизвестна.

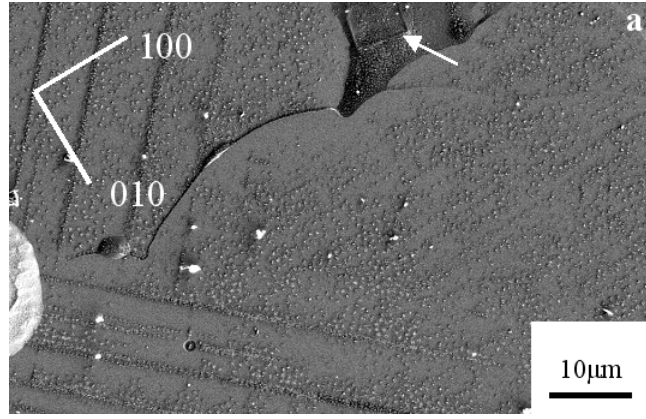


Рис. 35. Картины декорирования монокристалла $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ в плоскости (001) ;
 $T_d = 2.5 \text{ K}$, $T_1 = 1.8 \text{ K}$, $H_e = 15 \text{ Э}$.

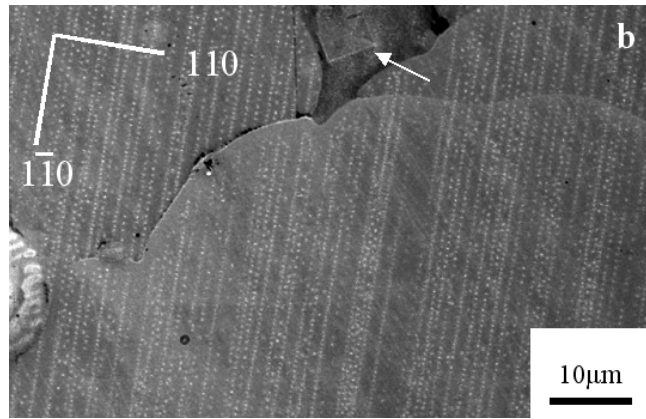


Рис. 36. Картины декорирования монокристалла $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ в плоскости (001) ;
 $T_d = 5.5 \text{ K}$, $T_1 = 4.2 \text{ K}$, $H_e = 15 \text{ Э}$.

Следует отметить, что расстояния между вихревыми рядами вдоль $\langle 100 \rangle$ много меньше, чем вдоль направлений типа $\langle 110 \rangle$ (рис. 31, 33) для монокристаллов $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и коррелирует с расстоянием между следами предполагаемых доменных границ в монокристаллах $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ (рис. 27).

Для дальнейшего сравнения структуры магнитного потока на монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ с наблюдаемой картиной на $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ были выполнены эксперименты в наклонном магнитном поле при низких температурах, близких к $T_{WFM} = 2.3 \text{ K}$. Образцы охлаждались в магнитном поле до $T_1 = 1.6 \text{ K}$.

На рис. 37 приведена картина декорирования монокристалла $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ в

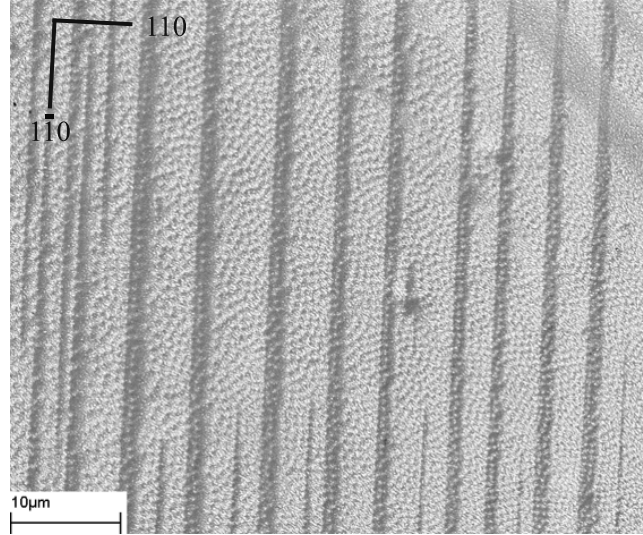


Рис. 37. Картина декорирования на поверхности (001) $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ в наклонном магнитном поле, при температуре 3 К. Вертикальная составляющая H_z (вдоль $[001] = 20$ Э) и горизонтальная H_x (вдоль $[100] = 300$ Э).

наклонном магнитном поле (горизонтальная составляющая 300 Э). При этом также как и в случае $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ обращают на себя внимание широкие области (несколько микрон) вдоль направления $\langle 110 \rangle$ и разная плотность вихрей в соседних парах доменов. Здесь в отличие от $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ домены выявляются (декорируются) вихрями Абрикосова, которые в свою очередь, декорируются магнитными частицами.

Также были проведены эксперименты на поверхности (100) (bc), перпендикулярной базисной плоскости, монокристалла $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ при низких температурах в области слабоферромагнитного перехода с целью наблюдения спонтанного магнитного потока. При данной геометрии направление намагниченности в слабоферромагнитном состоянии в $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ должно быть перпендикулярно наблюдаемой поверхности. По результатам магнитных измерений $[110]$ оценка спонтанной намагниченности в базисной плоскости $(001)(ab)$ дает величину индукции $\cong 700$ Гс, что соответствует периоду ожидаемой спонтанной вихревой решетки на плоскости типа (100) или $(010) \cong 0,16$ мкм. Однако экспериментально такая структура не наблюдалась (рис. 38). Эксперимент проводился в малом внешнем магнитном поле $H_e = 40$ Э, которое

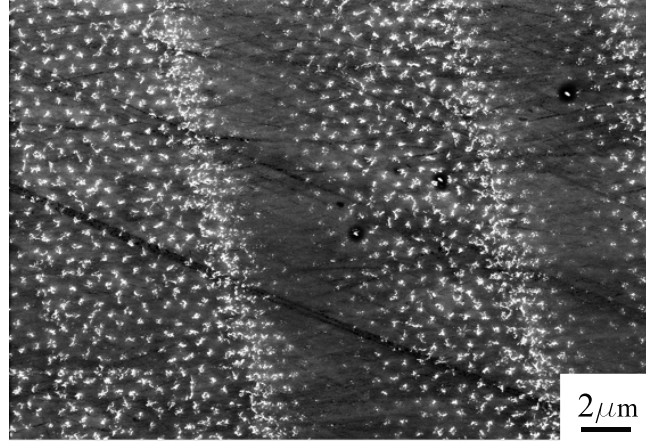


Рис. 38. Структура магнитного потока на поверхности (100) (bc) $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ в магнитном поле 40 Э при температуре $T_d = 3$ К.

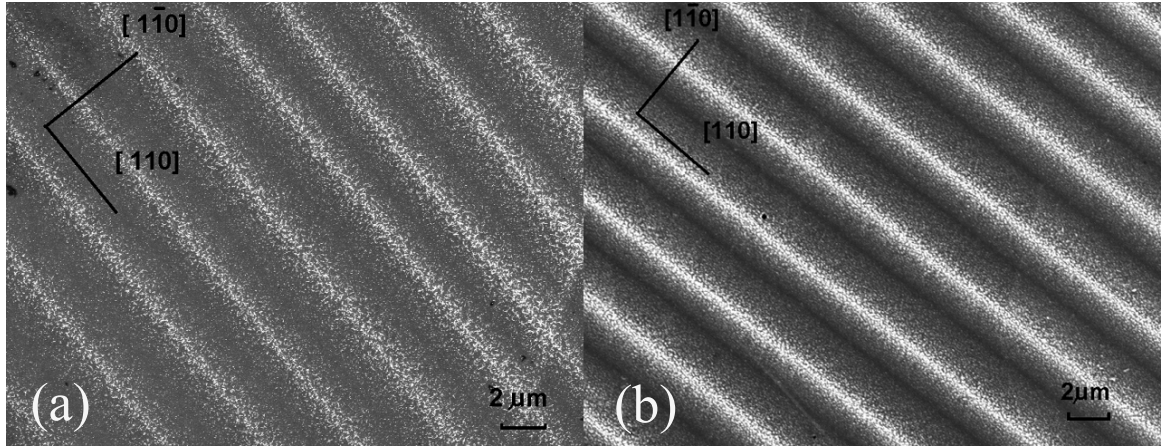


Рис. 39. Структура магнитного потока на поверхности (001) монокристаллов $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ (a) и $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ (b) в магнитном поле 2 Т при температуре $T_d = 6$ К.

было необходимо для намагничивания суперпарамагнитных частиц во время декорирования. Наблюдаемый период вихревой решетки соответствовал этому магнитному полю.

И наконец, если подавить сверхпроводимость магнитным полем $\cong 2$ Т при температуре ≤ 6 К, в монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ в нормальном состоянии наблюдается магнитный контраст только по направлению двойниковых границ $\langle 110 \rangle$, как и в монокристаллах $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ (рис. 39).

3.3 Обсуждение

Симметричный анализ кристаллической структуры $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ показывает возможность формирования в этом кристалле АФ структур, допускающих наличие спонтанного слабого ферромагнитного момента в базисной плоскости (ab)[44]. Направление слабого ферромагнитного момента совпадает с направлением продольно поляризованной волны спиновой плотности по $[100]$ или $[010]$. Температурный интервал, в котором видна тонкая структура вдоль этого направления, совпадает с областью существования слабого ферромагнитного состояния для $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Естественно предположить, что эти стенки могут служить границами доменов со слабым ферромагнетизмом, что приводит к появлению магнитного контраста. Поскольку техника декорирования выявляет только нормальную к поверхности компоненту неоднородного магнитного поля, вероятнее всего наблюдаются границы блоховского типа. Вполне возможно, что границы, разделяющие антиферромагнитные домены с взаимно перпендикулярными направлениями волны спиновой плотности также вносят вклад в магнитный контраст [15].

Магнитный контраст в наклонном поле также может быть связан со слабым ферромагнетизмом в $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$, для которого температура Кюри $T_{WFM} = 8-9$ К. В поле 600 Э близком к кубическому направлению антиферромагнитные домены со слабым ферромагнетизмом (шириной несколько микрон) однородно намагничены (вектор намагниченности повернут на 90 градусов в соседних АФ доменах). При декорировании такие домены с чередующимся вектором намагниченности выглядят, как темные и светлые области. В ненамагниченном состоянии каждый АФ домен разбит на более мелкие СФМ домены шириной $\sim 0.8 \mu\text{m}$.

Наши наблюдения для монокристаллов $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ (эксперименты в малых магнитных полях) могут быть истолкованы, как проявление пиннинга вихрей на границах ферромагнитных доменов в плоскостях типа (100) или (010). Поскольку нам не удалось понизить температуру декорирования T_d ниже $T_{WFM} = 2,3$ К для $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$, поэтому речь здесь идет об остаточном пин-

нинге вихрей при T_d несколько выше T_{WFM} , который не исчезает вследствие кинетических причин. По-видимому, вихри в рядах "замерзают" по границам доменов низкотемпературной слабоферромагнитной фазы, выявляя таким образом плоскость залегания доменных границ по (100) или (010). Расстояние между вихревыми рядами, вероятно, не соответствуют точно расстоянию между СФМ доменными границами l из-за отталкивающего взаимодействия между вихрями даже в малых магнитных полях (<100 Э). Скорее всего $l < 1$ мкм, как видно на рис. 31, 33. Следуя результатам теоретической работы о доменной структуре в сверхпроводящих ферромагнетиках, можно оценить ширину доменной границы (стенки) - w и ширину домена - l . Согласно [6], если домены существуют, то это означает, что w меньше глубины проникновения λ . Если за эффективный размер области, в которой происходит АФ-СФМ превращение, принять ширину АФ домена - d , а $w \leq \lambda$, то $l \approx \sqrt{d \cdot w}$. Для $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ $\lambda = 70$ нм [110] и $d \approx 7$ мкм, l оценивается как ≈ 700 нм, что близко к экспериментально наблюдаемому расстоянию между вихревыми рядами по $<100>$ (рис. 31, 33). Переход АФ-СФМ в $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ рассматривался как lock-in превращение фаз с несоизмеримой в соизмеримую волну спиновой плотности [122]. Из нейтронографических данных [122] следует, что возникающая при этом доменная структура в СФМ фазе предполагает существование доменов в $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ порядка $1000a$, где $a = 0,35$ нм - период кристаллической решетки. Таким образом, эти результаты дают оценку $l \approx 350$ нм, что находится в разумном согласии с нашими результатами.

Наблюдавшееся различие в сценариях (I) и (II), по-видимому, можно связать с влиянием механических напряжений при АФ и СФМ фазовых переходах и с кинетическими факторами, такими, как скорость охлаждения. Было замечено, что картины типа рис. 31 наблюдаются чаще в областях стыка двух систем АФ двойниковых границ $[110]$ и $[1\bar{1}0]$, где реализуется более сложное напряженное состояние. Согласно наблюдениям в помощью холловского микроскопа [110], в $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ подвижность вихрей ниже 5 К подавлена и не наблюдается термически активированное движение вихрей. Возможные

причины неполноты АФ-СФМ превращения также связана с пиннингом границ доменов при перестройке волны спиновой плотности из несоизмеримой (АФ) в соизмеримую (СФМ) фазу в модели, которая предлагает механизм АФ-СФМ перехода в монокристаллах $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ [122].

Попытки наблюдения структуры спонтанного магнитного потока в ферромагнитной фазе в $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ при $T < T_{WFM} < T_c$ предпринимались ранее как нейтронографическим методом [14], так и недавно с помощью сканирующего холловского микроскопа [110]. В нейтронных экспериментах не удалось наблюдать спонтанную вихревую решетку при охлаждении в нулевом поле (ZFC), но наблюдалась вихревая фаза после перемагничивания в магнитном поле ниже T_{WFM} [14], что коррелирует с нашими наблюдениями в том смысле, что влияние на структуру магнитного потока обнаруживается только после охлаждения в магнитном поле ниже T_{WFM} . В холловских экспериментах [110] не удалось разрешить структуру магнитного потока на плоскости типа (100) или (010). Оценка спонтанной намагниченности в базисной плоскости дает величину индукции в базисной плоскости ~ 700 Гс, (причем выполняется условие: $4\pi M > H_{c1} \cong 500$ Гс), что соответствует периоду ожидаемой спонтанной вихревой решетки на плоскости (100) или (010) $\sim 0,16$ мкм, который ниже, чем разрешающая способность используемого холловского микроскопа в работе [110].

Таким образом, совпадение температурных интервалов, в которых наблюдались особенности в структуре магнитного потока в $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ (вихревой структуре) с существованием АФ и СФМ фаз, а также с предполагаемой кристаллогеометрией доменных границ, является веским аргументом в пользу обнаружения доменной структуры слабоферромагнитного состояния при температурах ниже T_c в монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Наблюдались особенности:

- 1) Остаточный пиннинг вихрей по границам в плоскости (100) или (010) чуть выше $T_{WFM}=2,3$ К в монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$, которые "декорируют" пространственное положение границ слабоферромагнитных доменов.
- 2) Магнитный контраст по границам в плоскости (100) или (010), кото-

рые мы считаем блоховскими стенками (границами) в слабоферромагнитном состоянии при температурах ниже $T_{WFM} = 8$ К в монокристаллах $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$.

3) Наблюдение магнитного контраста по направлению двойниковых границ $\langle 110 \rangle$ в $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ в нормальном состоянии аналогично наблюдаемой картине в $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$.

Вместе с тем остаются не вполне ясными как структура границ (доменных стенок), так и природа магнитного контраста на границах АФ доменов по $\{110\}$ в $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$, наблюдаемого выше 8 К. Также остается открытым вопрос о существовании спонтанной вихревой фазы в монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$.

4 Магнитная доменная структура в пленках $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ и в двухслойной системе ферромагнетик - сверхпроводник второго рода $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}/\text{Nb}$ [A2].

4.1 Изготовление и характеристика магнитных свойств тонких пленок $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$

Для изготовления тонкопленочных образцов использовалась установка Z-400 (фирмы Leybold), обладающая необходимыми возможностями для осаждения однородных металлических пленок толщиной более 10 нм методами магнетронного и высокочастотного ионно-плазменного распыления.

Тонкие пленки $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ были приготовлены на кремниевых подложках с помощью высокочастотного ионно-плазменного распыления в атмосфере аргона при давлении $P_{Ar} = 4 \times 10^{-2}$ мбар с использованием мишени того же состава (тем же методом, что и при осаждении F-слоев в SFS сэндвичах). Скорость осаждения составляла 0.25 нм/с. Исследования с помощью обратного резерфордского рассеяния (RBS) подтвердили довольно точное взаимное соответствие состава мишени и состава полученных пленок. Для исследования магнитных свойств пленок посредством аномального эффекта Холла с помощью оптической литографии были сформированы узкие мостики ферромагнитных пленок $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ (с толщинами в интервале 5 - 30 нм) со специальной холловской геометрией (рис. 40). В холловском эксперименте ток пропусклся вдоль мостика, а магнитное поле прикладывалось перпендикулярно пленке.

ЭДС Холла в ферромагнетиках складывается из трёх составляющих:

$$V_{hall} = R_0 H + 4\pi R_0 M + a\rho^2 M, \quad (1)$$

где ρ - удельное сопротивление плёнки; R_0 - обычная холловская константа; H - магнитное поле; a - коэффициент аномального эффекта Холла;

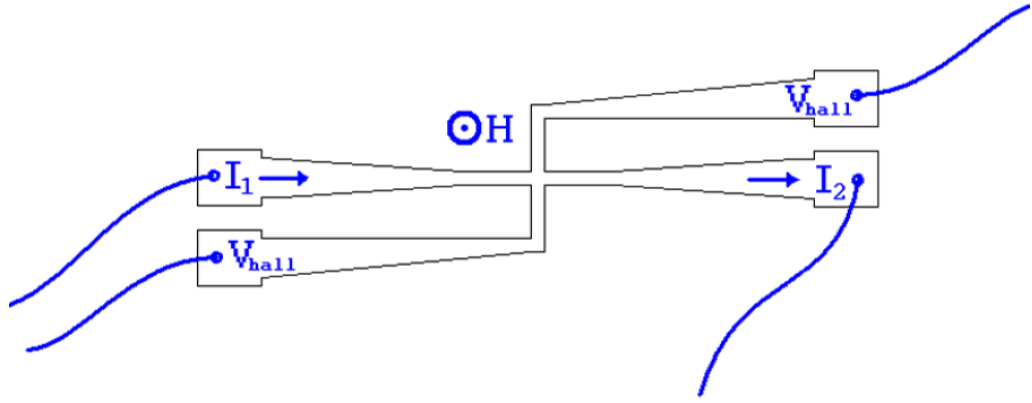


Рис. 40. Геометрия контактов при измерении ЭДС Холла.

M - намагниченность плёнки. Первые два вклада представляют собой нормальный эффект Холла и связаны с непосредственным влиянием магнитного поля и намагниченности плёнки на носители тока. Последний же вклад, также пропорциональный намагниченности, возникает из-за спин-орбитального взаимодействия поляризованных электронов проводимости [123]. Физическая причина появления этого вклада связана с присутствием обменного взаимодействия s - и d - электронов, приводящего к частичной поляризации s -электронов проводимости. Появление дополнительного (спинового) момента этих электронов компенсируется изменением их орбитального момента.

В эксперименте измерялись зависимости напряжения Холла $V_{hall}(H)$ от величины перпендикулярного к плоскости образца магнитного поля H в пределах ± 700 Ое. Данные были получены для различных толщин плёнок и при различных температурах. Зависимости представляли собой кривые похожие на магнитные петли гистерезиса, с той разницей, что линейные части в области больших полей, представляющие собой области магнитного насыщения плёнок, не были горизонтальны, а имели положительный наклон, связанный с прямым воздействием внешнего магнитного поля. Для того чтобы вычесть вклад поля и рассматривать только вклад V_{hall} , связанный с намагниченностью насыщения, линейные участки экстраполировались к нулю поля. Наклон верхней и нижней частей зависимости $V_{hall}(H)$ был практически равен нулю, откуда следовало, что вклад нормального эффекта Холла пренебрежимо мал, по сравнению с вкладом аномальной части, описываемый третьим членом приведенного выше выражения, в соответствии с которым намагни-

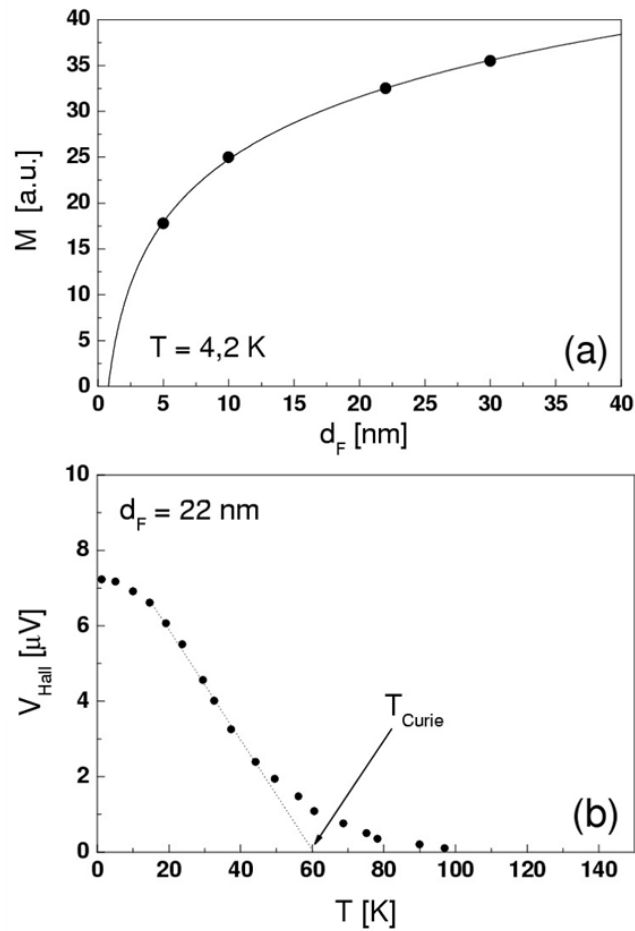


Рис. 41. (a) Зависимость намагниченности насыщения пленки $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ от ее толщины при $T = 4.2$ K. Сплошной кривой показана экстраполяция логарифмической зависимости. (b) Температурная зависимость холловского напряжения от температуры для пленки толщиной 22 нм. Пунктиром показана экстраполяция к нулевой намагниченности, использованная для определения температуры Кюри.

ченность пропорциональна напряжению Холла и обратно пропорциональна квадрату удельного сопротивления ферромагнитной плёнки.

На рис. 41a показана зависимость намагниченности насыщения пленки от ее толщины, которая показывает, что магнетизм пленки возрастает при увеличении толщины F-слоя, вплоть до толщин 40 нм.

Также на рис. 41a представлены результаты расчёта $M(d_F)$ (сплошная кривая) с учётом зависимости удельного сопротивления плёнки от толщины. Эта кривая хорошо описывается логарифмической аппроксимацией, которая показывает, что слои толщиной 1-2 нм не являются магнитными (т.н. «dead» слой).

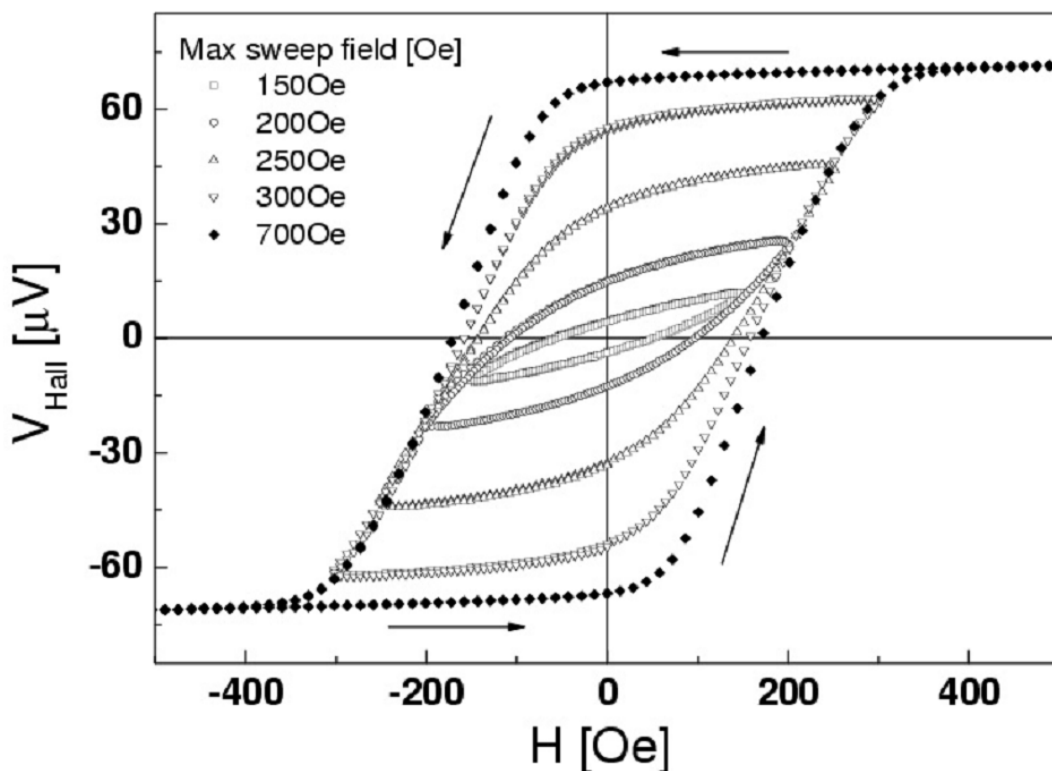


Рис. 42. Петли намагничивания для пленки $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ с толщиной 20 нм при различных разворотах перпендикулярного пленке магнитного поля.

Зависимость поперечного холловского напряжения V_{Hall} , характеризующего намагниченность насыщения пленки, от температуры для пленки $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ с толщиной 22 нм представлена на рис. 41b. Пунктиром показана экстраполяция к нулевой намагниченности, использованная для определения температуры Кюри. (Для определения температуры Кюри основной массы материала пленки ($T_{Curie}=60$ K) использовалась экстраполяция на основе средней, наиболее резкой части зависимости). Температурные зависимости напряжения Холла $V_{hall}(T)$ позволили оценить величины температур Кюри T_{Curie} для разных толщин пленок. Как показали исследования, температура Кюри практически не зависит от толщины для плёнок $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ (в диапазоне толщин 5 – 30 нм) и определяется только концентрацией никеля. Затянутые высокотемпературные 'хвосты' кривых (рис. 41b) в области высоких температур кривых связаны с некоторым количеством обогащенных никелем кластеров, характерных для медноникелевых сплавов с концентрацией близкой к 50%, которые имеют более высокие температуры Кюри

[75, 76, 77, 78, 79].

На рис. 42 представлены петли намагничивания для пленки $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ с толщиной 20 нм при различных развертках перпендикулярного пленке магнитного поля. Предельная петля достаточно прямоугольна (в отличие от петель намагничивания, измеренных в параллельных полях), что свидетельствует о перпендикулярной магнитной анизотропии тонких пленок $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$. Коэрцитивная сила довольно велика и в перпендикулярном поле составляет ~ 200 Гс (рис. 42).

4.2 Визуализация доменной структуры тонких пленок $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ и бислоев $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}/\text{Nb}$

На рис. 43 показаны визуализированные доменные структуры, полученные в присутствии перпендикулярного магнитного поля 150 - 300 Э. Можно видеть, что наблюдается лабиринтная доменная структура, типичная для ферромагнетиков с перпендикулярной магнитной анизотропией. Период доменной структуры очень мал и составляет всего около 0.1 мкм. При увеличении внешнего магнитного поля выше 200 Э происходит рост доменов с намагниченностью по полю (увеличение белых областей на рис.43b). В полях порядка 300 Э доменная структура исчезает, что находится в полном соответствии с данными полученными из измерений петель гистерезиса. На основании полученных данных о размерах доменов и величины поля насыщения были сделаны оценки энергии доменных стенок и величины перпендикулярной магнитной анизотропии в исследованных пленках $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$. Для величины перпендикулярной анизотропии было получено следующее значение $K \cong 5 \times 10^4$ эрг/см³, а для энергии стенки (в расчете на единицу поверхности стенки) $\sigma_{DW} = 1.2$ эрг/см².

Также методом декорирования исследовалась магнитная структура на поверхности бислоев $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ (20 нм)/Nb(40-100нм) при температурах ниже T_c сверхпроводящих пленок Nb.

Было обнаружено расширение интервала магнитных полей до 440 Э, в

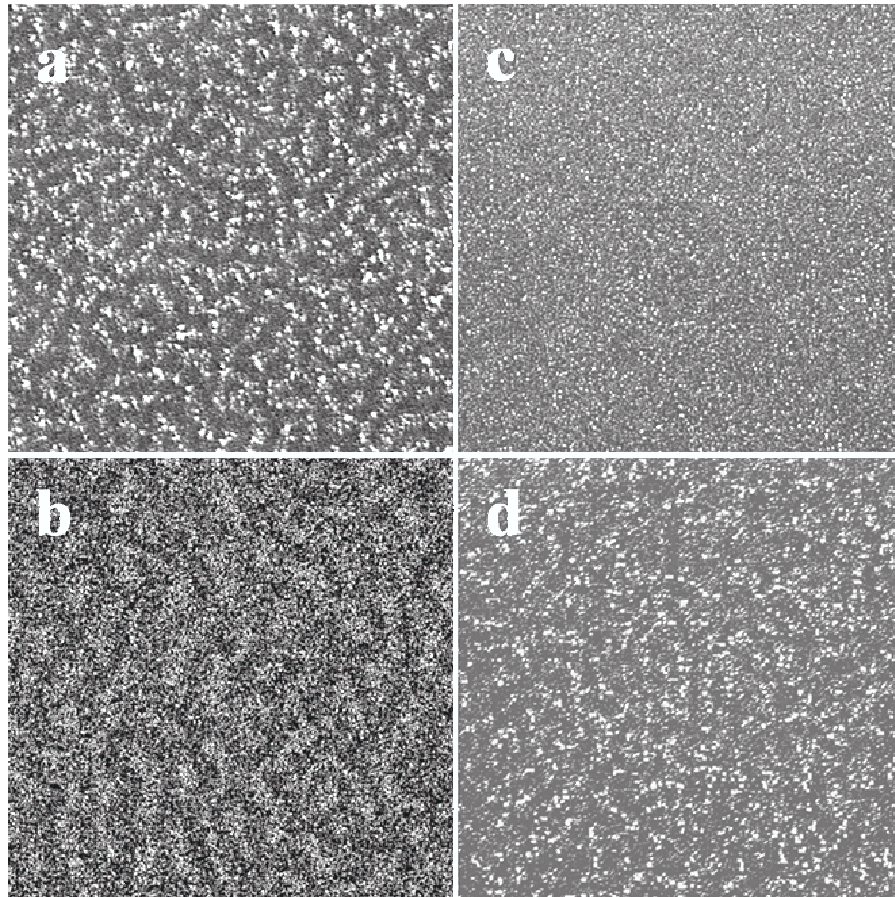


Рис. 43. SEM микрофотографии доменной структуры пленки $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ (толщиной 20 нм), полученные с помощью высокоразрешающей методики декорирования магнитными частицами в присутствии перпендикулярного магнитного поля: (a) $H=150$ Э, (b) $H=250$ Э, (c) $H=300$ Э, (d) $H=-150$ Э. Размер микрофотографий $3 \times 3 \mu\text{m}^2$.

котором наблюдается доменная структура (увеличение коэрцитивной силы). Также было обнаружено, что период доменной структуры в такой двухслойной системе ферромагнетик-сверхпроводник увеличивается $\sim$ на 25%, по сравнению с однослойной - ферромагнитной пленкой $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ той же толщины (20 нм) (рис.45). Вид лабиринтной структуры сохранялся и при намагничивании, когда магнитное поле было приложено перпендикулярно пленке, т. е. когда не было выделенного направления в плоскости пленки. При приближении к полю насыщения наблюдались цилиндрические домены, в которых направление намагниченности противоположно внешнему полю (рис.44 c,d).

На рис.46 представлена экспериментально измеренная зависимость $I_c(H)$ критического тока контакта Nb- $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ -Nb (с размерами $2 \times 2 \mu\text{m}^2$) от

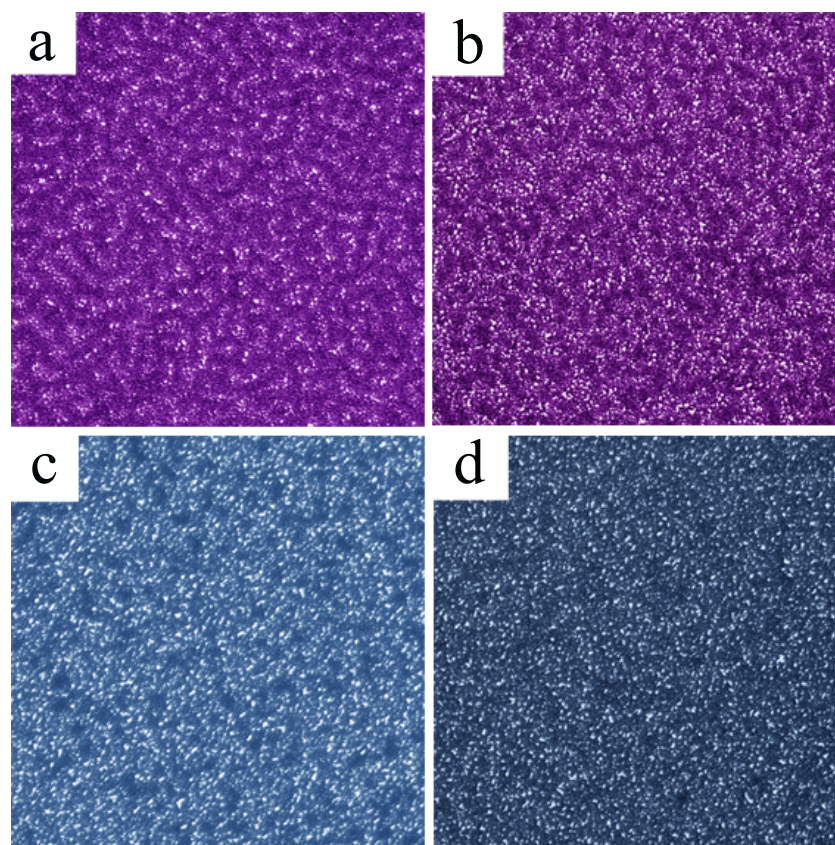


Рис. 44. Магнитная доменная структура на поверхности бислоев $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ (20 нм)/ Nb (40 нм), (a) $H=50$ Э, (b) $H=300$ Э, (c) $H=350$ Э, (d) $H=440$ Э. Размер микрофотографий $4 \times 4 \mu\text{m}^2$.

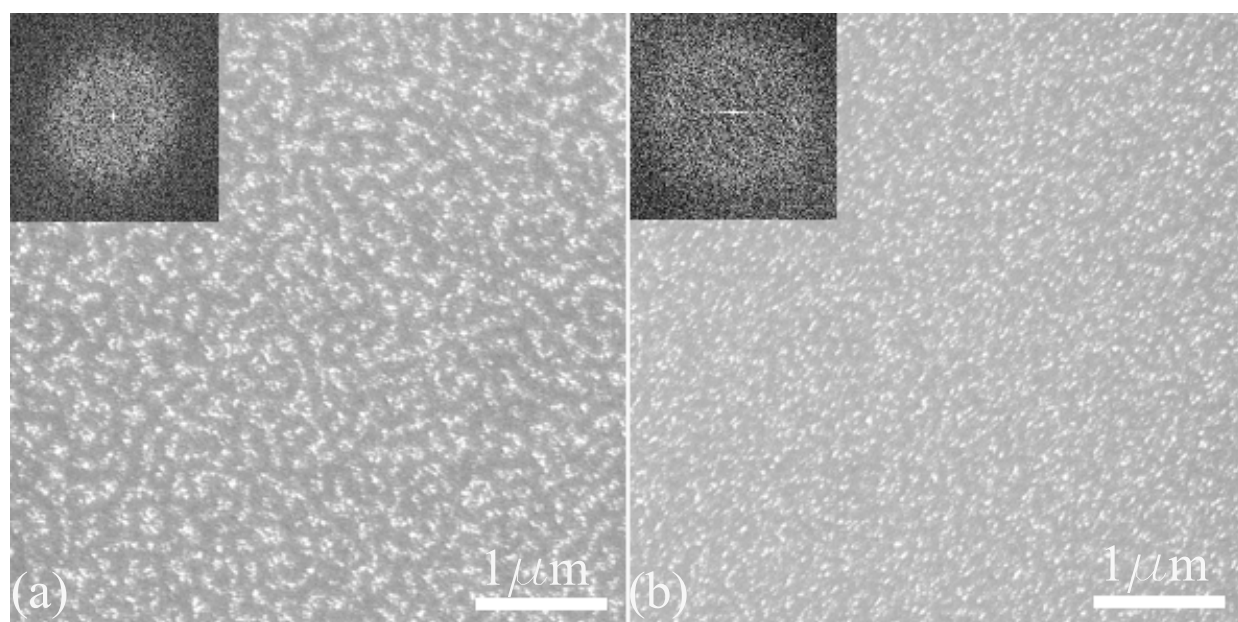


Рис. 45. SEM микрофотографии доменной структуры на поверхности бислоя $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ (20 нм)/ Nb (40 нм) (a) и однослойной пленки $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ (толщиной 20 нм) (b) в магнитном поле 150 Э при температуре 7 К.

приложенного магнитного поля H . Экспериментальные точки прекрасно описываются известным «фраунгоферовским» соотношением:

$$I_c(\Phi) = I_{c0} \left| \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{(\pi\Phi/\Phi_0)} \right|$$

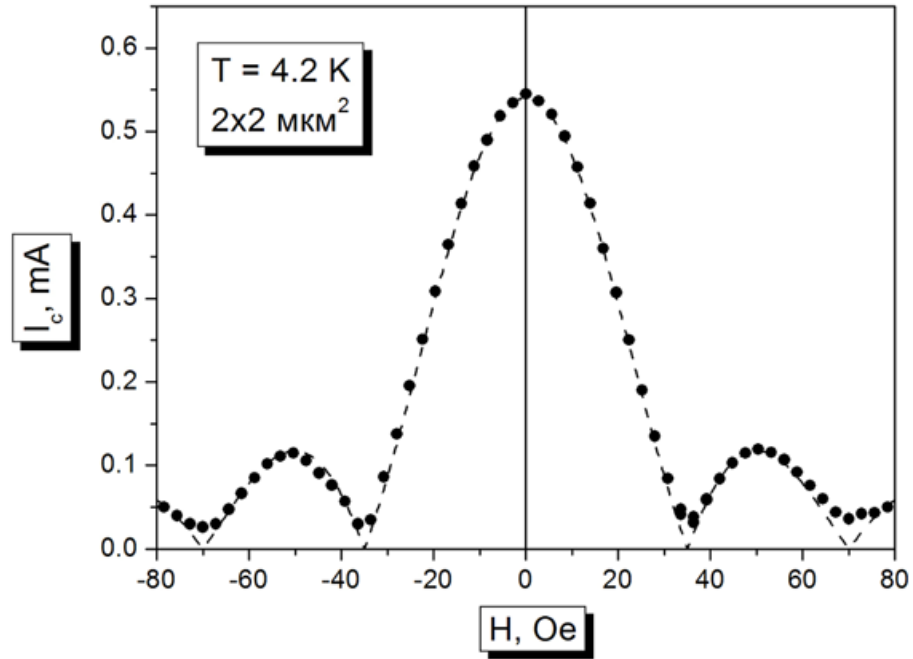


Рис. 46. "Фраунгоферовская" зависимость $I_c(H)$ для SFS сэндвича $Nb-Cu_{0.47}Ni_{0.53}-Nb$ с размерами $2 \times 2 \mu m^2$. Точками представлены результаты эксперимента, пунктирной линией - зависимость $I_c(\Phi) = I_{c0} \left| \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{(\pi\Phi/\Phi_0)} \right|$.

(пунктирная кривая), что свидетельствует о высокой однородности F-слоя вдоль плоскости контакта. Максимум центрального пика расположен точно при $H = 0$ Э; более того, при многократном прохождении по полю в положительном и отрицательном направлении с разверткой 100 Э кривая не испытывает гистерезисных сдвигов.

Это согласуется с исследованиями выполненными в ходе декорирования: структура, представленная на рис.45 а сохраняется, практически, без изменений вплоть до магнитных полей 150 Э, когда поле приложено перпендикулярно слою и до полей в несколько сот Эрстед, в случае, когда они приложены вдоль слоя.

4.3 Обсуждение

Перпендикулярную магнитную анизотропию исследуемых пленок $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ можно объяснить их вертикальной колончатой микроструктурой, выявленной ионным травлением поперечного среза пленки, (см. фотографию на рис. 10, сделанную на просвечивающем электронном микроскопе). Обычно геометрический фактор (размагничивающий фактор) диктует магнитным моментам лежать в плоскости пленки (для тонких пленок это энергетически выгодно, когда вектор намагниченности лежит в плоскости - меньше энергия магнитных полей рассеяния). Однако, магнитные свойства пленок зависят от условий осаждения (структура подложки, температура подложки, скорость напыления и т. д.). В нашем случае пленки формируются в условиях сильного переохлаждения, температура подложки была не больше $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ - это существенно ниже температуры кристаллизации массивных магнитных сплавов. Кристаллиты (размером $\sim 1\text{nm}$) в форме иголок, вырастающие на поверхности подложки, ориентируются в направлении, по которому идет напыление. За счет конфигурационной анизотропии вытянутых кристаллитов в тонких пленках может создаваться поверхностная магнитная анизотропия с легкой осью по направлению напыления. (Магнитную анизотропию можно также создать, прикладывая магнитное поле во время напыления). В случае напыления в направлении к нормали к подложке создается перпендикулярная магнитная анизотропия.

Таким образом на магнитную анизотропию влияет кристаллическая структура пленки.

Возникновение лабиринтной доменной структуры объясняется тем, что направления доменных границ в плоскости пленки ничем не фиксировано, т.е. в плоскости пленки нет магнитной анизотропии. Изгиб доменных границ может быть обусловлен магнитными неоднородностями пленки, созданными во время осаждения.

Уменьшение периода доменной структуры в двухслойной системе ферромагнетик - сверхпроводник предсказывалось в [7, 68] для случая толстых

пленок, когда $d < d_F$, где d - период доменной структуры, а d_F - толщина ферромагнитного слоя. Для сверхтонких $d \gg d_F$ магнитных пленок предсказывалась обратная ситуация, а именно, сильное подавление магнитостатической энергии (энергии магнитных полей рассеяния) за счет экранирования и значительное увеличение периода доменной структуры: $d = d_F e^{(\sigma_{DW}/8M^2d_F)}$, где M - намагниченность, а σ_{DW} - энергия доменной стенки в расчете на единицу поверхности стенки [124]. С другой стороны, в реальной ситуации, рассматриваемой в нашей работе, сверхпроводящий переход в Nb (~ 8 K) происходит при температурах существенно более низких, чем ферромагнитный (60 K), и конечная коэрцитивная сила может препятствовать изменению 'замороженной' доменной структуры ферромагнитного слоя $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ ниже температуры сверхпроводящего перехода.

Таким образом, проведенные исследования выявляют ряд несомненных преимуществ использования сплава $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ при разработке фазовых инверторов на основе джозефсоновских SFS контактов. В этом ферромагнитном материале величина обменной энергии E_{ex} сравнительно мала ($T_{Curie} = 60$ K и, соответственно, $E_{ex}/k_B \sim 800$ K), так что длина затухания сверхпроводимости в нем вблизи SF-границы и период осцилляций могут достигать нескольких нм в отличие от аналогичных структур, содержащих неразбавленные ферромагнетики в качестве слабой связи. Это обеспечивает возможность изготовления джозефсоновских SFS контактов со сравнительно большими толщинами ферромагнитных слоев, которые могут быть получены с помощью достаточно простых тонкопленочных технологий. Эксперименты по декорированию показывают, что доменная структура в слое $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ имеет период ~ 0.1 мкм и хорошо усредняет магнитный момент слоя, что позволяет рассчитывать на отсутствие влияния макроскопической магнитной индукции на разность фаз в джозефсоновском переходе вплоть до латеральных размеров SFS контактов $\sim 0.3 - 0.5$ мкм. Приложение смещающих токов и небольших магнитных полей, возникающих в сверхпроводящих логических ячейках (с амплитудами 1 - 10 Э) не воздействуют необратимо на доменную структуру слоев $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ из-за сильной перпендикулярной анизотропии,

что обеспечивает удобное манипулирование джозефсоновскими характеристиками SFS контактов.

Интерес к пленкам $CuNi$ также связан с возможным получением и исследованием SFS контактов с монокристаллическими F-слоями. Приближение размеров SFS сэндвичей к периоду доменной структуры позволит экспериментально установить предел уменьшения размеров фазовых инверторов на основе SFS контактов без ухудшения их параметров в смысле отсутствия дополнительных фазовых сдвигов, связанных с появлением не усредненной магнитной индукции. Кроме того, джозефсоновские SFS переходы с монокристаллическими F-слоями должны проявлять обратимое перемангничивание, которое может быть использовано в сверхпроводящих логических элементах. Полученный результат, показывающий, что период доменной структуры близок к 0.1 мкм, замечателен тем, что открывает возможность уменьшать размеры фазовых инверторов до размеров на уровне современной полупроводниковой микроэлектроники.

5 Вихревая структура в монокристаллах сверхпроводящих пниктидов железа [A5],[A6],[A7].

5.1 Вихревая структура в монокристаллах



Несмотря на огромный интерес к новым сверхпроводникам на основе железа, их вихревая структура (оценки её параметров - кванта магнитного потока, лондоновской глубины проникновения, степени порядка, анизотропии и пр.) не могла быть исследована, пока не были синтезированы качественные монокристаллы. Первыми в нашем распоряжении оказались монокристаллы $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$, синтезированные в лаборатории Эймса США (Ames Lab). Монокристаллы $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$ выращивались с помощью твердофазного синтеза.

Частицы Ba , порошок FeAs и CoAs смешиваются в пропорции $\text{Ba}:\text{FeAs}:\text{CoAs} = 1:4(1-x):4x$. 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°C , удерживается при 1180°C в течение двух часов, после чего охлаждается до 1000°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°C в течение 10 часов и в течение 10 часов удерживались при этой температуре, затем медленно нагревались до 900°C , и затем удерживались еще 10 часов при температуре 900°C [125].

Вихревая структура исследовалась на монокристаллах с оптически гладкой (блестящей) поверхностью на базисной плоскости. Декорирование проводилось в режиме замороженного потока в магнитном поле, перпендикулярном базисной плоскости (параллельном оси c) в интервале 10 - 320 Э при температуре ~ 5 К. При исследовании вихревой структуры на одном и том же

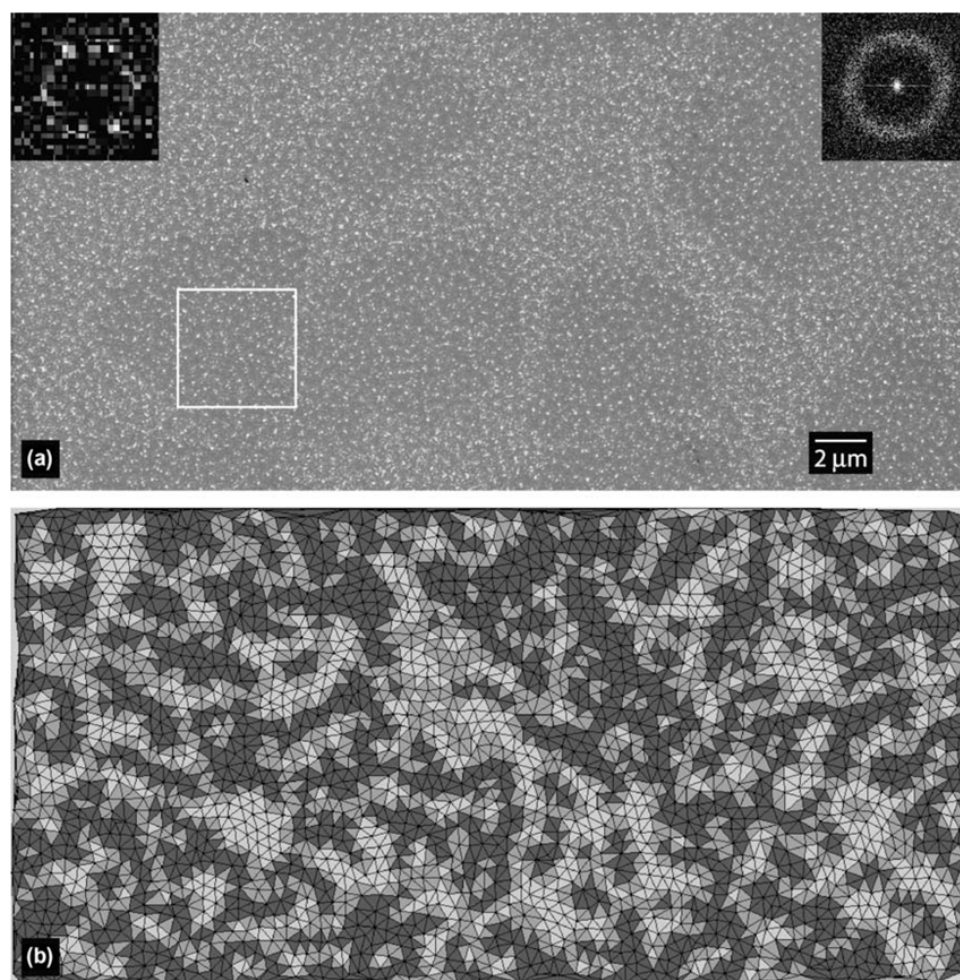


Рис. 47. Вихревая структура (а) и ее Делоне-триангуляция (б), полученная в поле 80 Э на образцах $Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$. На вставках-Фурье-картины в произвольном масштабе.

образце в разных полях магнитные частицы от предыдущего декорирования удалялись изопропиловым спиртом.

На рис. 47а показана типичная картина декорирования монокристалла $Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$ в поле 80 Э, на вставках изображено преобразование Фурье всей площади картины (справа) и выделенного фрагмента (слева). На рис. 47б приведена Делоне-триангуляция вихревой структуры рис.47а. У белых треугольников три вершины имеют координационное число 6, у светло-серых - 2 вершины, у темно-серых - 1 или 0. Таким образом, можно считать светло-серые треугольники границей областей с правильной треугольной решеткой. Один из таких "доменов", которому соответствует образ Фурье с шестью четкими пиками, (участок правильной треугольной вихревой решетки), выделен на рис.47а. Этот результат демонстрирует отсутствие дальнего

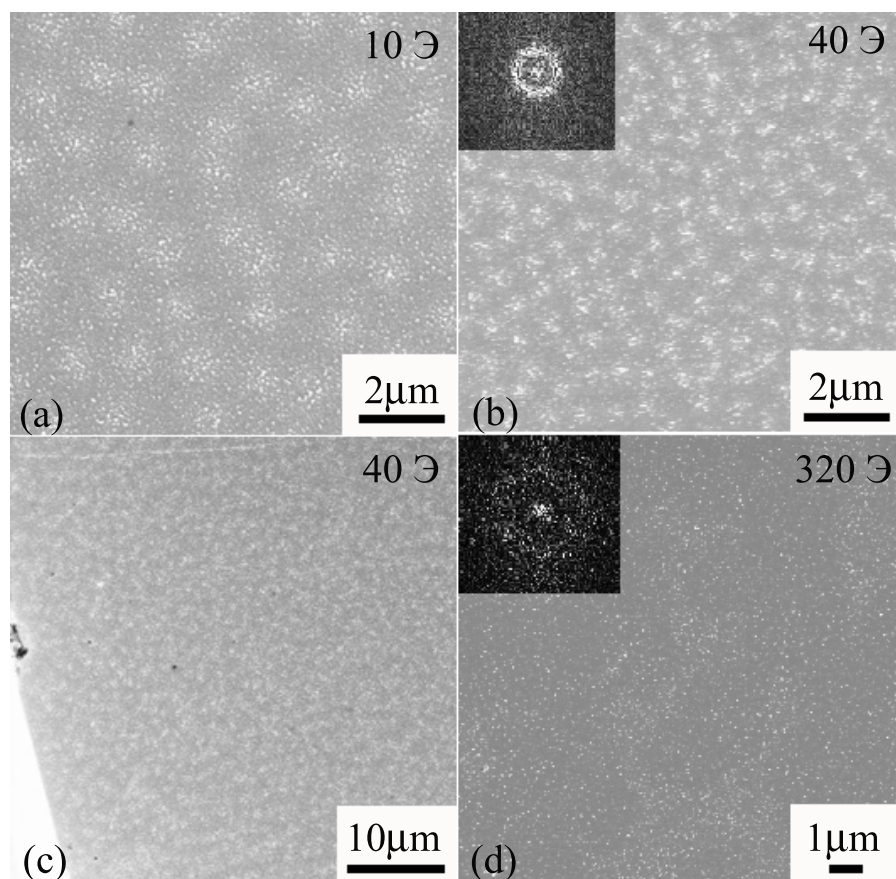


Рис. 48. Вихревая структура в монокристаллах $Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$, $T_c = 21$ K, в магнитных полях $10 \div 320$ Э, На вставках - Фурье-картины в произвольном масштабе. Первое прямое наблюдение разупорядоченной вихревой структуры в монокристаллах $Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$.

порядка в вихревой структуре монокристаллов $Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$.

На рис.48 представлена эволюция вихревой структуры на монокристалле $Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$ при изменении внешнего магнитного поля. Полученные изображения вихревых структур были первым прямым наблюдением вихрей Абрикосова в данном классе сверхпроводников. Вихревая структура наблюдалась во всем диапазоне полей 10-320 Э. На рис.48d вихри визуальнo практически не разрешаются, и только Фурье-картина показывает, что существует среднее расстояние между скоплениями частиц (вихрями), соответствующее магнитному полю 320 Э. Разрешение заметно упало, так как это поле, видимо, больше первого критического и изображения вихрей начинают перекрываться. На рис.48c можно видеть отсутствие мейсснеровской полосы вблизи краев образца.

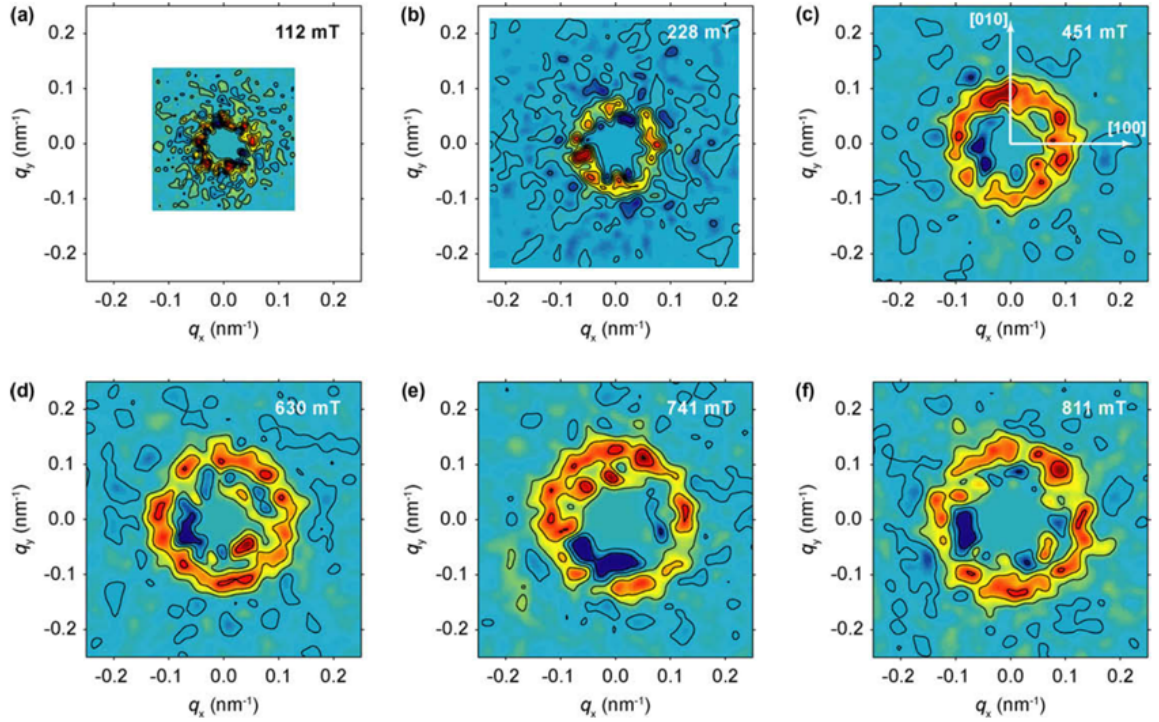


Рис. 49. Наблюдение методом SANS разупорядоченной вихревой структуры в монокристаллах $Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$ в интервале магнитных полей 1 - 8 кЭ [88].

Для всех исследованных образцов $Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$, где разрешалась вихревая структура оценка величины кванта магнитного потока совпадала с теоретической $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ Гс} \times \text{см}^2$. В малых магнитных полях, когда хорошо разрешались отдельные вихри, видимый "диаметр" изображения вихря служил для верхней оценки величины лондоновской глубины проникновения магнитного поля λ^* . Такая оценка, полученная из измерений в полях ниже 30 Э, для всех образцов давала величину $\sim 0,2 \text{ мкм}$ с ошибкой в 10-20 %.

Основной особенностью наблюдавшихся вихревых структур (во всем диапазоне полей 10 - 320 Э) методом декорирования являлось отсутствие дальнего порядка. На этих же монокристаллах было проведено нейтронографическое исследование их вихревой структуры в полях 1 - 8 кЭ (в нашей совместной работе [88], [A5]), которое также не обнаружило дальний порядок в решетке вихрей (рис.49). Отсутствие дальнего порядка вихревой решетки в широком интервале магнитных полей могло быть вызвано сильным пиннингом.

Оценка силы пиннинга из наблюдения вихревой структуры (например,

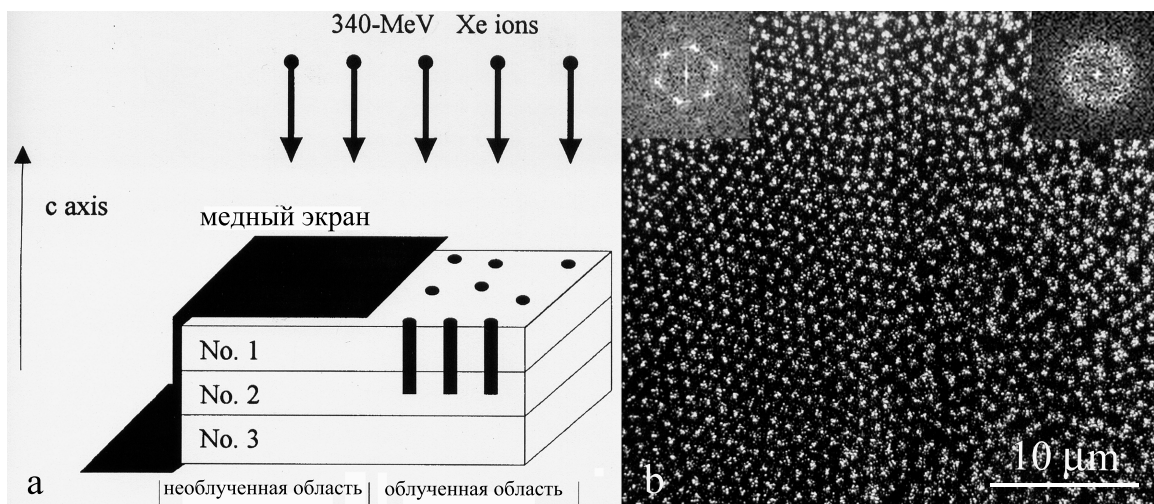


Рис. 50. (а) Схема облучения образцов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$; (б) вихревая структура в монокристалле $BSCCO$ в магнитном поле 22 Т слева: не облученная область, справа: область, облученная ионами Xe 340 МэВ дозой 1.7×10^{10} [126].

из рис.47) возможна в случае коллективного пиннинга, если принять за размер корреляционной области R_c домены с координационным числом 6. Но на рис.47b видно, что он близок к параметру вихревой решетки $a \sim R_c$ и, следовательно, модель коллективного пиннинга в нашем случае неприменима [126].

Такой же результат - разупорядоченность вихревой структуры, для образцов $Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$ был получен и в более высоких полях наблюдениями в сканирующем туннельном микроскопе [89] в полях до 9 Т (рис.16). Это приводит к заключению о сильных и необычных центрах пиннинга, так как концентрации традиционных центров пиннинга в однофазных монокристаллах (вакансии, дислокации и т.п) малы и к тому же являлись бы слабыми центрами пиннинга.

Одним из наиболее сильных (эффективных) центров пиннинга являются колончатые дефекты с диаметром колонки порядка длины когерентности [127]. Влияние колончатых дефектов, создаваемых облучением тяжелыми ионами, на порядок в вихревой решетке в монокристаллах $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ было изучено в работах [126, 128], где показано, что в случае высокой плотности дефектов, когда расстояние между дефектами (колонками) равно или меньше межвихревого расстояния a , вихревая решетка полностью разруша-

ется (аморфизуется), что соответствует индивидуальному пиннингу на дефектах (рис. 50).

Поскольку такая же картина по данным СТМ наблюдалась в монокристаллах $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$ до полей 9 Т [89] ($a \sim 20\text{ нм}$), а размер кора вихря в $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$ составляет $\sim 6\text{ нм}$, это также может свидетельствовать об отсутствии коллективного пиннинга и существования высокой концентрации неких сильных центров пиннинга, с размером порядка длины когерентности (близким к масштабам порядка атомных).

Предположительно, роль таких центров пиннинга могли бы играть магнитные особенности кора вихря, т.е. особенности в нормальном состоянии магнитной структуры Fe-As слоёв. Кроме того отсутствие мейсснеровской полосы для монокристаллов $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$ (рис.48 с) также можно было сравнить с облученными и исходными кристаллами BSCCO, где наблюдался аналогичный эффект [129].

Существовали и другие аргументы в пользу сильного и необычного пиннинга в этих железосодержащих пниктидах. Прежде всего это необычно высокая величина плотности критического тока в монокристаллах $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$ - $J_c = 10^4$ - 10^5 А/см^2 (при гелиевых температурах) [20] и его слабая температурная зависимость.

5.2 Исследование вихревой структуры в монокристаллах типов 1111 и 122.

Полученные данные об аномально сильном пиннинге в монокристаллах $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$ стимулировали наши дальнейшие исследования вихревой структуры других типов железосодержащих сверхпроводников методом декорирования. Одной из возможных причин сильного пиннинга наблюдаемого в $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$ [88, 89] могли быть дефекты кристаллического строения связанные с замещением *Co* непосредственно в сверхпроводящих Fe-As плоскостях. В связи с этим были проведены исследование вихревой структуры в кристаллах $\text{RFeAs}(\text{O}_{1-x}\text{F}_x)$ (1111-типа) и $\text{A}_{1-x}\text{B}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ (122-типа), в

которых допирование Fe-As плоскостей не нарушает их структуру.

Исследования вихревой структуры в этих сверхпроводниках проводились в широкой кооперации с университетами США, Германии, Франции и Швейцарии, в которых синтезировались новые монокристаллы, а также проводились нейтронографические исследования [88, 130].

5.2.1 Образцы.

Исследовалась вихревая структура монокристаллов как электроннодопированных сверхпроводников $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ (Sm-1111), так и дырочнодопированных $\text{Ba}(\text{Sr})_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ (Ba(Sr)-122) -представителей LnOMPn, и AFe_2As_2 с разной степенью допирования.

Монокристаллы $\text{Ba}(\text{Sr})_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ были выращены в Институте Макса Планка (Штутгарт, Германия), в запаянной кварцевой ампуле, наполненной азотом, с использованием олова в качестве флюса или без него. Избыточное содержание калия около 30 вес% добавлялось в шихту, чтобы компенсировать потери при высокой температуре плавления. Охлаждение проводилось со скоростью $3^\circ/\text{час}$ до температуры 550°C . Выращенные кристаллы извлекались из флюса. Методика роста монокристаллов, составы и кристаллическая структура ранее детально описаны в [131].

Химический состав исследуемых монокристаллов контролировался с помощью локального рентгеноспектрального анализа, а температура сверхпроводящего перехода T_c по резистивным измерениям или измерениям магнитной восприимчивости. Важно отметить, что монокристаллы Ba122#1 и #3 и Sr122 (см. Таблицу 4) выращивались в оловянном флюсе, в то время как оптимально допированные монокристаллы Ba122#2 с максимальным значением $T_c = 38.5\text{ K}$ выращены без использования олова.

Монокристаллы семейства 1111 $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ были выращены в ETH (Цюрих, Швейцария). Детали синтеза монокристаллов приведены в [87]. Монокристаллы типа 1111 синтезировать достаточно сложно и в настоящее время они получают очень мелкие $\leq 250\text{ мкм}$ [87, 132] при синтезе под высоким

давлением.

Таблица 4.

Образцы	Формула	T_c , К	λ^* , мкм
Ba122#1	$Ba_{0.8}K_{0.2}Fe_2As_2$	30	0.28 ± 0.03
Ba122#2	$Ba_{0.65}K_{0.35}Fe_2As_2$	38.5	0.2 ± 0.02
Ba122#3	$Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$	25	0.26 ± 0.05
Sm1111	$SmFeAsO_{1-x}F_x$	45-53	0.2 ± 0.05
Sr122	$Sr_{0.85}K_{0.15}Fe_2As_2$	32	0.18 ± 0.03
BSCCO	$Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8-x}$	84	0.2 ± 0.03

5.2.2 Эксперимент.

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 $10 \div 200$ Э при температуре ~ 5 К.

В каждом эксперименте в качестве контрольного образца использовались монокристаллы $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ (BSCCO), которые размещались в камере декорирования рядом с исследуемым монокристаллом пниктида. Среди купратных ВТСП вихревая структура BSCCO изучена наиболее полно в том числе и методом декорирования.

(Отметим, что с методической точки зрения было очень важно не изменится ли вихревая структура в контрольных монокристаллах BSCCO, т.к. в этой системе также возможен переход типа порядок-беспорядок, который наблюдался в нашей работе в полях выше 300 Э [133]. Таким образом, даже в самых больших магнитных полях до ~ 200 Э на всех контрольных образцах BSCCO всегда наблюдалась регулярная треугольная вихревая решетка).

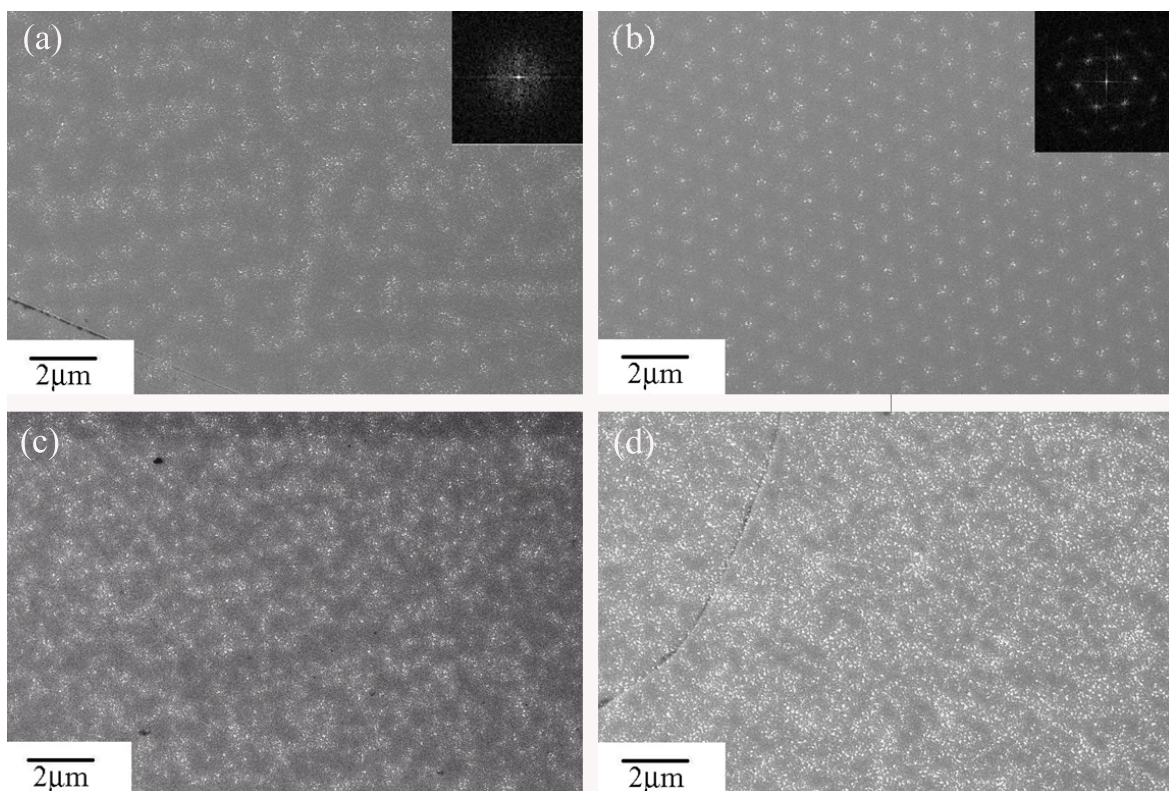


Рис. 51. Вихревая структура в монокристаллах (a) $Ba_{0.65}K_{0.35}Fe_2As_2$ и (b) $BSCCO(2212)$ в магнитных полях: 30 Э; 80 Э (c) и 160 Э (d) для $Ba_{0.65}K_{0.35}Fe_2As_2$. На вставках - Фурье-картины в произвольном, но одинаковом для (a) и (b) масштабе.

На рис.51 представлена эволюция вихревой структуры на одном и том же оптимально допированном монокристалле Ba122#2 (см. Таблицу). Также как и в случае монокристаллов $Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$ ясно видно отсутствие порядка в расположении вихрей во всем исследованном интервале магнитных полей, в то время как на контрольном монокристалле BSCCO даже в самых малых полях наблюдается регулярная треугольная вихревая решетка (рис.51b).

Такая картина для монокристалла Ba122#2 сохранялась до поля 200 Э, выше которого отдельные вихри уже плохо разрешаются, хотя на BSCCO отчетливо наблюдалась вихревая решетка. Аналогичная структура наблюдалась и для монокристаллов состава Ba122#1 и #3, но для Ba122#1 только до поля ~ 80 Э. На рис.52а показана вихревая структура на монокристалле Sm1111, где также не наблюдается регулярности в расположении вихрей. Из-за малого размера образцов и трудностей закрепления на подложке не

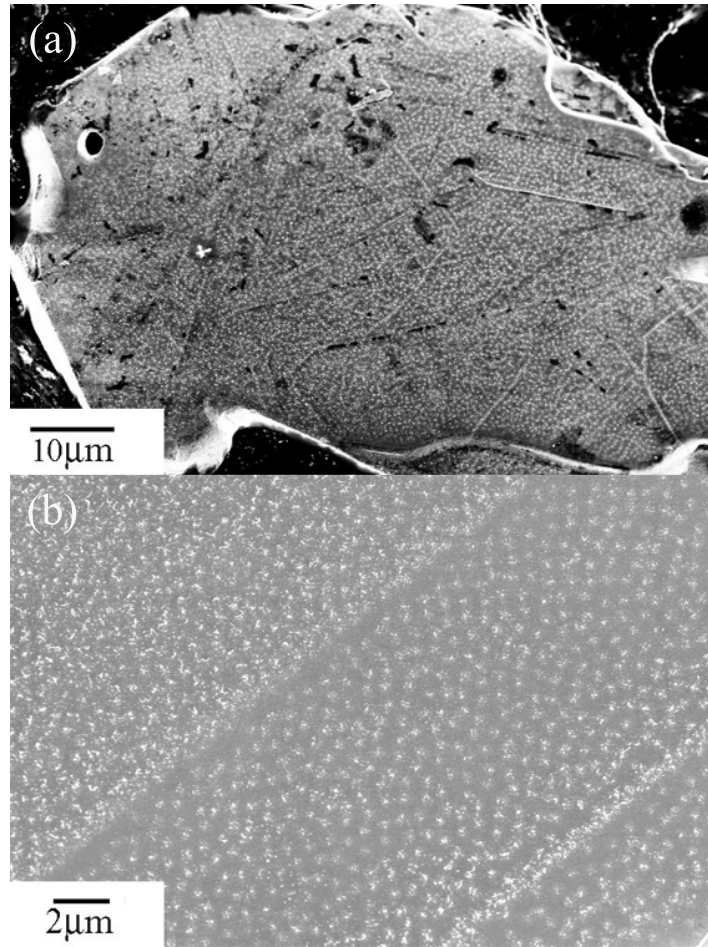


Рис. 52. Вихревая структура в монокристаллах $SmFeAsO_{1-x}F_2$ (a) и $Sr_{0.85}K_{0.15}Fe_2As_2$ (b) в магнитном поле 46 Э.

удалось исследовать их вихревую структуру в разных магнитных полях. Вихревая структура в монокристаллах Sr122 наблюдалась только на отдельных участках поверхности (рис.52b).

5.3 Обсуждение

Для всех исследованных образцов (см. Таблицу 4), где хорошо разрешалась вихревая структура оценка величины кванта магнитного потока совпала с теоретической $2 \cdot 10^{-7} \text{ Гс} \times \text{см}^2$. Оценка лондоновской глубины проникновения [134], полученная из измерений видимого "диаметра" изображения вихрей в полях ниже 30 Э дает для всех исследованных образцов значение $\lambda^* = 0.21 \pm 0.03 \text{ мкм}$, кроме Ba122#1, для которого $\lambda^* = 0.28 \pm 0.03 \text{ мкм}$. Замет-

ное увеличение глубины проникновения для монокристаллов Ba122#1 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 λ и H_{c1} , такие оценки не лишены смысла.

Основным результатом наблюдения вихревой структуры во всех исследованных в настоящем разделе монокристаллах Fe-содержащих пниктидов является отсутствие вихревой решетки. В совокупности с данными о высоких критических токах в исследованных монокристаллах $Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$ - $J_c = 10^5$ А/см² [20], и на Sm1111 - $J_c = 10^6$ А/см² в поле 6 Т (при температуре 5 К) [87], наши результаты свидетельствуют о сильном пиннинге [88].

В настоящее время причина сильного пиннинга в монокристаллах пниктидов железа не выяснена. Эффективными центрами пиннинга могли бы служить наноразмерные частицы Со в монокристаллах $Ba(Fe_xCo_{1-x})_2As_2$, обнаруженные с помощью сканирующего туннельного микроскопа, однако не наблюдалось никакой корреляции в распределении вихрей и этих частиц [89]. Вероятной причиной разупорядочения вихревой структуры в монокристаллах пниктидов могло бы быть электронное фазовое расслоение. Действительно, в нашей работе мы исследовали недодопированные монокристаллы Ba122#1 из той же серии образцов, сосуществование сверхпроводящей и магнитной фаз в которых экспериментально подтверждено [92, 93]. Однако мы не наблюдаем качественного отличия вихревой структуры для образцов Ba122#1 - 3 с разным уровнем допирования. Более того согласно оценке, выполненной на основе низкотемпературных измерений теплоемкости, объем сверхпроводящей фазы в Ba122#2 не менее 98.5%, что указывает на отсутствие фазового расслоения в этих образцах. Тем не менее вихревая решетка отсутствует (рис.51a,c,d).

Такие особенности не наблюдались в других многокомпонентных системах, как, например, в бездвойниковых YBCO(124) [135] или BSCCO(2212)[136],

где в монокристаллах четко наблюдались вихревые решетки, а критические токи были на несколько порядков меньше. В то же время на монокристаллах MgB_2 , которые близки по условиям синтеза к соединению - Sm1111 [87], наблюдалась регулярная вихревая решетка [134].

Общим структурным элементом во всех исследованных монокристаллах является "сверхпроводящий" FeAs слой. Для кристаллов типа 122 в соединениях $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$ замена Fe на Co может вносить нарушения в структуру самого сверхпроводящего FeAs слоя, в то время как при допировании калием семейства 122 искажения вносятся в несверхпроводящую прослойку. Поскольку допирование приводит к нестехиометрии и возможным пространственным искажениям на атомном масштабе меньшем длины когерентности сверхпроводника оно само по себе не может приводить к сильному пиннингу вихрей, как это и наблюдается в случае ВТСП купратов. А именно, в монокристаллах YBCO и BSCCO наблюдается регулярная вихревая решетка и доменная структура, обусловленная слабым коллективным пиннингом, в том числе и на кислородных вакансиях. Предположительно, именно взаимодействие неоднородности магнитного потока, создаваемого вихрями, с магнитной структурой FeAs слоя [137] могли бы служить причиной необычной для монокристаллов вихревой структуры. Однако против такого соображения говорит наблюдения в малых полях, где поле в коре вихря слишком мало, чтобы говорить о его влиянии на магнитную структуру. Можно также предположить, что сильный пиннинг связан с необычным π - π электронным упорядочением, обнаруженным в [138]. Чтобы дать объяснение сильному пиннингу в монокристаллах сверхпроводящих пниктидов следует провести детальные структурные (рентгеновские и электронномикроскопические) исследования, в том числе и низкотемпературные с целью обнаружения неоднородностей размером порядка ξ , которые могли бы служить эффективными центрами пиннинга.

В недавних работах [139] с помощью сканирующего СКВИД микроскопа на монокристаллах $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ для $x < 0.07$ обнаружено увеличение сверхтекучей плотности на двойниковых границах и необычное поведение

вихрей [140], отличающееся от наблюдавшегося на двойниках в YBCO(123) [141] и борокарбидах [12], что требует дополнительного исследования. И, наконец, в самое последнее время, появились указания на то, что, возможно, существует другой механизм пиннинга. Так, в докладе на конференции ICSM-2010 Н. Kawano-Furukawa [142] сообщалось о первом наблюдении вихревой решётки в недопированных KFe_2As_2 методом SANS, а также появилось сообщение [143] о первом наблюдении треугольной вихревой решётки в дырочных оптимально допированных монокристаллах $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$, обнаруженное методом STM в полях до 9 Т. Правда, в поле 4 Т решётка выглядит менее упорядоченно, что может свидетельствовать как о более слабом intrinsic пиннинге, так и об изменении масштаба распределения центров пиннинга.

По крайней мере, эти сообщения свидетельствуют о неослабевающем интересе и актуальности проблемы исследования вихревой структуры в сверхпроводниках на основе железа, в частности, инициированной работами [88], на которые ссылаются авторы вышеприведенных работ.

Таким образом, обнаружена разупорядоченная вихревая структура в монокристаллах нового семейства высокотемпературных сверхпроводников на основе слоистых соединений - пниктидов железа, которая не зависит от типа кристаллической структуры, допирования и методов синтеза. Это приводит к предположению о существовании внутренне присущего (intrinsic) механизма пиннинга вихрей монокристаллах пниктидов железа, природа которого остается неясной. Принимая во внимание относительно слабую по сравнению с купратами анизотропию в пниктидах железа, следует ожидать сильный пиннинг и в поликристаллических образцах, что может оказаться перспективным для их практического применения.

6 Наблюдение вихревой структуры в базисной плоскости монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ [A8].

6.1 Анализ геометрии вихревых решеток.

Теоретическое описание искажения правильной треугольной абрикосовской решетки вихрей в отсутствие пиннинга в анизотропном случае основывается на учете тензора эффективных масс в уравнениях Гинзбурга - Ландау в лондоновском приближении [144, 107], где малым параметром является отношение $(b/\lambda)^2 \ll 1$, а b и λ средние значения параметров вихревой решетки и глубины проникновения, соответственно [144]. Другими словами это означает, что решение отвечает условию наблюдения вихревой структуры в интервале полей $H_{c1} \ll H \ll H_{c2}$.

Как показано в [144], в изотропном случае правильная треугольная решетка, элементарная ячейка построенная на векторах $\vec{b}_1$ и $\vec{b}_2$ ($|b_1| = |b_2|$ и угол между ними $\varphi = 60^\circ$), трансформируется в анизотропном случае в ромбическую элементарную ячейку ($|b'_1| \neq |b'_2|$, $\varphi \neq 60^\circ$); в нашем случае вектора $\vec{b}_1$ и $\vec{b}_2$ лежат в базисной плоскости). В [144] выведено соотношение:

$$2b_1/b_2 = \sqrt{1 - 3M_a/M_b}, \quad (2)$$

где M_a и M_b - эффективные массы в направлениях a и b соответственно, $\sqrt{M_a/M_b} = 1/\varepsilon$ в обозначениях, принятых в [107]. Можно геометрически показать, что однородное (в направлении a) сжатие в $\eta = 1/\varepsilon$ раз окружности, проходящей через узлы правильной треугольной решетки, приводит в анизотропном случае к эллипсу. На этой эллиптической кривой лежат узлы образованной таким образом анизотропной вихревой решетки с новым базисом b'_1 и b'_2 . Причём отношение полуосей эллипса $A/B = \eta = 1/\varepsilon$, где A и B - длины большой EF и малой OB полуосей, соответственно. Простой геометрический анализ картины (рис. 53) показывает, что соотношение между векторами изотропной (с координатами концов векторов в точке $A(a, 0)$ и $C(a/2, a/3)$ и "сжатой" в $1/\varepsilon$ в направлении x анизотропной решетке с коор-

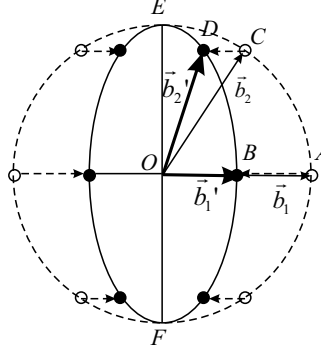


Рис. 53. Иллюстрация сжатия анизотропной вихревой решетки.

динатами $B(a, 0)$ и $D(a\varepsilon/2, a\sqrt{3}/2)$ приводит к выражению выше. Действительно из рис.53 следует, что отрезок $BD = \sqrt{(a\varepsilon/2 - a\varepsilon)^2 - (a\sqrt{3}/2 - 0)^2} = a\varepsilon/2\sqrt{1 + 3/\varepsilon^2} = |b_2|$, где a - параметр изотропной решетки и $b_1' = OB = a\varepsilon$.

Это означает, что измерения отношения полуосей эллипса $A/B = \eta = 1/\varepsilon = \lambda_b/\lambda_a$ эквивалентно описанию учета анизотропии с помощью тензора эффективных масс M_a и M_b .

Анализ геометрии вихревых решеток непосредственно из картин декорирования затруднен из-за сложности определения координат центров вихрей. В то же время Фурье-картины дают интегральную (усредненную) информацию и легко подвергаются анализу и обработке. Как следует из соотношения между прямым (реальным) и обратным пространствами, эллипсы, проведенные через узлы вихревой решетки в реальном пространстве, подобны эллипсам, проведенным через Фурье -максимумы, но развернуты на 90° . Именно поэтому количественный анализ эффекта анизотропии возможно и удобно проводить с помощью обратной решетки с новым базисом b_1^* и b_2^* . Если через узлы обратной решетки провести эллипс, то отношение полуосей $A^*/B^* = A/B = \eta = \lambda_1/\lambda_2$, поскольку $\lambda \sim \sqrt{M}$ [144, 107].

6.2 Эксперимент

Исследовалась вихревая структура в базисной плоскости монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$.

Декорирование проводилось в магнитном поле H_e параллельном оси c

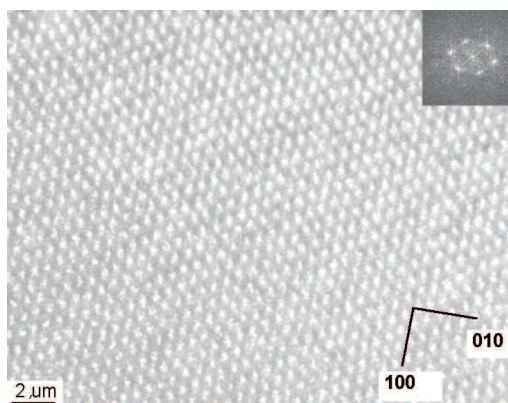


Рис. 54. Вихревая решетка в базисной плоскости монокристалла $YBa_2Cu_4O_8$ в магнитном поле 41 Э. На вставке - фурье-образ решетки.

в режиме замороженного потока. Информация о локальной кристаллографической ориентации поверхности получалась с помощью СЭМ в режиме каналирования электронов или по огранке монокристаллов, совпадающей с направлениями кубических осей в базисной плоскости.

Монокристаллы выращивались из пересыщенного Y-Ba расплава под давлением кислорода 600 - 1000 бар и температуре 1000°C [145]. Исследование выполнено на ряде монокристаллов в интервале полей 40 - 600 Э. Когда исследование проводилось на одном и том же монокристалле в разных полях, магнитные частицы с поверхности от предыдущего декорирования смывались с помощью изопропилового спирта. Отметим, что визуализация вихревой структуры методом декорирования затруднена в полях выше первого критического (H_{c1}) из-за перекрытия магнитных полей отдельных вихрей и для сильно анизотропных ВТСП, как правило, не превышает примерно 100 Э. Однако путем оптимизации размеров магнитных наночастиц и использования Фурье-анализа изображений удастся на порядок превысить этот предел.

На рис. 54 представлена вихревая решетка в базисной плоскости (001) в магнитном поле 41 Э (на вставке в правом верхнем углу показан Фурье-образ изображения в произвольном масштабе). На фурье-образе вихревой решетки рис. 55 кроме центрального отчетливо видно 6 максимумов первого порядка, а так же максимумы второго и более высоких порядков, что свидетельствует о том, что вихревая решетка достаточно совершенная.

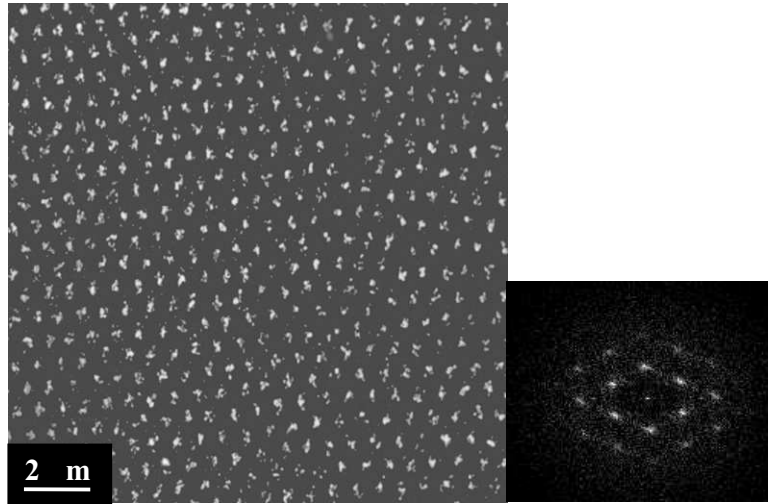


Рис. 55. Слева: снимок вихревой решетки во внешнем поле 40 Э. Справа: фурье-образ вихревой решетки.

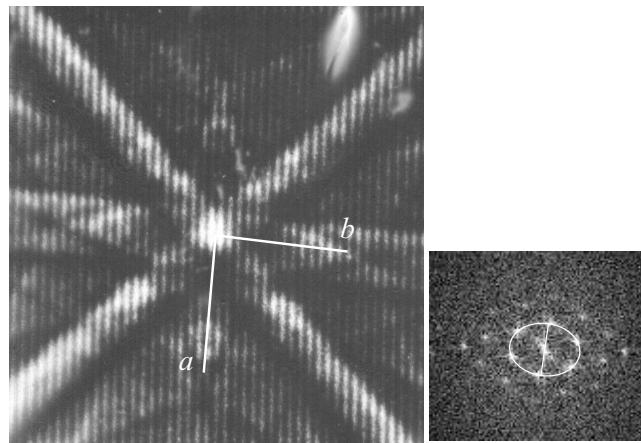


Рис. 56. Слева: картина каналирования электронов с участка поверхности монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$. Справа: Фурье-образ вихревой решетки того же участка монокристалла в магнитном поле 40 Э.

Кроме того, для определения направления сжатия вихревой решетки по отношению к кубическим направлениям кристалла, нами были проведены эксперименты по каналированию электронов.

На рис. 56 представлена картина каналирования электронов, указывающая на локальную кристаллографическую ориентацию исследованного микроучастка образца размером $\sim 100 \text{ мкм}^2$. Заметно отличие от правильной (шестиугольной) треугольной решетки особенно ясно из фурье-картины. Как видно из этого рисунка, кубическое направление кристаллической решетки хорошо совпадает с направлением сжатия вихревой решетки, а именно

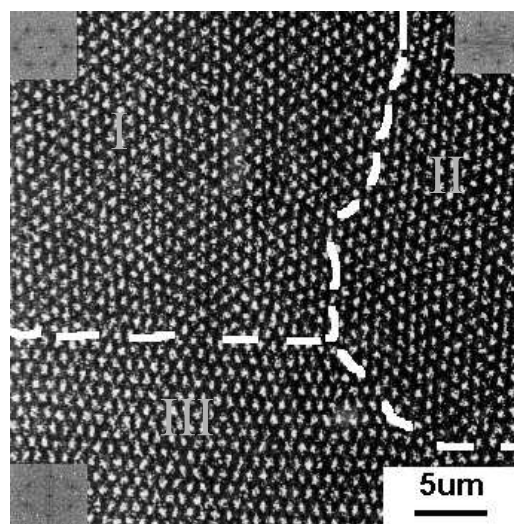


Рис. 57. Доменная вихревая структура в базисной плоскости монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ в магнитном поле 41 Э. На вставках фурье-образ в произвольном масштабе для каждого домена.

плотнупакованное направление в вихревой решетке параллельно кубической оси $[100]$ a монокристалла, а вихревая решетка "сжата" в направлении $[010]$ b .

Как показали наблюдения на шести исследованных кристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, вихревая структура состоит из доменов ("зёрен"), в которых направления плотной упаковки вихревой решетки ориентированы одинаковым образом относительно осей монокристалла. Такие области на рис. 57 разделены штриховыми линиями. Проанализировав большее число снимков, можно встретить в их фурье-спектре по 12 и 18 максимумов первого порядка, которые обусловлены наличием нескольких - соответственно 2 и 3 доменов в вихревой решетке (рис. 58). Каждый из доменов, при этом, дает на фурье-образе по 6 максимумов первого порядка. На вставках рис. 57 показаны соответствующие Фурье-образы для каждого домена, а на рис. 58 совместный Фурье-образ от трех доменов (для улучшения визуализации контраст на рис. 57 для фурье-образов инвертирован). Для большей наглядности, нами была проделана Делоне-триангуляция последнего снимка вихревой решетки, которая изображена на рис. 59. В нижней части рисунка отчетливо видны дефекты, которые расположены на границе доменов. Как видно, на рисунке имеется 3 домена. Кроме того в верхней части рисунка в четырех местах видны дисло-

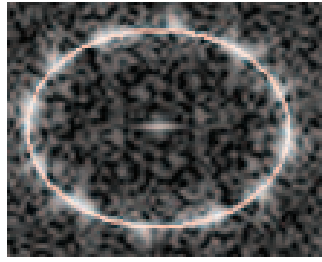


Рис. 58. Фурье-образ в произвольном масштабе изображения вихревой решетки на рис. 57.

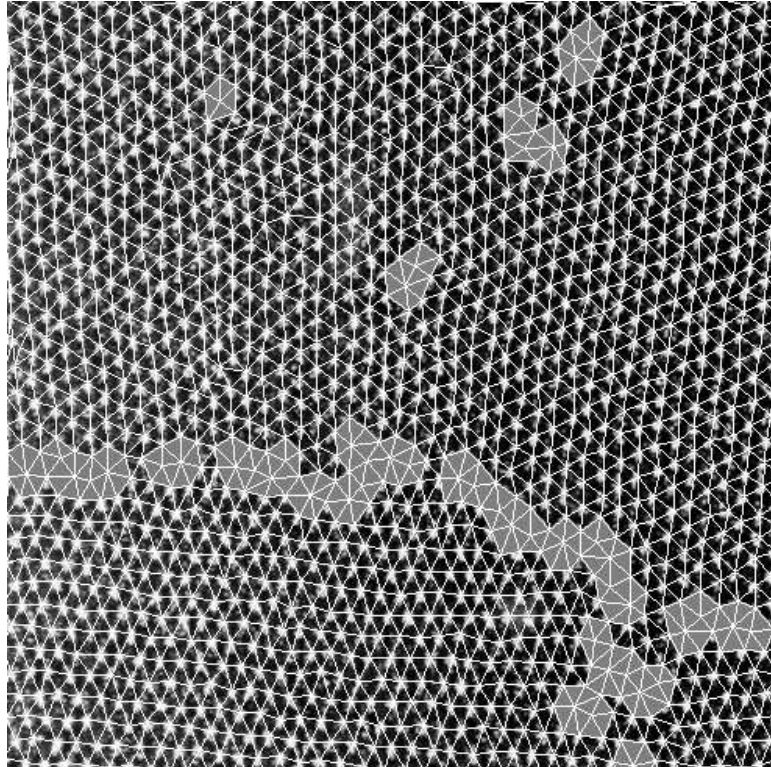


Рис. 59. Делоне-триангуляция снимка вихревой решетки при во внешнем поле 40 Э. В серый цвет закрашены ячейки, у центральных точек которых число ближайших соседей отличается от 6.

кации в вихревой решетке.

Обратим внимание, что направления плотной упаковки вихрей для доменов (I и II) близки к направлению $[100]$, в котором вихревая решетка "вытянута", в то время как в домене III, соответствующее направление повернуто на 90° .

На рис. 60 представлена вихревая структура в магнитном поле 250 Э. Несмотря на сильную зашумленность изображения, фурье-образ достаточно ясно демонстрирует расположение фурье-максимумов на эллиптической

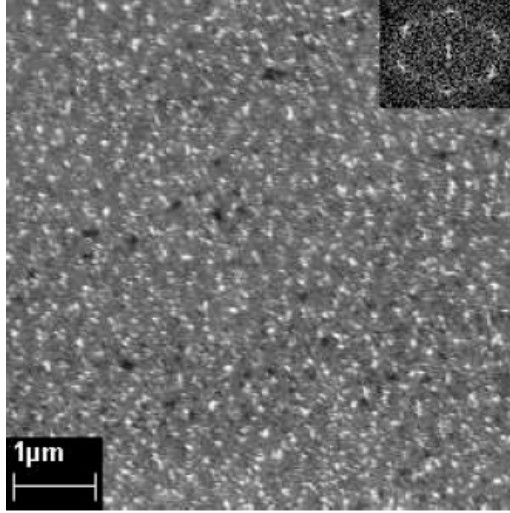


Рис. 60. Вихревая решетка в базисной плоскости монокристалла $YBa_2Cu_4O_8$ в магнитном поле 250 Э. На вставке - фурье-образ решетки.

кривой. Аналогичные картины наблюдались вплоть до поля $H_e = 600$ Э.

Как показано выше, количественно удобно оценивать анизотропию вихревой решетки по соотношению полуосей эллипса, на котором лежат фурье-максимумы первого или более высоких порядков [97, 96].

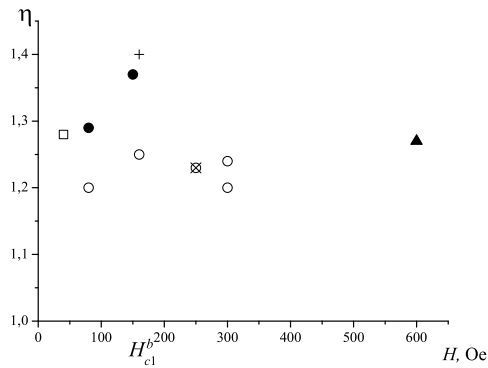


Рис. 61. Значения анизотропии для 6 образцов в разных экспериментах.

С помощью компьютерной программы определялись координаты трех Фурье - максимумов и ориентация полуосей по отношению к кубическому направлению в базисной плоскости. Так, для данной картины на рис. 54 отношение большой полуоси к малой составляет $\eta = 1,37 \pm 0,05$. Ориентация полуосей близка к направлениям типа $\langle 100 \rangle$ в пределах нескольких градусов. Эта ориентация осей эллипса сохраняется во всех доменах ("зернах")

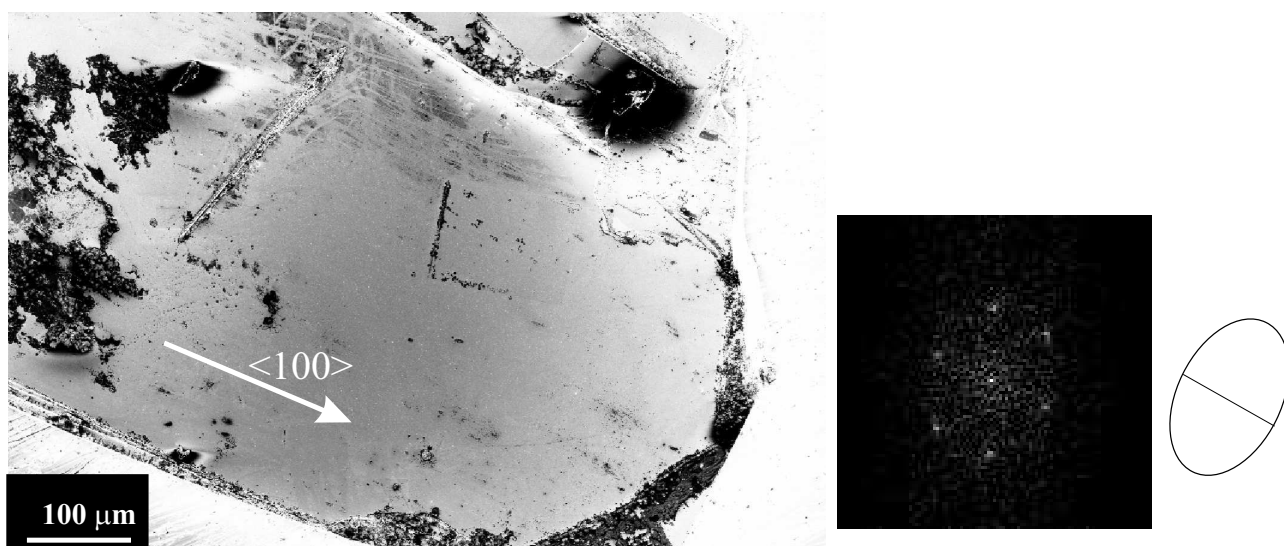


Рис. 62. Монокристалл под микроскопом, справа: фурье-образ вихревой решетки монокристалла, эллипс фурье-образа вихревой решетки с изображенной малой осью.

вихревой структуры, как показано на рис. 57. На рис. 58 хорошо видно, что Фурье-максимумы первого порядка от разных доменов лежат на одной эллиптической кривой. Как показали измерения, соотношение полуосей составляет $\eta = 1,3 \div 1,4$ на разных участках образца.

Результат обработки фурье-образов снимков вихревых решеток приведен в таблице и на рис 61:

$H, \text{Э}$	N	$\eta = \frac{\lambda_a}{\lambda_b}$	$\Delta\varphi, ^\circ$
40	13	1.28 ± 0.11	2 ± 3
80	5	1.29 ± 0.09	2 ± 4
150	7	1.37 ± 0.10	3 ± 4
160	17	1.40 ± 0.15	2 ± 4

Здесь H означает внешнее магнитное поле, N - количество сделанных независимых кадров с поверхности монокристалла, η - величина анизотропии глубины проникновения, $\Delta\varphi$ - разница углов между малой полуосью эллипса и кубическим направлением монокристалла. Эта разница углов определялась по сравнению снимков монокристалла, у которого гладкая грань соответствует кубическому направлению, с направлением малой полуоси эллипса фурье-

образа вихревой решетки (см. рис. 62).

Как видно из рис. 61 величина анизотропии не зависит от величины магнитного поля вплоть до 600 Э.

Сжатие фурье-образа решетки является прямым следствием анизотропии глубины проникновения магнитного поля. Как известно, энергия взаимодействия двух вихрей зависит от глубины проникновения по направлению вектора, соединяющего центры этих вихрей. Поэтому вместо правильной треугольной решетки, которая обычно реализуется в изотропном сверхпроводнике, мы видим сжатую в $\eta = \frac{\lambda_a}{\lambda_b}$ раз решетку в кубическом направлении b монокристалла. Таким образом, отношение глубин проникновения вдоль двух кубических направлений монокристалла можно найти как отношение полуосей эллипса, в который вписаны рефлексy фурье-образа. Подробнее см. в [96].

6.3 Электрические измерения

Для электрических измерений использовался образец в форме тонкой прямоугольной пластины с размерами $1.2 \times 0.6 \times 0.05$ мм³, боковые грани которой были параллельны кристаллографическим осям. Оси a и b располагались в плоскости пластины, при этом ось b была расположена вдоль ее длинной стороны. На углах образца (см. вставку на рис. 63) были изготовлены омические контакты путем нанесения серебряной пасты с последующим отжигом при $T = 500$ °С в течение 20 мин. Контакты имели характерные размеры 0.1 – 0.2 мм и наносились так, чтобы обеспечить равномерное распределение тока по толщине образца. В эксперименте измерялись величины $R_a = V_{13}/J_{24}$ и $R_b = V_{12}/J_{34}$, из которых по методу Монтгомери вычислялись компоненты ρ_a и ρ_b тензора электросопротивления. На рис. 63 показаны зависимости удельных сопротивлений $\rho_a(T)$ и $\rho_b(T)$, а также температурная зависимость анизотропии ρ_a/ρ_b в базисной плоскости образца. Оба сопротивления (R_a и R_b) монотонно падают при понижении температуры, и при $T \cong 80$ К наблюдается сверхпроводящий переход.

Из данных, представленных на рис. 63, видно, что анизотропия электро-

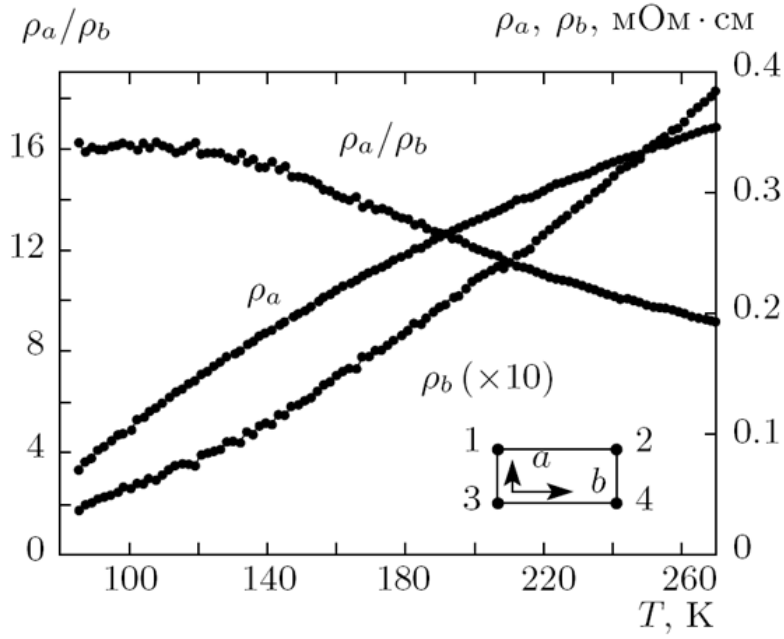


Рис. 63. Зависимость отношения удельных сопротивлений вдоль двух кубических направлений от температуры.

сопротивления вблизи T_c заметно превышает анизотропию глубины проникновения. Отметим при этом, что анизотропия электросопротивления линейно зависит от отношения эффективных масс носителей, в то время как отношение глубин проникновения пропорционально квадратному корню из отношения эффективных масс [144, 107].

6.4 Обсуждение

Наши экспериментальные наблюдения методом декорирования можно интерпретировать как результат анизотропии лондоновской глубины проникновения $\eta = \lambda_b/\lambda_a$ в базисной плоскости (a - b) монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, где λ_1 и λ_2 - глубины проникновения в направлениях $[100]$ и $[010]$, соответственно. Отметим, что величина η , измеренная из экспериментов по декорированию, для монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ заметно выше, чем для монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ($1,1 \div 1,2$) [97, 146].

Прежде чем обсуждать основные результаты, остановимся на вопросе возможности сравнения их с предсказаниями теории [144, 107].

Следует заметить, что декорирование вихревой структуры возможно в

относительно низких полях по сравнению с критическими, в режиме замороженного потока (field cooling) благодаря пиннингу и большому размагничивающему фактору исследованных плоских образцов, когда внешнее поле H_e параллельно c .

Для $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ величины H_{c1} в направлениях a и b по магнитным измерениям на монокристалле с $T_c = 74$ К экспериментально не различались при низких температурах (около 10 К) и составляли около 200 Э, когда магнитное поле было направлено вдоль оси c [147]. Можно лишь грубо оценить H_{c1}^a и H_{c1}^b , принимая за H_{c1}^b значение поля, при котором межвихревое расстояние равно 2λ [148]. Тогда, для $\lambda_a = 80$ нм и $\lambda_b = 200$ нм [101] и

$$H_{c1} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2}(\ln \kappa + 0.5),$$

где $\kappa = \lambda/\xi$, $\xi = 41\text{\AA}$ [23], получим $H_{c1}^b = 180$ Э и $H_{c1}^a = 1100$ Э. Более корректная оценка H_{c1} в базисной плоскости -

$$H_{c1} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_a\lambda_b}(\ln \kappa + 0.5),$$

дает $H_{c1} = 440$ Э.

Таким образом, по крайней мере для направления $[100]$ наши результаты соответствуют условию $H > H_{c1}^b$ и могут быть сравнимы с предсказаниями теории [144]. В то же время, как следует из рис. 61, резкое изменение параметра анизотропии вблизи H_{c1}^b не наблюдается, что позволяет экстраполировать полученные результаты в область больших полей.

Теоретически [144], энергетически выгодной является ориентация вихревой решетки, показанная на рис. 54 для доменов I и II, когда большая полуось эллипса в реальной вихревой решетке параллельна направлению, в котором эффективная масса M_b меньшая. В то же время видно, что для домена III реализуется наименее выгодная ориентация. Возможной причиной существования такой структуры является коллективный пиннинг [105] на слабых точечных центрах, приводящий к нарушению дальнего порядка в вихревой структуре [148] и образованию доменной структуры. В то же время внутри каждого домена форма элементарной ячейки вихревой решетки определяется

парным взаимодействием и анизотропией глубины проникновения ($\lambda_a \neq \lambda_b$), что и обуславливает искажение ("сжатие") правильной треугольной решетки (рис.53, 58).

По нашим измерениям анизотропия ρ_a/ρ_b удельного сопротивления в базисной плоскости при комнатной температуре составляет примерно 8 и монотонно возрастает при понижении температуры, достигая 16 в области сверхпроводящего перехода. Эти значения оказались заметно выше тех, что были получены в работах [21, 22, 23]. В качестве возможной причины такого расхождения может служить различие в геометрии контактов. Действительно, при измерениях анизотропии сопротивления в плоскости пластины по методу Монтгомери [149] предполагается, что ток равномерно распределен по толщине образца. Однако в работах [21, 22, 23] контакты наносились вблизи углов на плоскую поверхность пластины, что должно было приводить к нарушению этого условия. Из-за того, что ρ_c значительно превышает ρ_a и ρ_b ток, пропущенный через контакты, изготовленные на плоскости (ab), прижимается к поверхности, и чем выше анизотропия, тем сильнее выражен этот эффект. Из неравенства $\rho_a > \rho_b$ следует $\rho_c/\rho_a < \rho_c/\rho_b$, т.е. при использовании контактов на плоскости (ab) ток, направленный вдоль b , сильнее прижат к поверхности, чем ток, направленный вдоль a . Как следствие, сопротивление, измеренное вдоль b , окажется более завышенным, чем сопротивление, измеренное вдоль a , по сравнению со случаем однородного распределения тока по толщине пластины, а, значит, такие измерения занижают величину анизотропии ρ_a/ρ_b . Оценки по формулам работы [150] показывают, что при неоднородном распределении тока по толщине прямоугольного образца кажущееся значение анизотропии $(\rho_a/\rho_b)^*$, полученное из измерений с помощью контактов, расположенных на плоскости ($a-b$), окажется равным $(\rho_a/\rho_b)^* \approx \sqrt{\rho_a/\rho_b}$. Примерно так соотносятся результаты наших измерений с данными работ [21, 22, 23]. Таким образом, можно разрешить расхождение с литературными данными [21, 22, 23], но не с главным эффектом - значительным расхождением параметра анизотропии, вычисленным из резистивных измерений и из параметров вихревой решетки (анизотропии глубины проник-

новения). Действительно, если ρ_a/ρ_b определяется отношением эффективных масс M_a/M_b , то вблизи T_c имеем $\rho_a/\rho_b = 16$. Поскольку $\lambda \sim M^{0.5}$ ($\lambda^2 = \frac{Mc^2}{4\pi ne^2}$), $(M_a/M_b)^{0.5} = 4$, что значительно расходится с измеренной из геометрии вихревой решетки величиной $\eta = 1.3$. Причиной расхождения может служить различие в определении эффективной массы из данных по электропроводности и глубины проникновения [151, 152]. Как известно, обратный тензор эффективной массы в зонной теории $(m^*)^{-1} = \partial^2 E / \partial p_i \partial p_j$, в то время как тензор эффективных масс в анизотропных уравнениях Гинзбурга - Ландау задается формулой [152, 153]:

$$(m^*)^{-1} = \frac{7\zeta(3)}{12\pi^2 T_c} \langle v_i v_j \psi^2 \rangle,$$

где v_i, v_j - скорости усредненные по Ферми-поверхности, а ψ - параметр порядка. Отличия в определении эффективной массы становятся существенными в грязном пределе $l < \xi$ (l - длина свободного пробега, ξ - длина когерентности в базисной плоскости) [151]. Оценка длины свободного пробега для исследованных кристаллов по величине удельного сопротивления дает величину ближе к грязному пределу $l \approx 4$ нм. Возможно исследования на более чистых кристаллах и детальное изучение Ферми-поверхности в кристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ помогут в разрешении вопроса о различии анизотропии, определяемой с помощью понятия эффективных масс носителей в нормальном и сверхпроводящем состояниях.

Заключение

В диссертационной работе получены следующие основные результаты:

1. Усовершенствована методика декорирования. В наших экспериментах была достигнута температура декорирования $T_d=2,6$ К. Максимальное магнитное поле в экспериментах по подавлению сверхпроводимости на монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ составляло $\cong 20000$ Гс. Достигнуто разрешение < 100 nm при исследовании доменной структуры в тонких ферромагнитных пленках $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ путем выбора оптимальных параметров эксперимента, а также применением компьютерных методов обработки изображений, что позволило продвинуть исследования в область высокого разрешения для декорирования в малых магнитных полях до 200 Э.
2. Впервые удалось визуализировать доменную структуру в монокристаллах $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ при температурах ниже температуры Нееля $T_N = 15$ К и ниже температуры перехода в слабо ферромагнитное состояние $T_{WFM} = 8$ К. Было обнаружено, что ниже температуры Нееля $T_N = 15$ К доменные границы ориентированы вдоль направлений $\langle 110 \rangle$ и локализованы на двойниковых границах, а при температуре ниже $T_{WFM} = 8$ К наблюдаются две системы доменных границ вдоль двойников - в плоскостях $\{110\}$ с периодом несколько микрон и вдоль $\langle 100 \rangle$ с периодом $\cong 0,8$ мкм.
3. Получены экспериментальные доказательства сосуществования сверхпроводимости и слабого ферромагнетизма в монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Наблюдался пиннинг вихрей на доменных границах слабо ферромагнетика в плоскостях типа $\{100\}$. Впервые обнаружен магнитный контраст на двойниковых границах по $\langle 110 \rangle$ в нормальном состоянии (при $T = 7$ К и в поле 20 кЭ).
4. На пленках $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ обнаружена лабиринтная доменная структура,

свидетельствующая о перпендикулярной магнитной анизотропии, с характерным размером доменов $\cong 0.1$ мкм. Для величины перпендикулярной магнитной анизотропии было получено следующее значение $K \cong 5 \times 10^4$ эрг/см³. В двухслойной системе Cu_{0.47}Ni_{0.53}/Nb было обнаружено расширение интервала магнитных полей, в котором наблюдается доменная структура (увеличение коэрцитивной силы). Также было обнаружено, что период доменной структуры в такой двухслойной системе ферромагнетик-сверхпроводник увеличивается $\sim$ на 25%, по сравнению с однослойной - ферромагнитной пленкой Cu_{0.47}Ni_{0.53} той же толщины (20 нм).

5. Впервые исследована вихревая структура в новых сверхпроводниках на основе железа, монокристаллах пниктидов как электроннодопированных SmFeAsO_{1-x}F_x (Sm-1111), Ba(Fe_{1-x}Co_x)₂As₂, так и дырочнодопированных Ba(Sr)_{1-x}K_xFe₂As₂ (Ba(Sr)-122) с разной степенью допирования. Обнаружено отсутствие вихревой решетки в монокристаллах этих сверхпроводников с различной степенью допирования. Оценена лондоновская глубина проникновения из видимого диаметра изображения вихрей в малых полях. В совокупности с данными о высоких критических токах в исследованных монокристаллах наши результаты свидетельствуют о сильном пиннинге в монокристаллах железосодержащих пниктидов.
6. Обнаружена анизотропия вихревой решетки, "сжатие" правильной гексагональной ячейки вихрей в плохо проводящем направлении *a* примерно в 1.3 раза, не зависящее от поля. Измеренная величина анизотропии лондоновской глубины проникновения в диапазоне магнитных полей 40÷600 Э составила 1.26 ± 0.10 . Измеренная анизотропия удельного электросопротивления ρ_a/ρ_b при температурах от T_c до комнатной составила $16 \div 9$. Расхождения в оценках величины анизотропии из резистивных измерений и наблюдения вихревой структуры связывается с различным определением эффективных масс в сверхпроводящем и

нормальном состоянии.

Мне хотелось бы выразить благодарность своему научному руководителю Л.Я. Винникову за общее руководство при проведении исследований и конструктивные замечания, высказанные им при написании диссертации. Кроме того я благодарен Д.В. Матвееву и Е.Ю. Постновой за помощь в проведении наблюдений с помощью СЭМ, В.Н. Звереву за проведение резистивных измерений, Л.Г. Исаевой и Г.В. Струкову за помощь в приготовлении испарителей, В.А. Обознову за полезные обсуждения. Хочу поблагодарить весь коллектив Лаборатории сверхпроводимости за поддержку и доброжелательность.

Список литературы

- [1] А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский, М. Л. Кулич, С. В. Панюков, УФН **144** 597 (1984).
- [2] I. F. Lyuksyutov, V. L. Pokrovsky, Adv. Phys. **54** 67 (2005).
- [3] A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77** 935 (2005).
- [4] В. В. Рязанов, В. А. Обознов, А. С. Прокофьев, С. В. Дубонос, Письма в ЖЭТФ **77** 43 (2003).
- [5] V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov, A. V. Veretennikov, A. A. Golubov and J. Aarts, Phys. Rev. Lett. **86** 2427 (2001).
- [6] M. Faure and A. I. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **94** 187202 (2005).
- [7] E. B. Sonin, Phys. Rev. B **66** 100504 (2002).
- [8] L. C. Gupta Advances in Physics, Vol. **55**, No. 7, (2006) 691-798.
- [9] R. J. Cava, H. Takagi, B. Batlogg, H. W. Zandbergen, J. J. Krajewski, W. F. Peck Jr, R. B. van Dover, R. J. Felder, T. Siegrist, K. Mizuhashi, J. O. Lee, H. Eisaki, S. A. Carter, and S. Uchida, Nature (London) **367** 146 (1994).
- [10] K.-H. Müller, G. Fuchs, S.-L. Drechsler, V. N. Narozhnyi, "Magnetic and Superconducting Properties of Rare Earth Borocarbides of the Type RNi_2B_2C ", Handbook of Magnetic Materials **14**, ed. by K. H. J. Buschow (2002).
- [11] N. Saha, R. Surdeanu, M. Marchevsky, G. J. Nieuwenhuys, C. D. Dewhurst, R. J. Wijngaarden, D. McK. Paul, and P. H. Kes, Phys. Rev. B **63**, 020502(R) (2000).
- [12] L. Ya. Vinnikov, J. Andereg, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, and V. G. Kogan, Phys. Rev. B **71** 224513 (2005).

- [13] P. L. Gammel, B. Barber, D. Lopez, A. P. Ramirez, D. J. Bishop, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, Phys. Rev. Lett., Vol. **84**, Issue 11, (2000) 2497-2500.
- [14] H. Kawano-Furukawa, H. Takeshita, M. Ochiai, T. Nagata, H. Yoshizawa, N. Furukawa, H. Takeya, and K. Kadowaki, Phys. Rev. B **65** 180508(R) (2002).
- [15] L. Ya. Vinnikov, J. Andereg, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, and V. G. Kogan, JETP Lett. **77** 502 (2003).
- [16] K. Ishida, Y. Nakai, H. Hosono J. Phys. Soc. Jpn. **78** 062001 (2009).
- [17] М. В. Садовский, УФН **178** 1243-1271 (2008).
- [18] Ю. А. Изюмов, Э. З. Курмаев, УФН **178** 1307-1334 (2008).
- [19] А. Л. Ивановский, УФН **178** 1273-1306 (2008).
- [20] R. Prozorov, N. Ni, M. A. Tanatar V. G. Kogan, R. T. Gordon, C. Martin, E. C. Blomberg, P. Prommapan, J. Q. Yan, S. L. Bud'ko, and P. C. Canfield, Phys. Rev. B **78** 224506 (2008).
- [21] B. Bücher, J. Karpinski, E. Kaldis and P. Wachter, J. Less-Common Metals, **164/165** 20-30 (1990).
- [22] J. Schoenes, J. Karpinski, E. Kaldis, J. Keller, P. de la Mora, Physica C **166** 145-150 (1990).
- [23] B. Bucher, J. Karpinski, E. Kaldis and P. Wachter, Physica C **167** 324-334 91990.
- [24] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **106**, 162-164 (1957).
- [25] В. Л. Гинзбург ЖЭТФ **31** 202 (1956).
- [26] A. A. Abrikosov, "Fundamentals of the Theory of Metals", North Holland, New York (1988).

- [27] B. T. Matthias, H. Suhl, and E. Corenzwit, Phys. Rev. Lett. **1**, 92 (1958).
- [28] B. T. Matthias, H. Suhl, and E. Corenzwit, Phys. Rev. Lett. **1**, 449 (1958).
- [29] P. W. Anderson, H. Suhl, Phys. Rev. **116** 898 (1959).
- [30] M. S. Maple and O. Fischer, "Superconductivity in Ternary Compounds II, Superconductivity and Magnetism", Springer, New York (1982).
- [31] C. Bernhard, J. L. Tallon, Ch. Niedermayer, Th. Blasius, A. Golnik*, E. Brucher, R. K. Kremer, D. R. Noakes, C. E. Stronach, E. J. Ansaldo, Phys. Rev. B **59** 14099 (1999).
- [32] W. E. Pickett, R. Weht, A. B. Shick, Phys. Rev. Lett. **83** 3713 (1999).
- [33] H. Shimahara, S. Hata, Phys. Rev. B **62** 14541 (2000).
- [34] A. I. Akhiezer and I. A. Akhiezer, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **43** 2208 (1962).
- [35] S. S. Saxena, P. Agarwal, K. Ahilan, F. M. Grosche, R. K. W. Haselwimmer, M. J. Steiner, E. Pugh, I. R. Walker, S. R. Julian, P. Monthoux, G. G. Lonzarich, A. Huxley, I. Sheikin, D. Braithwaite, and J. Flouquet, Nature (London) **406** 587 (2000).
- [36] D. Aoki, A. Huxley, E. Ressouche, D. Braithwaite, J. Flouquet, J.-P. Brison, E. Lhotel, and C. Paulsen, Nature (London) **413** 613 (2001).
- [37] C. Ptleiderer, M. Uhlarz, S. M. Hayden, R. Vollmer, H. V. Lohneysen, N. R. Bernhoeft, and G. G. Lonzarich, Nature (London) **412** 58 (2001).
- [38] K. D. Nelson, Z. Q. Mao, Y. Maeno, and Y. Liu, Science **306** 1151 (2004).
- [39] A. J. Zaleski, A. V. Tswyashchenko, E. P. Khlybov, L. N. Fomichova, I. E. Kostyleva, S. A. Lachenkov, and O. G. Zamolodchikov, Proc. of the 24th Inter. Conf. on Low Temperature Physics, Orlando. Florida, USA, August 10–17 (2005), p. 691.

- [40] V. M. Dmitriev, A. J. Zaleski, E. P. Khlybov, L. F. Rybaltchenko, E. V. Khristenko, L. A. Ishchenko, and A. V. Terekhov, Intern. Conf. KSN 13, Abstract SI6, p. 43, Ladek Zdroj. November 6–10, 2007, Poland.
- [41] V. M. Dmitriev, A. J. Zaleski, E. P. Khlybov, L. F. Rybaltchenko, E. V. Khristenko, L. A. Ishchenko, and A. V. Terekhov, Acta Phys. Pol. A 114, 83 (2008).
- [42] P. C. Canfield, P. L. Gammel, and D. J. Bishop, Physics Today **51** (1998) 40.
- [43] G. Hilscher and H. Michor, "Studies of High Temperature Superconductors", edited by A. V. Narlikar "Nova Science", New York, **28** (1999) 241.
- [44] B. K. Cho, P. C. Canfield, D. C. Johnston, Phys. Rev. B **53**, 8499 (1996).
- [45] V. Metlushko, U. Welp, A. Koshelev, I. Aranson, G. W. Grabtree, P. C. Canfield, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 1738.
- [46] Y. De Wilde, M. Iavarone, U. Welp, V. Metlushko, A. E. Koshelev, I. Aranson, G. W. Crabtree and P. C. Canfield., Phys. Rev. Letters **78** (1997) 4273.
- [47] M. Yethiraj, D. McK. Paul, C. V. Tomy, E. M. Forgan, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 4849.
- [48] M. Yethiraj, D. McK. Paul, C. V. Tomy, J. R. Thompson, Phys. Rev. B **58** (1998) 14767.
- [49] P. K. Ghosh, K. N. Shrivastava, Physica C **306** (1998) 233.
- [50] D. McK. Paul, C. V. Tomy, C. M. Aegerter, R. Cubitt, S. H. Lloyd, E. M. Forgan, S. L. Lee, M. Yethiraj, Phys. Rev. Lett. **80** (1998).
- [51] F. London, H. London, Proc. Roy. Soc. **A149** (1935) 71.
- [52] В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **20** (1950) 1064.

- [53] V. G. Kogan, M. Bullock, B. Harmon, P. Miranović, Lj. Dobrosavljević-Grujić, P. L. Gammel, D. J. Bishop, *Phys. Rev. B* **55** (1997) 8693.
- [54] A. B. Pippard, *Proc. Roy. Soc.* **A203** (1950) 210.
- [55] L. Ya. Vinnikov, I. V. Grigor'eva, L. A. Gurevich, A. E. Koshelev, *Supercond. Phys. Chem. Techn.* volume3, pages385 (1990).
- [56] L. Y. Vinnikov, T. L. Barkov, P. C. Canfield, S. L. Bud'ko, V. G. Kogan, *Phys. Rev. B* volume64, 024504 (2001).
- [57] P. L. Gammel, B. Barber, D. Lopez, A. P. Ramirez, D. J. Bishop, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, *Phys. Rev. Lett.* volume **84** 2497 (2000).
- [58] E. A. Brener, V. I. Marchenko *Phys. Rev. Lett.* **97** 067204 (2006).
- [59] A. Kreyssig, A. Schneiwind, M. Lowenhaupt, "Rare Earth Transition Metal Borocarbides(Nitrides): Superconducting, Magnetic and Normal State Properties", vol. **14** of NATO Science (Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 2001), edited by K.-H. Müller and V. N. Narozhnyi ed.
- [60] J. W. Lynn, S. Skanthakumar, Q. Huang, S. K. Sinha et al , *Phys. Rev. B.* **55** 6584 (1997).
- [61] М. М. Фарзтдинов, *УФН* **84** 4 611 (1964).
- [62] Ларкин А. И., Овчинников Ю. Н., *ЖЭТФ*, **47**, 1136 (1964).
- [63] Fulde P. and Ferrel R. A. *Phys. Rev.*, **135**, A 550 (1964).
- [64] Бuzдин А. И., Булаевский Л. Н., Панюков С. В. *Письма в ЖЭТФ*, **35** 147 (1982).
- [65] Radovic' Z., Ledvij M., Dobrosavljevic'-Grujic' L., Buzdin A.I., and Clem J.R. *Phys. Rev. B*, **44** 759 (1991).
- [66] Kinsey R. J., Barnell G., Blamire M. G. *Trans. on Appl. Sup.*, **11** 904 (2001).

- [67] Buzdin A. I., Mel'nikov A. S. *Phys. Rev. B*, **67** 020503-1 (2003).
- [68] Sonin E. B. *Phys. Rev. B*, **66** 136501-1 (2002).
- [69] Bulaevskii L. N., Buzdin A. I., and Panjukov S. V. *Phys. Rev. B*, **28** 1370 (1983).
- [70] Bulaevskii L. N., and Chudnovsky E. M. *Phys. Rev. B*, **63** 012502 (2000).
- [71] Laiho R., Lahderanta E., Sonin E. B., and Traito K. B. *Phys. Rev. B*, **67** 144522-1 (2003).
- [72] Sonin E. B. and Felner I. *Phys. Rev. B*, **57** 14000 (1998).
- [73] V. Vlasko-Vlasov, U. Welp, G. Karapetrov, V. Novosad, D. Rosenmann, M. Iavarone, A. Belkin, and W.-K. Kwok *Phys. Rev. B* **77**, 134518 (2008).
- [74] Giroud M., Courtois H., Hasselbach K., Mailly D., and Pannetier B. *Phys. Rev. B* **58** R11872 (1998).
- [75] Хансен М., Андерко К. Структуры двойных сплавов. М.: Металлургиздат, 1962, т. 2, стр. 644–647.
- [76] Вол А. Е., Каган И. К. Строение и свойства двойных металлических систем. М.: Наука, 1979, т.2.
- [77] Двойные и многокомпонентные сплавы на основе меди. М.: Наука, 1979.
- [78] Levin K. and Mills D. L. *Phys. Rev. B*, **9** 2354 (1974).
- [79] Houghton R. W., Sarachik M. P. and Kouvel J. S. *Phys. Rev. Lett.* **25** 238 (1970).
- [80] B. I. Zimmer, W. Jeitschko, J. H. Albering, R. Glaum, and M. Reehuis, J. Alloys Compd. 229, 238 (1995).
- [81] Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, H. Hosono, J. Am. Chem. Soc., **130**, 3296 (2008).

- [82] H. Takahashi, K. Igawa, K. Arii, Y. Kamihara, M. Hirano, and H. Hosono, Nature **453** (2008) 376.
- [83] Y. Kamihara, H. Hiramatsu, M. Hirano, R. Kawamura, H. Yanagi, T. Kamiya, and H. Hosono, J. Am. Chem. Soc. **128**, 10012 (2006).
- [84] Ren Z-A et al. Chinese Phys. Lett. **25** 2215 (2008).
- [85] S. Weyeneth, R. Puzniak, N. D. Zhigadlo, J. Supercond. Nov. Magn. **22**, 347 (2009).
- [86] Helmut Eschrig, "Strong electron-phonon coupling of the Fe breathing mode of $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ ", arXiv: 0804.0186.
- [87] N. D. Zhigadlo, S. Katrych, Z. Bukowski, S. Weyeneth, R. Puzniak, J. Karpinski, J.Phys.: Condens. Matter **20**, 342202 (2008).
- [88] M. 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, Phys. Rev. B **79**, 100501(R) (2009); Physica C **469** 529 (2009).
- [89] Yi Yin, M. Zech, T. L. Williams, X. F. Wang, G. Wu, X. H. Chen, and J. E. Hoffman, Phys. Rev. Lett. **102** 097002 (2009).
- [90] В. В. Шмидт, Г. С. Мкртчян, УФН **112**, 460 (1974).
- [91] А. Кемпбелл, Дж. Иветс "Критические токи в сверхпроводниках". Пер. с англ. М.: Мир. (1975).
- [92] J. T. Park, D. S. Inosov, Ch. Niedermayer, G. L. Sun, D. Haug, N. B. Christensen, R. Dinnebier, A. V. Boris, A. J. Drew, L. Schulz, T. Shapoval, U. Wolff, V. Neu, X. Yang, C. T. Lin, B. Keimer, V. Hinkov, Phys. Rev. Lett. **102** 117006 (2009).

- [93] D. V. Evtushinsky, D. S. Inosov, V. B. Zabolotnyy, A. Koitzsch, M. Knupfer, B. Buchner, G. L. Sun, V. Hinkov, A. V. Boris, C. T. Lin, B. Keimer, A. Varykhalov, A. A. Kordyuk, S. V. Borisenko, Phys. Rev. B **79** 054517 (2009).
- [94] D. Dew-Hughes, Phyl. Mag. 30, 293 (1974).
- [95] D. L. Sun, Y. Liu, C. T. Lin, Phys. Rev. B **80** 144515 (2009).
- [96] L. Ya. Vinnikov, I. V. Grigor'eva, and L. A. Gurevich, "The Real Structure of high- T_c Superconductors", vol. **23** of Springer Series in Materials Science (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg) edited by V. Sh. Shekhtman, 89 (1993).
- [97] Л. Я. Винников, Л. А. Гуревич, И. В. Григорьева, Ю. А. Осипьян, Письма в ЖЭТФ, **49** 83 (1989).
- [98] I. M. Shmut'ko, V. Sh. Shekhtman, "The Real Structure of high- T_c Superconductors", vol. **23** of Springer Series in Materials Science (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg) edited by V. Sh. Shekhtman, 89 (1993).
- [99] B. Bucher, P. Steiner, J. Karpinski, E. Kaldis and P. Wachter, Phys. Rev. Lett., **70** 2012 (1993).
- [100] Kuan Zhang, D. A. Bonn, S. Kamal Phys. Rev. Lett., **73** 2484 (1994).
- [101] D. N. Basov, R. Liang, D. A. Bonn, Phys. Rev. Lett., **74** 598 (1995).
- [102] В. Н. Молчанов, М. К. Бломберг, М. Ю. Мерисало, Письма в ЖЭТФ, **66** 502 (1997).
- [103] R. Khasanov, T. Schneider, R. Brueth, Phys. Rev. B **70** 144515 (2004).
- [104] J. Schoenes, E. Kaldis, J. Karpinski, Journal of Less-Common Metals, **164&165** (1990) 50-58.
- [105] А. И. Ларкин, ЖЭТФ, **58** 1466 (1970).

- [106] Yi. Yin, M. Zech, T. L. Williams, X. F. Wang Phys. Rev. Lett. **102** 097002 (2009).
- [107] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, V. M. Vinokur, Rev. Mod. Phys., **66**, 1125 (1994).
- [108] H. Träuble and U. Essmann, Phys. Status Solidi **18** 813 (1966).
- [109] P. E. Goa, H. Hauglin, M. Baziljevich, E. Il'yashenko, P. L. Gammel and T. H. Johansen Supercond. Sci. Technol. **14** (2001) 729–731.
- [110] H. Bluhm, S. E. Sebastian, J. W. Guikema, I. R. Fisher, and K. A. Moler, Phys. Rev. B **73** 014514 (2006).
- [111] F. Bitter, Phys. Rev. **38** (1931) 1903.
- [112] N.V. Sarma, J.R. Moon, Phil. Mag. **16** (1967) 443.
- [113] Л.Я. Винников, А.О. Голубок, Высокоразрешающая методика прямого наблюдения магнитной структуры на поверхности сверхпроводников II рода, Препринт ИФТТ АН СССР:T23310 (1984).
- [114] O. Singh, A. E. Curson, Cryogenics **15** (1975) 665.
- [115] M. V. Marchevsky, PhD thesis, Leiden University (1997).
- [116] G. Carniero and E. H. Brandt, Phys. Rev. B **61** (2000) 6370.
- [117] J. Pearl, Appl. Phys. Lett. **5** (1964) 65
- [118] L. Ya. Vinnikov *et al.*, Solid State Commun. **67** (1988) 421.
- [119] M. R. Trunin, Journal of Supercond. **11** (1998) 381.
- [120] M. Xu, P. C. Canfield, J. Ostenson, D. K. Finnemore, Physica C, **227** 321 (1994).

- [121] S.-M. Choi, J. W. Lynn, D. Lopez, P. L. Gammel, P. C. Canfield and S. L. Bud'ko, *Phys. Rev. Lett.* **87** 107001 (2001).
- [122] M. B. Walker, C. Detlefs, *Phys. Rev. B* **67** 132407 (2003).
- [123] Karplus R., Luttinger J. M. *Phys. Rev.*, **95**, 1154 (1954).
- [124] A. Stankiewicz, S. J. Robinson, G. A. Gehring and V. V. Tarasenko, *J. Phys.: Condens. Matter* **9** (1997) 1019–1030.
- [125] 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, *Phys Rev B* **78** 014507 (2008).
- [126] L. A. Gurevich, M. V. Dugaev, R. A. Batto, L. Ya. Vinnikov, M. Leghissa, M. Kraus, G. Saemann-Ischenko, *Physica C*, 235-240, 2707-2708, (1994).
- [127] G. S. Mkrtchan, V. V. Schmidt, *Sov. Phys. JETP* **34** 195 (1972).
- [128] M. Leghissa, L. A. Gurevich, M. Kraus, G. Saemann-Ischenko, L. Ya. Vinnikov, *Phys. Rev. B*, **48** 1341-1344 (1993).
- [129] L. Ya. Vinnikov, T. L. Barkov, B. Irmer, K. Kragler, and G. Saemann-Ischenko, *Physica C* 308, 99 (1998).
- [130] P. Das, T. O'Brien, M. Laver, *Supercond. Sci. Technol.* **23** (2010) 054007.
- [131] G. L. Sun, D. L. Sun, M. Konuma, P. Popovich, A. Boris, J. B. Peng, K. -Y. Choi, P. Lemmens and C. T. Lin, *Cond-Mat.* 0901.2728.
- [132] J. Karpinski, N. D. Zhigadlo, S. Katrych, Z. Bukowski, P. Moll, S. Weyeneth, Y. Fasano, O. Fischer, and B. Batlogg, *Physica C* **469** 370 (2009).
- [133] L. Ya. Vinnikov, T. L. Pavlova, D. E. Boinagrov, I. S. Veshchunov and D. V. Matveev, *Journal of Physics: Conference Series* **150** (2009) 052280.

- [134] L. Ya. Vinnikov, J. Karpinski, S. M. Kazakov, J. Jun, J. Andereg, S. L. Budco, P. C. Canfield, Phys. Rev. B **67**, 092512 (2003).
- [135] Л. Я. Винников, Д. Э. Бойнагров, В. Н. Зверев, И. С. Вещунов, Я. Карпински, ЖЭТФ том **136** вып. 8 (2009).
- [136] L. Ya. Vinnikov, L. A. Gurevich, G. A. Emel'chenko, G. A. Kazaryan, N. N. Kolesnikov, M. P. Kulakov, D. Ya. Lenchenko, Y. A. Ossipyan, Solid State Commun. vol. **70**, No.12, 1145-1146 (1989).
- [137] I. I. Mazin and M. D. Joannes Nature Physics **5**, 141 (2009).
- [138] V. B. Zabolotnyy, D. S. Inosov, D. V. Evtushinsky et al., Nature **457**, 569 (2009).
- [139] B. Kalisky, J. R. Kirtly, J. G. Analytis, Phys. Rev. B **81** 184513 (2010); arXiv:0906.5184.
- [140] L. Luan, O. P. Auslender, T. M. Lippman, Phys. Rev. B **81** 100501(R) (2010).
- [141] L. Ya. Vinnikov, L. A. Gurevich, G. A. Emelchenko, Yu. A. Osipyan, JETP Lett. **47** 131 (1988); L. Ya. Vinnikov, L. A. Gurevich, G. A. Emelchenko, Yu. A. Osipyan, Solid State Commun. **67** 421 (1988).
- [142] H. Kawano-Furukawa, C. J. Powell, E. M. Forgan, "First observation of well-ordered vortex lattice in non-doped KFe_2As_2 superconductor by SANS technique", International Conference on Superconductivity and Magnetism (ICSM-2010) Antalya, April 24-30, 2010, Abstract book, 142 (2010).
- [143] L. Shan, Y.-L. Wang, B. Shen, "Observation of Lattice and Andreev Bound States of Vortices in $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$ Single Crystals with Scanning Tunneling Microscopy/Spectroscopy", arXiv:1005.4038 cond.-mat.
- [144] L. J. Campbell, M. M. Doria, V. G. Kogan, Phys. Rev. B **38** 2439 (1988).

- [145] J. Karpinski, E. Kaldis, S. Rusiecki, J. Less-Comm. Met. 150, 129 (1989).
- [146] G. J. Dolan, F. Holtzberg, C. Feild, T. R. Dinger, Phys. Rev. Lett., **62** 2184 (1989).
- [147] J. C. Martinez, J. J. Prejean, J. Karpinski, Solid State Commun. **75** 315 (1990).
- [148] Шмидт В. В. Введение в физику сверхпроводников М.: МЦНМО, 2000.
- [149] H. C. Montgomery, Journal of Applied Physics **42** (1971) 2971.
- [150] Л. И. Буравов, ЖТФ, **64** 200 (1994).
- [151] А. А. Варламов, А. И. Ларкин, Теория флуктуаций в сверхпроводниках, Москва, Добросвет (2007) с. 489.
- [152] Л. П. Горьков, Т. К. Мелик-Бархударов, ЖЭТФ, **45** 1494 (1963).
- [153] L. P. Gor'kov, D. Jerome, J. Physique Lett. L-643, (1985).