

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Национальный исследовательский
технологический университет «МИСИС»

Кочев Владислав Дмитриевич

**Неоднородная зарождающаяся сверхпроводимость в
органических металлах и селениде железа**

Специальность 1.3.8 —
«Физика конденсированного состояния»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: д. ф.-м. н.
Григорьев Павел Дмитриевич

Москва — 2025

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Свойства металлов, основное состояние которых представляет собой волну зарядовой плотности (ВЗП/CDW) или волну спиновой плотности (ВСП/SDW), исследуются с 1950-х годов (см., например, [1; 2]). Часто ВЗП/ВСП (ВП/DW) конкурирует со сверхпроводимостью (СП/SC) [2–4], например, в большинстве высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), включая купраты [5–10] и железосодержащие соединения [11; 12]. Конкуренция между этими видами электронных неустойчивостей остаётся предметом активных исследований во многих других материалах, таких как дихалькогениды переходных металлов [13; 14], органические металлы (ОМ) [15–27] и даже материалы с нетривиальной топологией зонной структуры [28].

Обычно температура перехода в СП состояние T_{cSC} достигает максимума в области сосуществования вблизи значения параметра, соответствующего квантовой критической точке исчезновения ВП [3; 4; 19; 20]. Это связано с усилением куперовского спаривания за счёт критических флуктуаций ВП, аналогично высокотемпературным купратным сверхпроводникам [29]. Такое усиление характерно и для других типов квантовых критических точек, например, для антиферромагнитных точек в купратах [30; 31] или тяжёлофермионных сверхпроводниках [32], ферромагнитных точек [33], для нематических фазовых переходов в железосодержащих сверхпроводниках [34; 35] и т.д. Усиление электрон-электронных (e - e) взаимодействий в куперовском канале можно увидеть в приближении случайных фаз, притом сильная зависимость e - e связи от импульса может приводить к нетрадиционной СП [36]. Спин-зависимое взаимодействие с ВСП может дополнительно влиять на СП в случае их микроскопического сосуществования и способствовать триплетному СП спариванию [37; 38]. В целом, наличие любого антиферромагнетизма изменяет спиновую структуру собственных состояний и электронный g -фактор, что изучалось теоретически и экспериментально в купратах и ОМ [39]. Верхнее критическое поле H_{c2} в области сосуществования часто в несколько раз превышает таковое в чистой СП фазе [17; 27], что потенциально может быть полезно для приложений.

Сосуществование ВП и СП происходит специфичным образом: ВП обычно подавляется некоторым внешним (управляющим) параметром, который ухудшает нестинговые свойства поверхности Ферми, что и позволяет реализоваться СП. Управляющими параметрами обычно выступают химический состав (степень легирования) и давление, так происходит в купратных [5–10] или железосодержащих ВТСП [11; 12], ОМ [15–23; 27; 40–43], дихалькогенидах переходных металлов [2–4] и других соединениях. ВП также может подавляться [14] или усиливаться [25; 26] беспорядком. Последнее наблюдается, например, в ОМ $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [15; 16; 24–26], где беспорядок контролируется скоростью охлаждения во время анионного упорядочения, которое расщепляет электронный спектр, что ухудшает нестинг поверхности Ферми в этом ОМ.

ОМ представляют особый интерес для изучения взаимодействия ВП и СП, поскольку многие их особенности, прежде всего фазовая диаграмма и слоистая кристаллическая структура, схожи с таковыми у купратных и железосодержащих ВТСП, но при этом они проще и удобнее для исследований. Изменяя химический состав, можно управлять электронной дисперсией в ОМ в широких пределах. Возможность выращивать относительно крупные и чистые монокристаллы ОМ позволяет изучать их электронную структуру с помощью методов, использующих сильные магнитные поля [44]. Наконец, ОМ проще для теоретического анализа из-за слабости электронных корреляций [15; 16]. Таким образом, ОМ служат удобной моделью для разделения факторов, влияющих на ВП и СП, что сложно реализовать в купратах и других сильно коррелированных материалах. СП и ВП сосуществуют в таких слабокоррелированных ОМ, как $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ [18–21], $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [25; 26] или $\alpha\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{KHg(SCN)}_4$ [27].

Микроскопическая структура сосуществования СП и ВП важна для понимания влияния ВП на свойства СП и T_{cSC} . Сосуществование ВП и СП в принципе может реализовываться как в импульсном, так и в координатном пространстве. Первый сценарий предполагает пространственно однородную структуру, где поверхность Ферми частично экранирована ВП, а неэкранированные участки ответственны за СП [2; 38]. Это характерно для многих других ВЗП-материалов [2–4]. Второй сценарий предполагает пространственное разделение СП- и ВП-фаз на микроскопическом или макроскопическом масштабе, зависящем от соотношения размера СП доменов d и длины когерентности СП ξ_{SC} . Наблюдаемый гистерезис температурной зависимости сопротивления в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ [18] является аргументом в пользу идеи пространственного разделения СП/ВП. Уширение СП перехода с увеличением беспорядка, контролируемого скоростью охлаждения в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [26], также указывает на пространственную сегрегацию ВСП/СП, аналогичную гранулярным сверхпроводникам. Микроскопические СП домены размера d , сравнимого либо меньшего, чем длина когерентности СП ξ_{SC} , могут возникать в солитонной структуре ВП, где СП зарождается внутри солитонных стенок [37; 45–48]. Однако угловые осцилляции магнитосопротивления (AMRO) в области сосуществования СП/ВП, наблюдаемые в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ [20] и $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [24], согласуются только с макроскопическим пространственным разделением фаз с размером СП доменов $d > 1$ мкм. Верхнее критическое поле $H_{\text{c}2}$ в этом сценарии может возрастать в несколько раз по сравнению с $H_{\text{c}2}$ без сосуществования с ВП [38; 47] только в том случае, если размер СП доменов меньше или порядка глубины проникновения магнитного поля λ в СП. Вообще говоря, СП неоднородности размером ~ 1 мкм и более могут быть выявлены с помощью сканирующей SQUID-микроскопии (SQUID — сверхпроводящий квантовый интерферометр/магнитометр). Например, в плёнках $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ толщиной 500 нм с $T_{\text{cSC}} = 18$ К диамагнитные домены размером $\sim 5 - 200$ мкм наблюдались вплоть до температуры $80 \text{ K} \gg T_{\text{cSC}}$ и были интерпретированы как изолированные СП островки — прекурсоры СП фазового перехода [49]. При понижении температуры эти островки увеличиваются и, наконец, занимают большую

часть образца при $T \approx T_{\text{cSC}}$ [49]. Аналогичные диамагнитные домены размером ~ 100 мкм также наблюдались в плёнках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ выше T_{cSC} [50].

Анизотропное зарождение СП в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ [19; 20] является интересным феноменом, долгое время не имевшим объяснения ни в одном из вышеперечисленных сценариев: с увеличением давления при $P = P_{\text{c}2} \approx 6.7$ кбар СП переход (экспериментальное наблюдение нулевого сопротивления) сначала наблюдается только вдоль наименее проводящего межслоевого направления z , затем при $P = P_{\text{c}1} \approx 7.8$ кбар — вдоль z - и y -направлений, и лишь при $P = P_{\text{c}0} \approx 8.6$ кбар — по всем направлениям, включая наиболее проводящее x -направление. Это противоречит слабой внутренней межслоевой джозефсоновской связи, типичной для ВТСП [51] — в соответствии с представлениями об этой связи СП между слоями должна быть менее выражена, чем внутри слоев. Другие ОМ демонстрируют аналогичное анизотропное зарождение СП в области сосуществования с ВП [25]. Наблюдаемая "анизотропия температуры перехода" T_{cSC} [19; 20; 25] противоречит общему правилу изотропности порога перколяции в макроскопических гетерогенных средах [52], если только СП включения не являются тонкими нитями [19], соединяющими противоположные края образца. Однако такой нитевидный сценарий не имеет микроскопического обоснования ни для $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$, ни для $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$. Этот парадокс был разрешён недавно [A4; A5] путём изучения перколяции в образцах конечного размера вытянутой формы, соответствующих экспериментам с $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ [19; 20] и $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [25; 26] в рамках модели пространственного разделения СП/ВП. Микроскопическая причина такой фазовой сегрегации в ОМ исследуется в этой диссертации.

Феномен анизотропного зарождения наблюдается не только в ОМ, но, например, в микромостиках из селенида железа (FeSe) [A3; 53; 54], где нет ВП. Когда СП переход происходит неоднородно, СП изначально возникает в форме изолированных доменов, которые затем приобретают фазовую когерентность, приводящую к нулевому сопротивлению. Происхождение такой неоднородности СП в большинстве случаев остаётся предметом дискуссий. Возможными причинами могут являться нестехиометрия химического состава, неравномерный рост кристаллов и взаимодействие различных типов электронного упорядочения, приводящее к фазовому разделению. В железосодержащих ВТСП пространственная неоднородность энергетической щели СП обычно наблюдается на меньшем, чем в ОМ, масштабе ~ 10 нм с помощью сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и сканирующей туннельной спектроскопии (СТС) [55–57]. Эта неоднородность, вероятно, обусловлена нестехиометрией и локальными вариациями химического состава. Однако во многих железосодержащих СП, включая FeSe [58; 59] и железные пниктиды AFe_2As_2 ($A = \text{Ca, Sr, Ba}$) семейства 122 [60; 61], также существуют более крупные вытянутые домены [58; 60; 61] шириной $\gtrsim 30$ нм и длиной ~ 1 мкм. Они связаны с т.н. "нематическим" фазовым переходом из тетрагональной в орторомбическую кристаллическую симметрию, управляемым электронным упорядочением [62–64]. В железных пниктидах AFe_2As_2 этот переход сопровождается антиферромагнитным упорядочением и происхо-

дит при $T_{SM} = 173$ К для $A=Ca$, $T_{SM} = 205$ К для $A=Sr$ и $T_{SM} = 137$ К для $A=Ba$ [60]. В FeSe нематический переход происходит при $T_n \approx 90$ К и не связан с каким-либо наблюдаемым магнитным упорядочением [62; 63]. Хотя его природа до сих пор неизвестна, измерения эласторезистивности указывают, что этот переход является электронной неустойчивостью [64].

Механизм пространственной неоднородности, вызванной нематическим упорядочением, его микроскопическая структура и влияние на свойства СП в настоящее время интенсивно изучаются. Двойниковые границы (ДГ) толщиной около 2 нм разделяют нематические домены ортогональной ориентации как в железных пниктидах семейства 122 [65], так и в FeSe [58]. В FeSe СП подавляется на ДГ [58], а магнитные вихри закрепляются на ДГ, что видно на СТМ [58]. Деформационно-индуцированное раздвоение увеличивает температуру СП перехода T_c почти на 1 К [64]. Полосы ортогонального электронного упорядочения в FeSe также обнаружены методом нано-ARPES (фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением и микронным размером пятна) [59], однако его энергетическое разрешение было недостаточным для изучения СП свойств. Точечная спектроскопия выявила значительное локальное увеличение T_c в FeSe [66], что может указывать на зарождение СП в форме дискретных доменов. Однако типичный размер и форма этих доменов не были определены в работе [66] из-за слишком большой площади точечного контакта. Вольт-амперные характеристики, представленные на рис. 1 работы [66], демонстрируют локальное увеличение T_c до 12-14 К по сравнению с объёмным значением $T_c \approx 8$ К, а также сильные СП флуктуации вплоть до 22 К.

Упомянутые экспериментальные методы (СТМ, СТС, ARPES, сканирующая SQUID-микроскопия) позволяют напрямую визуализировать СП неоднородность, но имеют общий недостаток — они исследуют только поверхность образца. Но СП свойства и доменная структура могут существенно различаться на поверхности и в объёме. Более того, эти методы не дают информации о размере доменов вдоль наименее проводящего межслоевого направления z , а она важна для понимания электронной структуры и СП свойств. Методы, основанные на комбинации транспортных измерений и диамагнитного отклика в объёмных и конечных образцах, были предложены недавно [A4; A5; 53; 54; 67; 68]. В FeSe сценарий неоднородного зарождения СП в форме изолированных островков подтверждается анизотропной избыточной проводимостью выше T_{cSC} , измеренной в работах [53; 54]. Эта анизотропия в сочетании с данными по диамагнитному отклику позволяет оценить объёмную долю СП и усреднённое отношение осей СП доменов. Однако для анализа данных по диамагнитному отклику необходимо знать приблизительный размер d СП доменов, по крайней мере если он меньше глубины проникновения магнитного поля λ в сверхпроводник.

Целью данной диссертационной работы является исследование неоднородной зарождающейся сверхпроводимости в органических металлах и в селениде железа.

Учитывая вышеупомянутые пробелы в области, для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Объяснить микроскопическую причину наблюдаемой пространственной сегрегации фаз волны плотности и сверхпроводимости в органических металлах.
2. Оценить геометрические размеры сверхпроводящих включений на фоне волны плотности в органических металлах.
3. Оценить геометрические размеры и форму сверхпроводящих включений в селениде железа.

Научная новизна: все результаты, представленные в данной работе, получены впервые. Главным новым фундаментальным результатом является теоретическое обоснование наличия пространственной сегрегации между волной спиновой/зарядовой плотности и сверхпроводимостью при их сосуществовании в органических металлах — фазовый переход между ними при низкой температуре меняет свой род со второго на первый, что было показано теоретически.

Практическая значимость. Изучение сосуществования сверхпроводимости с волнами плотности может быть полезно для понимания механизма ВТСП, потому что зачастую критическая температура в этой области повышается, как и верхнее критическое поле H_{c2} . Полное понимание механизма этого повышения, возможно, указало бы путь к синтезу новых ВТСП материалов с более практичными критическими характеристиками. Кроме этого, был предложен практический метод получения информации о сверхпроводящих неоднородностях вглуби образца анизотропного сверхпроводника, которую нельзя получить с помощью экспериментальных поверхностных методов, таких, как СТМ. Этот метод, основанный на комбинации данных по диамагнитному отклику, падению сопротивления и перколяционным расчётам, потенциально применим к достаточно широкому классу материалов, не ограниченному лишь органическими металлами и железосодержащими сверхпроводниками.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Показано, что фазовый переход волна плотности — металл в квазиодномерных металлах при достаточно низких температурах является переходом первого рода. Это объясняет пространственное разделение волны плотности и сверхпроводника на масштабах > 1 мкм.
2. Показано, что оценка размера сверхпроводящих неоднородностей $d > 1$ мкм в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ согласуется с транспортными измерениями и другими экспериментальными наблюдениями.
3. Предложен новый метод определения средних отношений размеров сверхпроводящих неоднородностей из комбинации измерений диамагнитного отклика, измерений сопротивления выше температуры сверхпроводящего перехода, и численных расчётов вероятности сверхпроводящей перколяции в образце конечных размеров.
4. Уточнена оценка среднего отношения полуосей $a_z/a_x \approx 0.15$ и размера $d_x \approx 100 - 200$ нм сверхпроводящих неоднородностей в селениде же-

леза. Эта оценка согласуется с имеющимися экспериментальными данными.

5. Получены аналитические формулы для проводимости в гетерогенных анизотропных структурах с удлинёнными сверхпроводящими включениями, расположенными перпендикулярно друг другу.

Достоверность полученных результатов обеспечивается применением современных теоретических и численных методов, успешной апробацией работы на международных конференциях, а также публикацией основных результатов в рецензируемых международных журналах. Показано, что фазовый переход металл — волна плотности в органических металлах при достаточной низкой температуре является переходом первого рода по сразу нескольким возможным причинам, влияющим на знаки коэффициентов в разложении Ландау-Гинзбурга. Оценка размеров сверхпроводящих неоднородностей в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ была выполнена двумя не зависящими друг от друга методами — через корреляционную длину волны плотности из разложения Ландау-Гинзбурга и через численные перколяционные расчёты, и оба этих метода дали схожие ограничения на размер неоднородностей, оставаясь в согласии с экспериментом. Оценка среднего отношения полюсей сверхпроводящих неоднородностей в селениде железа согласуется со всеми имеющимися экспериментальными данными как для объёмных образцов, так и для тонких микромостов.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на:

1. III Международная Конференция ”Физика конденсированных состояний”, посвящённая 60-летию ИФТТ РАН, 29.05.2023 – 03.06.2023, г. Черноголовка, Россия [A6].
2. VII International Conference on Quantum Technologies, 09.07.2023 – 12.07.2023, Moscow, Russia [A7].
3. XXII Всероссийская конференция ”Проблемы физики твёрдого тела и высоких давлений”, 24.09.2023 – 03.10.2023, пос. Вишнёвка, Сочи, Россия [A8; A9].
4. Международная конференция ”Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах”, 10.09.2023 – 15.09.2023, г. Махачкала, Дагестан, Россия [A10].
5. XL Международная зимняя школа физиков-теоретиков ”Коуровка”, 02.02.2024 – 09.02.2024, пос. Новоабзаково, Россия [A11].

Личный вклад. Все новые теоретические и численные результаты, приведённые в данной диссертационной работе, получены лично автором, либо при его непосредственном участии. Эксперимент по измерению сопротивления микромостов из селенида железа был поставлен и проведён соавторами работы [A3] А.П. Орловым, А.В. Фроловым и А.А. Синченко.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 9 печатных изданиях, 3 из которых изданы в журналах, индексируемых Web of Science и Scopus [A1—A3], 6 — в тезисах докладов [A6—A11].

Содержание работы

Введение начинается с обзора литературы, в котором обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, затем формулируется цель, ставятся задачи работы, излагаются научная новизна и практическая значимость представляемой работы, после чего формулируются основные положения, выносимые на защиту.

Первая глава представляет из себя описание модели органических металлов $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ и $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$. Для них закон дисперсии свободных электронов вблизи уровня Ферми $E_F = \hbar v_F k_F$ в отсутствии магнитного поля приближительно даётся выражением

$$\epsilon(\mathbf{k}) = \hbar v_F(|k_x| - k_F) + t_\perp(\mathbf{k}_\perp), \quad (1)$$

где v_F и k_F есть скорость Ферми и модуль волнового вектора (импульс) Ферми в основном проводящем направлении x (вдоль молекулярных цепочек).

Для поперечной дисперсии $t_\perp(\mathbf{k}_\perp)$ в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ используется приближение сильной связи:

$$t_\perp(\mathbf{k}_\perp) = -2t_b \cos(k_y b) - 2t'_b \cos(2k_y b) - 2t_c \cos(k_z c), \quad (2)$$

где b , t_b и c , t_c есть постоянные решётки и интегралы перескока в y - и z -направлениях соответственно, а t'_b — т.н. параметр антинестинга, характеризующий нарушение условия идеального нестинга $\epsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}_0} = -\epsilon_{\mathbf{k}}$, где $\mathbf{Q}_0 = (2k_F, \pi/b, \pi/c)$ есть вектор нестинга. Это условие приводит к неустойчивости Пайерлса и фазовому переходу в ВЗП или ВСП, конкурирующими с СП. Эта модель качественно описывает фазовую диаграмму, показанную на рис. 1а.

С увеличением давления P параметры решётки уменьшаются, что усиливает туннелирование электронов между цепочками и увеличивает интегралы перескока. Увеличение $t'_b(P)$ с давлением ухудшает нестинг поверхности Ферми и

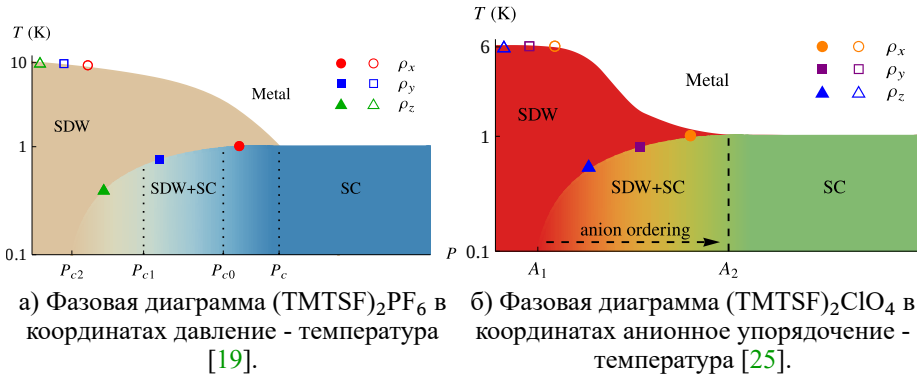


Рисунок 1 — Фазовые диаграммы органических металлов.

снижает температуру перехода в состояние ВП $T_{\text{cDW}}(P)$ [15; 16]. Существует критическое давление P_c и соответствующее критическое значение $t_b'^* = t_b'(P_c)$, при котором $T_{\text{cDW}}(P_c) = 0$, и возникает квантовая критическая точка. Электронные свойства в этой точке дополнительно усложняются сверхпроводимостью, возникающей при $T < T_{\text{cSC}}$ и $P > P_c$. В ОМ СП появляется даже раньше при давлении $P > P_{\text{c1}}$, где $P_{\text{c1}} < P_c$, и существует конечная область $P_{\text{c1}} < P < P_c$ сосуществования СП и ВП [19; 20; 27].

В $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ происходит упорядочение диполей - анионов ClO_4 ниже температуры перехода $T_{\text{AO}} = 24 \text{ K} > T_{\text{cDW}}$ с волновым вектором $\mathbf{Q}_{\text{AO}} = (0, \pi/b, 0)$ [15; 16]. Электронный спектр при этом может быть приближённо описан уравнением (1) с двумя ветвями, разделёнными на $2\Delta_{\text{AO}}$:

$$t_{\perp}(\mathbf{k}_{\perp}) \simeq \pm [\Delta_{\text{AO}} - 2t_b' \cos(2k_y b)]. \quad (3)$$

Упорядочение анионов может контролироваться скоростью охлаждения вблизи $T_{\text{AO}} = 24 \text{ K}$. Фазовая диаграмма в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ качественно аналогична диаграмме в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$, как показано на рис. 1б. Спектр (3) также описывает ВЗП в зеэмановском магнитном поле, если заменить $\Delta_{\text{AO}} \rightarrow \Delta_Z$.

Во второй главе проведён вывод гамильтониана ВП в приближении среднего поля:

$$H_{\text{MF}} = \sum_{\mathbf{k}\sigma} \epsilon(\mathbf{k}) a_{\mathbf{k}\sigma}^{\dagger} a_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\mathbf{k}\sigma} (\Delta a_{\mathbf{k}\sigma}^{\dagger} a_{\mathbf{k}-\mathbf{Q},\sigma'} + \text{H. c.}) + \frac{2|\Delta|^2}{|U|}, \quad (4)$$

где параметр порядка ВП

$$\Delta_{\mathbf{Q}} = -\frac{|U|}{2} \sum_{\mathbf{k}\sigma} \langle a_{\mathbf{k}-\mathbf{Q}\sigma}^{\dagger} a_{\mathbf{k}\sigma} \rangle = \Delta, \quad \Delta_{-\mathbf{Q}} = \Delta^*. \quad (5)$$

Здесь $\sigma' = \sigma$ и $U = -|U| < 0$ для ВЗП (т.е. операторы соответствуют электронам с одинаковой спиновой компонентой), и $\sigma' = -\sigma$ и $U = |U| > 0$ для ВСП (спиновые компоненты различны). Этот гамильтониан диагонализуется при помощи преобразования Боголюбова, после чего вычисляется свободная энергия ВП¹:

$$F = -T \sum_{\mathbf{k}} \ln \left(4 \cosh \frac{E_+(\mathbf{k})}{2T} \cosh \frac{E_-(\mathbf{k})}{2T} \right) + \frac{2\Delta^2}{U}. \quad (6)$$

Здесь введены обозначения

$$E_{\pm}(\mathbf{k}) = \epsilon_+(\mathbf{k}) \pm \sqrt{\epsilon_-^2(\mathbf{k}) + \Delta^2}, \quad (7)$$

$$\epsilon_{\pm}(\mathbf{k}) \equiv \frac{\epsilon(\mathbf{k}) \pm \epsilon(\mathbf{k} + \mathbf{Q})}{2}. \quad (8)$$

¹Формально это большой термодинамический потенциал Ландау Ω .

Далее найдены первые коэффициенты разложения Ландау-Гинзбурга свободной энергии

$$F \simeq \frac{A}{2}\Delta^2 + \frac{B}{4}\Delta^4 + \dots \quad (9)$$

по степеням параметра порядка Δ :

$$A = -2T \sum_{k\omega} \frac{1}{[\omega + i\varepsilon_+(\mathbf{k})]^2 + \varepsilon_-^2(\mathbf{k})} + \frac{4}{U}, \quad (10)$$

$$B = 2T \sum_{k\omega} \frac{1}{\{[\omega + i\varepsilon_+(\mathbf{k})]^2 + \varepsilon_-^2(\mathbf{k})\}^2}. \quad (11)$$

Анализ рода фазового перехода сводится к определению знаков коэффициентов этого разложения. Если $B > 0$, фазовый переход ВП-металл является переходом второго рода, и для его описания достаточно первых двух коэффициентов A и B . Если $B < 0$, фазовый переход может быть первого рода, и для его описания требуются следующие коэффициенты C и даже D , если $C \leq 0$. Обычно для упрощения пределы интегрирования по k_x берутся бесконечными, а получающаяся после этой операции логарифмическая расходимость коэффициента A регуляризуется через введение температуры перехода T_{c0} . В этом случае для дисперсии (1) и (2) все коэффициенты A, B, C, D обращаются в ноль в одной точке при $T = 0$ и $t'_b = t'^*_{b*}$, что не позволяет определить тип фазового перехода, поэтому в дальнейшем были рассмотрены как бесконечные, так и конечные пределы интегрирования, а также был рассмотрен нелинейный спектр $\propto \cos(k_x a)$ в направлении k_x . Для дисперсии (1) и (3) смена знака B получится даже в стандартном приближении бесконечных пределов интегрирования.

В третьей главе вычислены первые коэффициенты разложения Ландау-Гинзбурга свободной энергии ВП для спектра (1), что позволило теоретически обосновать, что при достаточно низкой температуре фазовый переход (ФП) ВП-металл в ОМ может является переходом первого рода.

Коэффициенты разложения F , полученные в результате интегрирования по k_x в бесконечных пределах и введения критической температуры T_{c0} , при которой происходит ФП в ВП при $t'_b = 0$ имеют вид

$$A_\infty = -2\nu_F \left[\ln \frac{T_{c0}}{T} + \psi\left(\frac{1}{2}\right) - \left\langle \Re \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{i\varepsilon_+(\mathbf{k})}{2\pi T}\right) \right\rangle_{k_y} \right], \quad (12)$$

$$B_\infty = \frac{T}{\hbar v_F} \sum_{\omega} \left\langle \frac{\text{sgn } \omega}{(\omega + i\varepsilon_+(\mathbf{k}))^3} \right\rangle_{k_y} = -\frac{1}{8\pi^3 T^2 \hbar v_F} \left\langle \Re \psi''\left(\frac{1}{2} + \frac{i\varepsilon_+(\mathbf{k})}{2\pi T}\right) \right\rangle_{k_y}. \quad (13)$$

где $\psi(x) = d \ln \Gamma(x)/dx$ — дигамма-функция, а $\nu_F = 1/(\pi \hbar v_F)$ есть плотность электронных состояний металлической фазы на уровне Ферми на одну спиновую компоненту на единицу длины.

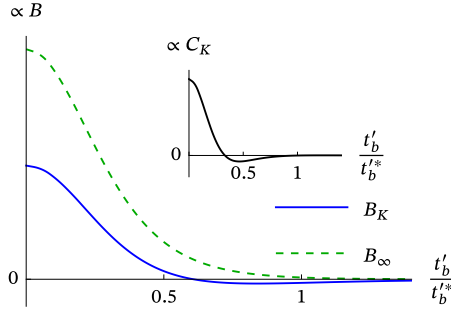


Рисунок 2 — Схематичные графики коэффициентов разложения B_K (сплошная синяя линия) и B_∞ (пунктирная зелёная линия) как функций t'_b при $T \approx 0.35 T_{c0}$. Горизонтальная шкала в единицах t_b^* . Вставка показывает аналогичный график для следующего коэффициента разложения C при Δ^6 .

В результате интегрирования по k_x в конечных пределах получены коэффициенты

$$A_K = -\frac{2T}{\hbar v_F} \sum_{\omega} \left\langle \frac{f(0) \operatorname{sgn} \omega}{\omega + i\epsilon_+(\mathbf{k})} \right\rangle_{k_y} + \frac{4}{U}, \quad (14)$$

$$B_K = \frac{T}{\hbar v_F} \sum_{\omega} \left\langle \frac{f(0) \operatorname{sgn} \omega}{[\omega + i\epsilon_+(\mathbf{k})]^3} - \frac{f''(0) \operatorname{sgn} \omega}{\omega + i\epsilon_+(\mathbf{k})} \right\rangle_{k_y}, \quad (15)$$

где введён множитель

$$f(\Delta) = \frac{1}{\pi} \left[\arctan \frac{\hbar v_F(K - k_F) - 2t_b \cos(2k_y b)}{\sqrt{[\omega + i\epsilon_+(\mathbf{k})]^2 + \Delta^2}} - \arctan \frac{-\hbar v_F k_F - 2t_b \cos(2k_y)}{\sqrt{[\omega + i\epsilon_+(\mathbf{k})]^2 + \Delta^2}} \right]. \quad (16)$$

Численная оценка (см. рис. 2) подтверждает, что B_K при конечных K и достаточно низких T действительно может менять знак при $t'_b < t_b^*$. Таким образом, конечные пределы интегрирования меняют род ФП ВП-металл со второго на первый. Также численно проверено, что добавление следующей гармоники $\propto \cos(4k_y b)$ к поперечной дисперсии $t_{\perp}(\mathbf{k}_{\perp})$ либо рассмотрение более реалистичного нелинейного спектра $\epsilon(\mathbf{k}) = -2t_a \cos(k_x a) + t_{\perp}(\mathbf{k}_{\perp})$ вместо линеаризованного уменьшают коэффициент B разложения Ландау для свободной энергии и также делают возможным первый род фазового перехода ВП-металл.

Для $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ и $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ в пределе $\Delta_{\text{AO}} = 0$ построены фазовые диаграммы (см. рис. 3), используя выражения (1), (3) и (12), (13), при этом

$$\epsilon_+(\mathbf{k}) = -2t'_b \cos(2k_y b) + \Delta_{\text{AO}}. \quad (17)$$

Оба слагаемых в этой сумме нарушают нестинг, поэтому $\epsilon_+(\mathbf{k})$ можно назвать антинестинговым членом. Как t'_b , так и Δ_{AO} подавляют T_c , что ожидаемо. Однако увеличение t'_b увеличивает критическое значение Δ_{AO}^* фазового перехода

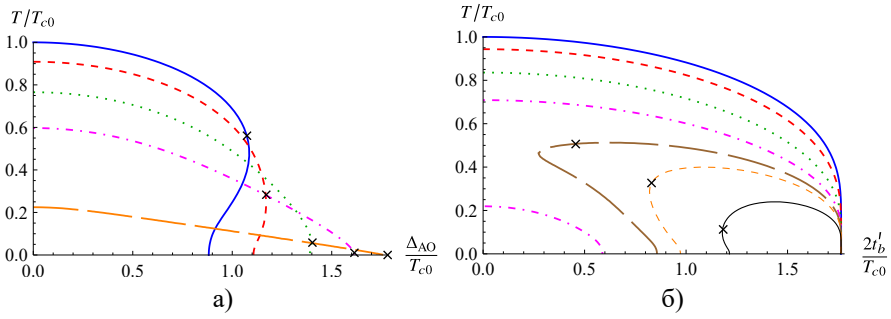


Рисунок 3 — Линии ФП ВП-металл как функции (а) щели анионного упорядочения Δ_{AO} для значений t'_b от 0 [сплошная синяя] до 0.99 [длинно-пунктирная оранжевая]; (б) t'_b для значений щели упорядочения анионов Δ_{AO} от 0 [сплошная синяя] до $1.3 T_{c0}$ [тонкая сплошная чёрная]. $T_c(\Delta_{AO})$ определяется из условия $A_\infty = 0$. Кресты указывают точки смены рода ФП ВП-металл со второго на первый.

ВП-металл, что также было показано аналитически. Также из рис. 3 видно, что при любом $t'_b < t'^*_b$ существует критическое значение Δ_{AO}^* для $\Delta_{AO}^*(t'_b)$, такое что при $\Delta_{AO} > \Delta_{AO}^*$ существует конечный интервал температур $0 < T_c < T_c^*$, где $B_\infty < 0$, т.е. ФП ВП-металл является переходом первого рода.

В главе показано, что ФП ВП-металл, управляемый внешним параметром, ухудшающим нестинг поверхности Ферми, обычно первого рода при достаточно низкой температуре T . Если такой параметр расщепляет энергетический спектр и разделяет поверхность Ферми на листы, как в случае анионного упорядочения в $(TMTSF)_2ClO_4$ или в случае наличия внешнего к ВЗП зеemanовского магнитного поля, температурный интервал ФП первого рода довольно широк, $\sim T_{c0}/2$. Это объясняет пространственную сегрегацию фаз и сосуществование ВСП-металл или ВСП-СП, что наблюдается в $(TMTSF)_2ClO_4$. Когда таким управляющим параметром является давление, а антинестинговый член в электронной дисперсии описывается амплитудой t'_b второй гармоники в уравнении (2), этот интервал меньше, и появляется он только при выходе за пределы простейшей модели, учитывающей конечную ширину зоны и энергию Ферми и/или при использовании более реалистичной электронной дисперсии.

Пространственная сегрегация фаз ВП-металл первого рода, происходящая на масштабах длины $\gtrsim 1$ мкм, объясняет AMRO в соединениях $(TMTSF)_2PF_6$ [20] и $(TMTSF)_2ClO_4$ [24], а также индуцированные полем ВСП (FISDW) [15; 44], для чего требуется размер металлических островков вдоль оси x не меньший, чем квазиодномерная магнитная длина $l_B = \hbar/(eBb) \sim 1$ мкм. Большинство существующих микроскопических теорий сегрегации фаз СП-ВП, включая модели с солитонными стенками [19; 37], не могут объяснить столь крупные металлические/СП домены, и таким образом противоречат экспериментальным данным

по AMRO и FISDW. Предложенный механизм согласуется с многократным увеличением верхнего критического поля H_{c2} в области сосуществования [17; 27], поскольку размер СП доменов ~ 1 мкм сравним с магнитной глубиной проникновения λ , которая увеличивает H_{c2} [51]. В ОМ температура ФП ВП-металл T_{cDW} обычно значительно выше температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_{cSC} . Это различие возникает потому, что для образования ВП обычно нужно сильное кулоновское $e-e$ отталкивание, тогда как для образования куперовских пар необходимо притяжение $e-e$ через фононы или другие квазичастицы, которое обычно конкурирует с сильным кулоновским отталкиванием. Энергетический масштаб СП значительно меньше, чем у ВП, и в этом смысле разница между фазовыми переходами ВП-СП и ВП-металл невелика.

В четвёртой главе характерный размер СП островков при ФП ВП-СП в ОМ был оценен двумя независимыми способами: из разложения Ландау-Гинзбурга и через численные расчёты вероятности перколяции в образце конечных размеров, взятых равными размерам образцов из эксперимента по измерению сопротивления.

Пространственная модуляция параметра порядка Δ с волновым вектором $\mathbf{q}$ соответствует отклонению волнового вектора ВП $\mathbf{Q}$ от равновесного значения $\mathbf{Q}_0$ на $\pm\mathbf{q}$, поэтому было проведено разложение коэффициента $A(T, \mathbf{Q}) = A_\infty$ по степеням малого отклонения $\mathbf{q} = \mathbf{Q} - \mathbf{Q}_0$, т.е. $A(\mathbf{q}) \simeq A_0 + A_x q_x^2 + A_y q_y^2$. Отношения этих коэффициентов разложения связаны с длинами когерентности ξ_x и ξ_y через $\xi_i^2 = A_i/A_0$. На рис. 4 показаны ξ_x и ξ_y как функции температуры T для двух различных значений t'_b : $t'_b \approx 0.42 t'_b^*$, соответствующее $(TMTSF)_2PF_6$ при атмосферном давлении [69], и $t'_b = 0.95 t'_b^*$, то есть близко к квантовой критической точке при $t'_b = t'_b^*$.

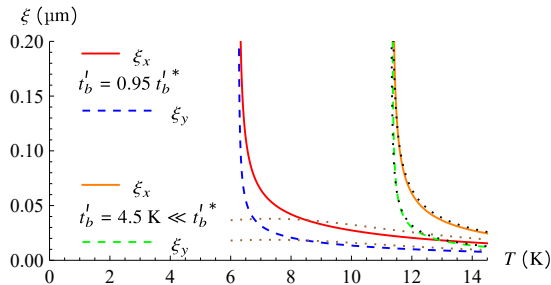


Рисунок 4 — Температурная зависимость длин когерентности ВП $\xi(T)$ вдоль двух главных осей для $(TMTSF)_2PF_6$.

При $\pi T \gg t'_b$ получены аналитические формулы:

$$\begin{aligned}\xi_x &= \frac{\hbar v_F}{2\sqrt{2}} \sqrt{1 / \left(4\pi^2 T^2 \ln(T_{c0}/T) / \psi^{(2)}(1/2) + t_b'^2 \right)}; \\ \xi_y &= \frac{b}{2} \sqrt{\frac{t_b^2 - 4t_b'^2}{4\pi^2 T^2 \ln(T_{c0}/T) / \psi^{(2)}(1/2) + t_b'^2}}.\end{aligned}\quad (18)$$

Черные точечные кривые на рис. 4 получены из (18). В этом пределе $\pi T \gg t'_b$ отношение длин когерентности вдоль осей y и x не зависит от температуры:

$$\frac{\xi_y}{\xi_x} = \frac{b}{\hbar v_F} \sqrt{2(t_b^2 - 4t_b'^2)} \approx 0.5. \quad (19)$$

Т.к. спинодальная линия $T_c(t'_b)$ расхожимости длин когерентности соответствует неустойчивости одной фазы, а ФП первого рода начинается при несколько некоторой температуре T_{c1} , для оценок размера зародыша d_i взят конечный интервал $\Delta T = T_{c1} - T_c$. Для $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ при атмосферном давлении при $T/T_c - 1 \approx 0.01$ получается $\xi_x \approx 0.16$ мкм и $\xi_y \approx 0.08$ мкм. Минимальные размеры зародыша фазы при ФП первого рода определяются длинами когерентности $d_i > 2\xi_i$, в частности при $\Delta T = T_{c1} - T_c \approx 0.01 T_c$ размер СП домена $d > 2\xi > 0.3$ мкм.

На рис. 5 показана рассчитанная численно зависимость порога перколяции ϕ_c СП фазы от геометрических размеров сверхпроводящих островков в образце $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ с типичными экспериментальными размерами $3 \times 0.2 \times 0.1$ мм³ [18; 19]. Под порогом перколяции понимается объемная доля СП фазы ϕ , при которой вероятность перколяции случайно выбранной геометрической конфигурации островков равна 1/2. Для простоты геометрия островков принималась сферической. Порог перколяции через СП домены значительно анизотропен, превышая случайные флуктуации, соответствующие конкретной реализации образца, только если размер домена превышает 2 мкм.

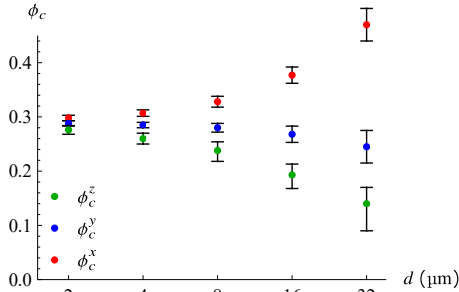


Рисунок 5 — Зависимость порога перколяции ϕ_c вдоль различных осей от размера сферического островка d в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$.

В пятой главе было обобщено приближение Максвелла-Гарнетта (MGA) для вытянутых СП островков с двумя перпендикулярными ориентациями в анизотропных средах, что соответствует типичной нематической доменной структуре в различных железосодержащих сверхпроводниках, включая FeSe. Использовалась модель [53; 54; 67] двух каналов межслоевого тока — прямого и непрямого. В сильно анизотропных проводниках с межслоевой проводимостью $\sigma_{zz} \ll \sigma_{yy} \lesssim \sigma_{xx}$ прямой ток, перпендикулярный проводящим слоям, мал, что выражается параметром $\eta = \sigma_{zz}/\sigma_{xx} \ll 1$. Второй канал для межслоевого тока проходит через СП островки, пересекающие слои. От острова к острову ток течёт зачастую по длинному пути внутри высокопроводящего слоя, а сами островки выполняют роль сверхпроводящих мостиков между слоями. Обобщение приближения MGA на вытянутые СП домены привело к аналитическим выражениям для относительной избыточной проводимости:

$$\frac{\Delta\sigma_x}{\sigma_x} = \frac{\Delta\sigma_y}{\sigma_y} \approx \frac{\phi}{(1-\phi)} \frac{(1+\beta)^2}{2\beta}, \quad (20)$$

$$\frac{\Delta\sigma_z}{\sigma_z} = \frac{\phi}{1-\phi} \frac{\gamma^2}{\eta\beta} \left(\ln \frac{4}{e} \frac{\gamma/\sqrt{\eta}}{1+\beta} \right)^{-1}. \quad (21)$$

Из уравнений (20) и (21) видно, что относительная избыточная проводимость анизотропна:

$$\frac{\Delta\sigma_z/\sigma_z}{\Delta\sigma_x/\sigma_x} \approx \frac{2\gamma^2}{\eta(1+\beta)^2} \left(\ln \frac{4}{e} \frac{\gamma/\sqrt{\eta}}{1+\beta} \right)^{-1}, \quad (22)$$

что может быть использовано для определения соотношения осей $\gamma = a_z/a_x$ СП доменов из транспортных измерений, если известно другое соотношение осей $\beta = a_y/a_x$.

В главе также представлены результаты измерений электронного транспорта в микромостиках FeSe (селенида железа) конечного размера, см. рис. 6. Был численно рассчитан порог СП перколяции для образца конечного размера и формы, соответствующих эксперименту, и результаты были сопоставлены с экспериментальными данными по сопротивлению, с целью оценить размер СП островков в FeSe, см. рис. 7 и уточнить отношение полуосей СП доменов $\gamma = d_z/d_x$. После этого был проведён новый анализ имеющихся в литературе экспериментальных данных по диамагнитному отклику FeSe, дополненный дополнительными перколяционными расчётами (графики приведены в полном тексте диссертации), и в результате получена уточнённая оценка отношения полуосей сверхпроводящих доменов $\gamma = d_z/d_x \approx 0.15$ в FeSe, согласованная также с экспериментальными данными по анизотропной избыточной проводимости выше T_c в объёмных образцах FeSe [53; 54] и с экспериментальными данными по сопротивлению вблизи СП перехода в тонких микромостиках FeSe (рис. 6).

Был предложен новый точный метод определения усреднённых отношений размеров $d_x : d_y : d_z$ СП доменов в объёме образца, которые нельзя получить

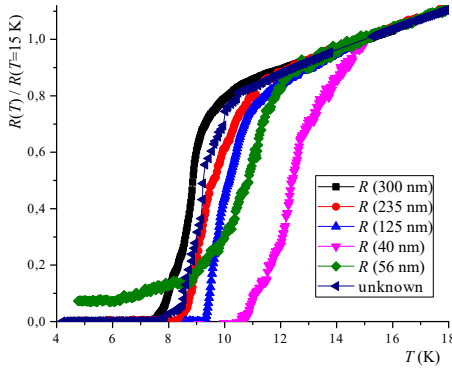


Рисунок 6 — Экспериментальная температурная зависимость нормированного сопротивления $R_{zz}(T)/R_{zz}(T = 15 \text{ K})$ в нескольких образцах FeSe различной толщины, но одинакового размера $2 \times 2 \text{ мкм}^2$ в плоскости.

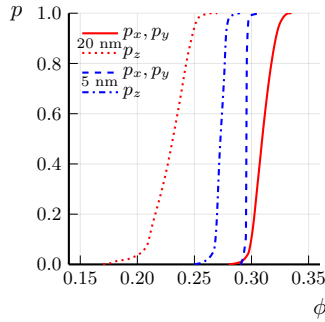


Рисунок 7 — Рассчитанная вероятность p перколяции тока вдоль внутривоскостной оси x (сплошные и пунктирные кривые) и межслоевой оси z (точечные и штрих-пунктирные кривые) через СП домены сферической формы с соотношением осей $a_z/a_x = 0.62$ как функция объемной доли СП фазы ϕ .

с помощью, например, СТМ или других методов, в которых информация берётся из поверхности образца. Метод основан на наличии анизотропии перколяции тока и T_c в тонких образцах, которая крайне чувствительна к соотношению полуосей $\gamma = a_z/a_x$ СП доменов, что позволяет проводить их точные оценки: если создать образцы малого размера, лишь в несколько раз большие, чем ожидаемый размер доменов, будет наблюдаться анизотропия температуры перехода T_c , как на рис. 6. Однако если отношения размеров образца $L_x : L_y : L_z$ совпадают со средними отношениями осей СП доменов $d_x : d_y : d_z$, эта анизотропия T_c исчезает даже при малых размерах образца.

В заключении приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. Путём прямого расчёта коэффициентов разложения Ландау-Гинзбурга свободной энергии ВП для квазиодномерных металлов мы показали, что фазовый переход волна плотности — металл при низких температурах $T \ll T_{c0}$ обычно является переходом первого рода. Это даёт микроскопическое обоснование пространственной сегрегации фаз ВП/сверхпроводимость в масштабе $\gtrsim 1$ мкм, что подтверждается угловыми осцилляциями магнитосопротивления или индуцированной полем волной спиновой плотности, наблюдаемыми в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ [20] и $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [24]. Мы показали, что первый род фазового перехода можно получить разными способами: интегрирование по волновым векторам в конечных пределах вместо часто используемого приближения бесконечных пределов либо же использование более реалистичного закона дисперсии вместо простейшего (добавка дополнительной гармоники и/или отход от линейного приближения) приводят к первому роду перехода. Мы построили фазовые диаграммы органических сверхпроводников $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ и $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ в координатах антинестинговый параметр — температура и анионное упорядочение — температура.
2. Мы показали, что сценарий, в котором фазовый переход первого рода приводит к пространственному разделению фаз волны плотности и сверхпроводимости в органических сверхпроводниках, согласуется с имеющимися экспериментальными данными. Мы оценили размер сверхпроводящих доменов d в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ двумя различными методами, и наша оценка $d > 1$ мкм согласуется с различными транспортными измерениями, включая анизотропное возникновение нулевого сопротивления в тонких образцах [19; 20; 25], а также с угловыми осцилляциями магнитосопротивления и индуцированными магнитным полем спиновыми волнами плотности [20; 24].
3. Мы предложили новый метод определения усреднённых отношений размеров $d_x : d_y : d_z$ сверхпроводящих доменов в объёме образца из комбинации данных по диамагнитному отклику, данных по анизотропии падения сопротивления выше температуры сверхпроводящего перехода и перколяционных расчётов для образца конечных размеров. Метод применим ко многим материалам, включая купратные и железосодержащие высокотемпературные сверхпроводники, органические металлы и другие соединения.
4. Мы уточнили оценки усреднённого отношения полюсей $a_z/a_x \approx 0.15$ и размера $d_x \approx 100 - 200$ нм сверхпроводящих доменов в FeSe при помощи предложенного нами метода, заново проанализировав имеющиеся в литературе экспериментальные данные по диамагнитному отклику и сопротивлению. Наши оценки согласуются как с комбинированными транспортными и диамагнитными экспериментами в объёмных образцах FeSe [53], а также с нашими измерениями $R_{zz}(T)$ в тонких образцах FeSe и соответствующими перколяционными расчётами.

5. Мы обобщили аналитические формулы для проводимости в гетерогенных анизотропных сверхпроводниках для случая удлинённых сверхпроводящих доменов с двумя перпендикулярными ориентациями и равными объёмными долями, что соответствует нематической доменной структуре в различных железосодержащих сверхпроводниках.

В **приложении А** вынесены вывод и обоснование спектра (3). В **приложении Б** проведена регуляризация расходимости коэффициента A_∞ через введение критической температуры ФП. В **приложении В** показана связь длины когерентности ξ с коэффициентом A разложения Ландау-Гинзбурга. В **приложении Г** описаны детали эксперимента по измерению сопротивления в микромостиках FeSe.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. *Seidov, S. S.* First-order phase transition between superconducting and charge/spin density wave states causes their coexistence in organic metals / S. S. Seidov, V. D. Kochev, P. D. Grigoriev // *Phys. Rev. B.* — 2023. — Sept. — Vol. 108, issue 12. — P. 125123.
- A2. *Kochev, V. D.* On the Size of Superconducting Islands on the Density-Wave Background in Organic Metals / V. D. Kochev, S. S. Seidov, P. D. Grigoriev // *Magnetochemistry.* — 2023. — Vol. 9, no. 7. — P. 173.
- A3. *Inhomogeneous Superconductivity Onset in FeSe Studied by Transport Properties* / P. D. Grigoriev [et al.] // *Materials.* — 2023. — Vol. 16, no. 5. — P. 1840.
- A4. *Kochev, V. D.* Anisotropic zero-resistance onset in organic superconductors / V. D. Kochev, K. K. Kesharpu, P. D. Grigoriev // *Phys. Rev. B.* — 2021. — Jan. — Vol. 103, issue 1. — P. 014519.
- A5. *Kesharpu, K. K.* Evolution of Shape and Volume Fraction of Superconducting Domains with Temperature and Anion Disorder in $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ / K. K. Kesharpu, V. D. Kochev, P. D. Grigoriev // *Crystals.* — 2021. — Vol. 11, no. 1. — P. 72.
- A6. Определение параметров неоднородной сверхпроводимости с помощью транспортных измерений / П. Д. Григорьев [и др.] // *Физика конденсированных состояний: сборник тезисов III Международной конференции* / под ред. Б. Б. Страумала. — Черноголовка, 2023. — С. 35.
- A7. *Kochev, V. D.* On the phase transition between superconductivity and charge/spin-density wave in organic metals / V. D. Kochev, S. S. Seidov, P. D. Grigoriev // — VII International Conference on Quantum Technologies. Moscow, 2023.

- A8. Изучение параметров неоднородной сверхпроводимости с помощью транспортных измерений / П. Д. Григорьев [и др.] // Проблемы физики твердого тела и высоких давлений: тезисы XXII Всероссийской конференции. — Сочи, 2023. — С. 55—57.
- A9. Кочев, В. Д. Оценка размеров сверхпроводящих островов на фоне волны спиновой плотности в органических металлах / В. Д. Кочев, С. С. Сеидов, П. Д. Григорьев // Проблемы физики твердого тела и высоких давлений: тезисы XXII Всероссийской конференции. — Сочи, 2023. — С. 92—94.
- A10. Григорьев, П. Д. Фазовый переход между волной спиновой плотности и сверхпроводимостью в органических металлах / П. Д. Григорьев, В. Д. Кочев, С. С. Сеидов // Магнитные фазовые переходы: сборник трудов XV международного семинара, посвященного 300-летию Российской Академии Наук. — Махачкала, 2023. — С. 22—23.
- A11. Кочев, В. Д. О фазовом переходе между сверхпроводимостью и волной спиновой/зарядовой плотности в органических металлах / В. Д. Кочев, С. С. Сеидов, П. Д. Григорьев // XL международная зимняя школа физиков-теоретиков «Коуровка»: тезисы докладов. — Екатеринбург, 2024. — С. 78.

Список литературы

1. Grüner, G. Density Waves in Solids / G. Grüner. — Addison-Wesley Pub. Co., Advanced Book Program, 1994. — P. 259.
2. Monceau, P. Electronic crystals: An experimental overview / P. Monceau // Adv. Phys. — 2012. — Aug. — Vol. 61, no. 4. — P. 325—581.
3. Charge- and spin-density-wave superconductors / A. M. Gabovich [et al.] // Supercond. Sci. Technol. — 2001. — Mar. — Vol. 14, no. 4. — R1—R27.
4. Gabovich, A. M. Charge- and spin-density waves in existing superconductors: Competition between Cooper pairing and Peierls or excitonic instabilities / A. M. Gabovich, A. I. Voitenko, M. Ausloos // Phys. Rep. — 2002. — Sept. — Vol. 367, no. 6. — P. 583—709.
5. Direct observation of competition between superconductivity and charge density wave order in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$ / J. Chang [et al.] // Nature Phys. — 2012. — Oct. — Vol. 8, no. 12. — P. 871—876.
6. Momentum-Dependent Charge Correlations in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ Superconductors Probed by Resonant X-Ray Scattering: Evidence for Three Competing Phases / S. Blanco-Canosa [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2013. — May. — Vol. 110, no. 18. — P. 187001.
7. Synchrotron x-ray scattering study of charge-density-wave order in $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ / W. Tabis [et al.] // Phys. Rev. B. — 2017. — Oct. — Vol. 96, no. 13. — P. 134510.
8. Charge order and its connection with Fermi-liquid charge transport in a pristine high- T_c cuprate / W. Tabis [et al.] // Nature Communications. — 2014. — Dec. — Vol. 5, no. 1. — P. 5875.
9. Charge ordering in the electron-doped superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ / E. H. da Silva Neto [et al.] // Science. — 2015. — Vol. 347, no. 6219. — P. 282—285.
10. Observation of two types of charge-density-wave orders in superconducting $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ / J.-J. Wen [et al.] // Nature Communications. — 2019. — July. — Vol. 10, no. 1. — P. 3269.
11. Si, Q. High-temperature superconductivity in iron pnictides and chalcogenides / Q. Si, R. Yu, E. Abrahams // Nat Rev Mater. — 2016. — Mar. — Vol. 1, no. 4. — P. 16017.
12. Electronic structure and superconductivity of FeSe-related superconductors / X. Liu [et al.] // J. Phys.: Condens. Matter. — 2015. — Apr. — Vol. 27, no. 18. — P. 183201.

13. *Lian, C.-S.* Unveiling Charge-Density Wave, Superconductivity, and Their Competitive Nature in Two-Dimensional NbSe₂ / C.-S. Lian, C. Si, W. Duan // Nano Lett. — 2018. — Apr. — Vol. 18, no. 5. — P. 2924–2929.
14. Using controlled disorder to probe the interplay between charge order and superconductivity in NbSe₂ / K. Cho [et al.] // Nat Commun. — 2018. — July. — Vol. 9, no. 1. — P. 2796.
15. *Ishiguro, T.* Organic Superconductors / T. Ishiguro, K. Yamaji, G. Saito. — Springer Berlin Heidelberg, 1998.
16. The Physics of Organic Superconductors and Conductors / ed. by A. Lebed. — Springer Berlin Heidelberg, 2008.
17. *Lee, I. J.* Critical Field Enhancement near a Superconductor-Insulator Transition / I. J. Lee, P. M. Chaikin, M. J. Naughton // Phys. Rev. Lett. — 2002. — May. — Vol. 88, no. 20. — P. 207002.
18. Coexistence of superconductivity and spin density wave orderings in the organic superconductor (TMTSF)₂PF₆ / T. Vuletić [et al.] // Eur. Phys. J. B. — 2002. — Feb. — Vol. 25, no. 3. — P. 319–331.
19. Domain walls at the spin-density-wave endpoint of the organic superconductor (TMTSF)₂PF₆ under pressure / N. Kang [et al.] // Phys. Rev. B. — 2010. — Mar. — Vol. 81, no. 10. — 100509(R).
20. Coexistence of Spin Density Waves and Superconductivity in (TMTSF)₂PF₆ / A. Narayanan [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Apr. — Vol. 112, no. 14. — P. 146402.
21. Coexistence of Superconductivity and Antiferromagnetism Probed by Simultaneous Nuclear Magnetic Resonance and Electrical Transport in (TMTSF)₂PF₆ System / I. J. Lee [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2005. — May. — Vol. 94, no. 19. — P. 197001.
22. Anisotropy of the Upper Critical Field in (TMTSF)₂PF₆ / I. J. Lee [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1997. — May. — Vol. 78, no. 18. — P. 3555–3558.
23. Triplet Superconductivity in an Organic Superconductor Probed by NMR Knight Shift / I. J. Lee [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Dec. — Vol. 88, no. 1. — P. 017004.
24. Role of anion ordering in the coexistence of spin-density-wave and superconductivity in (TMTSF)₂ClO₄ / Y. A. Gerasimenko [et al.] // JETP Lett. — 2013. — June. — Vol. 97, no. 7. — P. 419–424.
25. Coexistence of superconductivity and spin-density wave in (TMTSF)₂ClO₄: Spatial structure of the two-phase state / Y. A. Gerasimenko [et al.] // Phys. Rev. B. — 2014. — Feb. — Vol. 89, no. 5. — P. 054518.
26. Crossover from impurity-controlled to granular superconductivity in (TMTSF)₂ClO₄ / S. Yonezawa [et al.] // Phys. Rev. B. — 2018. — Jan. — Vol. 97, no. 1. — P. 014521.
27. Superconductivity in the charge-density-wave state of the organic metal α -(BEDT-TTF)₂KHg(SCN)₄ / D. Andres [et al.] // Phys. Rev. B. — 2005. — Nov. — Vol. 72, no. 17. — P. 174513.
28. Unusual competition of superconductivity and charge-density-wave state in a compressed topological kagome metal / F. H. Yu [et al.] // Nature Communications. — 2021. — June. — Vol. 12, no. 1. — P. 3645.
29. *Wang, Y.* Enhancement of superconductivity at the onset of charge-density-wave order in a metal / Y. Wang, A. V. Chubukov // Phys. Rev. B. — 2015. — Sept. — Vol. 92, issue 12. — P. 125108.
30. *Armitage, N. P.* Progress and perspectives on electron-doped cuprates / N. P. Armitage, P. Fournier, R. L. Greene // Rev. Mod. Phys. — 2010. — Sept. — Vol. 82, issue 3. — P. 2421–2487.
31. Correlation between Fermi surface transformations and superconductivity in the electron-doped high-*T_c* superconductor Nd_{2-x}Ce_xCuO₄ / T. Helm [et al.] // Phys. Rev. B. — 2015. — Sept. — Vol. 92, issue 9. — P. 094501.
32. Enhancement of Superconducting Transition Temperature due to the Strong Antiferromagnetic Spin Fluctuations in the Noncentrosymmetric Heavy-Fermion Superconductor CeIrSi₃: A ²⁹Si NMR Study under Pressure / H. Mukuda [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Mar. — Vol. 100, issue 10. — P. 107003.
33. Enhancement of superconductivity by pressure-induced critical ferromagnetic fluctuations in UCoGe / M. Manago [et al.] // Phys. Rev. B. — 2019. — Jan. — Vol. 99, issue 2. — P. 020506.
34. Sixfold enhancement of superconductivity in a tunable electronic nematic system / C. Eckberg [et al.] // Nature Physics. — 2020. — Mar. — Vol. 16, no. 3. — P. 346–350.

35. Enhanced Superconducting Pairing Strength near a Pure Nematic Quantum Critical Point / K. Mukasa [et al.] // *Phys. Rev. X.* — 2023. — Mar. — Vol. 13, issue 1. — P. 011032.
36. Tanaka, Y. Microscopic theory of spin-triplet f-wave pairing in quasi-one-dimensional organic superconductors / Y. Tanaka, K. Kuroki // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Aug. — Vol. 70, issue 6. — P. 060502.
37. Gor'kov, L. P. Nature of the superconducting state in the new phase in (TMTSF)₂PF₆ under pressure / L. P. Gor'kov, P. D. Grigoriev // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Jan. — Vol. 75, no. 2. — 020507(R).
38. Grigoriev, P. D. Properties of superconductivity on a density wave background with small ungapped Fermi surface parts / P. D. Grigoriev // *Phys. Rev. B.* — 2008. — June. — Vol. 77, no. 22. — P. 224508.
39. Experimental evidence for Zeeman spin-orbit coupling in layered antiferromagnetic conductors / R. Ramazashvili [et al.] // *npj Quantum Materials.* — 2021. — Feb. — Vol. 6, no. 1. — P. 11.
40. Naito, T. Modern History of Organic Conductors: An Overview / T. Naito // *Crystals.* — 2021. — Vol. 11, no. 7.
41. Yasuzuka, S. Recent progress in high-pressure studies on organic conductors / S. Yasuzuka, K. Murata // *Science and Technology of Advanced Materials.* — 2009. — Vol. 10, no. 2. — P. 024307.
42. Clay, R. From charge- and spin-ordering to superconductivity in the organic charge-transfer solids / R. Clay, S. Mazumdar // *Physics Reports.* — 2019. — Vol. 788. — P. 1–89. — From charge- and spin-ordering to superconductivity in the organic charge-transfer solids.
43. Itoi, M. Pressure-Induced Superconductivity of the Quasi-One-Dimensional Organic Conductor (TMTTF)₂TaF₆ / M. Itoi, T. Nakamura, Y. Uwatoko // *Materials.* — 2022. — Vol. 15, no. 13.
44. Kartsovnik, M. V. High Magnetic Fields: A Tool for Studying Electronic Properties of Layered Organic Metals / M. V. Kartsovnik // *Chem. Rev.* — 2004. — Nov. — Vol. 104, no. 11. — P. 5737–5782.
45. Brazovskii, S. Electron selflocalization and superstructures in quasi one-dimensional dielectrics / S. Brazovskii, N. Kirova // *Sov. Sci. Rev. A.* — 1984. — Vol. 5. — P. 99–166.
46. Su, W. P. Theory of Polymers Having Broken Symmetry Ground States / W. P. Su, S. Kivelson, J. R. Schrieffer // *Physics in One Dimension* / ed. by J. Bernasconi, T. Schneider. — Springer Berlin Heidelberg, 1981. — P. 201–211. — (Springer Series in Solid-State Sciences).
47. Grigoriev, P. D. Superconductivity on the density-wave background with soliton-wall structure / P. D. Grigoriev // *Physica B.* — 2009. — Mar. — Vol. 404, no. 3/4. — P. 513–516.
48. Gor'kov, L. P. Soliton phase near antiferromagnetic quantum critical point in Q1D conductors / L. P. Gor'kov, P. D. Grigoriev // *Europhys. Lett.* — 2005. — Aug. — Vol. 71, no. 3. — P. 425–430.
49. Iguchi, I. Diamagnetic activity above T_c as a precursor to superconductivity in La_{2-x}Sr_xCuO₄ thin films / I. Iguchi, T. Yamaguchi, A. Sugimoto // *Nature.* — 2001. — July. — Vol. 412, no. 6845. — P. 420–423.
50. Diamagnetic Precursor State in High- T_c Oxide Superconductors near Optimal Doping Using Scanning Superconducting Quantum Interference Device Microscopy / A. Sugimoto [et al.] // *Japanese Journal of Applied Physics.* — 2002. — May. — Vol. 41. — P. L497.
51. Tinkham, M. Introduction to superconductivity / M. Tinkham. — 2nd ed. — New York : McGraw-Hill, Inc., 1996. — (International series in pure and applied physics).
52. Efros, A. L. Physics and Geometry of Disorder: Percolation Theory / A. L. Efros. — Imported Publ., 1987. — (Science for Everyone).
53. Gossamer high-temperature bulk superconductivity in FeSe / A. A. Sinchenko [et al.] // *Phys. Rev. B.* — 2017. — Apr. — Vol. 95, no. 16. — P. 165120.
54. Anisotropic effect of appearing superconductivity on the electron transport in FeSe / P. D. Grigoriev [et al.] // *JETP Lett.* — 2017. — June. — Vol. 105, no. 12. — P. 786–791.
55. Nanoscale superconducting-gap variations and lack of phase separation in optimally doped BaFe_{1.86}Co_{0.14}As₂ / F. Massee [et al.] // *Phys. Rev. B.* — 2009. — June. — Vol. 79, issue 22. — P. 220517.
56. Local Inhomogeneity and Filamentary Superconductivity in Pr-Doped CaFe₂As₂ / K. Gofryk [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Jan. — Vol. 112, no. 4. — P. 047005.
57. A strongly inhomogeneous superfluid in an iron-based superconductor / D. Cho [et al.] // *Nature.* — 2019. — July. — Vol. 571, no. 7766. — P. 541–545.

58. Suppression of Superconductivity by Twin Boundaries in FeSe / C.-L. Song [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Sept. — Vol. 109, issue 13. — P. 137004.
59. Revealing the single electron pocket of FeSe in a single orthorhombic domain / L. C. Rhodes [et al.] // Phys. Rev. B. — 2020. — June. — Vol. 101, issue 23. — P. 235128.
60. Direct imaging of the structural domains in the iron pnictides $A\text{Fe}_2\text{As}_2$ ($A = \text{Ca, Sr, Ba}$) / M. A. Tanatar [et al.] // Phys. Rev. B. — 2009. — May. — Vol. 79, issue 18. — P. 180508.
61. Direct visualization of phase separation between superconducting and nematic domains in Co-doped CaFe_2As_2 close to a first-order phase transition / A. Fente [et al.] // Phys. Rev. B. — 2018. — Jan. — Vol. 97, no. 1. — P. 014505.
62. Tetragonal-to-Orthorhombic Structural Phase Transition at 90 K in the Superconductor $\text{Fe}_{1.01}\text{Se}$ / T. M. McQueen [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2009. — July. — Vol. 103, issue 5. — P. 057002.
63. Nematic state of the FeSe superconductor / S. Rößler [et al.] // Phys. Rev. B. — 2022. — Feb. — Vol. 105, issue 6. — P. 064505.
64. Relationship between Transport Anisotropy and Nematicity in FeSe / J. M. Bartlett [et al.] // Phys. Rev. X. — 2021. — May. — Vol. 11, issue 2. — P. 021038.
65. Nematic Electronic Structure in the "Parent" State of the Iron-Based Superconductor $\text{Ca}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ / T.-M. Chuang [et al.] // Science. — 2010. — Vol. 327, no. 5962. — P. 181–184.
66. Doubling of the critical temperature of FeSe observed in point contacts / Y. G. Naidyuk [et al.] // Phys. Rev. B. — 2016. — Apr. — Vol. 93, no. 14. — P. 144515.
67. Conductivity of anisotropic inhomogeneous superconductors above the critical temperature / S. S. Seidov [et al.] // Phys. Rev. B. — 2018. — July. — Vol. 98, no. 1. — P. 014515.
68. Excess Conductivity of Anisotropic Inhomogeneous Superconductors Above the Critical Temperature / T. I. Mogilyuk [et al.] // Physics of the Solid State. — 2019. — Sept. — Vol. 61, no. 9. — P. 1549–1552.
69. *Danner, G. M.* Critical imperfect nesting in $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ / G. M. Danner, P. M. Chaikin, S. T. Hannahs // Phys. Rev. B. — 1996. — Feb. — Vol. 53, issue 5. — P. 2727–2731.