Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

Ельцев Юрий Федорович

МАГНИТНАЯ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

01.04.07 – физика конденсированного состояния

А в т о р е ф е р а т

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

М о с к в а
2 0 1 3

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физическом институте им. П. Н. Лебедева Российской академии наук

Официальные оппоненты:	доктор физико-математических наук Красноперов Евгений Павлович, Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
	доктор физико-математических наук, профессор Латышев Юрий Ильич, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
	доктор физико-математических наук, профессор Рахманов Александр Львович, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной и теоретической электродинамики Российской академии наук
Ведущая организация:	Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова», Физический факультет

Защита состоится 20 мая 2013 года в 12 часов на заседании Диссертационного совета Д 002.023.03 при Физическом институте им. П. Н. Лебедева Российской академии наук по адресу: 119991 Москва, Ленинский проспект, 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук.

Автореферат разослан «   »__________ 2013 года

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 002.023.03
доктор физико-математических наук,
профессор   А. С. Шиканов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Спустя 75 лет после пионерского наблюдения Камерлинг-Оннесом в 1911 году явления сверхпроводимости максимальная критическая температура сверхпроводящего перехода, T_c, обнаруженная в бинарном соединении Nb_3Ge, составляла ~23К. Открытие в 1986 году Беднорцем и Мюллером сверхпроводимости в оксидном материале $(La_{1-x}Ba_x)_2CuO_4$ при температуре, превышающей 30К, положило начало быстрому прогрессу в поиске новых высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в семействе купратных соединений. В течение нескольких последующих лет усилиями ряда исследовательских групп были синтезированы купратные материалы с ещё более высокими значениями T_c (~85К в $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$, ~90К в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, ~110К в $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$, ~120К в $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$). В 1993 году рекордная величина критической температуры ~133К при нормальном давлении была получена в соединении $HgBa_2Ca_2Cu_2O_{8+\delta}$. Всего к настоящему времени в семействе купратных ВТСП известно более 100 различных сверхпроводников. Помимо высоких значений T_c, купратные ВТСП характеризуются сильной анизотропией $\gamma = (m_c/m_{ab})^{1/2}$, достигающей ~200 в соединении $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ и малой длиной когерентности ξ порядка нескольких Å, что приводит к гораздо более существенной роли термических флуктуаций в данных соединениях по сравнению с обычными низкотемпературными сверхпроводниками. Отмеченные обстоятельства обуславливают чрезвычайно сложную магнитную фазовую диаграмму, $B(T)$, купратных ВТСП.

В 2001 году произошло еще одно замечательное открытие: сверхпроводимость с T_c~40К была обнаружена в MgB_2, сравнительно простом по сравнению с купратными ВТСП химическом соединении, известном до этого события более 50 лет. Активные экспериментальные и теоретические исследования свойств соединения MgB_2, которое также может быть отнесено к разряду ВТСП, вскоре показали, что высокое значение T_c в этом соединении достигается за счет электрон-фононного взаимодействия.

Магнетотранспортные измерения, примененные в данной работе для исследования свойств купратных ВТСП и диборида магния, наряду с магнитными измерениями, являются одним из наиболее распространенных методов исследования диаграммы $B(T)$ сверхпроводников и динамики их вихревой системы. Измерения резистивного отклика от несущего электрический ток образца, находящегося в смешанном состоянии, позволяют напрямую фиксировать движение вихрей вследствие генерируемого ими при движении электрического поля. В отличие от намагниченности, электросопротивление не является термодинамическим параметром материала, поскольку приложение транспортного тока, вызывает возмущение равновесного состояния вихревой системы. Тем не менее, анализ результатов магнетотранспортных измерений даёт важную информацию о различных фазах вихревой системы и переходах между ними, поскольку поведение резистивного отклика в зависимости от температуры и магнитного поля значительно отличается в различных областях диаграммы $B(T)$.

Незатухающий интерес к изучению свойств купратных ВТСП, в том числе и магнетотранспортным методом, обусловлен, по крайней мере, двумя обстоятельствами, определяющими актуальность исследований, описанных в первой части диссертации. Во-первых, далека от полного понимания существенным образом зависящая от степени дефектности и анизотропии структура диаграммы $B(T)$, которая отражает необычные для традиционных сверхпроводников особенности вихревой системы купратных ВТСП. Во-вторых, перспектива практического использования купратных ВТСП требует продолжения исследований влияния различного типа дефектов и примесей на положение линии необратимости на диаграмме $B(T)$, анизотропию сверхпроводящих параметров, токонесущую способность.

Во второй части диссертации представлены результаты работ по исследованию свойств кристаллов MgB_2, которые были начаты вскоре после вызвавшего огромный интерес открытия сверхпроводимости в этом соединении. По этой причине несомненную актуальность с точки зрения выяснения механизма сверхпроводимости в новом высокотемпературном сверхпроводнике, а также оценки его потенциала для практических применений представляет проведение исследований, направленных на определение диаграммы $B(T)$ диборида магния, изучение его анизотропных свойств в нормальном и сверхпроводящем состоянии.

Цель работы заключается в исследовании особенностей магнитной фазовой диаграммы купратных ВТСП с различной степенью анизотропии и плотностью дефектов в параллельной и перпендикулярной ориентации магнитного поля относительно кристаллографической оси $\boldsymbol{c}$, а также изучении анизотропных свойств и магнитной фазовой диаграммы MgB_2.

Научная новизна.

1. Впервые показано, что в магнитном поле $//\boldsymbol{c}$ электрические транспортные свойства оптимально легированных кислородом кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с анизотропией $\gamma \sim 5 \div 10$ в жидком вихревом состоянии описываются в рамках локальной электродинамики, тогда как для описания магнетотранспортных свойств сильно анизотропных кристаллов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ ($\gamma \sim 200$) в смешанном состоянии локальная электродинамика неприменима.
2. Впервые показано, что в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различной степенью анизотропии в магнитном поле, приложенном параллельно оси $\boldsymbol{c}$, линия плавления вихревого стекла $B_g(T)$ описывается эмпирическим выражением $B_g = B_0[(1-T/T_c)/(T/T_c)]^{\alpha}$ с $\alpha \approx 1$. Данное выражение применимо также для описания линии $B_g(T)$ в купратных ВТСП на основе Tl и Bi с большей степенью анизотропии.
3. Впервые показано, что в параллельном магнитном поле $B//\boldsymbol{ab}$ в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с дефицитом кислорода немногим больше оптимального (90K>T_c>80K), поведение сопротивления вдоль оси $\boldsymbol{c}$ вблизи температуры плавления вихревого ансамбля, T_g, описывается в рамках модели вихревого стекла $\rho \sim (T-T_g)^{\nu(z-1)}$.
4. Впервые показано, что линия плавления вихревого стекла $B_g(T)$ в легированных свинцом кристаллах $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ сдвинута в сторону более высоких температур по сравнению с чистыми кристаллами $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$.
5. Впервые определена анизотропия электросопротивления MgB_2 в нормальном состоянии. Установлено, что отношение сопротивлений вдоль оси $\boldsymbol{c}$, ρ_c, и параллельно плоскостям $\boldsymbol{ab}$, ρ_{ab}, сразу выше T_c составляет примерно 3.5 и практически не зависит от температуры. Показано, что температурные зависимости ρ_{ab} и ρ_c хорошо описываются выражением Блоха-Грюнайзена, что отражает существенный вклад электрон-фононного рассеяния в электрический транспорт в MgB_2.
6. Впервые исследован эффект Холла в кристаллах MgB_2 в нормальном состоянии. Показано, что знак коэффициента Холла соответствует преобладающему p –типу носителей в том случае, когда магнитное поле $//\boldsymbol{c}$, в то время как, в измерениях с магнитным полем $//\boldsymbol{ab}$, доминирует

вклад в проводимость носителей n −типа. Полученный результат отражает многозонную и анизотропную электронную структуру MgB_2.

7. Впервые показано, что анизотропия верхнего критического поля $\gamma = H_{c2//}/H_{c2\perp}$ диборида магния зависит от температуры, монотонно уменьшаясь при приближении к T_c, при этом угловая зависимость верхнего критического поля $H_{c2}(\theta)$ не описывается в рамках модели анизотропных масс.

Практическая значимость работы.

1. Разработан метод синтеза кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, который в ходе одного процесса обеспечивает возможность роста большого количества (~30-50) высококачественных кристаллов с хорошо выраженной кристаллической огранкой и зеркальными ***ab***-поверхностями. Метод синтеза кристаллов защищен патентом РФ№2434081.
2. В результате исследования магнитной фазовой диаграммы чистых и легированных примесью свинца кристаллов $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ показана важность введения примеси Pb в это соединение не только для стабилизации фазы $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$, но и с точки зрения смещения линии необратимости в сторону более высоких температур.
3. Измеренная методом прямого пропускания транспортного тока величина плотности критического тока $j_c{\sim}10^5$ A/cm^2 в монокристаллах $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ при T=77K определяет предел j_c данного соединения без ограничения такими внешними факторами, как границы зерен, плотность упаковки материала, разориентация зерен относительно кристаллографических осей и пр. Данная информация, как реперная точка, представляет собой несомненную ценность при создании токонесущих элементов на основе $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$, поскольку обозначает нижнюю границу токонесущей способности этого соединения без применения специальных технологий внесения эффективных центров пиннинга.
4. Обнаружено, что легирование соединения $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ примесями железа и цинка приводит к сильному снижению T_c и росту анизотропии, что указывает на неблагоприятность использования этих химических элементов при создании токонесущих элементов на базе $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.
5. Определена величина удельного сопротивления кристаллов MgB_2 в направлениях //***ab*** и //***c*** в нормальном состоянии. Точное знание величины удельного сопротивления данного материала представляет значительную

практическую ценность, поскольку позволяет оценить тепловую стабильность сверхпроводящих токонесущих элементов на основе соединения MgB_2 при их переходе в нормальное состояние.

6. Определена магнитная фазовая диаграмма монокристаллов MgB_2, обозначающая нижнюю границу диапазона магнитных полей, в котором возможно практическое использование сверхпроводящих материалов, изготовленных с использованием MgB_2.

Достоверность полученных результатов обеспечена применением современных методов исследования, использованием оборудования, обеспечивающего необходимую чувствительность и точность эксперимента, а также согласием полученных экспериментальных результатов с выводами теоретических моделей. Воспроизводимость полученных результатов подтверждается проведением измерений на серии образцов с близкими критическими параметрами и сопоставлением полученных результатов там, где это возможно, с результатами других публикаций.

Проведенные исследования особенностей магнитной фазовой диаграммы и анизотропных свойств купратных ВТСП и диборида магния позволяют сформулировать следующие основные положения диссертации, выносимые на защиту:

ПОЛОЖЕНИЕ 1. Транспортные свойства слабо анизотропных кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в смешанном состоянии в магнитном поле $B//\boldsymbol{c}$ описываются в рамках локальной электродинамики, тогда как в сильно анизотропных кристаллах $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ локальная электродинамика для описания электрического транспорта в смешанном состоянии неприменима.

ПОЛОЖЕНИЕ 2. В магнитном поле $B//\boldsymbol{c}$ свойства вихревой системы в слабо анизотропных кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и сильно анизотропных кристаллах $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ в смешанном состоянии различаются принципиальным образом: в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с понижением температуры вначале появляется продольная корреляция двумерных вихрей вдоль оси $\boldsymbol{c}$, и в точке плавления происходит замерзание в твердое состояние протяженных трехмерных вихрей. В то же время в $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ с понижением температуры ниже T_c в первую очередь начинает расти поперечная корреляция движения двумерных панкэйков в отдельных слоях, и в точке плавления устанавливается их продольная корреляция вдоль оси $\boldsymbol{c}$.

ПОЛОЖЕНИЕ 3. В кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различным содержанием кислорода и, соответственно, различной анизотропией в магнитном поле $B//\boldsymbol{c}$ линия плавления вихревого стекла описывается эмпирическим выражением $B_g = B_0[(1 - T/T_c)/(T/T_c)]^{\alpha}$ с $\alpha \approx 1$, которое также применимо к более анизотропным купратным ВТСП на основе таллия и висмута.

ПОЛОЖЕНИЕ 4. В кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с большим дефицитом кислорода (T_c~60÷70K) и, соответственно, большой анизотропией (γ~25÷30) в конфигурации $B//\boldsymbol{ab}$ и $I//\boldsymbol{c}$, начиная с магнитных полей ~4-6Т, температура плавления вихревой системы в зависимости от приложенного магнитного насыщается и проявляет черты осциллирующего поведения. Данный эффект наблюдается в ограниченном диапазоне угловой ориентации магнитного поля относительно плоскостей $\boldsymbol{ab}$ (θ<1^{o}), что указывает на его связь с собственным пиннингом, являющимся следствием слоистой структуры данных соединений.

ПОЛОЖЕНИЕ 5. Легирование кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ примесями железа и цинка приводит к снижению T_c и росту анизотропии. При этом анализ роста γ, как функции $-\Delta T_c$ показывает, что влияние примеси Fe на анизотропию сравнимо с ростом γ при уменьшении концентрации кислорода и в несколько раз превышает влияние примеси цинка.

ПОЛОЖЕНИЕ 6. Анизотропия сопротивления соединения MgB_2 в нормальном состоянии ρ_c/ρ_{ab} сразу выше T_c составляет примерно 3.5 и практически не зависит от температуры в исследованном интервале вплоть до 300К. При этом температурные зависимости ρ_{ab} и ρ_c описываются выражением Блоха-Грюнайзена, что предполагает основной вклад электрон-фононного рассеяния в электрический транспорт в MgB_2.

ПОЛОЖЕНИЕ 7. В кристаллах MgB_2 знак коэффициента Холла соответствует преобладающему $p-$типу носителей в том случае, когда магнитное поле $//\boldsymbol{c}$, в то время как в магнитном поле $//\boldsymbol{ab}$, доминирует вклад в проводимость носителей $n-$типа, что является следствием многозонной и анизотропной электронной структуры MgB_2. Верхний предел концентрации носителей в соединении MgB_2 составляет для электронов n ~ 3.4x10^{22} см$^{-3}$ и дырок p ~ 2.6x10^{22} см$^{-3}$.

ПОЛОЖЕНИЕ 8. Верхнее критическое поле, $H_{c2}(0)$, кристаллов MgB_2 в перпендикулярном и параллельном магнитном поле составляет ~ 7÷7.5Т и ~21÷22Т, соответственно. Эффективная длина когерентности в плоскости $\boldsymbol{ab}$

составляет ~68Å, в направлении вдоль оси ***c*** ~23Å. Длина свободного пробега электронов вдоль плоскости ***ab*** и в направлении //***c*** достигает ~240Å и ~60Å, соответственно, в результате чего сверхпроводящее соединение MgB_2 в виде монокристаллов близко к чистому пределу ($l \gg \xi$) сверхпроводников II рода.

ПОЛОЖЕНИЕ 9. Анизотропия верхнего критического поля кристаллов MgB_2 зависит от температуры, уменьшаясь при приближении к T_c, при этом угловая зависимость H_{c2} не описывается в рамках модели анизотропных масс, что является следствием двухщелевой сверхпроводимости MgB_2.

Апробация работы: Результаты, изложенные в диссертации, были представлены на следующих конференциях:

1. The 4th International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity and High Temperature Superconductors (M2S-HTSC-IV), Grenoble, France (1994).
2. The 21st International Conference on Low Temperature Physics, Prague, Czech Republic (1996).
3. The 5th International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity and High Temperature Superconductors (M2S-HTSC-V), Beijing, China (1997).
4. International Conference on Physics and Chemistry of Molecular and Oxide Superconductors (MOS1999), Stockholm, Sweden (1999), The 1st International conference “Vortex Matter in Superconductors I”, Crete, Greece (1999).
5. The 12th International Symposium on Superconductivity (ISS '99), Morioka, Japan (1999).
6. The Physical Society of Japan 2000 Spring Meeting, Osaka, Japan (2000).
7. The 6th International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity and High Temperature Superconductors (M2S-HTSC-VI), Houston, USA (2000).
8. The Physical Society of Japan 2001 Spring Meeting, Tokyo, Japan (2001).
9. Gordon Research Conference on Superconductivity, Oxford, United Kingdom (2001).
10. The 14th International Symposium on Superconductivity (ISS '2001), Kobe, Japan (2001).

11. The Multilateral Symposium between the Korean Academy of Science and Technology and the Foreign Academies, Seoul, Korea (2002).
12. The International Workshop on Superconductivity in Magnesium Diboride and Related Materials, Genoa, Italy (2002).
13. International Conference on Physics and Chemistry of Molecular and Oxide Superconductors (MOS2002), Hsinchu, Taiwan (2002).
14. OXIDE Workshop with focus on "Vortex matter", Goteborg, Sweden (2003).
15. The 7th International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity and High Temperature Superconductors (M2S-HTSC-VII), Rio de Janeiro, Brazil (2003).
16. Всероссийская научно-техническая конференции «Прикладная сверхпроводимость - 2010», Москва, (2010).

Кроме того, результаты диссертации неоднократно докладывались на семинарах Отделения физики твердого тела ФИАН им. П. Н. Лебедева РАН (Москва, Россия), Кафедры физики твердого тела Королевского технологического института (KTH, Стокгольм, Швеция), Лаборатории сверхпроводимости Международного технологического центра сверхпроводимости (SRL/ISTEC, Токио, Япония) во время работы автора в данных организациях.

Личный вклад автора. Лично автором или при его непосредственном участии было инициировано большинство описанных в диссертации экспериментов, сформулированы цели и задачи исследований, подготовлены экспериментальные образцы, проведены измерения и анализ полученных данных, сделаны заключительные выводы. Также необходимо отдельно отметить, что лично автором осуществлен рост и характеризация монокристаллов соединений $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$, в то время как синтез монокристаллов $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ и MgB_2 проводился С. Ли (SRL/ISTEC) при непосредственном участии автора.

Публикации. Представленные в диссертации результаты опубликованы в 37 работах, в том числе 31 статья в реферируемых журналах, рекомендуемых ВАК для публикации основных результатов диссертационных работ, 5 публикаций в трудах конференций и сборниках и один патент РФ. Список публикаций автора приведен в конце автореферата.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Структура и объем работы. Диссертация включает введение, шесть глав, заключение, списки авторской и цитированной литературы. Диссертация состоит из 209 страниц, содержит 7 таблиц и 87 рисунков. Библиография цитированной литературы включает 153 наименования.

Во **введении** обоснована актуальность темы исследования, сформулирована цель работы, ее научная новизна и практическая значимость, а также положения, выносимые на защиту.

В **главе 1** представлены применявшиеся в данной работе методы синтеза кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$, $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$, MgB_2 и процедура приготовления на основе этих кристаллов образцов для исследований [A1-A6]. Кроме того, описана использовавшаяся в работе методика низкотемпературных измерений магнетотранспортных свойств.

В первом разделе **главы 1** изложен метод роста чистых и легированных примесями Fe и Zn кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в присутствии температурного градиента. В эвтектическую смесь BaO и CuO добавлялось 5÷15 весовых процентов предварительно синтезированного порошка $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Тигель с шихтой помещался на подставку, расположенную в центре горизонтальной цилиндрической печи. По обе стороны подставки размещены термопары, одна из которых (T_1) была подсоединена к регулятору температуры, а другая (T_2) использовалась для регистрации температуры. Сразу же после выдержки тигля в течение 20÷30 часов при температуре T_1=T_2=1000°C для гомогенизации расплава, тигель в течение 10÷15 минут, перемещался в область печи с T_1>T_2 и разницей температур T_1 и T_2, соответствующей горизонтальному температурному градиенту на тигле величиной 9÷11°C/см. При этом температура на более горячей стенке тигля T_1=1000°C поддерживалась неизменной. Охлаждение тигля в температурном градиенте осуществлялось со скоростью 1÷2°C/час. Извлеченные из тигля кристаллы отжигались в протоке кислорода при T=400÷460°C в течение нескольких суток. В результате T_c, измеренная резистивным способом, составляла 92÷93K при щирине перехода (10%÷90%) менее 0.2K. Перед нанесением контактов кристаллы монтировались на сапфировую подложку для обеспечения механической стабильности и надежного теплового контакта с измерительным термометром. Электрические контакты к образцам были приготовлены с использованием серебряной пасты Du Pont

5504 и золотых проволочек, как показано на рис.1. Контактное сопротивление составляло менее 0.1 Ω, что обеспечивало возможность пропускания через образцы тока до 100÷150 мА без перегрева. На рис.1 приведена фотография кристалла с 8 контактами для измерений в контактной конфигурации псевдо-трансформатора Живера.

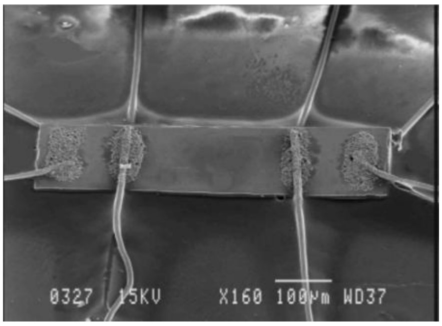

Рис.1. Кристалл $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с четырьмя контактами на каждой из ***ab*** плоскостей. К контактным площадкам, нанесенным серебряной пастой подведены золотые проволочки диаметром 10 µм. Размеры кристалла составляют $0.63 \times 0.11 \times 0.03$ мм^3. Образец зафиксирован на сапфировой подложке застывшей каплей расплавленного парафина.

Во втором разделе **главы 1** описан метод роста кристаллов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$. В отличие от соединения $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ кристаллы $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ могут быть выращены из стехиометрической смеси порошков оксидов висмута, кальция, стронция и меди. Тщательно перемешанная смесь порошков Bi_2O_3, $CaCO_3$, $SrCO_3$ и CuO чистотой 99.999%, соответствующая соотношению Bi:Ca:Sr:Cu 2:2:1:2, засыпалась в тигель, который выдерживался в течение 24 часов при температуре 850^{o}C для разложения карбонатов кальция и стронция на соответствующий оксид и углекислый газ. Затем тигель нагревался до температуры 900^{o}C и выдерживался при этой температуре в течение 24 часов. Во время последующего медленного охлаждения со скоростью 2÷5^{o}C/час проходил процесс кристаллизации. На завершающей стадии для оптимизации содержания кислорода выращенные кристаллы отжигались в атмосфере воздуха при температуре 500^{o}C в течение 20÷30 часов. Контакты к кристаллам приготавливались с помощью серебряной пасты и тонких золотых проволочек подобно тому, как это делалось в случае образцов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Величина T_c, определенная по середине сверхпроводящего перехода, составляла ~87K при ширине перехода (10%÷90%) ~2K.

Третий раздел **главы 1** посвящен описанию способа роста чистых и легированных свинцом кристаллов $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$. Известно, что $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ (Bi-2223) является соединением, которое чрезвычайно сложно синтезировать в однофазном виде из-за возможности одновременного роста нескольких фаз (Bi-2201, Bi-2212, Bi-2223). Для роста кристаллов, исследовавшихся в данной работе, был применен метод с использованием KCl в качестве флюса. Рост чистых кристаллов $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ проводился из номинального состава $Bi_{2.5}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$, в случае легирования свинцом – из номинального состава $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ при температуре около 870°C. По окончании процесса роста флюс удалялся путем растворения в дистиллированной воде. Кристаллы с размером ~$250 \times 50 \times 1$ μm³, выращенные в различных процессах использовались для резистивных измерений. Контакты к кристаллам были приготовлены с помощью серебряной пасты. На левой панели рис.2 представлены сверхпроводящие переходы нескольких чистых образцов $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$, измеренные в нулевом магнитном поле.

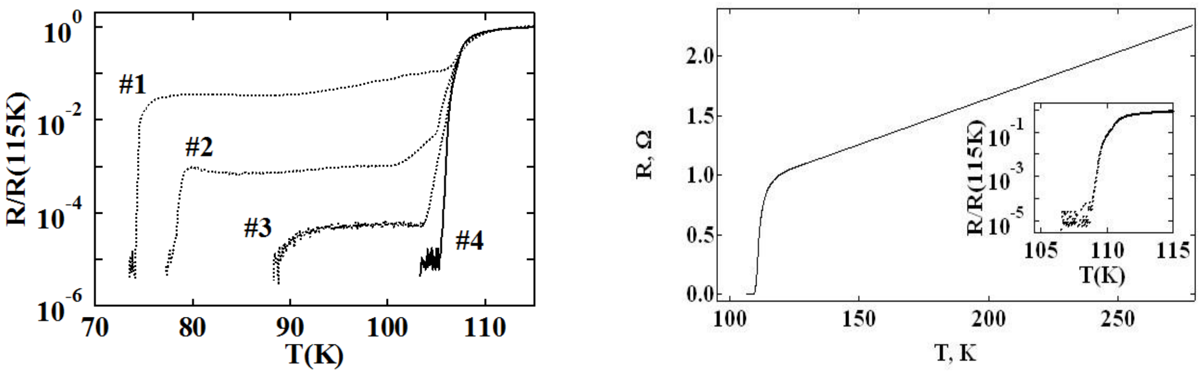

Рис.2. (левая панель): температурная зависимость нормированного сопротивления нескольких кристаллов $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ с различным уровнем присутствия фазы Bi-2212; (правая панель): температурная зависимость электросопротивления , $R(T)$, кристалла $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$.

Для образцов #1 - #3 хорошо видны четко сформированные двухступенчатые переходы с резкими скачками при температурах 110K и 80K, что однозначно свидетельствует о присутствии фаз Bi-2223 и Bi-2212 в этих образцах. Образец #4 показал одноступенчатый переход с T_c ~106K. Для дальнейших измерений использовались подобные кристаллы с одноступенчатым переходом. На правой панели рис.2 показан типичный сверхпроводящий переход кристалла $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$, где вторая ступенька при температуре ~80К не наблюдалась.

Четвертый раздел **главы 1** посвящен описанию методики роста кристаллов MgB_2. Для синтеза кристаллов, исследовавшихся в данной работе, был применен метод роста из квази-тройной системы Mg-MgB_2-BN при давлениях 4÷6 ГПа и температурах 1400÷1700^{o}C в течение 5÷60 мин. Среднее весовое соотношение исходных компонентов составляло Mg:MgB_2:BN 1:3:15. Рост кристаллов осуществлялся в тиглях из нитрида бора с использованием аппаратуры высокого давления TRY Engineering. На левой панели рис.3 показана фотография нескольких кристаллов MgB_2, выращенных в различных процессах. Типичный размер кристаллов не превышает 0.5мм. Стабильные низкоомные (~1÷2 Ω) контакты были приготовлены с использованием низкотемпературной золотой пасты. На правой панели рис.3 приведена зависимость $R(T)$ типичного кристалла MgB_2. T_c, определенная по началу перехода, составляет ~38.5К, а ширина сверхпроводящего перехода (10%÷90%) не превышает 0.3К.

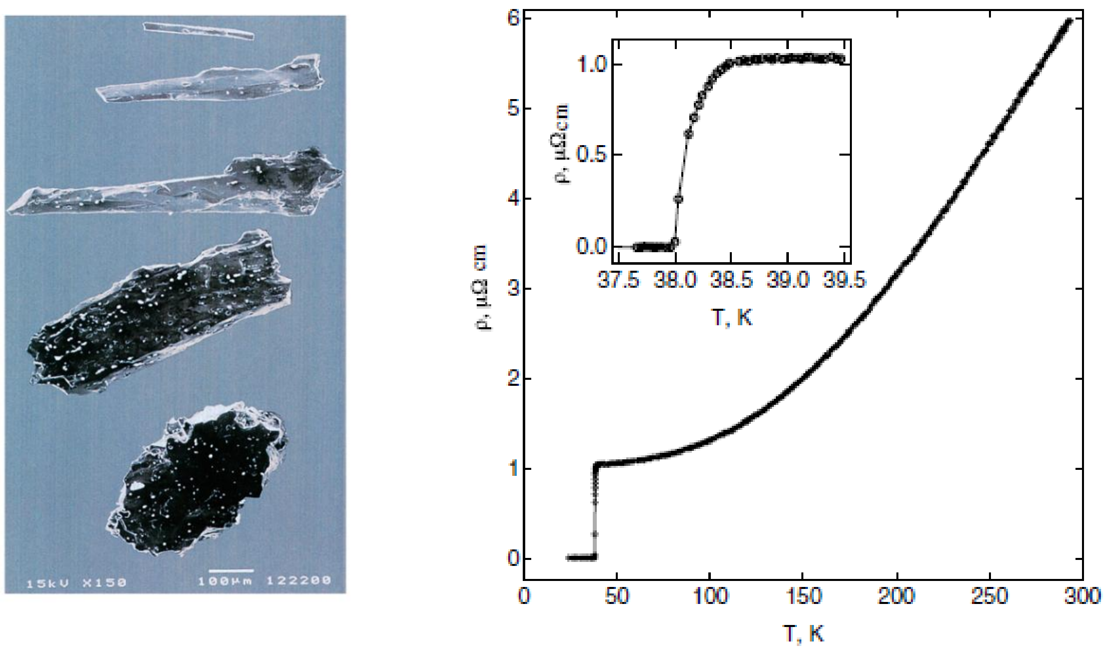

Рис.3. (левая панель): микрофотография кристаллов MgB_2; (правая панель): зависимость *R(T)* типичного кристалла MgB_2.

В пятом разделе **главы 1** описана использовавшаяся в работе методика низкотемпературных измерений магнетотранспортных свойств. Измерения проводились на установке, созданной на базе магнитной системы фирмы «Oxford Instruments Inc.» со сверхпроводящим соленоидом с максимальным полем 12T. В канале магнита расположена вставка, позволяющая за счет протока газообразного гелия при T>4.2K и откачки жидкого гелия при T<4.2K плавно регулировать температуру в диапазоне 1.4÷300К. В эту вставку помещался держатель образца, обеспечивающий возможность вращения образца с минимальным шагом 0.005^{o} вокруг оси, перпендикулярной направлению магнитного поля. Точность поддержания температуры образца в эксперименте составляла ~10 mK. Измерения магнетотранспортных свойств образцов диборида магния были выполнены на стандартной установке PPMS с использованием всех заложенных в ней возможностей: максимальное магнитное поле 9T, чувствительность по напряжению ~1 nV, контроль температуры с точностью 10 mK, угловое разрешение при вращении образца 0.05^{o}.

Глава 2 посвящена описанию наших результатов по исследованию корреляции движения вихрей в смешанном состоянии купратных ВТСП в магнитном поле //***c*** [А7-А17]**.** В первом разделе **главы 2** представлены вводные замечания, касающиеся описания слоистой кристаллической структуры купратных ВТСП и особенностей вихревой системы в этих соединениях. Отмечается, что наличие в кристаллической решетке купратов проводящих плоскостей CuO_2, разделенных буферными плохо проводящими (изолирующими) слоями, обуславливает высокую степень анизотропии, γ, этих соединений в нормальном и сверхпроводящем состоянии. В результате параметр сверхпроводящего порядка модулирован в направлении вдоль оси ***c***, достигая максимум в проводящих слоях CuO_2. Ещё одной особенностью купратных ВТСП является высокий уровень термических флуктуаций, которые играют гораздо более существенную роль по сравнению с низкотемпературными сверхпроводниками. Данное обстоятельство в сочетании со слоистой кристаллической структурой и высокой анизотропией купратных ВТСП приводит к тому, что конфигурация вихревой системы в этих соединениях, значительно отличается от картины, наблюдавшейся ранее в низкотемпературных сверхпроводниках II-рода. В традиционных сверхпроводниках абрикосовский вихрь непрерывен вдоль направления магнитного поля. В купратах вихрь представляет собой стопку плоских двумерных вихрей-панкэйков (pancakes), которые локализованы в сверхпроводящих слоях CuO_2 и связаны между собой либо слабым магнитным взаимодействием [2,3], либо джозефсоновскими вихрями, расположенными между слоями [4]. Существенным отличием диаграммы $B(T)$ купратных ВТСП от традиционных сверхпроводников II рода является расположение линии необратимости $B_{irr}(T)$ значительно ниже линии второго критического поля, $B_{c2}(T)$. Линия $B_{irr}(T)$ на диаграмме $B(T)$ соответствует фазовому переходу – плавлению вихревой системы (либо когерентной вихревой решетки при температуре T_m, либо неупорядоченного вихревого стекла при температуре T_g, в зависимости от плотности центров пиннинга в образце). Вихревая система в твердом состоянии ниже линии необратимости закреплена на центрах пиннинга, в жидком состоянии в магнитном поле $\boldsymbol{B}$ движение вихрей под действием силы Лоренца, $\boldsymbol{F_L} = \boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B}$, со стороны приложенного транспортного тока, $\boldsymbol{j}$, приводит к диссипации.

Во втором разделе **главы 2** представлены результаты наших исследований продольной корреляции вихрей в жидком вихревом состоянии кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с использованием показанной на вставке на рис.4 геометрии псевдо-трансформатора магнитного потока.

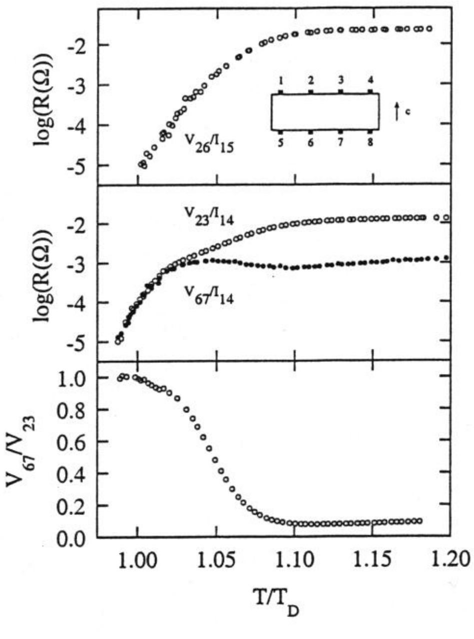

Рис.4. Верхняя панель: нумерация контактов и температурная зависимость падения напряжения на контактах 2-6 с током через контакты 1-5. Средняя панель: Температурная зависимость падения напряжения на контактах 2-3 и 6-7 с током между контактами 1-4. Нижняя панель: температурная зависимость отношения напряжений V_{67}/V_{23} с током между контактами 1-4. Магнитное поле B=4Т //**c** кристалла $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с T_D(4Т)=83.8К.

Ключевым моментом для понимания динамики жидкого вихревого состояния является сопоставление измеренных в одном эксперименте напряжений $V_{23}(T)$ и $V_{67}(T)$ на верхней и нижней плоскостях кристалла с током между контактами 1-4 и поведения сопротивления образца вдоль оси $\boldsymbol{c}$ в зависимости от температуры. Результаты такого эксперимента показаны на рис.4. На верхней панели приведены данные измерения напряжения V_{26} с током I_{15}. Несмотря на неоднородное распределение тока по сечению образца, зависимость сигнала V_{26}/I_{15} от температуры близка к зависимости $R_c(T)$, полученной с однородным распределением тока, что подтверждается дополнительными измерениями. На средней и нижней панели рис.4 показаны напряжения $V_{26}(T)$ и $V_{23}(T)$ с током I_{14}, и их отношение V_{67}/V_{23}. Из рисунка видно, что измеримое сопротивление вдоль оси $\boldsymbol{c}$, возникает при температуре T_D. Одновременно при этой температуре V_{23} и V_{67} становятся равны по величине: V_{67}/V_{23}≈1. Таким образом, в некотором температурном диапазоне выше точки плавления и ниже T_D вихри сохраняют корреляцию скоростей вдоль всей толщины образца. При этом их движение сопровождается диссипацией в направлении, параллельном плоскостям $\boldsymbol{ab}$, тогда как сопротивление вдоль оси $\boldsymbol{c}$ в пределах точности нашей измерительной аппаратуры остается равным нулю. С повышением температуры выше T_D коррелированные вдоль направления поля стопки вихрей распадаются на все более короткие сегменты, что приводит к появлению параллельной плоскостям $\boldsymbol{ab}$ компоненты магнитного поля. При этом компонента неоднородного тока, параллельная оси $\boldsymbol{c}$, создаёт силу Лоренца на параллельные плоскостям $\boldsymbol{ab}$ компоненты вихрей ($\boldsymbol{I}\times\boldsymbol{B}$). В результате, движущиеся со скоростью $\boldsymbol{v}$ вдоль плоскостей $\boldsymbol{ab}$ сегменты вихрей генерируют электрическое поле $\boldsymbol{E} = -\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}$, направленное //$\boldsymbol{c}$.

В третьем разделе **главы 2** рассмотрена проблема применимости локальной электродинамики к описанию транспортных свойств кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ в жидком вихревом состоянии. В локальной модели электрическое поле в какой-либо точке проводника, несущего транспортный ток, определяется локальной величиной тока, тогда как нелокальная электродинамика предполагает, что электрическое поле ток в точке $\boldsymbol{r}$ связано с током и в других точках $\boldsymbol{r}$`≠$\boldsymbol{r}$. Вопрос о применимости локальной электродинамики для описания транспортных свойств купратных сверхпроводников в смешанном состоянии стал предметом широкого обсуждения сразу же после опубликования результатов первого эксперимента с использованием контактной конфигурации псевдо-трансформатора Живера на кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [5], где утверждалось, что локальная электродинамика неприменима для описания транспортных свойств кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в смешанном состоянии. Результаты наших экспериментов свидетельствуют об обратном. В частности, из верхней панели на рис.5 видно, что для каждого из двух исследованных образцов отношение напряжений $V_{67}(I_{14})/V_{23}(I_{14})$ демонстрирует качественно точно такое же поведение, как и в эксперименте Сафара и др. [5].

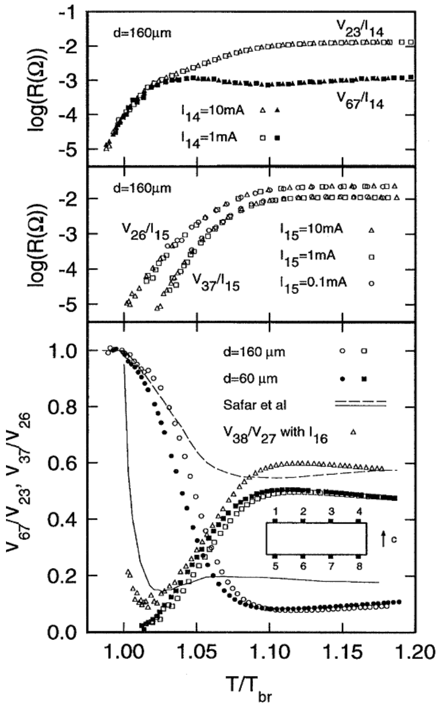

Рис.5. На верхней и средней панели показаны сопротивления между контактами 6-7 и 2-3 для тока I_{14} и между контактами 3-7 и 2-6 для тока I_{15} в интервале 0.1÷10 мА, покрывающем два порядка величины. На нижней панели кружками показано отношение напряжений $V_{67}(I_{14})/V_{23}(I_{14})$, квадратами - $V_{37}(I_{15})/V_{26}(I_{15})$. Результаты Сафара и др. [5] при B=5T для образца толщиной 35μm и $T_{br} \equiv T_D$ около 84K примерно равной $T_{br} \equiv T_D$ для наших образцов в поле 4T: прерывистой линией показаны результаты для $V_{67}(I_{14})/V_{23}(I_{14})$, сплошной линией для $V_{37}(I_{15})/V_{26}(I_{15})$. Треугольниками показаны наши результаты для смещенного расположения контактов $V_{38}(I_{16})/V_{27}(I_{16})$.

При приближении температуры к $T_{br} \equiv T_D$ сопротивление ρ_c стремится к нулю. При этом распределение тока по толщине образца становится все более однородным, и $V_{67}(I_{14})/V_{23}(I_{14}) \rightarrow 1$. В то же время, наши результаты для отношения напряжений $V_{37}(I_{15})/V_{26}(I_{15})$ кардинально отличаются от результатов работы [5]. В нашей работе показано, что в случае, когда $T \rightarrow T_{br}$, сопротивление ρ_c стремится к нулю, ток I_{15} течет все ближе к контактам 1-5 и напряжение $V_{37}(I_{15})$ убывает быстрее, чем $V_{26}(I_{15})$, а их отношение $V_{37}(I_{15})/V_{26}(I_{15})\to 0$, тогда как в работе [5] при $T\to T_{br}$ отношение $V_{37}(I_{15})/V_{26}(I_{15})\to 1$. Одной из возможных причин разницы между нашими данными и результатами работы [5] может быть планарная компонента тока и, соответственно, напряжения в эксперименте с током I_{15}. Такая ситуация вероятна при напылении контактных площадок через маску, когда все четыре контакта на одной поверхности ***ab*** оказываются смещенными относительно контактов на другой плоскости кристалла. Отмечено, что сделанный нами вывод о возможности качественного описания жидкого вихревого состояния в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в рамках локальной электродинамики получил поддержку в ряде экспериментальных и теоретических работ (см., в частности, обзоры [6,7]).

Далее, в разделе 3 **главы 2** представлены результаты исследования применимости локальной модели Монтгомери к анализу анизотропии сопротивления кристаллов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$. В этом эксперименте в мультиконтактной конфигурации измерялся отклик с различных пар потенциальных контактов с транспортным током, как показано на рис.6.

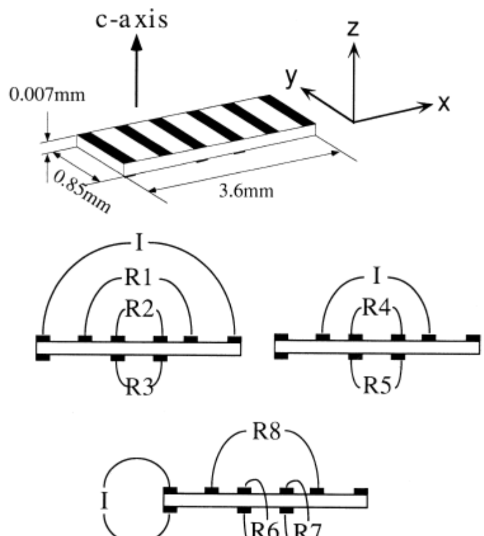

Рис.6. Конфигурация контактов для измерения восьми сигналов напряжения.

В таком эксперименте распределение тока в плоскости x-z зависит только от анизотропии сопротивления кристалла. По этой причине для определения величины $\gamma = \sqrt{\rho_c/\rho_{ab}}$, как функции магнитного поля и температуры, достаточны два любых набора экспериментальных данных

$R_i(B,T)$ и $R_j(B,T)$. В случае, если локальная модель Монтгомери применима, величины γ, полученные из измерений различных наборов R_i и R_j должны совпадать, в то время как их различие будет свидетельствовать о неприменимости данной модели. Для вычисления γ был использован метод, предложенный Левиным [8]. На левой верхней панели рис.7 мы приводим температурную зависимость резистивного отклика, полученную в нулевом магнитном поле для различных контактных конфигураций, показанных на рис.6. На нижней левой нижней панели рис.7 показана температурная зависимость анизотропии сопротивления, вычисленная из данных, представленных на левой верхней панели. Как видно из рисунка, имеет место достаточно хорошее совпадение результатов вычисления γ из различных комбинаций $(R_i,\ R_j)$, что показывает применимость локальной модели Монтгомери в кристаллах $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ в нормальном состоянии.

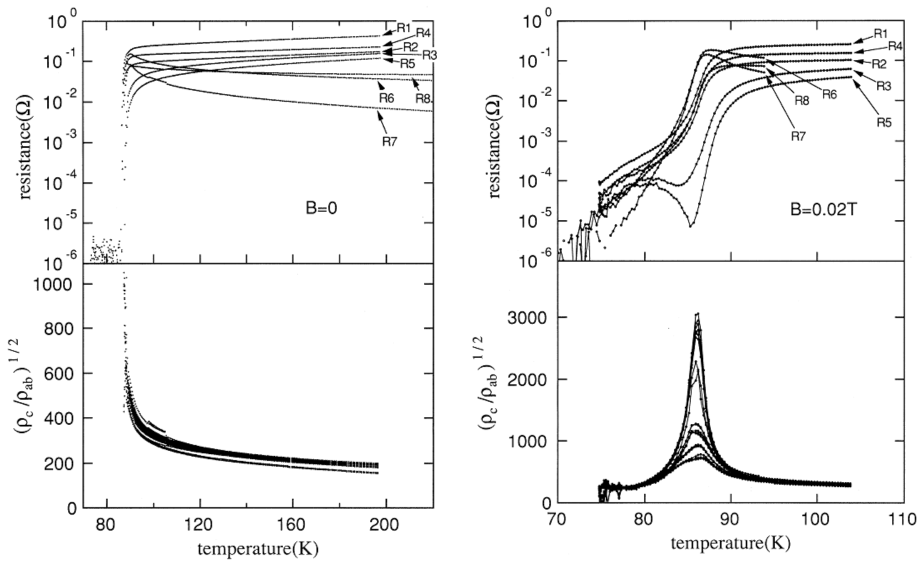

Рис.7. Температурная зависимость восьми резистивных откликов для кристалла $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ в нулевом магнитном поле и поле 0.02T (левая и правая верхняя панель, соответственно) и анизотропия сопротивления, в нулевом магнитном поле и поле 0.02T (левая и правая нижняя панель, соответственно), вычисленная в рамках локальной модели Монтгомери.

Ситуация кардинальным образом меняется при приложении магнитного поля. Из нижней правой панели на рис.7, видно, при достижении максимума величины анизотропии сопротивления, вычисленные из различных комбинаций $(R_i,\ R_j)$ различаются более, чем в 4 раза, что уже не может найти объяснение возможными ошибками в определении размеров кристаллов и контактных площадок. Подобное поведение наблюдалось и в более сильных полях. Таким образом, полученные результаты свидетельствует в пользу того, что сопротивление *//**c*** и *//**ab*** слабо анизотропного соединения $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ удовлетворительно описывается в рамках локальной электродинамики, тогда как в смешанном состоянии сильно анизотропных кристаллов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ локальный подход к описанию анизотропного сопротивления неприменим. Возможной причиной является следующее обстоятельство. В магнитном поле $B//\boldsymbol{c}$ свойства вихревой системы в слабо анизотропных кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и сильно анизотропных кристаллах $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ в смешанном состоянии различаются принципиальным образом: в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с понижением температуры вначале появляется продольная корреляция двумерных вихрей вдоль оси ***c***, и в точке плавления происходит замерзание в твердое состояние протяженных трехмерных вихрей. В то же время в $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ с понижением температуры ниже T_c в первую очередь начинает расти поперечная корреляция движения двумерных панкэйков в отдельных слоях, и в точке плавления устанавливается их продольная корреляция вдоль оси ***c***.

В четвертом разделе **главы 2** представлены результаты исследования поперечной корреляции вихрей в кристаллах $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ в геометрии диска Корбино. Контактная конфигурация диска Корбино, показанная на рис.8, впервые была предложена для исследования свойств вихревой системы купратных ВТСП на примере кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Лопесом и др. [9]. Измерения в данной мультиконтактной конфигурации дают возможность определить поперечную корреляцию вихрей в присутствии контролируемого градиента силы Лоренца, действующей на вихри.

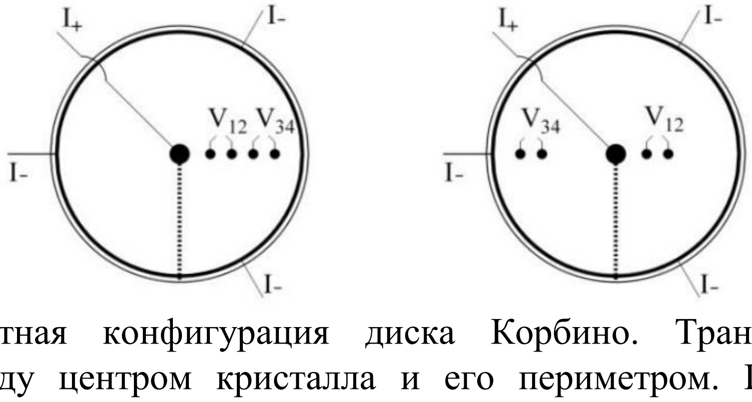

Рис.8. Контактная конфигурация диска Корбино. Транспортный ток протекает между центром кристалла и его периметром. Потенциальные контакты расположены либо вдоль одного радиуса (левая панель), либо вдоль противоположных радиусов (правая панель).

Поскольку транспортный ток прикладывается между центром и периметром кристалла в форме диска, его радиальная плотность, j, уменьшается по мере удаления от центра, как $1/r$, где r - расстояние от центра диска. В магнитном поле $//\boldsymbol{c}$, на вихри действует индуцированная транспортным током сила Лоренца. $\boldsymbol{F_L}$ направлена перпендикулярно радиусу диска, заставляя вихри двигаться по не пересекающим край образца замкнутым круговым орбитам, не испытывая, таким образом, влияния со стороны поверхностного барьера. При этом скорость вихрей $v \sim j \sim 1/r$. Выше T_c, а также и в смешанном состоянии в случае, если взаимодействие между вихрями отсутствует и они движутся независимо друг от друга, отклик напряжения с пар потенциальных контактов, расположенных вдоль радиуса диска описывается следующим выражением [9]:

$$V_{n,n+1} = \int_n^{n+1} Edr \frac{\rho I}{2\pi d} \ln\left(\frac{r_n}{r_{n+1}}\right) \quad (1),$$

где E- электрическое поле, ρ - удельное сопротивление, I - приложенный ток, d - толщина образца и r_n - радиальная позиция контакта n. Из этого выражения, в частности, следует, что напряжения с пар потенциальных контактов, в нашем случае V_{12} и V_{34}, должны уменьшаться с удалением от центра кристалла, а их отношение V_{34}/V_{12} не должно зависеть от температуры. В другом предельном случае, когда ниже температуры плавления вихревой решетки T_m, вихри движутся коррелированно и как единое твердое тело вращаются вокруг центра диска Корбино под действием приложенного транспортного тока, напряжения с потенциальных контактов подчиняются соотношению [9]:

$$V_{n,n+1} = \int_n^{n+1} Edr = \frac{B}{2}(r_{n+1}^2 - r_n^2)\omega(T,I) \quad (2),$$

где $\omega(T,I)$ - зависящая от температуры и приложенного транспортного тока угловая скорость вращения вихревой решетки. В этом случае скорость вихрей $v \sim \omega r$, вихри с увеличением радиуса движутся быстрее, и величина напряжения на более удаленных от центра контактах (V_{34}) должна превышать напряжение, измеренное ближе к центру кристалла (V_{12}). Таким образом, переход от независимого (некоррелированного) движения вихрей к коррелированному движению с ненулевым поперечным взаимодействием должен характеризоваться ростом отношения напряжений V_{34}/V_{12}. На рис.9

показаны температурные зависимости нормированных напряжений V_{12} и V_{34}, измеренные в магнитных полях до 1Т на образце $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$. Из рис.9 видно, что подобно предыдущим экспериментам в линейной геометрии контактов в магнитных полях до 0.05Т, оба напряжения скачком падают к нулю при замерзании вихревой системы в когерентную решетку, а в более высоких магнитных полях с понижением температуры сопротивление плавно падает до нуля при замерзании вихревой системы в неупорядоченное вихревое стекло. Как видно из рисунка, в нулевом магнитном поле и в максимальном в этом эксперименте поле 1Т отношение напряжений $V_{34}(T)/V_{12}(T)$ не зависит от температуры. Это наблюдение позволяет сделать вывод о независимом движении отдельных вихрей вследствие отсутствия поперечного взаимодействия между ними. Картина меняется в промежуточных магнитных полях менее 1Т. В этом случае при охлаждении образца, начиная с некоторой температуры, зависящей от величины приложенного магнитного поля, отношение напряжений $V_{34}(T)/V_{12}(T)$ начинает расти, что свидетельствует о появлении ненулевого поперечного взаимодействия между двумерными вихрями.

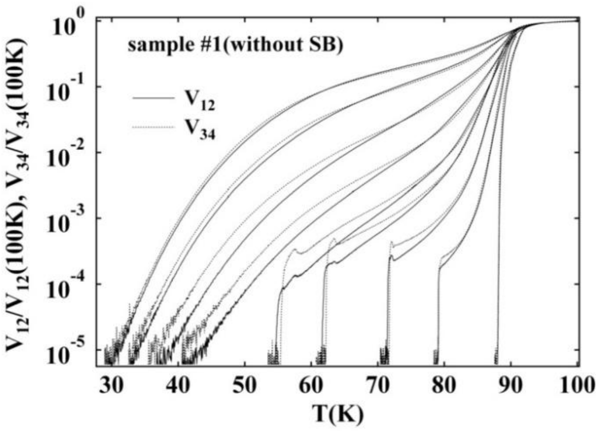

Рис.9. Температурные зависимости напряжений V_{12} и V_{34}, нормированных на соответствующие величины напряжения при Т=100К на образце $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ в геометрии диска Корбино в магнитных полях 0, 0.01Т, 0.02Т, 0.035Т, 0.05Т, 0.1Т, 0.2Т, 0.5Т, 1Т. Увеличение магнитного поля соответствует кривым на рисунке справа налево.

Далее отмечено, что представленное на рис.9 наблюдение находит дополнительное подтверждение в результатах наших экспериментов по исследованию влияния поверхностного барьера на динамику вихрей и нелинейности резистивного отклика. На основе этих результатов сделан вывод о «включении» при понижении температуры поперечного взаимодействия между панкэйками в отдельных слоях и, таким образом, наличии в жидком вихревом состоянии соединения $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ при температурах выше T_m промежуточной фазы с частичной корреляцией двумерных вихрей в отдельных слоях CuO_2.

Глава 3 посвящена описанию результатов исследования плавления вихревой системы в купратных ВТСП с различной степенью анизотропии в магнитных полях //***c*** [A18-A21]. Во вводных замечаниях в первом разделе **главы 3** отмечено, что в купратных ВТСП с большой плотностью дефектов в соответствии с моделью вихревого стекла, предложенной Фишером, Фишером и Хьюзом [10], плавление вихревой системы представляет собой переход второго рода, при котором зависимость $R(T)$ вблизи перехода описывается выражением:

$$R \sim (T - T_g)^{\nu(z-1)} \qquad (3),$$

где ν и z – статическая и динамическая критическая экспоненты.

Во втором разделе **главы 3** представлены результаты исследования влияния анизотропии на поведение линии плавления вихревого стекла на примере кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различным содержанием кислорода и, соответственно, с различной степенью анизотропии. Основные свойства исследовавшихся кристаллов представлены в таблице 1.

Таблица 1. Свойства исследовавшихся кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

образец	T_c (K)	T отжига (^{o}C)	среда отжига	γ
#1	91.3	450^{o}C	O_2	8.7
#2	86.2	500^{o}C	Воздух	13
#3	73.2	525^{o}C	Воздух	19
#4	62.2	600^{o}C	Воздух	28
#5	51.8	700^{o}C	Воздух	35

В качестве T_c была выбрана температура, при которой сопротивление уменьшалось ниже экспериментального разрешения в нулевом магнитном поле. Величина γ оценивалась из выражения $B_0 \cong C\Phi_0/(\gamma d)^2$ путем сопоставления с образцом #3, степень анизотропии, которого, γ, известна из литературы [11]. Показано, что в самом начале резистивного сверхпроводящего перехода ($R < 0.05R_n$) вихревая система приближается к твердому состоянию, которое характеризуется расходящейся активационной энергией U и в точности равным нулю сопротивлением ниже зависящей от магнитного поля температуры $T_g(B)$. Поскольку зависимость $R(T)$ описывается выражением (3), величина $T_g(B)$ может быть определена с использованием соотношения Фогеля-Фулчера. Далее во втором разделе **главы 3** отмечено, что предложенное эмпирическое выражение

$$B_g = B_0[(1 - T/T_c)/(T/T_c)]^{\alpha} \quad (4)$$

хорошо описывает зависимости $T_g(B)$ во всем диапазоне магнитных полей до 12Т, использовавшихся в эксперименте. Более того, выражение (4) может быть успешно использовано для описания линии плавления вихревого стекла в тонких пленках YBCO с T_c=57К и 48.5К [12], а также более анизотропных сверхпроводников Tl-2212 [13,14] и Bi-2223 [15], что иллюстрируется рис.10.

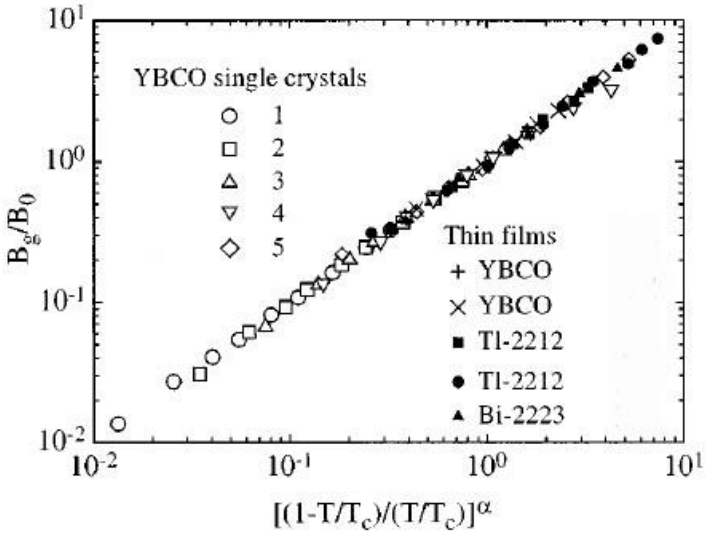

Рис.10. Скэйлинг линии замерзания вихревого стекла согласно выражению (4). Показаны полученные в работе данные для кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различным содержанием кислорода, а также для тонких пленок $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (из работы [12]: + для пленки с T_c=57К, × для пленки с T_c=48.5К), пленок Tl-2212 (из работ [13,14]), и пленки Bi-2223 (из работы [15]).

В третьем разделе **главы 3** представлены результаты исследований магнетотранспортных свойств чистых и легированных свинцом кристаллов $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ в магнитных полях //$\boldsymbol{c}$. Обнаружено, что в начальной части резистивного сверхпроводящего перехода зависимости $R(T)$ этих кристаллов в различных магнитных полях описываются выражением (3). Данное обстоятельство открывает возможность определения из зависимостей $R(T)$ с использованием выражения (3) линии плавления вихревого стекла, которая показана на левой панели на рис.11. Видно, что эта линия для кристаллов Bi-2223 лежит ниже аналогичной линии для кристаллов (Bi,Pb)-2223.

Далее отмечено, что результаты измерений вольтамперных характеристик чистых и легированных примесью свинца монокристаллов $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ дают дополнительную поддержку описанию поведения вихревой системы в рамках модели вихревого стекла. Согласно модели вихревого стекла [10] положительная кривизна $I-V$ кривых, построенных на графике в двойной логарифмичекой шкале, свидетельствует о жидком состоянии вихревой системы, тогда как отрицательная кривизна отражает твердое состояние. Прямая линия в шкале $logI-logV$ соответствует фазовому переходу вихревой системы из твердого в жидкое состояние. В качестве примера на правой панели на рис.11 представлен набор вольтамперных характеристик, полученных при T=40K в различных магнитных полях. В малых полях вольтамперные характеристики показывают явно выраженную отрицательную кривизну, а при увеличении магнитного поля их кривизна плавно меняется на положительную. Прямая линия при магнитном поле 3.5T соответствует переходу вихревого стекла из твердого состояния в жидкое.

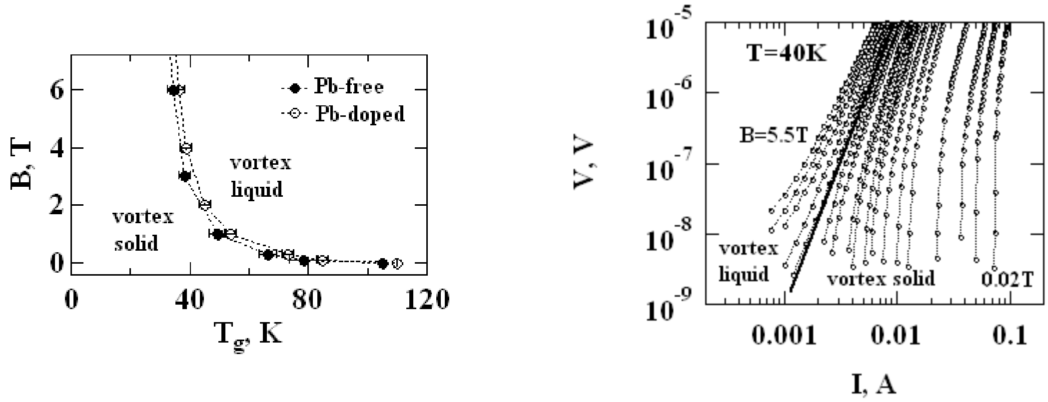

Рис.11. Левая панель: Линия плавления вихревого стекла чистых и легированных свинцом кристаллов Bi-2223. Правая панель: Вольтамперные характеристики монокристаллов Bi-2223 при T=40K и B=0.02T, 0.05T, 0.1T, 0.2T, 0.5T, 0.7T, 1T, 1.3T, 1.5T, 1.7T, 2T, 2.5T, 3T, 3.5T, 4T, 4.5T, 5T, 5.5T. Увеличение магнитного поля соответствует кривым справа налево.

В главе 4 описаны результаты исследования динамики вихревой системы и эффекта Холла в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в магнитном поле //***ab*** [A22-A26]. В первом разделе **главы 4,** где представлены вводные замечания, отмечается, что в купратных сверхпроводниках вследствие их слоистой кристаллической структуры параметр порядка модулирован в направлении //***c***, достигая максимальной величины в сверхпроводящих слоях и убывая при смещении в изолирующие (слабо проводящие) промежутки между ними. В результате в магнитном поле, направленном //***ab***, свободная энергия образца минимальна, когда вихри локализованы в областях между сверхпроводящими слоями CuO_2. Следствием такой модуляции параметра порядка является собственный (intrinsic) пиннинг, препятствующий движению вихрей //***ab*** в направлении вдоль оси ***c***. Понятно, что при анализе результатов экспериментов в магнитном поле //***ab*** купратных ВТСП необходимо учитывать возможное влияние собственного пиннинга на динамику вихревой системы.

Во втором разделе **главы 4** изложены результаты исследования свойств резистивного сверхпроводящего перехода в магнитном поле *B//**ab*** в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с оптимальным содержанием кислорода. Плавление вихревой системы проявляется в электрических транспортных измерениях как скачок сопротивления. Первые эксперименты в магнитном поле *B//**ab*** показали, что в присутствии собственного пиннинга наличие или отсутствие скачка сопротивления зависит от направления транспортного тока. Так, в частности, в геометрии *B//**ab*** с транспортным током //***c*** Шараламбуа и др. [16,17] наблюдали резкий гистерезисный скачок сопротивления, который был интерпретирован, как следствие плавления вихревой решетки. В то же время, в эксперименте с *I//**ab***, $I \perp B$, скачок сопротивления был подавлен, что объяснялось образованием в полях *B//**ab*** смектической вихревой фазы вместо когерентной вихревой решетки [18]. Для прояснения особенностей поведения вихревой системы вблизи точки плавления в параллельном поле в наших экспериментах была применена конфигурация псевдо-трансформатора магнитного потока, что открывает новые возможности. В двух геометриях эксперимента, показанных на рис.12, реализуются два различных распределения силы Лоренца, действующей на вихри. В обоих случаях транспортный ток протекает между контактами 1-5. В ориентации 1, показанной на верхней панели рис.12, сила Лоренца одинакова вдоль каждого вихря и убывает по мере удаления от контактов 1-5 в направлении контактов 4-8. В ориентации 2, приведенной на нижней панели рис.12, одинаковая сила Лоренца действует на каждый вихрь, и ее величина убывает при движении от контактов 1-5 вдоль направления вихря к контактам 4-8. В результате, в ориентации 1, отношение напряжений V_{48}/V_{37} отражает корреляцию скорости вихрей в направлении перпендикулярно магнитному полю, тогда как в ориентации 2, то же самое отношение напряжений V_{48}/V_{37} отражает корреляцию скоростей вдоль вихря. Измерения проводились при различных величинах приложенного поля в интервале 0.5-12T. На рис.12. приведены данные для 2T и 12T. В нормальном состоянии $V_{37}(I_{15}) > V_{48}(I_{15})$, отражая неравномерное распределение тока по сечению образца, возникающее вследствие комбинированного эффекта конфигурации контактов, геометрии кристалла и анизотропии сопротивления. При этом выше T_c отношение напряжений V_{48}/V_{37} одинаково в обеих ориентациях и слабо зависит от температуры. В жидком вихревом состоянии в обеих ориентациях с повышением температуры зависимости $V_{37}(T)$ и $V_{48}(T)$ сразу после появления измеримого напряжения показывают скачок напряжения подобно предыдущим наблюдениям [16,17]. Более того, в поле $B \leq 2$T в ориентации 1 и в поле $B \leq 12$T в ориентации 2 с понижением температуры напряжение $V_{48}(T)$ приближается к $V_{37}(T)$ и, начиная с температуры T_m, оба напряжения в точности совпадают, что свидетельствует о движении когерентной вихревой решетки, как единого целого.

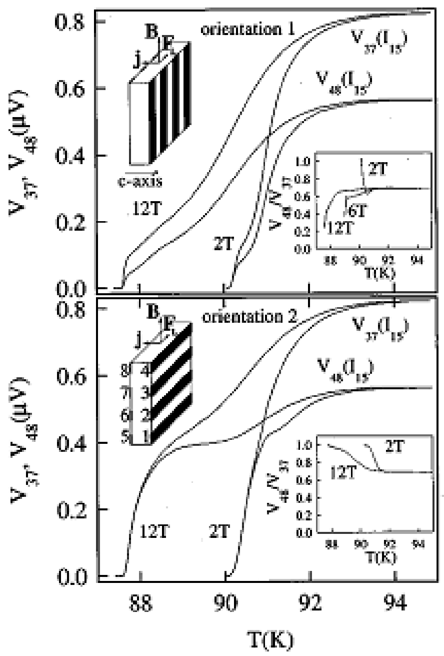

Рис.12. Верхняя и нижняя панель: $V_{37}(T)$ и $V_{48}(T)$с током I_{15} в ориентации 1 и 2 соответственно в магнитном поле 2 и 12T//***ab***. На верхних вставках на обеих панелях показана геометрия эксперимента. На нижних вставках приведено отношение напряжений V_{48}/V_{37} в соответствующих ориентациях.

На основании полученных результатов сделан вывод, что в магнитном поле $B//\boldsymbol{ab}$, так же, как и в конфигурации $B//\boldsymbol{c}$, в чистых образцах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ вихревая система при температурах ниже T_m замерзает в когерентную решетку. Этот результат согласуется с экспериментом Шиллинга и др. по измерению теплоемкости кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при двух ориентациях магнитного поля *B//**c*** и *B//**ab***, который однозначно показал, что в обеих ориентациях переход плавления вихревой решетки является переходом I рода, сопровождающимся скрытой теплотой плавления [19].

В разделе 3 **главы 4** рассмотрено плавление вихревой системы в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различным содержанием кислорода. В поле //***ab*** с током //***ab***, Лундквист и др. [20] наблюдали не зависящий от величины приложенного поля переход из твердого в жидкое вихревое состояние в случае, когда магнитное поле было точно ориентировано //***ab***. Позднее, Гордеев и др. [21] на фоне не зависящей от поля температуры плавления вихревой системы обнаружили ее осциллирующее поведение. С целью дальнейшего прояснения ситуации мы провели подобные эксперименты, изменив направление транспортного тока с параллельного плоскостям (*I//**ab***) на перпендикулярное (*I//**c***). Полученная нами зависимость T_m от магнитного поля в геометрии *B//**ab** I//**c*** показана на рис.13. Для всех исследовавшихся образцов переход практически не зависит от поля выше некоторого поля B^*~4-6T.

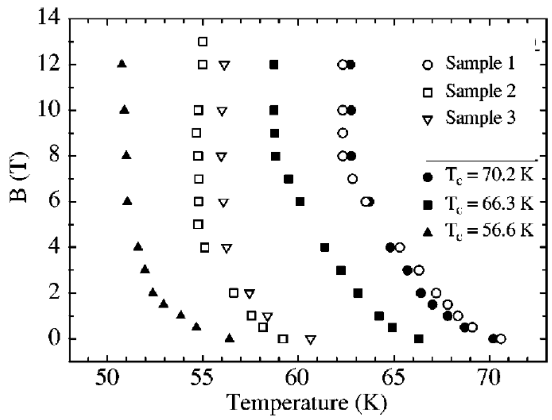

Рис.13. Линия перехода вихревой системы из твердого в жидкое состояние в образцах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различным содержанием кислорода. Контурные символы представляют наши данные с током *I//**c***, сплошными символами показаны данные с током *I//**ab*** из работы [20].

Из анизотропной модели Гинзбурга-Ландау можно оценить расстояние между вихрями вдоль оси ***c***, соответствующее B^*. Это расстояние примерно в 1.5 раза превышает параметр кристаллической решетки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в этом направлении. Данное обстоятельство объясняет несоизмеримое (frustrated) вихревое состояние при B^*. В более высоких полях, когда расстояние между вихрями уменьшается, периодически вихревое состояние становится соизмеримым, что может привести к осцилляциям линии плавления в зависимости от поля. В интерпретации ранних экспериментов с транспортным током //***ab*** было предположено, что переход к вертикальному росту линии плавления может быть связан либо с 3D-2D переходом вихревой системы [20], либо с образованием смектического вихревого состояния [21]. В последнем случае термические флуктуации в направлении перпендикулярно плоскостям должны отсутствовать, а флуктуации вдоль слоев ***ab*** подавлять когерентность вихрей в плоскости. При этом в обеих перечисленных ситуациях сопротивление вдоль оси ***c*** должно оставаться конечным, что противоречит нашим наблюдениям. В качестве одного из объяснений в нашей работе высказано предположение, что дефекты, связанные с дефицитом кислорода в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ вносят, дополнительные центры пиннинга, подавляющие переход в смектическое вихревое состояние. С другой стороны отмечено, что выяснение природы насыщения линии плавления с увеличением поля, скорее всего, требует других подходов.

В четвертом разделе **главы 4** рассмотрены результаты исследования эффекта Холла в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с магнитным полем //***ab*** и током //***c***. Одной из особенностей эффекта Холла в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в нормальном состоянии является отрицательный знак коэффициента Холла, R_H в магнитном поле //***ab***, в противоположность положительному знаку R_H в поле //***c***. При температурах ниже T_c в магнитном поле //***c*** были обнаружены ещё два явления, вызвавших большой интерес: смена знака R_H при уменьшении температуры и приближении холловского отклика к нулю [22], а также скэйлинг (scaling) продольного и холловского сопротивления $\rho_{xy} = A[\rho_{xx}(T)]^{\beta}$ [23]. На левой панели на рис.14 показаны полученные нами зависимости $\rho_{zz}(T)$ и $\rho_{zx}(T)$ в магнитных полях до 12Т. Из левой панели на рис.14 видно, что поведение $\rho_{zx}(T)$ существенно отличается от температурной зависимости холловского сопротивления в слоях, $\rho_{xy}(T)$, измеренного на том же самом кристалле и показанного на вставке на нижней левой панели рис.14, поскольку в нашем эксперименте смена знака $\rho_{zx}(T)$ не наблюдается. На правой основной панели на рис.14 приведены данные, которые описываются в рамках модели вихревого стекла с T_g=84.4±0.2К и $1/\nu(z-1)$=0.15. Степенная зависимость $\rho_{zz}(T-T_g)$ наблюдается в узком температурном интервале ниже T^* в пределах области критического скэйлинга $\Delta T = T^* - T_g \approx$ 2.5K. Критическая экспонента $\nu(z-1)$=6.5±1.0, найденная в нашем эксперименте, находится в согласии с величиной $\nu(z-1)$=6.5, полученной ранее для продольного сопротивления монокристаллов [24] и тонких пленок [25] $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в магнитном поле //**c**. На верхней вставке на правой панели на рис.14 показаны зависимости $\log_{10}\rho_{zz}(T)$ и $\log_{10}\rho_{zx}(T)$ от $\log_{10}(T/T_g-1)$ при B=12Т, с использованием величины T_g =84.4К, определенной из анализа зависимости $\rho_{zz}(T)$.

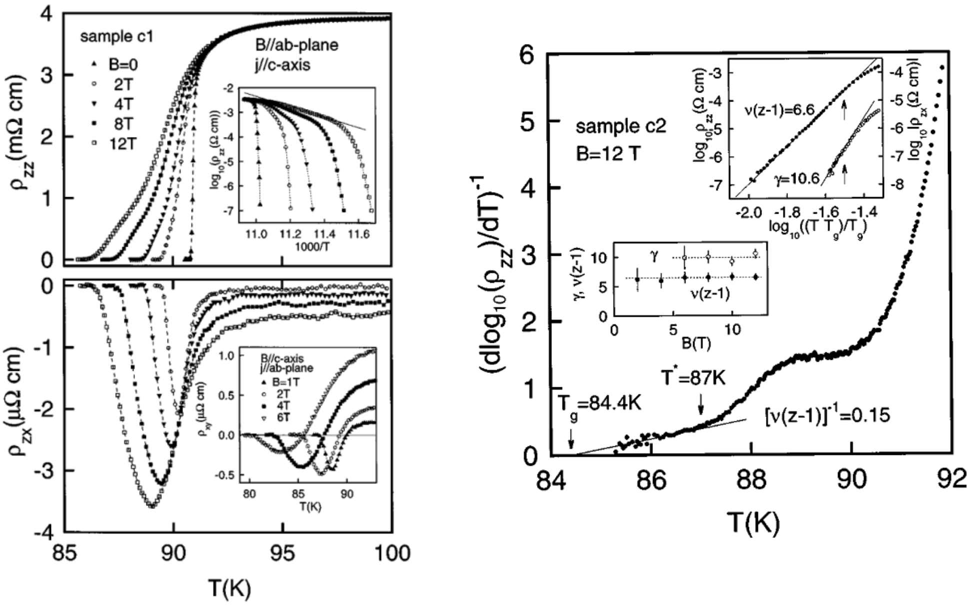

Рис.14. Левая панель: $\rho_{zz}(T)$ и холловское $\rho_{zx}(T)$ в магнитных полях до 12Т. На вставке на верхней панели показаны данные для ρ_{zz} в координатах Аррениуса. На вставке на нижней панели показано холловское сопротивление в плоскости ***ab*** на том же самом кристалле. Правая панель: Зависимость $(d\log_{10}\rho_{zz}/dT)^{-1}$ от температуры. Сплошной линией показана линейная аппроксимация в рамках модели вихревого стекла с T_g =84.4К и $1/\nu(z-1)$=0.15. T^* обозначает начало отклонения $(d\log_{10}\rho_{zz}/dT)^{-1}$от линейной зависимости с ростом температуры. На верхней вставке сплошными кружками показана зависимость ρ_{zz} и контурными кружками ρ_{zx} от $(T-T_g)/T_g$ с T_g =84.4К. Сплошными линиями показана линейная аппроксимация в рамках модели вихревого стекла с величинами критических экспонент, указанными на рисунке. Стрелки соответствуют температуре T^* на основной панели. На нижней вставке приведены величины критических экспонент γ и $\nu(z-1)$ для различных магнитных полей.

Подобно продольному сопротивлению //$\boldsymbol{c}$ холловское сопротивление в направлении перпендикулярно слоям CuO следует степенной зависимости в некотором температурном интервале выше T_g: $|\rho_{zx}(T)| \sim (T - T_g)^{\gamma}$. В пределах ошибки эксперимента величина γ составляет 9.9 ± 1.0, что практически совпадает с величиной γ=10.4 ± 1.5, полученной в геометрии $B//\boldsymbol{c}$ [23]. В заключение раздела отмечено качественное согласие полученных экспериментальных результатов с теоретическими моделями, рассматривающими эффект Холла в жидком вихревом состоянии в геометрии $B//\boldsymbol{c}$ и $I//\boldsymbol{ab}$ [26-28].

В **главе 5** описаны результаты исследования анизотропии кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с примесями Fe и Zn [A9,A10,A27-A31]. В первом разделе **главы 5** отмечено, что анизотропия является одним из ключевых параметров для понимания физики купратных ВТСП. Помимо того, что анизотропия количественно определяет свойства этих соединений в различных кристаллографических направлениях, она наряду с высоким уровнем термических флуктуаций вносит существенный вклад в многообразие свойств вихревой системы, наблюдаемых в купратах в смешанном состоянии. Второй раздел **главы 5** посвящен оценке анизотропии кристаллов $YBa_2(Cu_{1-x}M_x)_3O_{7-\delta}$ (M=Fe, Zn) из измерений магнетотранспортных свойств в жидком вихревом состоянии в геометрии $H//I//\boldsymbol{c}$. Зависимость критического тока от магнитного поля в системе джозефсоновски связанных слоев в указанной геометрии была рассмотрена в модели Дэмена и др. [29]. В частности, было показано, что j_c обращается в нуль в поле:

$$B_D = \frac{\phi_0^3}{4\pi^2 \mu_0 seT \lambda_{ab}^2(T) \gamma^2}, \tag{5}$$

где γ - анизотропия, s – расстояние между слоями, e=2.718… . и $\lambda_{ab}(T) = \lambda_0 / \sqrt{1 - (T/T_c)^2}$ - глубина проникновения при нулевой температуре. В выражении (5) анизотропия γ является единственным подгоночным параметром. Таким образом, зная положение линии $B_D(T)$ на магнитной фазовой диаграмме, можно определить анизотропию исследуемого образца. Из измерений температурной зависимости сопротивления //$\boldsymbol{c}$ образцов $YBa_2(Cu_{1-x}M_x)_3O_{7-\delta}$ (M=Fe, Zn) в магнитном поле //$\boldsymbol{c}$ построена магнитная фазовая диаграмма, представленная на левой панели на рис.15, где также указаны величины анизотропии исследовавшихся образцов, полученные с использованием выражения (5).

В третьем разделе **главы 5** представлены результаты оценки анизотропии кристаллов $YBa_2(Cu_{1-x}M_x)_3O_{7-\delta}$ (M=Fe, Zn) из измерений флуктуаций проводимости в геометрии $H//I//\boldsymbol{c}$. Отмечено, что сверхпроводящие флуктуации, т.е. появление при температурах выше T_c сверхпроводящих пар с коротким временем жизни, оказывает существенное влияние на свойства сверхпроводников в этом температурном интервале, в частности, на электропроводность. Анализ флуктуационного вклада в электропроводность позволяет определить длины когерентности исследуемого ВТСП материала //***ab*** и в перпендикулярном направлении.

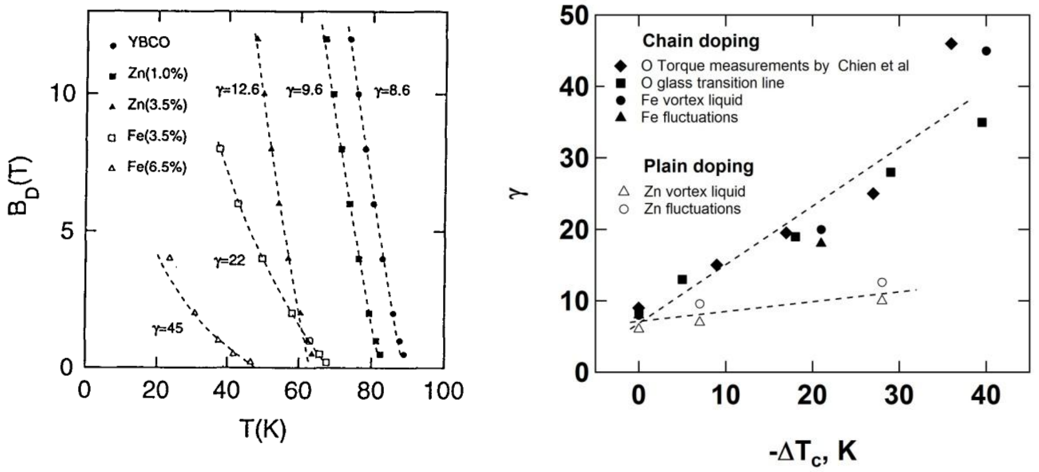

Рис.15. Левая панель: Магнитная фазовая диаграмма $YBa_2(Cu_{1-x}M_x)_3O_{7-\delta}$ (M=Fe, Zn) с x=0, x=0.01 и x=0.035 для цинка; x=0.035 и x=0.065 для железа. Пунктирными линиями показана аппроксимация экспериментальных данных выражением (5) с величиной подгоночного параметра γ, показанной на рисунке для каждого из исследованных образцов. Правая панель: Анизотропия образцов $YBa_2(Cu_{1-x}M_x)_3O_{7-\delta}$ (M=Fe, Zn) и образцов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различным содержанием кислорода.

Мы провели измерения магнетопроводимости $\Delta\rho(B) = \rho(B) - \rho(0)$ кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с примесями железа и цинка. Магнетопроводимость является суммой нескольких вкладов:

$$\Delta\sigma(B,T) = \Delta\sigma^{AL} + \sigma^{MT} + \Delta\sigma^{DOS} = \Delta\sigma(B,T,T_c\xi_{ab}(0),\xi_c(0)) \qquad (6),$$

которые описываются, выражениями, приведенными, например, в [30]. Соответствующий анализ дает результаты для образцов $YBa_2(Cu_{1-x}Zn_x)_3O_{7-\delta}$ и $YBa_2(Cu_{1-x}Fe_x)_3O_{7-\delta}$, которые приведены в таблице 2. На правой панели на рис.15 приведены суммарные данные наших исследований анизотропии образцов $YBa_2(Cu_{1-x}M_x)_3O_{7-\delta}$ (M=Fe, Zn), в сопоставлении с величинами γ для образцов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различным содержанием кислорода, которые были представлены в главе 3. Кроме того, на рис.15 представлены данные из работы Чена [11] по влиянию дефицита кислорода на анизотропию кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Из правой панели на рис.15 видно, что γ растет быстрее при добавлении в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ примеси железа по сравнению с примесью цинка. Качественно этот результат понятен, поскольку из структурных исследований известно, что Fe замещает медь в цепочках CuO, тогда как введение примеси Zn сопровождается замещением Cu в плоскостях CuO_2. Из кристаллографических соображений можно предположить, что легирование железом приводит к связыванию электронов атомов кислорода в цепочках и, тем самым, понижению проводимости вдоль оси $//\boldsymbol{c}$ с соответствующим ростом γ. Также отмечено, что приведенные в этой главе результаты согласуются с данными по исследованию анизотропии в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различным содержанием кислорода.

Таблица 2. Длина когерентности для образцов $YBa_2(Cu_{1-x}Zn_x)_3O_{7-\delta}$

Состав	T_c, К	ξ_{ab}, Å	ξ_c, Å
$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	92.0±0.2	15±0.5	2.5±0.3
$YBa_2(Cu_{1-x}Zn_x)_3O_{7-\delta}$ x=0.01	85.6±0.2	14±1.0	2.0±0.5
$YBa_2(Cu_{1-x}Zn_x)_3O_{7-\delta}$ x=0.035	70.0±1.5	15±1.0	1.5±0.5
$YBa_2(Cu_{1-x}Fe_x)_3O_{7-\delta}$ x=0.035	81.8±1.5	12.7±0.5	0.5÷1.2

В **главе 6** представлены результаты исследований магнитной фазовой диаграммы и эффекта Холла в кристаллах MgB_2 [A4,A32-A37]. В первом разделе **главы 6**, во вводных замечаниях, отмечается, что кристаллическая структура MgB_2 образована чередующимися слоями бора и магния. Расположение атомов бора подобно позициям атомов углерода в графите. Согласно модельным расчетам [31] электронная структура MgB_2 аналогична зонной структуре графита. Две трехмерных металлических $\pi -$зоны образованы p_z орбиталями бора. Одна из них дырочного типа и другая – электронного. Две $\sigma -$зоны, образованные ковалентными p_{xy} орбиталями, пересекают уровень Ферми. В то время как заряды из $\pi -$зон распределены по всему кристаллу, дырки $\sigma -$зон локализованы в слоях бора и, таким образом, σ –зоны характеризуются квази-двумерным поведением. Уже в первых экспериментах по исследованию анизотропии свойств MgB_2 было показано, что параметры кристаллической решетки в плоскости ***ab*** и вдоль оси ***c***, как функции температуры или давления, ведут себя различным образом [32]. В частности, отношение ***c/a*** уменьшается с увеличением давления и уменьшением температуры, показывая, тем самым, что межплоскостное расстояние гораздо более чувствительно к температуре и давлению, чем решеточные параметры в плоскости, отражая более сильную связь B-B в плоскости по сравнению с межплоскостной связью Mg-B.

Во втором разделе **главы 6** приведены результаты исследований анизотропии сопротивления MgB_2 при температурах выше T_c. В силу малых толщин кристаллов приготовление контактов, обеспечивающих однородное распределение тока для прямого измерения компоненты ρ_c, представляется весьма сложной задачей. По этой причине для определения величины ρ_c нами была использована геометрия, в которой две пары контактов были расположены на каждой из двух ***ab*** плоскостях кристалла. Зависимости $\rho_{ab}(T)$, вычисленные в рамках модели Монтгомери из результатов измерений в указанной конфигурации и напрямую измеренные с равномерным распределением тока совпадают в пределах 10%. Также определено, что сразу выше T_c отношение сопротивлений $\rho_c/\rho_{ab} \approx 3.6$. С повышением температуры это отношение незначительно уменьшается до ~3.4 при T=273K. Анализ данных для $\rho_{ab}(T)$, и $\rho_c(T)$показывает, что обе температурные зависимости описываются выражением Блоха-Грюнайзена для сопротивления:

$$\rho = \rho_0 + \mathrm{C} * (4\pi)^2 (2T/\Theta_D)^5 \int_0^{\Theta_D/2T} x^5/(\sinh x)^2\, dx \qquad (7),$$

где Θ_D=880K–температура Дебая, ρ_0–остаточное сопротивление и C-константа. Таким образом, в согласии с результатами теоретических расчетов сделан вывод о том, что основной вклад в электрический транспорт //***ab*** и //***c*** кристаллов MgB_2 вносит электрон-фононное рассеяние.

В третьем разделе **главы 6** приведены результаты исследования эффекта Холла в монокристаллах MgB_2. Холловский сигнал ρ_{ij} определялся как антисимметричная часть поперечного сопротивления при приложении магнитного поля в двух противоположных направлениях, коэффициент Холла, R_{ij}^H, вычислялся как $R_{ij}^H = \rho_{ij}/H$. Измерения эффекта Холла в плоскости осуществлялись с током, текущим параллельно плоскостям $\boldsymbol{ab} \equiv \boldsymbol{xy}$ и магнитным полем, направленным вдоль оси $\boldsymbol{c} \equiv \boldsymbol{z}$. В эксперименте с магнитным полем $//\boldsymbol{ab}$ компоненты холловского сопротивления ρ_{xz} и ρ_{zx} определялись в конфигурации с током $//\boldsymbol{ab}$ и $I//\boldsymbol{c}$, соответственно. Было обнаружено, что положительный знак коэффициента Холла $R_{xy}^H \equiv R_{ab}^H$ наблюдается в том случае, когда поле приложено $//\boldsymbol{c}$. В то же время, во всех измерениях с полем $//\boldsymbol{ab}$, знак R_c^H оказался отрицательным, что соответствует доминирующему вкладу в проводимость носителей n-типа. В простейшей модели двух параболических зон с электронами и дырками в качестве носителей коэффициент Холла является суммой вкладов от каждой зоны:

$$R^H = \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{ec\left(p\mu_p + n\mu_n\right)^2} \qquad (8),$$

где e – заряд электрона, c – скорость света, n и p – плотности электронов и дырок соответственно, μ_n и μ_p – соответствующие подвижности. Таким образом, сделан вывод, что положительный и отрицательный знаки R^H, обнаруженные при двух взаимно-перпендикулярных ориентациях магнитного поля относительно образца могут получены, имея в виду сильно анизотропную подвижность по крайней мере для одного типа носителей, как это имеет место в MgB_2 для носителей n −типа σ −зон.

В четвертом разделе **главы 6** представлены результаты измерения электросопротивления кристаллов MgB_2 в смешанном состоянии. Кроме того, в этом же разделе изложены результаты исследования анизотропии верхнего критического поля H_{c2}. Анизотропное поведение кристаллов MgB_2 отчетливо видно из левой панели на рис.16, где приложение магнитного поля $H//\boldsymbol{c}$ приводит к более быстрому подавлению сверхпроводимости по сравнению с ориентацией $H//\boldsymbol{ab}$. Далее в работе обсуждаются возможные причины уширения сверхпроводящего перехода в магнитном поле $//\boldsymbol{c}$ и рассмотрены результаты измерений угловой зависимости H_{c2}. Для каждой фиксированной ориентации образца относительно направления приложенного магнитного поля величина $H_{c2}(\theta)$, где $\theta-$ угол между направлением магнитного поля и плоскостью $\boldsymbol{ab}$ кристалла, T_c определялась путем измерения зависимости $R(H)$ при различных фиксированных температурах. На правой панели на рис.16 показаны результаты измерений при трех различных температурах. Также для каждой из температур на этом рисунке показаны зависимости $H_{c2}(\theta)$, которые были получены в рамках модели анизотропных масс:

$$H_{c2}(\theta) = H_{c2//}(\cos^2\theta + \gamma^2 \sin^2\theta)^{-0.5}. \tag{9}$$

Непосредственно из рисунка сразу же сделано два вывода: во-первых, анизотропия верхнего критического поля $\gamma = H_{c2//}/H_{c2\perp}$ зависит от температуры, монотонно уменьшаясь при приближении к T_c, и, во-вторых, угловая зависимость $H_{c2}(\theta)$ отклоняется от кривой, описываемой выражением (9). При этом отмечено, что обнаруженное отклонение от выражения (9) не зависит от способа определения T_c (по началу, середине или концу резистивного сверхпроводящего перехода). Подобное отклонение наблюдалось и в последующих экспериментах [33].

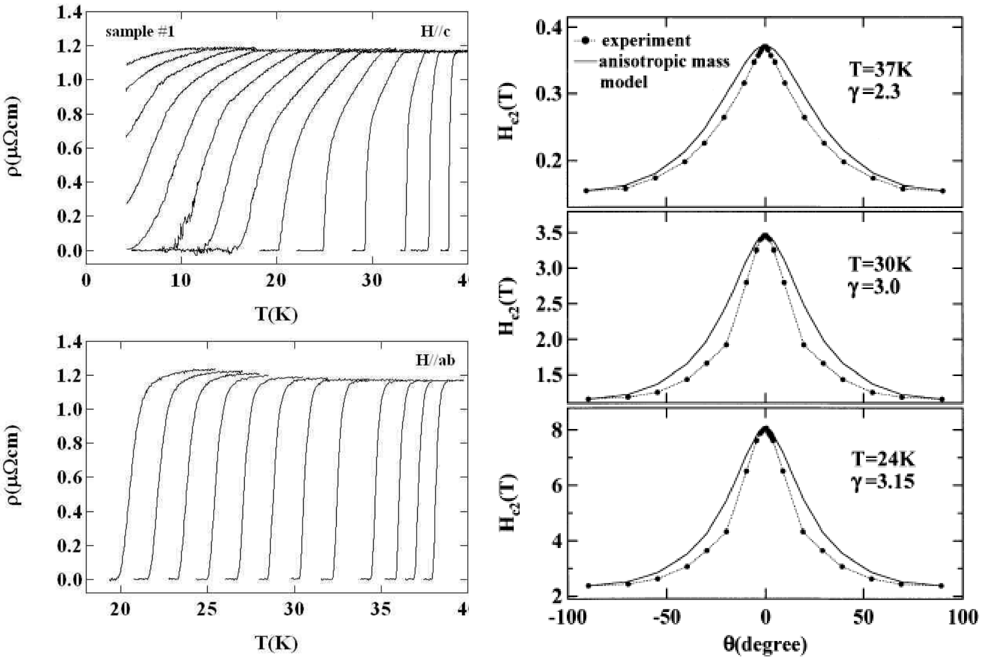

Рис.16. Левая панель: Верхняя панель: Сверхпроводящие переходы в различных магнитных полях (справа налево): 0, 0.2, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 4.5, 5, 5.5, и 6Т, приложенных перпендикулярно плоскостям Mg и B. Нижняя панель: сверхпроводящие переходы в параллельном поле (справа налево): 0, 0.2, 0.5, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 и 9Т. Правая панель: Угловая зависимость верхнего критического поля $H_{c2}(\theta)$ при трех различных температурах. Сплошными линиями показана зависимость $H_{c2}(\theta)$, рассчитанная в рамках модели анизотропных масс.

В пятом разделе **главы 6** представлена магнитная фазовая диаграмма кристаллов MgB_2, построенная на основании результатов резистивных измерений в геометриях *H//**c*** и *H//**ab***. На образце 1 измерения проводились в фиксированных магнитных полях при изменении температуры. Для каждой величины магнитного поля на рис.17 показаны три точки, как функции температуры: начало перехода, середина перехода и конец перехода, когда сопротивление обращается в нуль в пределах экспериментальной погрешности. На образце 2 измерения проводились в импульсных магнитных полях при фиксированной температуре. По этой причине те же три точки (начало, середина и конец перехода) показаны на рис.17, как функция магнитного поля. Величина H_{c2} определялась по началу сверхпроводящего перехода и одновременному отклонению от омического поведения. Как видно из рис.17, данные для кристаллов #1 и #2 практически совпадают. Для обеих ориентаций магнитного поля кривые $H_{c2}(T)$ отчетливо проявляют положительную кривизну в интервале температур ~30÷40К. При дальнейшем понижении температуры $H_{c2//}(T)$и $H_{c2\perp}(T)$ линейно растут с уменьшением температуры и ниже ~15 ÷ 20К начинают насыщаться, как имеет место в случае стандартных сверхпроводников второго рода. Анизотропия верхнего критического поля, $\gamma = H_{c2//}/H_{c2\perp} = m_c/m_{ab}{}^{1/2}$, показывает температурную зависимость, увеличиваясь от γ =2.2 вблизи T_c, до γ ≈3 при T=30К. При дальнейшем уменьшении температуры γ остается практически неизменной.

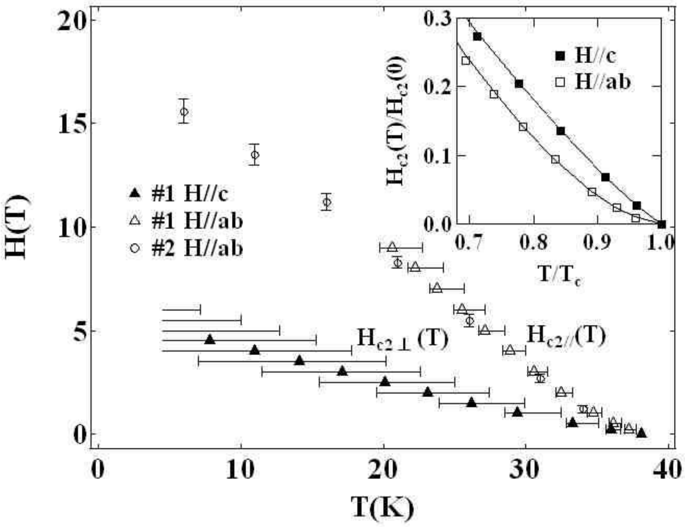

Рис.17. Магнитная фазовая диаграмма кристаллов MgB_2.

Из полученных экспериментальных данных оценены величины $H_{c2\perp}(0)$≈ 7÷7.5Т и $H_{c2//}(0)$=$\gamma H_{c2\perp}(0)$≈ 21÷22Т. Согласно известному соотношению $H_{c2\perp}(T) = \phi_0/2\pi\xi_{ab}^2$,где ϕ_0 - квант потока, получена длина когерентности в плоскости $\xi_{ab}(0)$~68 Å, а также, учитывая соотношение $\gamma = H_{c2//}(0)/\,H_{c2\perp}(0) = \xi_{ab}(0)/\xi_c(0)$, длина когерентности в направлении перпендикулярно слоям $\xi_c(0)$ ~23 Å. Отмечено, что при проведении данных оценок не учитывался двухщелевой характер сверхпроводимости в MgB_2. По этой причине полученные величины длин когерентности вдоль плоскостей ***ab*** и перпендикулярно к ним отражают эффективные значения $\xi_{ab}(0)$ и $\xi_c(0)$.

В заключении работы отмечено, что в результате выполнения данного исследования решены задачи изучения свойств вихревой системы купратных ВТСП с различной анизотропией и степенью дефектности вблизи фазового перехода плавления в параллельном и перпендикулярном магнитном поле, а также изучения анизотропных свойств диборида магния в нормальном и сверхпроводящем состоянии и определения его магнитной фазовой диаграммы. Сформулированы **основные результаты и выводы:**

1. Проведены измерения магнетотранспортных свойств $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различной концентрацией дефектов в смешанном состоянии кристаллов с использованием контактной конфигурации псевдо-трансформатора Живера. Показано, что с повышением температуры выше точки плавления вихревой системы в некотором температурном интервале вихри сохраняют сильную продольную корреляцию вдоль всей толщины исследуемого образца. При этом протекание транспортного тока вдоль оси ***c*** не сопровождается диссипацией, тогда как сопротивление образца вдоль плоскостей ***ab*** отлично от нуля.
2. Показано, что транспортные свойства слабо анизотропных кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (γ ~8) в смешанном состоянии количественно описываются в рамках локальной электродинамики, тогда как в сильно анизотропных кристаллах $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ локальная электродинамика для описания таких свойств неприменима.
3. Проведены измерения магнетотранспортных свойств в смешанном состоянии кристаллов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ в контактной конфигурации диска Корбино. Показано, что в температурном интервале выше точки плавления вихревой системы существует промежуточная фаза частично коррелированных в плоскости двумерных вихрей.
4. В магнитном поле *B//**c*** свойства вихревой системы в слабо анизотропных кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и сильно анизотропных кристаллах $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ в смешанном состоянии различаются принципиальным образом: в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с понижением температуры вначале появляется продольная корреляция двумерных вихрей вдоль оси ***c***, и в точке

плавления происходит замерзание в твердое состояние протяженных трехмерных вихрей. В то же время в $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ с понижением температуры ниже T_c в первую очередь начинает расти поперечная корреляция движения двумерных панкэйков в отдельных слоях, и в точке плавления устанавливается их продольная корреляция вдоль оси $\boldsymbol{c}$.

5. Впервые показано, что в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различным содержанием кислорода и, соответственно, различной степенью анизотропии, в магнитном поле $B//c$, линия плавления вихревого стекла $B_g(T)$ хорошо описывается эмпирическим выражением $B_g(T) = B_0[(1-T/T_c)/(T/T_c)]^{\alpha}$ с $\alpha \approx 1$.
6. Показано, что предложенное нами эмпирическое выражение для линии плавления вихревого стекла в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различным содержанием кислорода может успешно применяться для описания этой линии в более анизотропных купратных высокотемпературных сверхпроводниках на основе Tl и Bi.
7. Впервые показано, что в чистых и легированных свинцом кристаллах $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ в магнитном поле $B//c$ свойства вихревой системы описываются в рамках модели вихревого стекла, согласно которой в пределах критической области скейлинга сопротивление степенным образом зависит от температуры $R = R_0(T-T_g)^{\nu(z-1)}$. При этом показатель степени $\nu(z-1)$=4.6±0.5 одинаков для чистых и легированных свинцом монокристаллов $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ и не зависит от величины приложенного магнитного поля.
8. Определено положение линии плавления вихревого стекла на магнитной фазовой диаграмме, которая отделяет фазу твердого вихревого стекла с отличным от нуля критическим током от диссипативной жидкой фазы. Впервые показано, что линия плавления вихревого стекла $B_g(T)$ для легированных свинцом кристаллов $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ сдвинута в сторону высоких температур по сравнению с чистыми монокристаллами $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$.
9. Измеренная методом прямого пропускания транспортного тока величина критического тока $j \sim 10^5$ A/cm^2 в монокристаллах $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ при температуре кипения жидкого азота определяет предел плотности критического тока данного соединения без ограничения такими внешними

факторами, как границы зерен, плотность упаковки материала, разориентация зерен относительно кристаллографических осей и пр.

10. Показано, что в магнитном поле $B//\boldsymbol{ab}$ в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с содержанием кислорода, близким к оптимальному (T_c > 80K), воздействие собственного пиннинга на динамику вихревой системы существенным образом зависит от направления транспортного тока: в противоположность экспериментальной конфигурации $I//\boldsymbol{ab}$ и $I \perp B$, его влияние минимально, когда транспортный ток $I//\boldsymbol{c}$. В частности, в оптимально легированных кислородом «чистых» кристаллах с током $I//\boldsymbol{c}$, плавление вихревой решетки сопровождается скачком сопротивления, подобно геометрии $B//\boldsymbol{c}$ и $I//\boldsymbol{ab}$. В кристаллах с дефицитом кислорода немногим больше оптимального (90K>T_c>80K), содержащих повышенное количество дефектов по сравнению с оптимально легированными кислородом образцами, поведение сопротивления вблизи температуры плавления вихревого ансамбля описывается в рамках модели вихревого стекла $\rho \sim (T - T_g)^{\nu(z-1)}$.
11. Показано, что в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с большим дефицитом кислорода (T_c~60÷70K) и, соответственно, большой анизотропией (γ~25÷30) в конфигурации $B//\boldsymbol{ab}$ и $I//\boldsymbol{c}$, начиная с магнитных полей ~4-6T, линия плавления вихревой системы насыщается и проявляет черты осциллирующего поведения в зависимости от величины приложенного поля. Данный эффект наблюдается в ограниченном диапазоне угловой ориентации магнитного поля относительно плоскостей $\boldsymbol{ab}$ (θ<1^{o}), что указывает на его связь с присутствием собственного пиннинга.
12. Показано, что сопротивление Холла, как функция температуры, в жидком вихревом состоянии магнитного поля $B//\boldsymbol{ab}$ проявляет аномальный пик, растущий с ростом поля и, в противоположность эффекту Холла с магнитным полем $B//\boldsymbol{c}$, не меняет знак в диапазоне магнитных полей до 12T. На начальном участке роста сопротивления сразу выше температуры плавления вихревого стекла T_g выполняется соотношение скэйлинга между продольным и холловским сопротивлением $|\rho_{zx}(T)| \sim [\rho_{zz}(T)]^{\beta}$ с экспонентой $\beta = 1.6 \pm 0.1$. Описанное поведение качественно согласуется с выводами теоретических моделей, рассматривающих эффект Холла в жидком вихревом состоянии купратных сверхпроводников.

13. Показано, что определение анизотропии кристаллов $YBa_2(Cu_{1-x}M_x)_3O_{7-\delta}$ (M=Fe, Zn) двумя независимыми методами: из анализа положения линии 3D-2D перехода на магнитной фазовой диаграмме и из анализа температурной зависимости флуктуационного вклада в проводимость в различных магнитных полях, дает одинаковые в пределах экспериментальной ошибки результаты.
14. Показано, что легирование кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ примесями железа и цинка приводит к подавлению T_c и линейному росту анизотропии с увеличением концентрации примесей и соответствующим уменьшением T_c. При этом анализ роста γ, как функции $-\Delta T_c$ показывает, что влияние примеси железа на анизотропию $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ сравнимо с ростом анизотропии при уменьшении концентрации кислорода и в несколько раз больше по сравнению с примесью цинка. Данный эффект вероятно связан с различным типом замещения атомов меди примесями Fe и Zn: железо замещает атомы меди преимущественно в цепочках CuO, оказывая влияние на концентрацию носителей, подобное уменьшению содержания кислорода в цепочках, тогда как примеси цинка главным образом занимают позиции в плоскостях CuO_2, изменяя соответствующий баланс заряда.
15. Впервые изучена анизотропия сопротивления MgB_2 в нормальном состоянии. Определено, что отношение сопротивлений вдоль оси ***c***, ρ_c, и параллельно плоскостям ***ab***, ρ_{ab}, сразу выше T_c составляет примерно 3.5 и практически не зависит от температуры вплоть до 300К. Показано, температурная зависимость ρ_{ab} и ρ_c хорошо описывается выражением Блоха-Грюнайзена, что предполагает основной вклад электрон-фононного рассеяния в электрический транспорт в MgB_2.
16. Впервые исследован эффект Холла в кристаллах MgB_2 с магнитным полем, приложенным перпендикулярно плоскостям ***ab*** и параллельно к ним. Показано, что знак коэффициента Холла соответствует преобладающему p - типу носителей в том случае, когда магнитное поле приложено перпендикулярно плоскостям ***ab***, в то время как, в измерениях с магнитным полем, направленным параллельно плоскостям ***ab***, доминирует вклад в проводимость носителей n −типа. Полученный результат предполагает многозонную анизотропную электронную

структуру MgB_2. Определен верхний предел концентрации электронов n ~ 3.4x10^{22} см$^{-3}$ и дырок p ~ 2.6x10^{22} см$^{-3}$.

17. Изучены магнетотранспортные свойства кристаллов MgB_2 в смешанном состоянии при различных направлениях магнитного поля относительно кристаллографических осей. Показано, что анизотропия верхнего критического поля $\gamma = H_{c2//}/H_{c2\perp}$ зависит от температуры, монотонно уменьшаясь при приближении к T_c. Впервые обнаружено, что угловая зависимость $H_{c2}(\theta)$ не описывается в рамках модели анизотропных масс.
18. Получена оценка верхнего критического поля кристаллов MgB_2 в перпендикулярном и параллельном магнитном поле: $H_{c2\perp}(0)\approx 7\div7.5$T и $H_{c2//}(0)\approx 21\div22$T, соответственно. Определена эффективная длина когерентности в плоскости $\xi_{ab}(0)$~68Å и в направлении перпендикулярно слоям $\xi_c(0)$~23 Å. Определена длина свободного пробега электронов в плоскости и направлении перпендикулярно плоскостям в окрестности T_c: ~240Å и ~60Å соответственно. Таким образом, показано, что сверхпроводящее соединение MgB_2 в виде монокристаллов близко к чистому пределу ($l \gg \xi$) сверхпроводников второго рода.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

A1. G. G. Kacharava, Yu. F. Eltsev, V. R. Karasik, E. Yu. Dovidenko, and G. A. Tsintsadze, $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ single-crystal growth by the method of horizontally directed temperature gradient, Supercond. Sci. Technol. **4**, 707 (1991).

A2. Ю. Ф. Ельцев, Способ получения монокристаллов высокотемпературных сверхпроводящих соединений типа «123», Патент РФ №2434081, МПК С30В 9/00, 29/22 (2010).

A3. S. Lee, A. Yamamoto, Yu. Eltsev, S. Tajima, Single crystal growth of Pb-doped and Pb-free Bi-2223 using alkali chlorides flux technique, Proceedings of the spring meeting of the Physical Society of Japan (日本物理学会講演概要集), **56(1)**, 569 (2001).

A4. S.Lee, H.Mori, T.Masui, Yu.Eltsev, A.Yamamoto and S.Tajima, Growth, structure analysis and anisotropic superconducting properties of MgB_2 single crystals, Journal of the Physical Society of Japan 70, 2255 (2001).

A5. S. Lee, H. Mori, T. Masui, Yu. Eltsev, A. Yamamoto and S. Tajima, Single crystals of MgB_2 superconductor grown under high pressure in Mg-B-N system, Physica C 378-381, 33 (2002).

A6. S. Lee, T. Masui, H. Mori, Yu.Eltsev, A. Yamamoto, and S. Tajima, Crystal growth and characterization of MgB_2: Relation between structure and superconducting properties, Supercond. Sci. Technol. **16**, 213 (2003).

A7. Yu. Eltsev, W. Holm, and Ö. Rapp, Transition from intact to short decoupled vortices in the vortex liquid of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, Phys. Rev. B **49**, 12333 (1994).
A8. Yu. Eltsev, W. Holm, and Ö. Rapp, Transition from integral to pancake like vortices in single crystal $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, Physica C **235-240**, 2605 (1994).
A9. Ö.Rapp, M.Andersson, J.Axnäs, Yu.Eltsev, B.Lundqvist and A.Rydh, Different estimates of the anisotropy from resistive measurements in high-T_C superconductors, In *Symmetry and Pairing in Superconductors,* ed. by M.Ausloos and S.Kruchinin, v.63 of *NATO Science Series 3: High Technology* (Kluver Academic Publishers, Dordrecht, Netherlands, 1998), p. 289.
A10. Yu. Eltsev and Ö. Rapp, Vortex liquid in single crystal $YBa_2(Cu_{1-x}Fe_x)_3O_{7-\delta}$ of varying anisotropy, Phys. Rev. B **51**, R9419 (1995).
A11. Ö. Rapp, T. Björnängen, Yu. Eltsev, and A. Rydh, Resistivity studies by multiterminal transport measurements on single crystal $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, J. Low Temp. Phys. **131**, 1009 (2003).
A12. J.-C. Grivel, Yu. Eltsev, M. Andersson, Ö. Rapp, A. Erb, E. Walker and R. Flukiger, First order melting transition observed from resistivity measurements in ultra-pure $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals with high twin boundary density, Physica C **322,** 203 (1999).
A13. Yu. Eltsev and Ö. Rapp, Local versus non-local conductivity in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, Phys. Rev. Lett. **75**, 2446 (1995).
A14. K. Nakao, Yu. Eltsev, J. G. Wen, S. Shibata and N. Koshizuka, Applicability of the Montgomery type analysis to the anisotropic resistivity of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$, Physica C **322**, 79 (1999).
A15. K. Nakao, Yu. Eltsev, J. G. Wen, S. Shibata and N. Koshizuka, Montgomery type analysis for the anisotropic resistivity of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ below and above T_C, Advances in Supercond. XII: Proc. of the 12th Int. Symp. on Superconductivity (ISS'99), Morioka, Japan, Oct. 17-19, 1999, p. 338.
A16. Yu. Eltsev, K. Nakao, S. Shibata and N. Koshizuka, Nonlocal electrodynamics in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ single crystal in a Corbino disk geometry, Advances in Supercond. XII: Proc. of the 12th Int. Symp. on Superconductivity (ISS'99), Morioka, Japan, Oct. 17-19, 1999, p. 311.
A17. Yu. Eltsev, K. Nakao, S. Shibata and N. Koshizuka, Transverse dynamic vortex correlation in a $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ Corbino disk, Physica C **341-348**, 1107 (2000).
A18. B. Lundqvist, A. Rydh, Yu. Eltsev, Ö. Rapp, and M. Andersson, Empirical scaling of the vortex glass line above 1T for high-T_C superconductors of varying anisotropy, Phys. Rev. B **57**, R14064 (1998).
A19. M. Andersson, Yu. Eltsev, B. Lundqvist, A. Rydh and Ö. Rapp, Vortex liquid properties in optimally doped and oxygen deficient $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals, Physica C **332**, 86 (2000).
A20. Yu. F. Eltsev, S. Lee, K. Nakao, and S. Tajima, Vortex glass scaling in Pb-doped Bi-2223 single crystal, JETP Lett. 90, 584 (2009).

A21. Yu. Eltsev, S. Lee, K. Nakao, and S. Tajima, The electrical transport properties of high quality Bi-2223 crystal, Supercond. Sci. Technol. 23, 055007 (2010).
A22. Yu.Eltsev and Ö.Rapp, First order-like out-of-plane resistive transition in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ for B exactly parallel to ***ab***-planes, J. Low Temp. Phys. **117**,1393 (1999).
A23. Yu. Eltsev and Ö. Rapp, Flux lattice melting and non-local electrodynamics in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystal in magnetic field parallel to CuO_2 layers, Phys. Rev. B **60**, 14621 (1999).
A24. B.Lundqvist, Ö.Rapp, M. Andersson, and Yu. Eltsev, Nearly field-independent in-plane vortex solid-to-liquid transition in the c-axis resistivity of oxygen deficient single crystals of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, Phys. Rev. B **64**, 060503(R), (2001).
A25. T. Björnängen, R. Fors, Yu. Eltsev, Ö. Rapp, Vortex correlation parallel and perpendicular to H//ab in underdoped $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, Physica C**408-410**, 564 (2004).
A26. Yu. Eltsev and Ö. Rapp, Out-of-plane Hall effect in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ vortex-glass behavior and scaling of c-axis and Hall resistivities, Phys.Rev. B**57**, R3237 (1998).
A27. J. Axnäs, W. Holm, Yu. Eltsev, and Ö. Rapp, Increased phase-breaking scattering rate in Zn-doped $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, Phys. Rev. B **53**, R3003 (1996).
A28. W. Holm, J. Axnäs, Yu. Eltsev, and Ö. Rapp, Fluctuation magnetoconductivity in Fe doped $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals. Sign change for *B* and *I* parallel to the planes, Physica C **261**, 117 (1996).
A29. Yu. Eltsev and Ö. Rapp, Weakly increasing anisotropy in Zn-doped $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, Czechoslovak Journal of Physics **46,** 1557 (1996).
A30. Yu. Eltsev and A. P. Sretenskii, Investigation of the resistive transition of $YBa_2(Cu_{1-x}M_x)_3O_{7-\delta}$ (M=Fe, Al, Zn) samples in magnetic field, Progress in High Temperature Superconductivity, **32**, 611 (1992).
A31. Yu. Eltsev and A. P. Sretenskii, Magnetic field influence on the resistive superconducting transition shape of $YBa_2(Cu_{1-x}M_x)_3O_{7-\delta}$ (M=Fe, Al, Zn) ceramics, Supercond. Sci. Technol. **5**, 719 (1992).
A32. Yu. Eltsev, S. Lee, K. Nakao, N. Chikumoto, S. Tajima, N. Koshizuka, and M. Murakami, Anisotropic superconducting properties of MgB_2 single crystal probed by in-plane electrical transport measurements, Phys. Rev. B **65**, 140501(R) (2002).
A33. Yu. Eltsev, S. Lee, K. Nakao, N. Chikumoto, S. Tajima, N. Koshizuka, and M. Murakami, Anisotropic superconducting properties of MgB_2 single crystals, Physica C 378-381, 61 (2002).
A34. S. Tajima, T. Masui, H. Uchiyama, J. W. Quilty, Yu. Eltsev, S. Lee, A. Yamamoto, and H. Mori, Electronic state of MgB_2 superconductor, Current Applied Physics, **2**, 315 (2002).

A35. Yu. Eltsev, K. Nakao, S. Lee, T. Masui, N. Chikumoto, S. Tajima, N. Koshizuka, and M. Murakami, Anisotropic resistivity and Hall effect in MgB_2 single crystal, Phys. Rev. B **66**, 180504(R) (2002).
A36. Yu. Eltsev**,** Resistive behavior and magnetic phase diagram of MgB_2 single crystals, Physica C **385**, 162 (2003), *invited paper in Special Edition on MgB_2,*
A37. Yu. Eltsev, K. Nakao, S. Lee, T. Masui, N. Chikumoto, S. Tajima, N. Koshizuka, and M. Murakami, Anisotropic electrical transport in MgB_2 single crystal, J. Low Temp. Phys. **131**, 1069 (2003).

СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. Blatter et al., Rev. Mod. Phys. **66,** 1125 (1994).
2. M. V. Feigel'man et al., Physica C **167**, 177 (1990).
3. J. R. Clem, Phys. Rev. B **43**, 7837 (1991).
4. R. G. Mints et al., Phys. Rev. B **61**, 1623 (2000).
5. H. Safar et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 1272 (1994).
6. E. H. Brandt, Reports on Progress in Physics **58**, 1465 (1995).
7. L. F. Cohen, H. J. Jensen, Reports on Progress in Physics **60**, 1581 (1997).
8. G. A. Levin, J. Appl. Phys. **81**, 714 (1997).
9. D. Lòpez et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 1277 (1999).
10. D. S. Fisher et al., Phys. Rev. B **43**, 130 (1991).
11. T. R. Chien et al., Physica C **229**, 273 (1994).
12. Lifang Hou et al., Phys. Rev. B **55**, 11 806 (1997).
13. J. Deak et al., Phys. Rev. B **52**, R3880 (1995).
14. B. Lundqvist et al., Phys. Rev. B **58**, 6580 (1998).
15. P. Wagner et al., Phys. Rev. B **51**, 1206–1212 (1995).
16. M. Charalambous et al., Phys. Rev. B 45, 5091 (1992).
17. M. Charalambous et al., Phys. Rev. Lett. 71, 436 (1993).
18. W. K. Kwok et al., Phys. Rev. Lett. 72, 1088 (1994).
19. Schilling, A. et al., Phys. Rev. Lett., 78, 4833 (1997).
20. B. Lundqvist et al., Phys. Rev. B **62**, 3542 (2000).
21. S. N. Gordeev et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 4594 (2000).
22. M. Galffy and E. Zirngiebl, Solid State Commun. **68**, 929 (1988).
23. J. Luo et al.,Phys. Rev. Lett., **68**, 690 (1992).
24. P. L. Gammel et al., Phys. Rev. Lett., **66**, 953 (1991).
25. R. H. Koch et al., Phys. Rev. Lett., **63**, 1511 (1989).
26. A. T. Dorsey and M. P. A. Fisher, Phys. Rev. Lett., **68**, 694 (1992).
27. V. M. Vinokur et el.,, Phys. Rev. Lett. **71**, 1242 (1993).
28. Z. D. Wang et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 3875 (1994).
29. L. L. Daemen et al., Phys. Rev. Lett., **70**, 1167 (1993).
30. W.Holm et al., Phys. Rev. B **52**, 3748 (1995).
31. J. Kortus et al., Phys. Rev. Lett., **86**, 4656 (2001).
32. P. Bordet et al., Phys Rev B **64** 172502 (2001).
33. A. Rydh et al., Phys. Rev. B **70**, 132503 (2004).