

федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Национальный исследовательский
технологический университет «МИСиС»

Кешарпу Каушал Кумар

**Зарождение сверхпроводимости в сильно анизотропных
гетерогенных материалах**

Специальность 1.3.8 —
«Физика конденсированного состояния»

Автореферат диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Григорьев Павел Дмитриевич

Москва — 2022

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Сверхпроводники, подчиняющиеся теории **БКШ**, широко известны как сверхпроводники **БКШ** [1]. Однако существуют и другие группы сверхпроводников, сверхпроводимость в которых не может быть объяснена теорией **БКШ**. Они известны как нетрадиционные сверхпроводники [2]. Обычно к ним относятся сверхпроводники с тяжелыми фермионами [3], сверхпроводники на основе меди (купраты) [4], сверхпроводники на основе железа (пниктиды) [5], органические сверхпроводники [6; 7] и другие [2]. Среди нетрадиционных сверхпроводников при атмосферном давлении самая высокая температура $T_c \approx 133 \text{ К}$ у купратов [8]. Однако под давлением ($P \approx 277 \text{ ГПа}$) наивысшее значение $T_c \approx 288 \text{ К}$ имеют сверхпроводники на водородной основе (гидриды) [9]. В отличие от сверхпроводников **БКШ**, в нетрадиционных сверхпроводниках кроме фонона для электрон-электронного притяжения [10] играют важную роль спиновые флуктуации [11; 12]. В нетрадиционных сверхпроводниках всегда существует взаимодействие между этими процессами. Удивительно, но недавнее исследование предполагает, что сверхпроводимость в гидридах также не относится к типу **БКШ** [13]. Следовательно, сверхпроводимость почти во всех сверхпроводниках с высокой T_c не может быть объяснена теорией **БКШ**. Нетрадиционные сверхпроводники имеют некоторые общие свойства: (I) они сильно анизотропны из-за слоистой структуры этих материалов [14], (II) антиферромагнитная фаза (**АФ**), волна спиновой плотности (**ВСП**) и волна зарядовой плотности (**ВЗП**) существуют в окрестности сверхпроводящей фазы на фазовой диаграмме почти каждой группы нетрадиционных сверхпроводников [15–18], (III) они обычно пространственно неоднородны. Последнее подтверждается многими экспериментами по измерению локальной плотности состояний и обусловлено либо их поликристаллической структурой (как в гидрах), либо неоднородностью легирования, либо конкуренцией различных типов электронного упорядочения. В данной диссертации исследуются материалы, обладающие этими тремя свойствами, следовательно, выводы, сделанные в этой работе, будут полезны для большинства материалов группы нетрадиционных сверхпроводников.

Многочисленные эксперименты [19–23] показывают, что в нетрадиционных сверхпроводниках сверхпроводящая фаза сосуществует с фазами **АФ**, **ВСП**, **ВЗП**. При сосуществовании разных фаз сверхпроводящие домены встраиваются в другие фазы. Обычно электроны перемещаются в виде куперовских пар в сверхпроводящих доменах и в виде обычных электронов в фазах **АФ**, **ВСП** и **ВЗП**, хотя граница расплывчата из-за эффектов близости. В купрате $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ сосуществование сверхпроводящей фазы и **ВСП** известно из измерения магнитного момента [19]. Измерение теплоемкости в тяжелом фермионном соединении

CeCoIn_5 показывает зарождающиеся сверхпроводящие домены, внедренные в фоновую АФ фазу [24]. Также в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ [23; 25; 26], $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [27–29] и FeSe [30–32] сверхпроводящая фаза сосуществует с другими фазами. В этой диссертации мы исследуем эффект присутствия сверхпроводящих доменов в этих материалах.

Далее мы кратко рассмотрим текущее состояние трех групп нетрадиционных сверхпроводников: (I) органических сверхпроводников, (II) купратов, (III) сверхпроводников на основе железа. Органические сверхпроводники были открыты в 1979 году после открытия сверхпроводников с тяжелыми фермионами [33]. Они разделяются на две группы: квазиодномерные органические сверхпроводники [7] и квазидвумерные органические сверхпроводники [6]. Среди квазиодномерных сверхпроводников наиболее интересными соединениями являются $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ и $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$. Сверхпроводимость в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ контролируется внешним давлением. Сверхпроводящая фаза растет с увеличением давления по всем трем осям [23; 25], поскольку с увеличением давления растет интеграл перескок электрона поперек проводящих цепочек, что портит условие нестинга поверхности Ферми и поэтому подавляет волну спиновой плотности, конкурирующую со сверхпроводимостью. В результате измерений электронного переноса было обнаружено, что с увеличением давления наступление сверхпроводимости начинается при более высокой температуре [23; 25; 26; 34]. Другие эксперименты в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$, индуцированная полем волна спиновой плотности (ВСП-ИМП), угловое магнитосопротивление, эксперименты по переносу тепла, предполагают наличие сверхпроводящих доменов при $\text{T} > \text{T}_c$ размером больше или порядка 1 мкм [26]. Учитывая вышеизложенные факты, в работе [34] была предложена грубая, но простая модель для расчета объемной доли сверхпроводящей фазы. Эта модель предполагает наличие проводящих каналов сверхпроводящей / металлической фазы в изолирующей ВСП фазе. При $\text{T} > \text{T}_c$ проводящие каналы являются металлическими, а при $\text{T} < \text{T}_c$ они являются сверхпроводящими. С увеличением давления ширина сверхпроводящих / металлических каналов увеличивается, что приводит к снижению удельного сопротивления при высоких давлений. Однако никакие эксперименты или теория не подтверждают наличие подобных нитевидных сверхпроводящих каналов поперек проводящих плоскостей. Кроме этого, эксперименты показывают, что имеются признаки сверхпроводимости и при температуре $\text{T} > \text{T}_c$ [23; 26], это значит, что хотя бы один сверхпроводящий канал существует при $\text{T} > \text{T}_c$, а значит — наступает нулевое сопротивление при $\text{T} > \text{T}_c$. Это противоречие может быть устранено, если предположить, что в фоновой фазе существуют не сплошные каналы, а отдельные сверхпроводящие домены. В данной диссертации будет развито это предположение.

В отличие от $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$, $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ является сверхпроводником при атмосферном давлении. Сверхпроводящее поведение в

(**TMTSF**)₂**ClO**₄ контролируется скоростью охлаждения [35]. При низкой скорости охлаждения (релаксированные образцы) сверхпроводящая фаза появляется при $T_c \approx 1.2 \text{ K}$, а при высокой скорости охлаждения переход в сверхпроводящую фазу отсутствует. При высокой скорости охлаждения происходит переход только в фазу **ВСП** ($T_{SDW} \approx 6.5 \text{ K}$) [35]. Это поведение приписывается упорядочению анионов **ClO**₄ [36–38]. Во время охлаждения при $T = T_{AO} \approx 24 \text{ K}$ анионы **ClO**₄ занимают одну из двух возможных ориентаций — вверх или вниз [37]. При $T > T_{AO}$ кристаллы (**TMTSF**)₂**ClO**₄ являются инверсионно-симметричными из-за случайной термической ориентации **ClO**₄ анионов. При быстром охлаждении эта симметрия сохраняется при температуре $T < T_{AO}$ [36; 39; 40], однако при медленном охлаждении анионы **ClO**₄ упорядочиваются равномерно вдоль всех осей [37; 38; 41] и инверсионная симметрия кристаллов не сохраняется. Рентгеновские измерения подтвердили, что объемная доля упорядоченных доменов **ClO**₄ увеличивается с уменьшением скорости охлаждения [42]. Поскольку переход в сверхпроводящую фазу появляется только при медленном охлаждении, можно сделать вывод, что эти упорядоченные домены **ClO**₄ трансформируются в сверхпроводящие домены [41]. Это подтверждается теоретическим анализом, показывающим что анионное упорядочение приводит к расщеплению поверхности Ферми, что портит ее нестинг и подавляет несоизмеримую волну плотности, конкурирующую со сверхпроводимостью. Недавно объемная доля сверхпроводящих доменов была рассчитана путем транспортных измерений [29] и рассеяния рентгеновских лучей [42; 43]. Однако в этих расчетах есть несколько недостатков: (I) в работах [42; 43] предполагается, что при скорости охлаждения $\sim 1 \text{ K/мин}$ все анионы **ClO**₄ полностью упорядочиваются при низких температурах. Однако всегда должны оставаться неупорядоченные домены; (II) в работах [42; 43] предполагается, что скачок сопротивления при $T < T_{AO} \approx 24 \text{ K}$ происходит только за счет рассеяния электронов из-за неупорядоченных **ClO**₄ доменов. Но эта модель не учитывает, что неупорядоченные домены также образуют изолирующую **ВСП** фазу. (III) в данной модели работах [42; 43] не учитывается анизотропия проводимости; (IV) модель [29] не учитывает, что магнитная восприимчивость в областях сосуществования фаз сильно зависит от формы сверхпроводящих доменов [44; 45]. Предлагаемая в диссертации модель пытается устранить эти недостатки.

Далее мы рассматриваем квазидвумерные органические сверхпроводники [46]. Среди этих соединений наиболее близкими к купратам являются материалы на основе бис-(этилендитио)-тетратифульвалена, известные как **BEDT-TTF** [47–49]. Среди них самую высокую $T_c \approx 13.5 \text{ K}$ имеет материал κ -(**BEDT-TTF**)₂**I**₃ [50]. Интересно, что в κ -(**BEDT-TTF**)₂-**X** с увеличением давления основное состояние меняется с **АФ** и **ВСП** на сверхпроводящую фазу [21]. Из измерений оптической проводимости [51] и электронного переноса [22] предполагалось, что во время этого

преобразования (**АФ** / **ВСП** $\rightarrow$ сверхпроводимость) возникает промежуточная неоднородная фаза, состоящая из сверхпроводящей фазы и **АФ** / **ВСП** фазы [21]. Недавние измерения удельного сопротивления в магнитном поле соединений κ -(**BEDT-TTF**)₂-**X** на основе **X** = **Cu**[**N**(**CN**)₂]**Br**_x**Cl**_(1-x) четко указывают на присутствие сверхпроводящих доменов, встроенных в фоновую фазу [52; 53]. Подобные эксперименты в α -(**BEDT-TTF**)₂**KHg(SCN)**₄ также доказывают сосуществование малых сверхпроводящих доменов с **ВСП** доменами [54]. В более поздних работах выполнялось пространственное картирование инфракрасных спектров с использованием синхротронного излучения на κ -(**BEDT-TTF**)₂-**X** вблизи перехода Мотта [55], что наглядно демонстрирует сосуществование **АФ** и металлических доменов. Но при более высоком давлении в этих материалах с доменами **АФ** сосуществуют сверхпроводящие домены. Все эти экспериментальные факты указывают на наличие сверхпроводящих доменов в фоновой фазе в органических сверхпроводниках.

Далее мы рассмотрим сверхпроводники на основе железа. Они имеют вторую по величине температуру перехода в сверхпроводящую фазу среди всех высокотемпературных сверхпроводников при атмосферном давлении [56]. Для сверхпроводников на основе железа наибольшее значение $T_c \approx 100$ K найдено для **FeSe** пленок на подложке **SrTiO**₃ [57]. Сверхпроводники на основе железа отличаются от купратов тем, что: (I) исходное соединение этих сверхпроводников является полуметаллическим; (II) физика низких энергий в этих сверхпроводниках описывается многоорбитальным взаимодействием [58]. В то же время сверхпроводники на основе железа имеют некоторые важные сходства с купратами: (I) слоистая кристаллическая структура; (II) **d**-электрон играет важную роль в механизме спаривания; (III) фаза **АФ** / **ВСП** находится вблизи сверхпроводящей фазы на фазовой диаграмме [59]. Поэтому изучение группы этих соединений даст важную информацию о высокотемпературных сверхпроводниках купратах.

Сосуществование **АФ**, **ВСП** и **ВЗП** в сверхпроводниках на основе железа подтверждено многочисленными экспериментами. Измерения магнитной восприимчивости и электронного переноса дают четкое указание на сосуществование сверхпроводящей фазы и **ВСП** в **Ba**_{1-x}**K**_x**Fe**₂**As**₂ [60]. Сканирующая туннельная микроскопия в **K**_{0.73}**Fe**_{1.67}**Se**₂ также доказывает сосуществование сверхпроводящей и **ВЗП** фаз [61]. Аналогичным образом исследование ядерного магнитного резонанса в сверхпроводниках на основе **FeSe** показывает одновременное присутствие **АФ** и сверхпроводящей фаз [62]. Эксперименты магнитометрии с помощью переменного тока и спиновая релаксация мюонов доказывают наличие фазы **АФ** ниже T_c , а следовательно, сосуществование сверхпроводящих и **АФ** доменов

[63]. Все эти результаты однозначно указывают на наличие сверхпроводящих доменов в фоновой фазе в сверхпроводниках на основе железа.

Ряд экспериментов с купратами доказывает сосуществование сверхпроводящих, **АФ**, **ВСП** и **ВЗП** доменов. Рентгеноструктурное исследование при магнитном поле для $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ показывает наличие **ВЗП** даже при $T < T_c$ [64; 65]. Измерение магнитного момента и ядерного магнитного резонанса в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ предполагает одновременное присутствие сверхпроводящей и **ВСП** фаз [19]. Сосуществование сверхпроводящей и **АФ** фаз в дырочно допированных купратах подтверждено многими экспериментами [66]. Точно так же для дырочно допированных купратов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ наблюдалось сосуществование сверхпроводящей и **ВСП** фаз [67–70]. Все эти эксперименты показывают наличие пространственно неоднородной сверхпроводимости в купратах [71–74].

Одним из наиболее загадочных свойств высокотемпературных сверхпроводников является анизотропное падение сопротивления при $T > T_c$ [75–80]. В органических материалах этот эффект приводит к неоднородной температуре наступления нулевого сопротивления T_c [23; 26]. В этих материалах сверхпроводящий эффект сначала проявляется по оси **z** с самой низкой проводимостью, затем по оси **y**, и только в конце по оси **x** — с самой высокой проводимостью. Это было объяснено наличием сверхпроводящих нитей вдоль оси **z** [23; 81]. Однако эта гипотеза пока не может быть подтверждена экспериментально, и само существование сверхпроводящих нитей все еще обсуждается. Такое же анизотропное возникновение сверхпроводимости можно наблюдать в купрате $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ [82]. В [82] это поведение было приписано наличию небольшой концентрации примеси между двумя плоскостями CuO_2 (вдоль оси **z**). Однако, как и в случае со сверхпроводящими нитями, эта идея не получила широкого распространения. Теория, предложенная в этой диссертации, пытается дать объяснение анизотропному зарождению сверхпроводимости.

Таким образом мы видим, что имеется достаточно экспериментальных данных, подтверждающих существование пространственно неоднородной сверхпроводимости и конкуренции между сверхпроводящей, **АФ**, **ВСП** и **ВЗП** фазами в нетрадиционных сверхпроводниках. Эта диссертационная работа предлагает теоретическую модель для расчета объема сверхпроводящей фазы и формы встроенных сверхпроводящих доменов на основе экспериментальных данных по электрическому сопротивлению, а также пытается объяснить наблюдаемое котринтуитивное анизотропное

падение сопротивления в сильно анизотропных неоднородных сверхпроводниках.

Целью диссертации является исследование сверхпроводимости в сильно анизотропных неоднородных сверхпроводниках. Учитывая недоисследованное состояние этой области и вышеупомянутые проблемы, целью диссертации в широком смысле является:

1. Разработка теории и математической модели для расчета объемной доли сверхпроводящей фазы при сосуществовании сверхпроводящей фазы и **АФ**, **ВСП** и **ВЗП**.
2. Применение разработанной модели к различным сильно анизотропным сверхпроводящим материалам, в том числе к купратам, органическим сверхпроводникам и сверхпроводникам на основе железа.
3. Объяснение явления анизотропного перехода и анизотропного падения сопротивления в слоистых сверхпроводниках.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Обобщить приближение Максвелла — Гарнетта для расчета проводимости пространственного неоднородной среды на случай анизотропных проводников, в которых форма сверхпроводящих доменов является эллипсоидной. Получить соответствующие аналитические формулы, удобные для анализа экспериментальных данных.
2. Показать, что теория сверхпроводящих флуктуаций не может объяснить наблюдаемое анизотропное падение электрического сопротивления в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ и $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$.
3. Объяснить анизотропию температуры перехода T_c в сверхпроводящее состояние с нулевым сопротивлением в органическом сверхпроводнике $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$.
4. Вычислить вероятность перколяции методом Монте — Карло для конечного размера образца $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$.
5. Вычислить объемную долю сверхпроводящей фазы в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$, $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$, $(\text{BEDT—TTF})_2\text{I}_3$ и FeSe используя полученные обобщение приближение Максвелла — Гарнетта.
6. Вычислить объемную долю сверхпроводящей фазы в $(\text{BEDT—TTF})_2\text{I}_3$ и FeSe используя эксперимент по магнитной восприимчивости, чтобы сравнить со значениями из нашей модели.
7. Вычислить форму сверхпроводящих доменов как функцию температуры или другого управляющего параметра в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$, $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$, $(\text{BEDT—TTF})_2\text{I}_3$ и FeSe на основе имеющихся экспериментальных данных по проводимости и магнитной восприимчивости.

Научная новизна: Данной работы заключается в том, что все результаты в этой диссертации получены впервые. Список публикаций и докладов на конференциях в которых была проведена апробация полученных результатов, приводится в конце. Основные результаты работы:

1. Впервые была предложена теория и получены аналитические формулы для определения объемной доли сверхпроводящей фазы из экспериментальных данных по проводимости и ее анизотропии для эллипсоидных сверхпроводящих доменов, с использованием приближения Максвелла — Гарнетта в анизотропных сверхпроводниках.
2. Впервые с помощью предложенной теории на основе экспериментальных данных по сопротивлению и его анизотропии и рассчитаны форма и объем встроенных сверхпроводящих доменов в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$, $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$, $(\text{BEDT-TTF})_2\text{I}_3$ и FeSe в зависимости от температуры или других управляющих параметров.
3. Впервые было объяснено явление анизотропии температуры сверхпроводящего перехода T_c в квазиодномерных органических сверхпроводниках $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ и $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$.
4. Впервые было объяснено анизотропное падение сопротивления в высокотемпературных сверхпроводниках.
5. Впервые дано теоретическое объяснение увеличения T_c для FeSe при уменьшении толщины образца.
6. Впервые было показано влияние скорости охлаждения на форму сверхпроводящих доменов в органическом сверхпроводнике $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$.

Практическая значимость. Одним из основных результатов нашей работы является демонстрация влияния на сверхпроводимость конечных размеров образцов. В нетрадиционных сверхпроводниках взаимодействующие сверхпроводящие домены появляются при температуре значительно выше T_c . С понижением температуры размер сверхпроводящих доменов увеличивается и при $T = T_c$ все сверхпроводящие домены соединяются и открывается сверхпроводящий канал. Этот эффект известен как сверхпроводящая перколяция. Наша работа показывает, что перколяция возникает сначала вдоль наименьшего размера образца. Наша работа также показывает, что для достижения нулевого сопротивления весь образец не обязательно должен быть сверхпроводящим. Также из двух образцов T_c будет выше для более тонких образцов.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Получены аналитические формулы проводимости вдоль разных осей в сильно анизотропных неоднородных сверхпроводниках для доменов эллипсоидной формы с использованием приближения Максвелла — Гарнетта. Используя эти формулы, найдена

объемная доля сверхпроводящей фазы ϕ в анизотропных сверхпроводниках.

2. Показана применимость модели к квазидвумерному органическому сверхпроводнику $(\text{BEDT—TTF})_2\text{I}_3$, а также к квазиодномерным органическим сверхпроводникам $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ и $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$. Во всех этих случаях оценивается форма сверхпроводящих островков и объем сверхпроводящей фазы на основе экспериментальных данных по электрическому сопротивлению.
3. Показано, что анизотропия температуры сверхпроводящего перехода T_c , наблюдаемая в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$, обусловлена пространственной неоднородностью сверхпроводимости в сочетании с конечными размерами и плоско-игольчатой формой образцов. Поскольку обычно отношение сторон встроенных сверхпроводящих доменов $(a_x/a_y, a_y/a_z)$ намного меньше, чем отношение сторон образцов (L_x/L_y) , вероятность перколяции сверхпроводящих доменов по кратчайшему направлению (оси z) выше. Из-за этого нулевое сопротивление появляется первым по оси z с наименьшей проводимостью.
4. Предложенная модель и полученные аналитические формулы применены к купратам $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ и сверхпроводнику на основе железа FeSe . На основе полученных аналитических формул и имеющихся данных по сопротивлению и его анизотропии для этих материалов получены оценки объемной доли сверхпроводящей фазы ϕ и формы внедренных сверхпроводящих островков.
5. Исследовано влияние скорости охлаждения на форму и размер сверхпроводящих доменов $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$. Показано, что при высокой скорости охлаждения размеры сверхпроводящих доменов малы. Также при более низкой упорядоченности ClO_4 анионов соотношение полюсей a_z/a_x и a_z/a_y всегда больше, чем при более высокой упорядоченности ClO_4 анионов.

Достоверность. Проведенные теоретические расчеты используют надежные и опробованные методы. В предельных и частных случаях полученные аналитические формулы согласуются с результатами более ранних вычислений. Теоретические значения сопротивлений и объема сверхпроводящих доменов, полученные с помощью нашей модели, очень хорошо согласуются с экспериментальными значениями. Одним из основных результатов нашей работы является развитие идеи о том, что сверхпроводимость в органическом сверхпроводнике $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$, относящемся к слоистым сверхпроводникам, возникает за счет перколяции сверхпроводящих доменов. Исходя из этого в более тонких образцах состояние нулевого сопротивления должно возникать при более высоких температурах $T > T_c$. Эксперименты с FeSe , который тоже относится к слоистым

сверхпроводникам, подтверждают это явление, что доказывает правильность нашей модели.

Апробация работы. Основные результаты работ докладывались на:

1. XX Школу-конференцию молодых ученых "Проблемы физики твердого тела и высоких давлений 16 Сен. - 26 Сен. 2021 г., Российская Федерация, г. Сочи.
URL: school.lpi.ru
2. Международная конференция «Низкоразмерные материалы: теория, моделирование, эксперимент», 12 Июль - 16 Июль 2021 г., Российская Федерация, г. Дубна
URL: indico.jinr.ru
3. XIX Всероссийская конференция «Проблемы физики твердого тела и высоких давлений», 18 Сен. - 27 Сен. 2020 г., Российская Федерация, г. Сочи.
URL: hppi.troitsk.ru
4. Взаимодействие излучения и квантовой материи, 2 Июль - 5 Июль, 2019 г., Российская Федерация, г. Москва.
URL: irq2019.quant.physics.mpgu.edu
5. Modern Trends in Condensed Matter Physics (Lev Gor'kov Memorial Conference), 24 Июнь - 27 Июнь, 2019 г., Российская Федерация, г. Черноголовка.
URL: gorkovconf.itp.ac.ru
6. International Workshop on Localization, Interactions and Superconductivity, 30 Июль - 4 Июль 2018 г., Российская Федерация, г. Черноголовка.
URL: intgroup.itp.ac.ru
7. International Conference in remembrance of Alexei Abrikosov, 25 Июнь - 28 Июнь 2018 г., Российская Федерация, г. Черноголовка.
URL: abrikosovconf.itp.ac.ru
8. IV International Laser, Plasma Research and Technology LaPlaz-2018, 30 Янв. - 1 Фев. 2018 г., Российская Федерация, г. Москва.
URL: conf.laplas.mephi.ru

Личный вклад. Все новые результаты, приведённые в данной диссертационной работе, получены лично автором или при его непосредственном участии.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 6 печатных изданиях, 6 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК.

Публикации автора по теме диссертации

1. Evolution of Shape and Volume Fraction of Superconducting Domains with Temperature and Anion Disorder in $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ / К. К. Kesharpur, V.D. Kochev, P.D. Grigoriev // Crystals. – 2021. – Янв. – Т. 11, № 1. – С. 72. DOI:10.3390/cryst11010072
2. Anisotropic Zero-Resistance Onset in Organic Superconductors / V.D. Kochev, K.K. Kesharpur, P.D. Grigoriev // Physical Review B. – 2021. – Янв. – Т. 103, № 1. – С. 014519. DOI:10.1103/PhysRevB.103.014519
3. Excess Conductivity of Anisotropic Inhomogeneous Superconductors Above the Critical Temperature / T.I. Mogilyuk, P.D. Grigoriev, K.K. Kesharpur, I.A. Kolesnikov, A.A. Sinchenko, A.V. Frolov, A.P. Orlov // Physics of the Solid State. – 2019. – Сент. – Т. 61, № 9. – С. 1549–1552. DOI:10.1134/S1063783419090166
4. Self-Consistent and Maxwell Approximations to Describe the Excess Conductivity Anisotropy in FeSe above Superconducting Transition Temperature / K.K. Kesharpur, P.D. Grigoriev, D.I. Lazeva, T.I. Mogilyuk // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – Июнь. – Т. 1238. – С. 012010. DOI:10.1088/1742-6596/1238/1/012010
5. Conductivity of Anisotropic Inhomogeneous Superconductors above the Critical Temperature / S.S. Seidov, K.K. Kesharpur, P.I. Karpov, P.D. Grigoriev // Physical Review B. – 2018. – Июль. – Т. 98, № 1. – С. 014515. DOI:10.1103/PhysRevB.98.014515
6. Anisotropic Effect of Appearing Superconductivity on the Electron Transport in FeSe / P.D. Grigoriev, A.A. Sinchenko, K.K. Kesharpur, A. Shakin, T.I. Mogilyuk, A.P. Orlov, A.V. Frolov, D.S. Lyubshin, D.A. Chareev, O.S. Volkova, A.N. Vasiliev // JETP Letters. – 2017. – Июнь. – Т. 105, № 12. – С. 786–791. DOI:10.1134/S0021364017120074

Эта работа была выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Программы повышения конкурентоспособности НИТУ «МИСиС» по гранту РФФИ № 21-52-12027 и 19-32-90241, и Фондом «БАЗИС» для развития теоретической физики и математики.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и 2 приложений. Полный объем диссертации **129** страниц текста с **30** рисунками. Список литературы содержит **180** наименований.

Содержание работы

Во введении обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, приводится обзор научной литературы по изучаемой проблеме, формулируется цель, ставятся задачи работы, излагается научная новизна и практическая значимость полученных результатов.

В первой главе показана ранее известный метод эффективной проводимости для сферических и эллипсоидных включений в изотропных материала [83]. Используя приближение Максвелла — Гарнетта [84; 85] эффективной проводимости в изотропной среде с внедренными доменами сферической и эллипсоидной формы.

Во втоной главе разработана макроскопическая теория и математическая модель гранулярной сверхпроводимости используя приближение Максвелла — Гарнетта для внедренных доменов эллипсоидной формы в сильно анизотропных средах. Во всех вышеупомянутых материалах, высокотемпературных сверхпроводниках купратов, органических сверхпроводниках, сверхпроводниках на основе железа, сверхпроводимость не может быть объяснена обычной теорией **БКШ**. Следовательно, они принадлежат к группе, называемой нетрадиционными сверхпроводниками [2]. Фазовая диаграмма показывает, что в большинстве нетрадиционных сверхпроводников сверхпроводящая фаза сосуществует с другими фазами, металлической, **ВЗП**, **ВСП** [15; 16; 23; 26; 52; 86; 87]. Это сосуществование фаз можно рассматривать как сверхпроводящие домены, встроенные в фоновую фазу. Фоновая фаза может состоять из отдельных фаз, металлической, **ВСП**, **ВЗП** или их смеси. Эксперименты показывают, что сверхпроводящие домены присутствуют при $T > T_c$. С учетом этих фактов был предложен следующий процесс. С понижением температуры при $T < T^*$, где T^* — температура возникновения сверхпроводимости, в фоновой фазе начинают появляться небольшие сверхпроводящие домены. При дальнейшем понижении температуры объемная доля сверхпроводящих доменов увеличивается. Наконец, при $T = T_c$ эти домены перколируются и открывается сверхпроводящий канал. Используя данную идею, была показана ранее известна математическая модель для расчета формы и размера сверхпроводящих эллипсоидных доменов. В этой модели проводимость будет использоваться для расчета доли сверхпроводящего объема ϕ с использованием приближения Максвелла — Гарнетта.

Все материалы, используемые в работе, сильно анизотропны. Однако приближение Максвелла — Гарнетта можно применять только к изотропной среде. Поэтому мы используем процедуру отображения для преобразования анизотропных сред в изотропные. Процедура отображения выполняется при соблюдении двух условий: (I) проводимость в отображаемом пространстве по всем трем осям будет одинаковой; (II) уравнение

стационарного электронного тока будет выполняться как в реальном, так и в отображенном пространстве. Пусть $\sigma_{xx}^b, \sigma_{yy}^b, \sigma_{zz}^b$ — удельные сопротивления фона в реальном пространстве. Стационарное уравнение тока в реальном пространстве будет иметь вид

$$-\nabla j = \sigma_{xx}^b \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \sigma_{yy}^b \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \sigma_{zz}^b \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0, \quad (1)$$

где V — приложенный потенциал; j — плотность электрического тока. Обозначим изотропную проводимость в отображенном пространстве как $\sigma^* \equiv \sigma_{xx}^b$. Здесь σ_{xx}^b берется в качестве фоновой проводимости для отображаемого пространства. Следовательно, стационарное уравнение тока в отображаемом пространстве будет иметь вид

$$-\nabla j = \sigma^* \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z'^2} \right) = 0. \quad (2)$$

Согласно условию отображения, уравнения (1) и (2) должны быть равны. Тогда уравнения для растяжения пространства имеют вид

$$x' = x; \quad \sqrt{\mu} y' = y; \quad \sqrt{\eta} z' = z, \quad (3)$$

где μ и η — коэффициенты растяжения. Они равны

$$\mu = \frac{\sigma_{yy}^b}{\sigma_{xx}^b}; \quad \eta = \frac{\sigma_{zz}^b}{\sigma_{xx}^b}. \quad (4)$$

В связи с растяжением пространства, встроенные сверхпроводящие домены деформируются в эллипсоиды в отображенном пространстве. Если в реальном пространстве сверхпроводящие области представляют собой сферы диаметром $\mathbf{a}$, то в отображаемом пространстве они преобразуются в эллипсоиды с полуосями

$$a_x^* = a; \quad a_y^* = \frac{a}{\sqrt{\mu}}; \quad a_z^* = \frac{a}{\sqrt{\eta}}, \quad (5)$$

где $\mathbf{a}_x^*$, $\mathbf{a}_y^*$ и $\mathbf{a}_z^*$ — полуоси эллипсоидов в отображенном пространстве. Если сверхпроводящие домены в реальном пространстве представляют собой эллипсоиды с полуосями $\mathbf{a}_x = \mathbf{a}$, $\mathbf{a}_y = \beta \mathbf{a}$ и $\mathbf{a}_z = \gamma \mathbf{a}$, то в отображаемом пространстве они трансформируются в эллипсоиды с полуосями

$$a_x^* = a; \quad a_y^* = \frac{\beta a}{\sqrt{\mu}}; \quad a_z^* = \frac{\gamma a}{\sqrt{\eta}}. \quad (6)$$

После проведенных преобразований пространства мы можем применить приближение Максвелла — Гарнетта. Предположим, что сфера

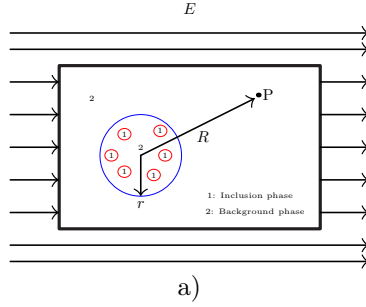


Рис. 1 — Схематическое изображение приближения Максвелла-Гарнетта. E — приложенное электрическое поле; 1 — включенная фаза; 2 — фоновая фаза; R — расстояние от точки P до центра сферы смешанной фазы; r — радиус сферы смешанной фазы. Расстояние от точки P до центра сферы намного больше размеров сферы, $r \ll R$.

смешанной фазы встроена в бесконечную среду фоновой фазы (см. рис. 1). Предполагается, что размер доменов фазы «1» мал и расстояние между ними велико, следовательно, они не взаимодействуют друг с другом. Это предположение выполняется, только если объемная доля фазы «1» (ϕ_1) мала, таким образом приближение Максвелла — Гарнетта применима только при $\phi_1 \ll 1$. Уравнение для эффективной проводимости смешанной фазы выводится из условия, что электрическое поле в точке P (E_{12}) из-за фазы «1» и фазы «2» равно электрическому полю из-за воображаемой смешанной фазы E_e [83]. Приравняв E_{12} и E_e

$$(1 - \phi_1)(\sigma_e - \sigma_2) + \phi_1 \left[\frac{\sigma_2 (\sigma_e - \sigma_1)}{\sigma_2 + A_i(\sigma_1 - \sigma_2)} \right] = 0, \quad (7)$$

где σ_1 — проводимость фазы «1», σ_2 — проводимость фазы «2» и σ_e — проводимость эффективной фазы [83]. A_i — тензор деполяризации по осям $i = x, y, z$. Для эллипсоида с полуосями a_1, a_2 и a_3 тензор деполяризации представлен в виде

$$A_i = \prod_{n=1}^3 a_n \int dt/2 (t + a_i^2) \sqrt{\prod_{n=1}^3 (t + a_n^2)}. \quad (8)$$

Для сферического включения $A_x = A_y = A_z = 1/3$. Решение уравнения (7) для σ_e дает следующую эффективную проводимость

$$\sigma_e = \sigma_2 \left\{ \frac{[A_i + (1 - A_i)\phi](\sigma_1 - \sigma_2) + \sigma_2}{A_i(1 - \phi_1)(\sigma_1 - \sigma_2) + \sigma_2} \right\}. \quad (9)$$

Чтобы применить приближение Максвелла — Гарнетта к реальным материалам, мы выполняем следующие действия. Во-первых, с помощью

уравнения (4) анизотропная среда преобразуется в изотропную среду. Пусть в отображенном пространстве $\sigma_{xx}^b = \sigma^b$ — фоновая проводимость, σ^{isl} — проводимость включения, σ_{ii}^* — проводимость вдоль оси $i = x, y$ и z , а ϕ — объемная доля включений. После замены $\sigma_1 \rightarrow \sigma^{isl}$, $\sigma_2 \rightarrow \sigma^b$, $\sigma_e \rightarrow \sigma_{ii}^*$ и $\phi_1 \rightarrow \phi$ в уравнении (9), эффективная проводимость в отображаемом пространстве вдоль i -й оси находится как

$$\sigma_{ii}^* = \sigma^b \left\{ \frac{[A_i + (1 - A_i)\phi] (\sigma^{isl} - \sigma^b) + \sigma^b}{A_i(1 - \phi)(\sigma^{isl} - \sigma^b) + \sigma^b} \right\}. \quad (10)$$

Эффективная проводимость в реальном пространстве находится путем умножения уравнения (10) на диагональную матрицу $[1, \mu, \eta]$:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \sigma_{xx}^b \left\{ \frac{[A_x + (1 - A_x)\phi] (\sigma^{isl} - \sigma^b) + \sigma^b}{A_x(1 - \phi)(\sigma^{isl} - \sigma^b) + \sigma^b} \right\}, \\ \sigma_{yy} &= \sigma_{yy}^b \left\{ \frac{[A_y + (1 - A_y)\phi] (\sigma^{isl} - \sigma^b) + \sigma^b}{A_y(1 - \phi)(\sigma^{isl} - \sigma^b) + \sigma^b} \right\}, \\ \sigma_{zz} &= \sigma_{zz}^b \left\{ \frac{[A_z + (1 - A_z)\phi] (\sigma^{isl} - \sigma^b) + \sigma^b}{A_z(1 - \phi)(\sigma^{isl} - \sigma^b) + \sigma^b} \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Если включения сверхпроводящие, то $\sigma^{isl} \approx \infty$. Следовательно, уравнение (11) для сверхпроводящего включения будет иметь вид

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \sigma_{xx}^b \left[\frac{A_x + (1 - A_x)\phi}{A_x(1 - \phi)} \right], \\ \sigma_{yy} &= \sigma_{yy}^b \left[\frac{A_y + (1 - A_y)\phi}{A_y(1 - \phi)} \right], \\ \sigma_{zz} &= \sigma_{zz}^b \left[\frac{A_z + (1 - A_z)\phi}{A_z(1 - \phi)} \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Уравнение для объемной включений доли ϕ , когда включения не являются сверхпроводящими, находится из уравнения (11):

$$\phi = \frac{\left(\frac{\sigma_{ii}^b}{\sigma_{ii}^*} - 1 \right) (\sigma^b - A_i \sigma^b + A_i \sigma^{isl})}{(\sigma^{isl} - \sigma^b) \left(1 - A_i + A_i \frac{\sigma_{ii}^b}{\sigma_{ii}^*} \right)}, \quad (13)$$

где i — оси x, y и z . Уравнение для ϕ , когда включения являются сверхпроводящими, находится из уравнения (12):

$$\phi = \frac{A_i \left(1 - \frac{\sigma_{ii}^b}{\sigma_{ii}^*} \right)}{A_i + (1 - A_i) \frac{\sigma_{ii}^b}{\sigma_{ii}^*}}. \quad (14)$$

В этой же главе мы подробно объяснили пределы применения нашей модели. Наша модель применима только в макроскопическом диапазоне.

$$l_i \gg d_i \gg \xi_i. \quad (15)$$

Пределы применимости нашей модели и сфероидальная форма сверхпроводящих доменов позволяют пренебречь следующими квантово-механическими эффектами: (i) *андреевское отражение*, (ii) *эффект близости*, (iii) *джозефсоновская связь между сверхпроводящими доменами*.

В третьей главе с точки зрения предложенной теории нами анализируются органические сверхпроводники $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ и $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ из семейства $(\text{TMTSF})_2\text{-X}$ [46] и к $(\text{BEDT-TTF})_2\text{I}_3$. Наш анализ дает ответы на два важных вопроса: (I) почему в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ переход в сверхпроводящую фазу первым наступает по направлению с самой низкой проводимостью; (II) как скорость охлаждения влияет на сверхпроводящие домены в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$.

В $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ сосуществуют сверхпроводящие, металлические и **ВСП** домены [23]. Этим он отличается от $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, в которых сосуществуют только металлические и сверхпроводящие домены. В $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ с увеличением давления сверхпроводящая фаза появляется сначала по оси z , затем по осям y и x [23; 26]. На фазовой диаграмме температуры и давления $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$: (I) при $P < P_{c2} = 6$ кбар существует только фаза **ВСП** при любой температуре; (II) при $P_{c2} < P < P_{c1} = 7.8$ кбар и $T < T_c$ сверхпроводящая фаза существует только вдоль осей z , а **ВСП** и металлическая фаза существуют вдоль осей x и y ; (III) при $P_{c1} < P < P_{c0} = 8.4$ кбар и $T < T_c$ сверхпроводящая фаза существует вдоль осей x и y , а **ВСП** и металлическая фазы существуют только вдоль оси z ; (IV) при $P_{c1} < P < P_c = 9.4$ кбар и $T < T_c$ сверхпроводящая, металлическая и **ВСП** фазы существуют вдоль осей x , y , z ; (V) при $P > P_c$ и $T < T_c$ существует только сверхпроводящая фаза вдоль осей x , y , z [23; 26].

Для определения ϕ используется удельное сопротивление вдоль оси y под давлением $P = 8.3$ кбар (рис. 2) (г) [23]. Предполагается, что под действием магнитного поля все сверхпроводящие домены разрушаются. Поэтому для фонового сопротивления в формуле (14) используется ρ при магнитном поле $B = 0,22$ Т. Применение нашей теории к $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ отличается от применения к $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, потому что в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ фоновая фаза, в которой появляются сверхпроводящие домены, представляет собой смесь фаз **ВСП** и металлической, а для $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ и $(\text{BEDT-TTF})_2\text{I}_3$ фоновая фаза была только металлической.

Поскольку средняя форма и размер сверхпроводящих доменов не зависят от формы и размера образца, важно изучить влияние формы и размера образца на сверхпроводимость. Обычно образцы $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ имеют плоскую или игольчатую форму. Например, в [23; 34] образцы имеют

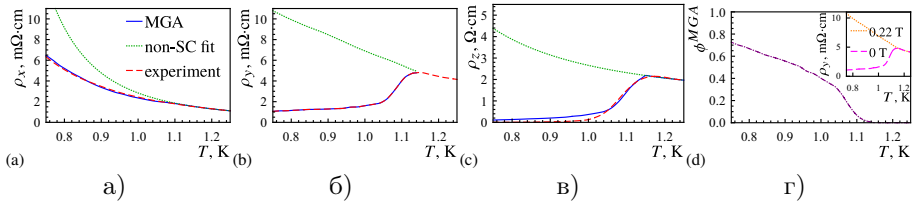


Рис. 2 — Температурная зависимость удельного сопротивления ρ по осям x (а), y (б) и z (в). Экспериментальные данные для $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ при $P = 8,3$ кбар были получены из рис. (4а) работы [23]. На рис. 2 (а-в) MGA — расчет с приближением Максвелла-Гарнетта с использованием уравнения (12); non-SC fit — экстраполированное фоновое удельное сопротивление; experiment — экспериментальные данные. (г) Температурная зависимость доли сверхпроводящего объема, рассчитанная по формуле (14); (вставка) экспериментальная ρ_y при магнитном поле $B = 0,22$ Т и $B = 0$ Т.

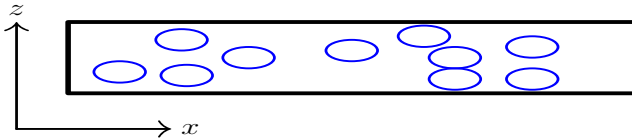


Рис. 3 — 2D-схематическое изображение сверхпроводящих островков, встроенных в металлическую фоновую фазу. Экспериментальные образцы $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ и $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ обычно имеют игольчатую или плоскую форму, то есть образцы вытянуты по оси x . Маленькие кружки внутри образца — встроенные сверхпроводящие домены.

размеры $3 \times 0.2 \times 0.1$ мм³. Для изучения влияния размеров образцов на сверхпроводящие свойства был проведен численный эксперимент. С использованием метода Монте-Карла была получена вероятность сверхпроводящей перколяции вдоль осей x , y , z при различных ϕ . Схематическое изображение экспериментальных условий представлено на рис. 3. В численном эксперименте предполагалось, что образец с размерами $L_x \times L_y \times L_z \equiv 3 \times 0.2 \times 0.1$ мм³ содержит сверхпроводящие сферы. Количество сверхпроводящих сфер n диаметром d зависит от ϕ

$$n = \frac{\phi \times (L_x \times L_y \times L_z)}{(4\pi/3)(d/2)^3}. \quad (16)$$

Согласно нашей теории, сверхпроводящие островки распределены внутри образца случайным образом. Следовательно, вероятность перколяции p_x , p_y и p_z для данной ϕ находится путем усреднения по большому количеству схем распределения этих островков. Зависимость p_x , p_y и p_z от ϕ для сверхпроводящих сфер размером $d = 15, 40, 40 \pm 20 \mu\text{m}$ показана

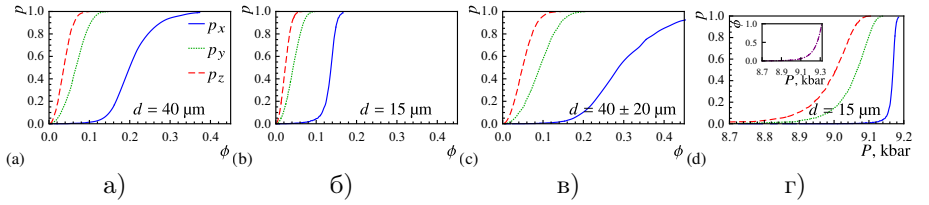


Рис. 4 — Зависимость вероятности перколяции по оси x (синяя, линия), оси y (зеленая, пунктирная) и оси z (красная, штриховая) для сверхпроводящей сферы диаметром $d = 40 \mu m$ (а), $d = 15 \mu m$ (б), $d = 40 \pm 20 \mu m$ (в). (г) Зависимость вероятности перколяции от давления; (вставка) зависимость ϕ от давления, найденная из [34].

на рис. 4 (а-в). Благодаря колебаниям углового магнитосопротивления и **ВСП** фазе индуцированной магнитным полем (**ВСП-ИМП**) при $B = 2T$, были получен минимальный размер сверхпроводящих доменов $d > 1 \mu m$ [26]. Точно так же находим максимальный размер доменов $d \lesssim 40 \mu m$. Он получен из измерений верхнего критического поля H_{c2} [54; 88]. Таким образом, размер сверхпроводящих островков составляет $1 \mu m < d \lesssim 40 \mu m$. Поскольку сверхпроводящее состояние в $(TMTSF)_2PF_6$ контролируется давлением, зависимость вероятности перколяции от давления показана на рис. 4 (г). ϕ при разном давлении находится из [34]. Во всех случаях вероятность перколяции по оси z — наибольшая, а по оси x — наименьшая.

Этот результат объясняется очень простой физической картиной. Предположим, что двухмерный проводник вытянут вдоль оси x ($L_x \gg L_y$) (см. рис. 5(а)). Небольшие круглые сверхпроводящие островки встроены внутри этого проводника. При снижении температуры размер и количество островков увеличивается. Так как $L_x \gg L_y$, то первым при понижении температуры откроется сверхпроводящий канал по оси y . Условие вероятности перколяции $p_x < p_y < p_z$ при данном ϕ для эллипсоидальных островков с полуосями a_x, a_y, a_z , встроженных в проводник с размерами L_x, L_y, L_z , составляет

$$\frac{a_x}{L_x} \lesssim \frac{a_y}{L_y} \lesssim \frac{a_z}{L_z}. \quad (17)$$

Чтобы понять эффект перколяции, когда L_x, L_y, d меняются, а L_z является постоянной, было проведено несколько численных экспериментов. На рис. 5 (б, в) показана зависимость критической доли сверхпроводящего объема для оси x (ϕ_x^c) и оси y (ϕ_y^c) от длин образца L_x, L_y и диаметра сферических сверхпроводящих включений d . Здесь критическое значение ϕ_i^c вдоль i -го направления определяется как значение ϕ , когда вероятность перколяции вдоль i -го направления равна $1/2$, т.е. путем решения уравнения $p_i^c(\phi) = 1/2$. Установлено, что для образцов постоянной ширины $L_y = \text{const.}$ и для постоянного диаметра сверхпроводящих доменов

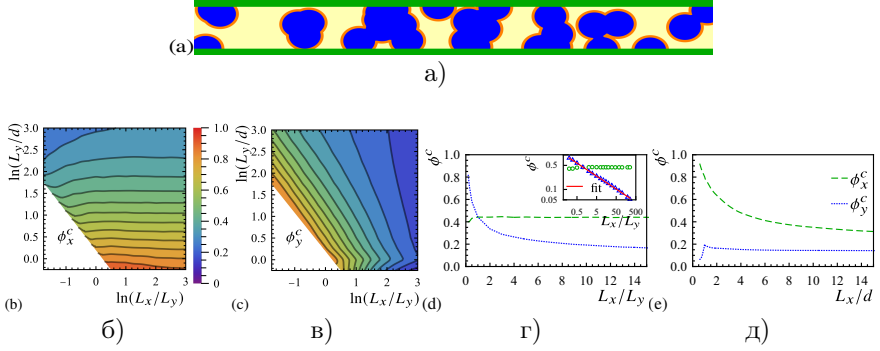


Рис. 5 — (а) Схематическое изображение фоновой фазы (желтый), в которую вложены сверхпроводящие островки (синий) при $T < T^*$. Оно используется в моделировании Монте-Карло. (б, в) Зависимость доли критического сверхпроводящего объема по оси x (ϕ_x^c) и оси y (ϕ_y^c) от отношения длин образца по оси x и y (L_x/L_y) и от соотношения L_y и диаметра сверхпроводящих островков d . ϕ_i^c определяется формулой $p_i(\phi_i^c) = 1/2$. (г) Зависимость ϕ_y^c (синяя, точки) и ϕ_x^c (зеленая, штрихи) от L_x/L_y для $d = L_y/5$; (вставка) найдено эмпирическое соотношение $\phi_y^c \propto (L_x/L_y)^{-0.38}$. (д) Зависимость ϕ_y^c (синяя, точки) и ϕ_x^c (зеленая, штрихи) от L_x/d для $L_x/L_y = 20$.

$d = \text{const.}$, ϕ_x^c не сильно изменяется по мере увеличения длины образца. Однако при этом ϕ_y^c быстро уменьшается. С другой стороны, если длина образца $L_z = \text{const}$ и диаметр сверхпроводящих островов $d = \text{const}$, то оба ϕ_x^c и ϕ_y^c быстро убывают. Также можно сделать вывод, что когда L_x и L_y постоянны, ϕ_x^c быстро увеличивается с уменьшением d . Однако ϕ_y^c не сильно изменяется с уменьшением d . Наш анализ также дал эмпирическую зависимость ϕ_y^c от отношения длин образца $\phi_y^c \propto (L_x/L_y)^{-0.38}$. Таким образом ϕ_y^c уменьшается с увеличением L_x . Это показано на вставке к рис. 5 (г). Физический смысл этих результатов заключается в том, что среди разных образцов перколяция происходит в первую очередь в более узких образцах. Точно так же образец с самыми большими островками будет иметь самую низкую ϕ_i^c . Мы приходим к выводу, что T_c может быть увеличена за счет уменьшения размера образцов и создания благоприятных условий для возникновения более крупных сверхпроводящих островков.

Далее в нашей работе анализируется влияние скорости охлаждения на размер и форму сверхпроводящих доменов в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$. Это единственное соединение в семействе органических сверхпроводников, которое становится сверхпроводящим при атмосферном давлении. В $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ сверхпроводящий переход контролируется скоростью охлаждения [40]. Если образец охлаждается очень быстро, то происходит

переход в **ВСП** при $T_{SDW} \approx 4 - 5 \text{ K}$ [36; 46; 89]. Однако если образец охлаждают медленно, то появляется переход в сверхпроводящую фазу при $T_c \approx 1.3 \text{ K}$ [90; 91]. Недавние эксперименты показали, что в **(TMTSF)₂ClO₄** при охлаждении сосуществуют сверхпроводящая, **ВСП** и металлическая фазы [27; 29]. С кристаллографической точки зрения это объясняется представлением, что упорядоченные анионные домены **ClO₄** погружены в неупорядоченный фон. При охлаждении со средней скоростью упорядоченные домены остаются металлическими и при $T < T^*$ эти металлические домены превращаются в сверхпроводящую фазу.

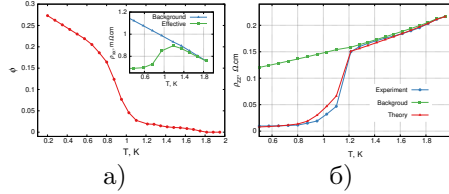


Рис. 6 — (а) Доля сверхпроводящего объема ϕ , рассчитанная с использованием экспериментальных данных из рис. 2 [27] и уравнения (14) для скорости охлаждения 100 К/мин; (вставка) Удельное сопротивление вдоль оси x в магнитном поле, приложенном параллельно оси z , при $B = 0 \text{ T}$ (синяя) и $B = 2 \text{ T}$ (зеленая). Оно получено из рис. 2 (с) работы [27]. (б) Сравнение экспериментального [27] и теоретического (уравнение (12)) удельных сопротивлений по оси z .

С использованием данной теории была рассчитана форма сверхпроводящих доменов. Экспериментальные данные для скорости охлаждения 100 К/мин взяты из рис. (2) работы [27]. Рассчитанная с использованием уравнения (14) доля сверхпроводящего объема ϕ показана на рис. 6 (а). С использованием этого ϕ в уравнении (12) рассчитывается удельное сопротивление вдоль оси z ρ_{zz} . Это показано на рис. 6 (б). Хорошая согласованность теории и эксперимента доказывает правильность нашей модели. Отношение полуосей (a_z/a_x) также определяется из этого анализа: (I) при $T \approx 1,2 \text{ K}$ $a_z/a_x \approx 0,16$; (II) при $T \approx 0,5 \text{ K}$ $a_z/a_x \approx 0,85$. Это значит, что при $T \rightarrow 0 \text{ K}$ отношение $a_z/a_x \rightarrow 1$. Температурная зависимость a_z/a_x может свидетельствовать об образовании крупных и почти изотропных кластеров мелких сверхпроводящих включений. Поскольку отношение a_z/a_x всегда больше, чем отношение сверхпроводящих длин когерентности $\xi_z/\xi_x \approx 0,03$, можно сделать вывод, что в **(TMTSF)₂ClO₄** сверхпроводящие островки возникают из-за упорядочения анионов, а не из-за сверхпроводящей флуктуации.

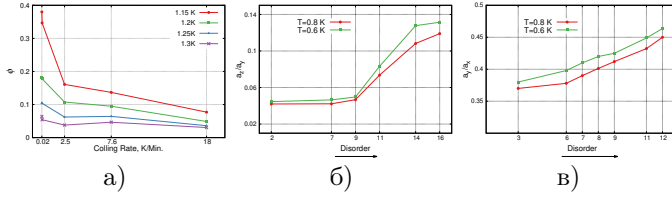


Рис. 7 — (а) Зависимость доли сверхпроводящего объема ϕ от скорости охлаждения (рассчитывается из рис. 1 (d) работы [29]). ϕ находится из уравнения (14). (б, в) Зависимость соотношения полуосей a_z/a_y и a_y/a_x от неупорядоченности образцов. Экспериментальные данные получены из рис. 3 и 4 работы [27].

Далее мы исследуем влияние скорости охлаждения на размер сверхпроводящих доменов. Экспериментальные данные для удельного сопротивления при скорости охлаждения от 0,02 K/мин до 18 K/мин были взяты из рис. 1 (d) работы [29]. На рис. 7 (а) показана сильная зависимость ϕ от скорости охлаждения. При низкой скорости охлаждения (0,02 K/мин) ϕ быстро увеличивается с понижением температуры. Однако при высокой скорости охлаждения (18 K / мин) эта зависимость слабая. Поскольку сверхпроводящие домены развиваются только в упорядоченных областях СЮ_4 , то мы можем заключить, что: (I) при высокой скорости охлаждения среднее расстояние между сверхпроводящими доменами велико, а размер доменов мал; (II) При низкой скорости охлаждения среднее расстояние между сверхпроводящими доменами невелико, а их размер велик, поэтому легко образуются большие кластеры или сверхпроводящие островки.

Аналогичный анализ проводится для BEDT. Экспериментальные данные взяты из [92]. Как и в случае $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, фоновая проводимость определяется путем экстраполяции с высокой температуры. Предполагается, что температура возникновения сверхпроводимости составляет $T^* \approx 8 - 9$ K. ϕ находится из удельного сопротивления по оси z с помощью уравнения (14), как показано на рис. 8 (а). Из этого ϕ с помощью уравнения (12) рассчитывается удельное сопротивление по осям x, y. Сравнение расчетных и экспериментальных значений удельного сопротивления показано на рис. 8 (б-г). Форма включений определяется как

$$\beta \equiv \frac{a_y}{a_x} \approx 2, \quad \gamma \equiv \frac{a_z}{a_x} \approx 0.13. \quad (18)$$

Чтобы убедиться, что расчетное значение ϕ является правильным, ϕ также вычисляется из магнитной восприимчивости (рис. 8(а)). Магнитная восприимчивость χ при температуре $T < 9$ K взята из [92]. Большое падение χ при $T \approx 1,5$ K в сильном магнитном поле (8 кЭ) и слабом магнитном поле (2,8 кЭ) не может быть объяснено стандартной теорией флуктуаций

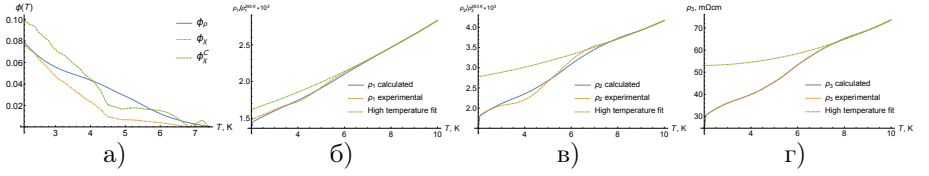


Рис. 8 — (а) Температурная зависимость доли сверхпроводящего объема ϕ_ρ в $(\text{BEDT-TTF})_2\text{I}_3$, рассчитанная по данным удельного сопротивления из [92] с использованием уравнения (14). Температурная зависимость доли сверхпроводящего объема ϕ_χ в $(\text{BEDT-TTF})_2\text{I}_3$, рассчитанная по данным магнитной восприимчивости из [93] с использованием уравнения (19) (температурно-независимый коэффициент $C=2600$). ϕ_χ^C рассчитана с использованием температурно-зависимого коэффициента $C(T)$ из уравнения (22). (б,в,г) Сравнение рассчитанного, экспериментального и фонового удельных сопротивлений. Экспериментальные значения взяты из [92]. Фоновые удельные сопротивления по трем осям представлены как: $\rho_1^m(T) = (1.429 + 0.084\text{K}^{-1}T + 0.006\text{K}^{-2}T^2)\rho_1(293\text{K}) \times 10^{-3}$, $\rho_2^m(T) = (2.616 + 0.063\text{K}^{-1}T + 0.009\text{K}^{-2}T^2)\rho_2(293\text{K}) \times 10^{-3}$, and $\rho_3^m(T) = (47.821 + 0.025\text{K}^{-1}T + 0.255\text{K}^{-2}T^2)\text{m}\Omega\cdot\text{cm}$. Здесь $\rho_1^{293\text{K}} = 54.15\text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$, $\rho_2^{293\text{K}} = 86.64\text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$.

сверхпроводимости [24]. Следовательно, мы предполагаем, что это связано с развитием сверхпроводящих доменов. В первом приближении изменение восприимчивости $\chi_{2.8} - \chi_8 \equiv \Delta\chi$ пропорционально доле сверхпроводящего объема. Поскольку восприимчивость сверхпроводника равна $\chi_{SC} \equiv -1/4\pi$, то

$$\phi_\chi \approx C \frac{\Delta\chi}{\chi_{SC}}. \quad (19)$$

Значение константы $C = 2,6 \times 10^{-3}$ находится из предположения, что доли сверхпроводящего объема, полученные из удельного сопротивления (ϕ_ρ) и из магнитной восприимчивости (ϕ_χ), при $T \approx 1,5 - 2$ К почти равны друг другу.

Для более точного анализа константа, C должна быть функцией температуры $C(T)$. $C(T)$ зависит от температуры из-за: (I) формы эллипсоидальных включений, (II) глубины лондоновского проникновения, (III) проникновения магнитных вихрей. Поскольку сверхпроводящие домены имеют эллипсоидальную форму, их восприимчивость будет отличаться от восприимчивости идеальной сверхпроводящей сферы $\chi_{SC} = -1/4\pi$. Поправка, обусловленная эллипсоидностью доменов, рассчитывается через коэффициент размагничивания n [94]. Восприимчивость эллипсоида равна $\chi_{\text{ellip}} = -1/[4\pi(1 - n)]$. Для $\beta = 2$ и $\gamma = 0.13$ коэффициент размагничивания равен $n \approx 0,05$, следовательно, $\chi_{\text{ellip}} \approx 1.05 \sim 1$, что очень мало отличается от сферического χ [95].

Если лондоновская глубина проникновения λ больше, чем размер сверхпроводящих доменов, то χ_{ellip} и χ_{SC} заметно различаются. Для сверхпроводящей сферы радиуса $R \ll \lambda$, $\chi_{SC} = R^2/(10\pi\lambda^2)$ [45]. Для эллипсоидального включения $\chi_{ellip} \approx R^2/[10\pi\lambda^2(1-n)]$. Подставляя в уравнение (19) $\chi_{SC} \rightarrow \chi_{ellip}$, получаем разницу в восприимчивости

$$\Delta\chi \approx \chi_{ellip} \times \phi. \quad (20)$$

Поскольку $\lambda(T) \approx \lambda(0)/\sqrt{1-(T/T^*)^4}$ зависит от температуры, $\Delta\chi$ в уравнении (20) также зависит от температуры. Используя $\lambda(T)$ и χ_{ellip} , уравнение (20) можно записать как

$$\Delta\chi \approx -\frac{R^2 [1 - (T/T^*)^4]}{40\pi\lambda(0)^2(1-n)}. \quad (21)$$

Подставляя уравнение (21), в уравнение (19) получаем $C(T)$:

$$C(T) \approx \frac{10\lambda(0)^2(1-n)}{R^2 [1 - (T/T^*)^4]}. \quad (22)$$

Зависимость доли сверхпроводящего объема ϕ_χ^C от температуры с использованием $C(T)$ из уравнения (22) показана на рис. 8 (а). Совпадение значений ϕ_χ^C и ϕ доказывает, что предложенная нами теория дает правильный расчет ϕ .

Из значения наилучшего совпадения ϕ_p с ϕ_χ^C находим $\lambda(0)/R \approx 16$. Следовательно, приблизительный размер сверхпроводящего домена $d = 2R \approx \lambda(0)/8$ **мкм**. Для $\alpha - (BEDT - TTF)_2I_3$ глубина проникновения $\lambda(0) \approx 6$ **мкм**. Поэтому $d = \lambda(0)/8 \approx 0,75$ **мкм** [96]. Это больше, чем длина сверхпроводящей когерентности $\chi_l \approx 10-80$ **нм** [97]. Поэтому мы можем утверждать, что эффект близости и джозефсоновская связь не сильно влияют на результат [45]. Нижнее критическое магнитное поле H_{c1} сверхпроводящего цилиндра обратно пропорционально квадрату его радиуса. Если $\xi \ll R \ll \lambda$, то $H_{c1} \propto (\lambda/R)^2$ [98]. Для BEDT $\lambda/R \approx 16$. В этом случае верхнее критическое поле во включенных сверхпроводящих островках почти в 300 раз больше H_{c1} , поэтому вихри практически не проникают в сверхпроводящие островки. Следовательно, в первом приближении $\Delta\chi$ в уравнении (19) правильно. Это значит, что наша модель применима, когда $\lambda \gg R \gg \xi$.

В четвертой главе разработанная теория успешно применяется к сверхпроводнику на основе железа **FeSe** к купратам **YBa₂Cu₄O₈**. В **FeSe**, хотя сверхпроводящий переход происходит при $T_c \approx 8$ **K**, дополнительная проводимость из-за сверхпроводящих островков появляется почти при 40 **K**. Это важно, потому что под давлением для FeSe $T_c \sim 40$ **K** [99]. Следовательно, давление действует как катализатор для образования более крупных сверхпроводящих доменов. Поскольку сверхпроводимость в

гидридах при комнатной температуре появляется под очень высоким давлением, то понимание механики сверхпроводящих доменов в **FeSe** поможет нам получить сверхпроводимость при комнатной температуре при более низком или атмосферном давлении как в гидридах так и в других нетрадиционных сверхпроводниках.

В недавнем эксперименте с FeSe было обнаружено, что избыточная проводимость в плоскости x - y намного ниже, чем в направлении оси z при $T \lesssim 35 - 40 \text{ K}$ [30]. Такое поведение не может быть объяснено имеющейся теорией флуктуационной сверхпроводимости [76], поскольку она утверждает, что избыточная проводимость вдоль оси z будет намного ниже, чем в плоскости x - y . Однако наша модель идеально описывает результаты эксперимента. Согласно нашей модели, при $T < T^*$ в материалах образуются небольшие сверхпроводящие островки. С понижением температуры эти островки становятся больше и при $T = T_c$ открывается непрерывной сверхпроводящий канал. Следовательно, можно объяснить увлечение проводимости вдоль оси z эллипсоидальной формы сверхпроводящих островков.

В **FeSe** проводимость в плоскости x - y примерно одинакова по осям x и y , то есть $\sigma_{xx} \approx \sigma_{yy}$. Однако проводимость по оси z σ_{zz} намного ниже, чем в плоскости x - y , то есть $\sigma_{zz} \ll \sigma_{xx} \approx \sigma_{yy}$. Поэтому естественно предположить, что сверхпроводящие домены представляют собой вытянутые сфероиды ($a_x = a_y < a_z$). Для вытянутых сфероидов с осью симметрии вдоль оси z условие деполяризации из уравнения (8)

$$A = \begin{pmatrix} Q & 0 & 0 \\ 0 & Q & 0 \\ 0 & 0 & 1 - 2Q \end{pmatrix}, \quad (23)$$

где

$$Q = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{1}{\gamma^2 - 1} \left[1 - \frac{1}{1 - 2\chi} \ln \left(\frac{1 + \chi}{1 - \chi} \right) \right] \right\}. \quad (24)$$

В уравнении (24) $\gamma = a_z/a_x$ и $\chi = \sqrt{1 - 1/\gamma}$. Для критически сильно вытянутых сфероидов ($\gamma \gg 1$) значение Q в уравнении (24) упрощается до

$$Q = \frac{1}{2} + \frac{2 - \ln(4\gamma)}{4\gamma}. \quad (25)$$

Используя эти деполяризационные члены в уравнении (12), получаем эффективную проводимость вдоль осей x , y и z :

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \sigma_{xx}^b \left[\frac{1}{1 - \phi} + \phi \right] \\ \sigma_{yy} &= \sigma_{yy}^b \left[\frac{1}{1 - \phi} + \phi \right] \\ \sigma_{zz} &= \sigma_{xx}^b \left[\frac{\eta}{1 - \phi} + \frac{2\gamma\phi}{\ln(4\gamma/\eta) - 2} \right], \end{aligned} \quad (26)$$

где отношение $\eta = \sigma_{zz}^b / \sigma_{xx}^b$ показывает анизотропию среды. Для вычисления σ_{zz} в уравнении (26) мы использовали фоновую проводимость вдоль оси x .

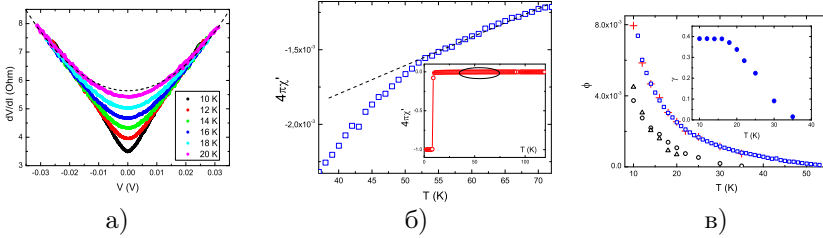


Рис. 9 — (а) Температурная зависимость дифференциальной проводимости (dV/dI) вдоль оси z в **FeSe**. Пунктирная линия представляет собой квадратичную зависимость dV/dI от потенциала. (б) Температурная зависимость магнитной восприимчивости. Отклонение экспериментальных значений (синий, квадрат) от линейной зависимости (черный, пунктир) при $T_c < T < 55 K$ означает неоднородную сверхпроводимость; (вставка) Восприимчивость во всем температурном диапазоне. (в) Температурная зависимость ϕ , рассчитанная из экспериментов по удельному сопротивлению (кружки, уравнение (26) и магнитной восприимчивости (треугольники, уравнение (22) для сферических включений ($\gamma = a_z^2/a_x^2 = 1$)). Аналогичным образом, температурная зависимость $\phi(T)$, рассчитанная на основе транспортного эксперимента (квадрат, синий) и магнитных измерений (крестик, красный) с использованием $\gamma(T)$; (вставка) Температурная зависимость $\gamma(T) = a_z^2/a_x^2$.

Из эксперимента по измерению дифференциальной проводимости (dV/dI) образца **FeSe** (рис. 9 (а)) можно увидеть, что обратная квадратичная зависимость сопротивления от потенциала наблюдается только при высоких температурах. При низкой температуре и низком потенциале наблюдается дополнительное падение сопротивления. Эта дополнительная проводимость может быть объяснена наличием неоднородной сверхпроводимости. Точно так же эксперимент по измерению магнитной восприимчивости (рис. 9 (б)) показывает отклонение от линейной зависимости. Такое поведение свидетельствует о наличии неоднородной сверхпроводимости при температуре $T > T_c$. На рис. 9 (в) представлена зависимость доли сверхпроводящего объема ϕ от температуры. Кружки на рис. 9 (в) представляют ϕ , рассчитанную на основе транспортных измерений с использованием уравнения (26). Аналогично квадраты представляют ϕ , рассчитанную из магнитных измерений с использованием уравнения (19). В обоих случаях предполагалось, что сверхпроводящие включения имеют

сферическую форму ($\gamma = 1$). Однако форма ($\gamma = a_z/a_x$) сверхпроводящих включений изменяется с понижением температуры. Эти значения $\gamma(T)$ находятся из наиболее совпадающих значений экспериментального удельного сопротивления и удельного сопротивления, рассчитанного с использованием уравнения (26). Температурная зависимость $\gamma(T)$ показана на вставке к рис. 9 (в). Можно заметить, что $\gamma(T) \approx 0,6$ не зависит от температуры при $T < 17$ К. Такое поведение может свидетельствовать о переходе от макроскопических сверхпроводящих доменов к микроскопическим сверхпроводящим доменам, потому что $\gamma \approx 0,6$ при низкой температуре приближается к отношению сверхпроводящих длин когерентности $\xi_z/\xi_x \approx 0,4$ [100]. Различие в длине когерентности можно объяснить кластеризацией сверхпроводящих включений. При использовании $\gamma(T)$ доля сверхпроводящего объема ϕ рассчитывается с использованием транспортных измерений (уравнение (26), квадрат) и магнитных измерений (уравнение (21), крестики). Это показано на рис. 9 (в).

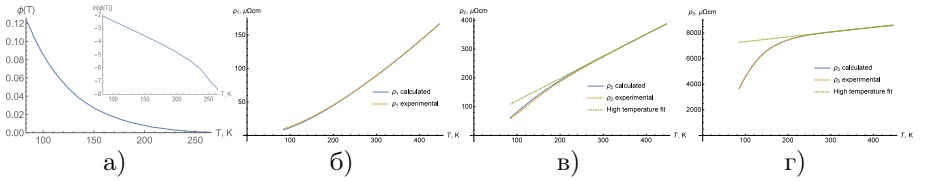


Рис. 10 — (а) Доля сверхпроводящего объема ϕ , найденная из уравнения (14) с использованием удельного сопротивления по оси z ; (б) экспериментальное и расчетное удельные сопротивления вдоль оси x , полученные с помощью уравнения (12); (в) экспериментальное и расчетное удельные сопротивления вдоль оси y , полученные с помощью уравнения (12). Удельное сопротивление фоновой фазы $\rho_{yy}^b = [43,5 + 0,772 K^{-1} T] \mu\Omega\cdot\text{см}$ найдено подгонкой при высоких температурах; (г) экспериментальное и расчетные удельные сопротивления вдоль оси z , найденные с помощью уравнения (12). Удельное сопротивление фоновой фазы $\rho_{zz}^b = [6950 + 3,75 K^{-1} T] \mu\Omega\cdot\text{см}$ найдено подгонкой при высоких температурах.

Также разработанная теория применяется к $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$. Для анализа $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ используется удельное сопротивление из [82] (см. рис. 2 работы [82]). В $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ при нулевом магнитном поле предполагается, что фоновая фаза является нормальной металлической фазой. Фоновое удельное сопротивление определяется путем экстраполяции удельного сопротивления из высокой температуры (см. рис. 10 (б-с)). Для расчета ϕ выбирается ось z поскольку падение удельного сопротивления вдоль оси z наиболее заметно. С использованием уравнения (14) ϕ определяется по удельному сопротивлению вдоль оси z , как показано на рис.

10 (а). Полученное значение ϕ используется для расчета эффективного удельного сопротивления по осям x и y . Расчетное и экспериментальное сопротивления показаны на рис. 10 (б-г). Из значений, когда расчетное и экспериментальное сопротивления совпадают наилучшим образом, находим форму сверхпроводящего включения:

$$\beta \equiv \frac{a_y}{a_x} \approx 1, \quad \gamma \equiv \frac{a_z}{a_x} \approx 0.14. \quad (27)$$

Включения представляют собой вытянутые сфероиды. Следует отметить, что соотношение полуосей включений пропорционально отношению сверхпроводящих длин когерентности по соответствующим осям. Следовательно, $\beta \approx \xi_y/\xi_x$ и $\gamma \approx \xi_z/\xi_x$ [101]. Также мы показали, почему теория сверхпроводящих флуктуаций не может объяснить анизотропное падение сопротивления в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$.

В заключении нами приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем.

В главе 2 мы обобщили расчет проводимости в неоднородных по изотропных проводниках на случай неанизотропных материалов. На основе полученных формул мы разработали модель для расчета сверхпроводящего объема в таких неоднородных сверхпроводниках с использованием приближения **Максвелла — Гарнетта**. Практически во всех нетрадиционных сверхпроводниках сверхпроводящая фаза конкурирует с **АФ**, **ВСП** и **ВЗП** фазами [2]. Благодаря этому на фазовых диаграммах вблизи этих фаз всегда появляется сверхпроводящая фаза. Это приводит к сосуществованию сверхпроводящей и **АФ**, **ВСП**, **ВЗП** фаз вблизи T_c , а в некоторых случаях — и при гораздо более высоких температурах. В такой ситуации обычно сверхпроводящие домены присутствуют в фоновой фазе. Также мы показали как можно использовать нашу модель в анизотропных материалах. Также в главе 2 мы показали, что разными квантовомеханическими эффектами такими как *андреевское отражение*, (ii) *эффект близости*, (iii) *джозефсоновская связь между сверхпроводящими доменами*, можно пренебречь в нашей модели.

В главе 3 мы применили нашу модель к органическим сверхпроводникам, а именно, к $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$, $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ и $(\text{BEDT—TTF})_2\text{I}_3$. Мы объяснили причину анизотропности T_c в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$, используя теорию перколяции. Применения метод **Монте—Карло**, мы доказали, что вероятность перколяции всегда выше вдоль самой короткой оси. Это объясняет, почему T_c выше для оси z . Также мы нашли, что при большой скорости охлаждения отношение a_z/a_x в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ увеличивается. Также используя магнитную восприимчивость в $(\text{BEDT—TTF})_2\text{I}_3$, мы сравнили полученные ϕ с данными эксперимента по сопротивлению. Также в этой главе мы показали, что анизотропность T_c в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ [25] можно объяснить без модели нитевидной сверхпроводимости.

В главе 4 мы объяснили увеличение T_c при уменьшении ширины образцов **FeSe** [32]. Также, используя эксперимент магнитной восприимчивости в **FeSe**, мы нашли температурную зависимость $\gamma = a_z/a_x$ в **FeSe**. В этой же главе мы применили нашу модель к купратам, а именно, к **YBa₂Cu₄O₈**. Наш анализ показывает, что в **YBa₂Cu₄O₈** сверхпроводящие домены появляются при температурах гораздо выше, чем T_c . Также наш метод можно использовать для нахождения объема сверхпроводящих доменов в других купратах, в которых сверхпроводящая фаза сосуществует с другими фазами [66–70]. Здесь мы объяснили почему модель сверхпроводящих флуктуаций [102] и некогерентные модели перехода в сверхпроводящее состояние в слоистых сверхпроводниках [82] не могут полностью объяснить наблюдаемое анизотропное падение сопротивления.

Для наилучшего использования нашего предложенного метода необходимы следующие экспериментальные данные: (i) температурная зависимость удельного сопротивления $\rho_{ii}(T)$ вдоль каждой из осей кристалла. Если кристалл имеет орторомбическую или более низкую симметрию, то нужны данные по всем трем осям. Если две или три главные оси кристалла эквивалентны по симметрии, то нужны данные только по двум или одной оси соответственно; (ii) $\rho_{ii}(T, H_0)$ при магнитном поле $H_0 > H_c$, разрушающем сверхпроводящую фазу. $\rho_{ii}(T, H_0)$ требуется чтобы получить удельное сопротивление $\rho_{ii}^b(T)$ фоновой однородной фазы. При отсутствии $\rho_{ii}(T, H_0)$ необходимо произвести экстраполяцию $\rho_{ii}(T)$ при $T \gg T^*$, чтобы получить $\rho_{ii}^b(T)$, но этот расчет менее точен. В случае включений ВСП или ВЗП фаз можно также применить внешнее давление, разрушающее ВСП или ВЗП, чтобы получить $\rho_{ii}^b(T)$; (iii) данные о магнитной восприимчивости, особенно для всех неэквивалентных осей. Они помогают независимо проверить полученные микроскопические параметры и позволяют оценить средний размер сверхпроводящих включений [31; 44].

Список литературы

1. *Webb, G.* Superconductivity in the Elements, Alloys and Simple Compounds [Текст] / G. Webb, F. Marsiglio, J. Hirsch // Physica C: Superconductivity and its Applications. — 2015. — July. — Vol. 514. — P. 17–27. — URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0921453415000647> (visited on 05/10/2021).
2. *Stewart, G. R.* Unconventional Superconductivity [Текст] / G. R. Stewart // Advances in Physics. — Abingdon, 2017. — Июнь. — Т. 66, № 2. — С. 75–196.
3. *Pfleiderer, C.* Superconducting Phases of f-Electron Compounds [Текст] / C. Pfleiderer // Reviews of Modern Physics. — 2009. — Nov. — Vol. 81, no. 4. — P. 1551–1624. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.81.1551> (visited on 05/09/2021).
4. *Shen, K. M.* Cuprate High-Tc Superconductors [Текст] / K. M. Shen, J. S. Davis // Materials Today. — 2008. — Сент. — Т. 11, № 9. — С. 14–21. — URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1369702108701755> (дата обр. 14.11.2020).

5. *Hosono, H.* Iron-Based Superconductors: Current Status of Materials and Pairing Mechanism [Tekcr] / H. Hosono, K. Kuroki // *Physica C: Superconductivity and its Applications*. — 2015. — July. — Vol. 514. — P. 399–422. — URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0921453415000477> (visited on 11/14/2020).
6. *Singleton, J.* Quasi-Two-Dimensional Organic Superconductors: A Review [Tekcr] / J. Singleton, C. Mielke // *Contemporary Physics*. — 2002. — Mar. — Vol. 43, no. 2. — P. 63–96. — URL: <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/00107510110108681> (visited on 05/09/2021).
7. *Jerome, D.* Organic Conductors: From Charge Density Wave TTF-TCNQ to Superconducting (TMTSF)₂PF₂ [Tekcr] / D. Jerome // *Chemical Reviews*. — Washington, 2004. — Nov. — Vol. 104, no. 11. — P. 5565–5591.
8. *Chu, C.* Hole-Doped Cuprate High Temperature Superconductors [Tekcr] / C. Chu, L. Deng, B. Lv // *Physica C: Superconductivity and its Applications*. — 2015. — July. — Vol. 514. — P. 290–313. — URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0921453415000878> (visited on 05/10/2021).
9. Room-Temperature Superconductivity in a Carbonaceous Sulfur Hydride [Tekcr] / E. Snider [et al.] // *Nature*. — 2020. — Oct. — Vol. 586, no. 7829. — P. 373–377. — URL: <http://www.nature.com/articles/s41586-020-2801-z> (visited on 05/07/2021).
10. *Scalapino, D. J.* A Common Thread: The Pairing Interaction for Unconventional Superconductors [Tekcr] / D. J. Scalapino // *Reviews of Modern Physics*. — 2012. — Oct. — Vol. 84, no. 4. — P. 1383–1417. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.84.1383> (visited on 05/08/2021).
11. *Moriya, T.* Developments of the Theory of Spin Fluctuations and Spin Fluctuation-Induced Superconductivity [Tekcr] / T. Moriya // *Proceedings of the Japan Academy, Series B*. — 2006. — Vol. 82, no. 1. — P. 1–16. — URL: <http://joi.jlc.jst.go.jp/JST.JSTAGE/pjab/82.1?from=CrossRef> (visited on 05/10/2021).
12. *Hirschfeld, P. J.* Using Gap Symmetry and Structure to Reveal the Pairing Mechanism in Fe-based Superconductors [Tekcr] / P. J. Hirschfeld // *Comptes Rendus Physique*. — 2016. — Jan. — Vol. 17, no. 1/2. — P. 197–231. — URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1631070515001693> (visited on 05/10/2021).
13. *Hirsch, J. E.* Nonstandard Superconductivity or No Superconductivity in Hydrides under High Pressure [Tekcr] / J. E. Hirsch, F. Marsiglio // *Physical Review B*. — 2021. — Apr. — Vol. 103, no. 13. — P. 134505. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.103.134505> (visited on 05/07/2021).
14. *Mizuguchi, Y.* Layered Superconductors [Tekcr] / Y. Mizuguchi // *Condensed Matter*. — 2018. — Feb. — Vol. 3, no. 1. — P. 4. — URL: <http://www.mdpi.com/2410-3896/3/1/4> (visited on 05/10/2021).
15. From Quantum Matter to High-Temperature Superconductivity in Copper Oxides [Tekcr] / B. Keimer [et al.] // *Nature*. — 2015. — Feb. — Vol. 518, no. 7538. — P. 179–186. — URL: <http://www.nature.com/articles/nature14165> (visited on 04/23/2021).
16. Unified Phase Diagram for Iron-Based Superconductors [Tekcr] / Y. Gu [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2017. — Oct. — Vol. 119, no. 15. — P. 157001. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.157001> (visited on 04/23/2021).

17. *Brown, S. E.* Organic Superconductors: The Bechgaard Salts and Relatives [Текст] / S. E. Brown // Physica C: Superconductivity and its Applications. — 2015. — Июль. — Т. 514. — С. 279—289. — (Superconducting Materials: Conventional, Unconventional and Undetermined). — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S092145341500057X> (дата общ. 10.09.2020).
18. Superconductivity and Quantum Criticality in CeCoIn₅ [Текст] / V. A. Sidorov [et al.] // Physical Review Letters. — College Pk, 2002. — Oct. — Vol. 89, no. 15. — P. 157004. — URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.89.157004>.
19. Coexistence of Superconductivity and Spin Density Wave in Underdoped YBa₂Cu₄O₈ [Текст] / K. Katayama [et al.] // Physica C: Superconductivity. — 2004. — Oct. — Vol. 412—414. — P. 526—529. — URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0921453404007324> (visited on 04/27/2021).
20. *Maple, M.* Interplay between Superconductivity and Magnetism [Текст] / M. Maple // Physica B: Condensed Matter. — 1995. — Oct. — Vol. 215, no. 1. — P. 110—126. — URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0921452695000314> (visited on 05/08/2021).
21. *Benali, A.* Pressure-Induced Coexistence of Superconductivity and Magnetism in Organic Conductors κ - (BEDT-TTF)₂-X [Текст] / A. Benali // Solid State Communications. — 2008. — Apr. — Vol. 146, no. 3/4. — P. 186—191. — URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0038109808000719> (visited on 05/09/2021).
22. Reentrant Superconductivity of the Deuterated Salt of κ - (BEDT-TTF)₂ Cu[N(CN)₂Br] under Pressure [Текст] / H. Ito [et al.] // Journal of the Physical Society of Japan. — 2000. — Jan. — Vol. 69, no. 1. — P. 290—291. — URL: <https://journals.jps.jp/doi/10.1143/JPSJ.69.290> (visited on 05/09/2021).
23. Domain Walls at the Spin-Density-Wave Endpoint of the Organic Superconductor (TMTSF)₂-PF₆ under Pressure [Текст] / N. Kang [et al.] // Physical Review B. — College Pk, 2010. — Mar. — Vol. 81, no. 10. — P. 100509. — URL: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.81.100509>.
24. Pressure Dependence of the Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov State in CeCoIn₅ [Текст] / C. F. Miclea [et al.] // Physical Review Letters. — 2006. — Mar. — Vol. 96, no. 11. — P. 117001. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.117001> (visited on 05/09/2021).
25. Evolution of the Spin-Density Wave-Superconductivity Texture in the Organic Superconductor (TMTSF)₂-PF₆ under Pressure [Текст] / C. Pasquier [et al.] // Physica B: Condensed Matter. — 2012. — June. — Vol. 407, no. 11. — P. 1806—1809. — URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0921452612000403> (visited on 11/14/2020).
26. Coexistence of Spin Density Waves and Superconductivity in (TMTTF)₂PF₆ [Текст] / A. Narayanan [et al.] // Physical Review Letters. — 2014. — Apr. — Vol. 112, no. 14. — P. 146402. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.146402> (visited on 10/25/2020).
27. Coexistence of Superconductivity and Spin-Density Wave in (TMTSF)₂ClO₄: Spatial Structure of the Two-Phase State [Текст] / Y. A. Gerasimenko [et al.] // Physical Review B. — 2014. — Feb. — Vol. 89, no. 5. — P. 054518. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.89.054518> (visited on 10/08/2020).
28. Role of Anion Ordering in the Coexistence of Spin-Density-Wave and Superconductivity in (TMTSF)₂ClO₄ [Текст] / Y. A. Gerasimenko [et al.] // JETP Letters. — 2013. — June. — Vol. 97, no. 7. — P. 419—424. — URL: <http://link.springer.com/10.1134/S0021364013070060> (visited on 06/29/2021).

29. Crossover from Impurity-Controlled to Granular Superconductivity in $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [Текст] / S. Yonezawa [и др.] // Physical Review B. — 2018. — Янв. — Т. 97, № 1. — С. 014521. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.97.014521> (дата обр. 08.10.2020).
30. Gossamer High-Temperature Bulk Superconductivity in FeSe [Текст] / A. A. Sinchenko [и др.] // Physical Review B. — 2017. — Апр. — Т. 95, № 16. — С. 165120. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.95.165120> (дата обр. 08.10.2020).
31. Anisotropic Effect of Appearing Superconductivity on the Electron Transport in FeSe [Текст] / P. D. Grigoriev [и др.] // JETP Letters. — 2017. — Июнь. — Т. 105, № 12. — С. 786—791. — URL: <http://link.springer.com/10.1134/S0021364017120074> (дата обр. 12.10.2020).
32. Excess Conductivity of Anisotropic Inhomogeneous Superconductors Above the Critical Temperature [Текст] / T. I. Mogilyuk [и др.] // Physics of the Solid State. — 2019. — Сент. — Т. 61, № 9. — С. 1549—1552. — URL: <http://link.springer.com/10.1134/S1063783419090166> (дата обр. 08.10.2020).
33. Superconductivity in a Synthetic Organic Conductor $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ [Текст] / D. Jérôme [и др.] // Journal de Physique Lettres. — 1980. — Т. 41, № 4. — С. 95—98. — URL: <http://www.edpsciences.org/10.1051/jphyslet:0198000410409500> (дата обр. 25.10.2020).
34. Coexistence of Superconductivity and Spin Density Wave Orderings in the Organic Superconductor $(\text{TMTTF})_2\text{PF}_6$ [Текст] / T. Vuletić [и др.] // The European Physical Journal B. — 2002. — Февр. — Т. 25, № 3. — С. 319—331. — URL: <http://link.springer.com/10.1140/epjb/e20020037> (дата обр. 25.10.2020).
35. *Schwenk, H.* Resistivity of the Organic Superconductor Ditetramethyltetraselenafulvalenium Perchlorate, $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$, in Its Relaxed, Quenched, and Intermediate State [Текст] / H. Schwenk, K. Andres, F. Wudl // Physical Review B. — 1984. — Jan. — Vol. 29, no. 1. — P. 500—502. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.29.500> (visited on 11/16/2020).
36. *Takahashi, T.* Observation of a Magnetic State in the Organic Superconductor $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$: Influence of the Cooling Rate [Текст] / T. Takahashi, D. Jérôme, K. Bechgaard // Journal de Physique Lettres. — 1982. — Т. 43, № 15. — С. 565—573. — URL: <http://www.edpsciences.org/10.1051/jphyslet:019820043015056500> (дата обр. 08.10.2020).
37. X-Ray Evidence of a Structural Phase Transition in Di-Tetramethyltetraselenafulvalenium Perchlorate $[(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4]$, Pristine and Slightly Doped [Текст] / J. P. Pouget [и др.] // Physical Review B. — 1983. — Апр. — Т. 27, № 8. — С. 5203—5206. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.27.5203> (дата обр. 08.10.2020).
38. Temperature and Pressure Dependencies of the Crystal Structure of the Organic Superconductor $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [Текст] / D. Le Pévelén [et al.] // The European Physical Journal B. — 2001. — Feb. — Vol. 19, no. 3. — P. 363—373. — URL: <http://link.springer.com/10.1007/s100510170312> (visited on 10/12/2020).
39. Superconductivity in an Organic Solid. Synthesis, Structure, and Conductivity of Bis(Tetramethyltetraselenafulvalenium) Perchlorate, $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [Текст] / K. Bechgaard [et al.] // Journal of the American Chemical Society. — 1981. — May. — Vol. 103, no. 9. — P. 2440—2442. — URL: <https://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/ja00399a065> (visited on 10/08/2020).
40. Zero-Pressure Organic Superconductor: Di-(Tetramethyltetraselenafulvalenium)-Perchlorate $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [Текст] / K. Bechgaard [et al.] // Physical Review Letters. — 1981. — Mar. — Vol. 46, no. 13. — P. 852—855. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.46.852> (visited on 10/07/2020).

41. *Pouget, J.-P.* Structural Aspects of the Bechgaard and Fabre Salts: An Update [Текст] / J.-P. Pouget // Crystals. — 2012. — May. — Vol. 2, no. 2. — P. 466—520. — URL: <http://www.mdpi.com/2073-4352/2/2/466> (visited on 10/08/2020).
42. High Resolution X-Ray Scattering Study of the Anion Ordering Phase Transition of (TMTSF)₂ClO₄ [Текст] / J.-P. Pouget [et al.] // Journal of the Physical Society of Japan. — 1990. — June. — Vol. 59, no. 6. — P. 2036—2053. — URL: <http://journals.jps.jp/doi/10.1143/JPSJ.59.2036> (visited on 10/22/2020).
43. Quenching Effect of the Anion Ordering in the Organic Superconductor (TMTSF)₂ClO₄ [Текст] / S. Kagoshima [и др.] // Solid State Communications. — 1983. — Июнь. — Т. 46, № 12. — С. 867—870. — URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0038109883902995> (дата обр. 09.05.2021).
44. Conductivity of Anisotropic Inhomogeneous Superconductors above the Critical Temperature [Текст] / S. S. Seidov [и др.] // Physical Review B. — 2018. — Июль. — Т. 98, № 1. — С. 014515. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.98.014515> (дата обр. 08.10.2020).
45. *Tinkham, M.* Introduction to Superconductivity [Текст] / M. Tinkham. — Courier Corporation, 01/2004. — URL: https://books.google.ru/books/about/Introduction_to_Superconductivity.html?id=VpUk3NfwDlkC&redir_esc=y.
46. *Ishiguro, T.* Organic Superconductors [Текст]. Т. 88 / T. Ishiguro, K. Yamaji, G. Saito ; под ред. M. Cardona [и др.]. — Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1998. — (Springer Series in Solid-State Sciences). — URL: <http://link.springer.com/10.1007/978-3-642-58262-2> (дата обр. 14.11.2020).
47. *Mori, T.* Structural Genealogy of BEDT-TTF-Based Organic Conductors I. Parallel Molecules: β and β'' Phases [Текст] / T. Mori // Bulletin of the Chemical Society of Japan. — 1998. — Nov. — Vol. 71, no. 11. — P. 2509—2526. — URL: <http://www.journal.csj.jp/doi/10.1246/bcsj.71.2509> (visited on 05/09/2021).
48. *Mori, T.* Structural Genealogy of BEDT-TTF-Based Organic Conductors II. Inclined Molecules: α , and κ Phases [Текст] / T. Mori, H. Mori, S. Tanaka // Bulletin of the Chemical Society of Japan. — 1999. — Feb. — Vol. 72, no. 2. — P. 179—197. — URL: <http://www.journal.csj.jp/doi/10.1246/bcsj.72.179> (visited on 05/09/2021).
49. *Mori, T.* Structural Genealogy of BEDT-TTF-Based Organic Conductors III. Twisted Molecules: δ and α' Phases [Текст] / T. Mori // Bulletin of the Chemical Society of Japan. — 1999. — Sept. — Vol. 72, no. 9. — P. 2011—2027. — URL: <http://www.journal.csj.jp/doi/10.1246/bcsj.72.2011> (visited on 05/09/2021).
50. From Semiconductor-Semiconductor Transition (42 K) to the Highest-T_c Organic Superconductor, κ -(ET)₂Cu[N(CN)₂]Cl (T_c = 12.5 K) [Текст] / J. M. Williams [et al.] // Inorganic Chemistry. — 1990. — Sept. — Vol. 29, no. 18. — P. 3272—3274. — URL: <https://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/ic00343a003> (visited on 05/09/2021).
51. Pressure Dependence of the Phase Separation in Deuterated at the Mott Boundary [Текст] / S. Kimura [et al.] // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2007. — Mar. — Vol. 310, no. 2. — P. 1102—1104. — URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0304885306014934> (visited on 05/09/2021).
52. Superconducting Fluctuations in Organic Molecular Metals Enhanced by Mott Criticality [Текст] / M.-S. Nam [et al.] // Scientific Reports. — 2013. — Dec. — Vol. 3, no. 1. — P. 3390. — URL: <http://www.nature.com/articles/srep03390> (visited on 04/25/2021).
53. *Pinterić, M.* Gossamer Superconductivity in κ -(BEDT-TTF)₂ [Текст] / M. Pinterić, S. Tomić, M. Maki // Physica C: Superconductivity. — 2004. — Aug. — Vol. 408—410. — P. 75—76. — URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0921453404001819> (visited on 05/11/2021).

54. Superconductivity in the Charge-Density-Wave State of the Organic Metal $A\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{KHg(SCN)}_4$ [Текст] / D. Andres [et al.] // Physical Review B. — 2005. — Nov. — Vol. 72, no. 17. — P. 174513. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.72.174513> (visited on 05/04/2021).
55. *Sasaki, T.* Spatial Mapping of Electronic States in $\kappa\text{-(BEDT-TTF)}_2$ X Using Infrared Reflectivity [Текст] / T. Sasaki, N. Yoneyama // Science and Technology of Advanced Materials. — 2009. — Apr. — Vol. 10, no. 2. — P. 024306. — URL: <http://www.tandfonline.com/doi/full/10.1088/1468-6996/10/2/024306> (visited on 05/09/2021).
56. *Si, Q.* High-Temperature Superconductivity in Iron Pnictides and Chalcogenides [Текст] / Q. Si, R. Yu, E. Abrahams // Nature Reviews Materials. — 2016. — Apr. — T. 1, № 4. — C. 16017. — URL: <http://www.nature.com/articles/natrevmats201617> (дата обр. 11.05.2021).
57. Superconductivity above 100 K in Single-Layer FeSe Films on Doped SrTiO_3 [Текст] / J.-F. Ge [et al.] // Nature Materials. — 2015. — Mar. — Vol. 14, no. 3. — P. 285–289. — URL: <http://www.nature.com/articles/nmat4153> (visited on 05/11/2021).
58. *Benfatto, L.* Nematic Pairing from Orbital-Selective Spin Fluctuations in FeSe [Текст] / L. Benfatto, B. Valenzuela, L. Fanfarillo // npj Quantum Materials. — 2018. — Dec. — Vol. 3, no. 1. — P. 56. — URL: <http://www.nature.com/articles/s41535-018-0129-9> (visited on 05/10/2021).
59. *Kreisel, A.* On the Remarkable Superconductivity of FeSe and Its Close Cousins [Текст] / A. Kreisel, P. J. Hirschfeld, B. M. Andersen // Symmetry. — 2020. — Aug. — Vol. 12, no. 9. — P. 1402. — URL: <https://www.mdpi.com/2073-8994/12/9/1402> (visited on 04/25/2021).
60. Coexistence of the Spin-Density Wave and Superconductivity in $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ [Текст] / H. Chen [и др.] // EPL (Europhysics Letters). — 2009. — Янв. — T. 85, № 1. — C. 17006. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1209/0295-5075/85/17006> (дата обр. 11.05.2021).
61. Imaging the Coexistence of a Superconducting Phase and a Charge-Density Modulation in the $\text{K}_{0.73}\text{Fe}_{1.67}\text{Se}_2$ Superconductor Using a Scanning Tunneling Microscope [Текст] / P. Cai [et al.] // Physical Review B. — 2012. — Mar. — Vol. 85, no. 9. — P. 094512. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.85.094512> (visited on 05/11/2021).
62. Coexistence of Superconductivity and Antiferromagnetism in $(\text{Li}_{0.8}\text{Fe}_{0.2})\text{OHFeSe}$ [Текст] / X. F. Lu [et al.] // Nature Materials. — 2015. — Mar. — Vol. 14, no. 3. — P. 325–329. — URL: <http://www.nature.com/articles/nmat4155> (visited on 05/11/2021).
63. Coexistence of Magnetism and Superconductivity in Separate Layers of the Iron-Based Superconductor $\text{Li}_{1-x}\text{Fe}_x(\text{OH})\text{Fe}_{1-y}\text{Se}$ [Текст] / C. V. Topping [et al.] // Physical Review B. — 2017. — Apr. — Vol. 95, no. 13. — P. 134419. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.95.134419> (visited on 05/11/2021).
64. Direct Observation of Competition between Superconductivity and Charge Density Wave Order in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$ [Текст] / J. Chang [et al.] // Nature Physics. — London, 2012. — Dec. — Vol. 8, no. 12. — P. 871–876. — URL: <https://www.nature.com/woa/allldb/full-record/WOS:00031888200013> (visited on 06/29/2021).
65. Spatially Inhomogeneous Competition between Superconductivity and the Charge Density Wave in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$ [Текст] / J. Choi [et al.] // Nature Communications. — 2020. — Dec. — Vol. 11, no. 1. — P. 990. — URL: <http://www.nature.com/articles/s41467-020-14536-1> (visited on 04/28/2021).

66. *Armitage, N. P.* Progress and Perspectives on Electron-Doped Cuprates [Tekcr] / N. P. Armitage, P. Fournier, R. L. Greene // Reviews of Modern Physics. — 2010. — Sept. — Vol. 82, no. 3. — P. 2421–2487. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.82.2421> (visited on 05/11/2021).
67. Doping Dependence of the Spatially Modulated Dynamical Spin Correlations and the Superconducting-Transition Temperature in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [Tekcr] / K. Yamada [et al.] // Physical Review B. — 1998. — Mar. — Vol. 57, no. 10. — P. 6165–6172. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.57.6165> (visited on 05/11/2021).
68. Direct Observation of a One-Dimensional Static Spin Modulation in Insulating $\text{La}_{1.95}\text{Sr}_{0.05}\text{CuO}_4$ [Tekcr] / S. Wakimoto [et al.] // Physical Review B. — 2000. — Feb. — Vol. 61, no. 5. — P. 3699–3706. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.61.3699> (visited on 05/11/2021).
69. Observation of Incommensurate Magnetic Correlations at the Lower Critical Concentration for Superconductivity in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ($x = 0.05$) [Tekcr] / S. Wakimoto [et al.] // Physical Review B. — 1999. — July. — Vol. 60, no. 2. — P. R769–R772. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.60.R769> (visited on 05/11/2021).
70. Static Magnetic Correlations near the Insulating-Superconducting Phase Boundary in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [Tekcr] / M. Fujita [et al.] // Physical Review B. — 2002. — Jan. — Vol. 65, no. 6. — P. 064505. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.65.064505> (visited on 05/11/2021).
71. *Laughlin, R. B.* Gossamer Superconductivity [Tekcr] / R. B. Laughlin // Philosophical Magazine. — 2006. — Mar. — Vol. 86, no. 9. — P. 1165–1171. — URL: <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/14786430500395678> (visited on 05/08/2021).
72. New World of Gossamer Superconductivity [Tekcr] / K. Maki [et al.] // physica status solidi (c). — 2006. — Sept. — Vol. 3, no. 9. — P. 2931–2931. — URL: <http://doi.wiley.com/10.1002/pssc.200690012> (visited on 05/10/2021).
73. Gossamer Superconductivity, New Paradigm? [Tekcr] / H. Won [et al.] // physica status solidi (b). — 2006. — Jan. — Vol. 243, no. 1. — P. 37–45. — URL: <http://doi.wiley.com/10.1002/pssb.200562443> (visited on 05/07/2021).
74. *Yanagisawa, T.* String-Density Wave and Gossamer Superconductivity in High-Tc Cuprates [Tekcr] / T. Yanagisawa, M. Miyazaki, K. Yamaji // Physica C: Superconductivity. — 2004. — Oct. — Vol. 412–414. — P. 64–69. — URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0921453404006227> (visited on 05/11/2021).
75. Inhomogeneity of Charge-Density-Wave Order and Quenched Disorder in a High-Tc Superconductor [Tekcr] / G. Campi [et al.] // Nature. — 2015. — Sept. — Vol. 525, no. 7569. — P. 359–362. — URL: [10.1038/nature14987](https://doi.org/10.1038/nature14987) (visited on 09/16/2020).
76. *Kresin, V.* Inhomogeneous Superconductivity and the “Pseudogap” State of Novel Superconductors [Tekcr] / V. Kresin, Y. Ovchinnikov, S. Wolf // Physics Reports. — 2006. — Sept. — Vol. 431, no. 5. — P. 231–259. — URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0370157306001633> (visited on 09/29/2020).
77. Imaging the Granular Structure of High-Tc Superconductivity in Underdoped $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{2+\delta}$ [Tekcr] / K. M. Lang [et al.] // Nature. — 2002. — Jan. — Vol. 415, no. 6870. — P. 412–416. — URL: <https://www.nature.com/articles/415412a> (visited on 02/06/2022).
78. Imaging Nanoscale Fermi-surface Variations in an Inhomogeneous Superconductor [Tekcr] / W. D. Wise [et al.] // Nature Physics. — 2009. — Mar. — Vol. 5, no. 3. — P. 213–216. — URL: <https://www.nature.com/articles/nphys1197> (visited on 01/21/2022).

79. Emergence of Nanoscale Inhomogeneity in the Superconducting State of a Homogeneously Disordered Conventional Superconductor [Текст] / A. Kamlapure [et al.] // Scientific Reports. — 2013. — Vol. 3, no. 1. — P. 2979. — URL: <https://www.nature.com/articles/srep02979> (visited on 01/21/2022).
80. Doubling of the Critical Temperature of FeSe Observed in Point Contacts [Текст] / Y. G. Naidyuk [и др.] // Physical Review B. — 2016. — Apr. — T. 93, № 14. — C. 144515. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.93.144515> (дата обр. 21.01.2022).
81. *Greene, R. L.* Pressure Dependence of Superconductivity in an Organic Superconductor Bis-Tetramethyltetraselenafulvalene Hexafluorophosphate [Текст] / R. L. Greene, E. M. Engler // Physical Review Letters. — 1980. — Nov. — Vol. 45, no. 19. — P. 1587–1590. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.45.1587> (visited on 10/08/2020).
82. Anisotropic Resistivity of YBa₂CuO₄: Incoherent-to-metallic Crossover in the out-of-Plane Transport [Текст] / N. E. Hussey [и др.] // Physical Review B. — 1997. — Ноябрь. — T. 56, № 18. — R11423–R11426. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.56.R11423> (дата обр. 16.09.2020).
83. *Torquato, S.* Random Heterogeneous Materials: Microstructure and Macroscopic Properties [Текст] / S. Torquato. — New York: Springer-Verlag, 2002. — (Interdisciplinary Applied Mathematics). — URL: <https://www.springer.com/gp/book/9780387951676> (visited on 07/23/2019).
84. *Markel, V. A.* Introduction to the Maxwell Garnett Approximation: Tutorial [Текст] / V. A. Markel // Journal of the Optical Society of America A. — 2016. — July. — Vol. 33, no. 7. — P. 1244. — URL: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josaa-33-7-1244> (visited on 10/12/2020).
85. *Markel, V. A.* Maxwell Garnett Approximation (Advanced Topics): Tutorial [Текст] / V. A. Markel // Journal of the Optical Society of America A. — 2016. — Nov. — Vol. 33, no. 11. — P. 2237. — URL: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josaa-33-11-2237> (visited on 10/12/2020).
86. *Martinelli, A.* The Phase Diagrams of Iron-Based Superconductors: Theory and Experiments [Текст] / A. Martinelli, F. Bernardini, S. Massidda // Comptes Rendus Physique. — 2016. — Jan. — Vol. 17, no. 1/2. — P. 5–35. — URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1631070515001267> (visited on 04/21/2021).
87. Electronic Properties of Correlated Metals in the Vicinity of a Charge-Order Transition: Optical Spectroscopy of α - (BEDT - TTF) 2 M Hg (SCN) 4 (M = N H 4 , Rb, Tl) [Текст] / N. Drichko [et al.] // Physical Review B. — 2006. — Dec. — Vol. 74, no. 23. — P. 235121. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.74.235121> (visited on 04/25/2021).
88. *Lee, I. J.* Critical Field Enhancement near a Superconductor-Insulator Transition [Текст] / I. J. Lee, P. M. Chaikin, M. J. Naughton // Physical Review Letters. — 2002. — May. — Vol. 88, no. 20. — P. 207002. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.207002> (visited on 11/14/2020).
89. EPR and Electrical Conductivity of the Organic Superconductor Di-Tetramethyltetraselenafulvalenium-Perchlorate, (TMTSF)₂CIO₄ and a Metastable Magnetic State Obtained by Fast Cooling [Текст] / S. Tomić [и др.] // Journal de Physique Lettres. — 1982. — T. 43, № 23. — C. 839–844. — URL: <http://www.edpsciences.org/10.1051/jphyslet:019820043023083900> (дата обр. 08.10.2020).

90. Specific-Heat Measurements of Organic Superconductivity in $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [Текст] / P. Garoche [et al.] // Journal De Physique Lettres. — Les Ulis Cedex, 1982. — Vol. 43, no. 5. — P. L147–L152.
91. Meissner Anisotropy in Deuterated $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [Текст] / H. Schwenk [et al.] // Molecular Crystals and Liquid Crystals. — 1982. — Jan. — Vol. 79, no. 1. — P. 633–638. — URL: <https://www.tandfonline.com/doi/full/10.1080/00268948208071006> (visited on 10/08/2020).
92. Anisotropy of Conductivity in the Quasi Two-Dimensional Organic Metal β -(BEDT-TTF) $_2\text{I}_3$ [Текст] / L. Buravov [и др.] // JETP Letters. — Moscow, 1986. — Дек. — Т. 91, № 6. — С. 2198–2203. — URL: <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/e/index/e/64/6/p1306?a=list>.
93. An Increase in the Superconducting-Transition Temperature of β -(BEDT-TTF) $_2\text{I}_3$ to 6-7-K at a Normal Pressure [Текст] / V. Merzhanov [et al.] // JETP Letters. — Woodbury, 1985. — Vol. 41, no. 4. — P. 179–181. — URL: http://jetpletters.ru/ps/1443/article_21951.shtml.
94. *Cape, J. A.* Magnetization of Ellipsoidal Superconductors [Текст] / J. A. Cape, J. M. Zimmerman // Physical Review. — 1967. — Jan. — Vol. 153, no. 2. — P. 416–421. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.153.416> (visited on 05/01/2021).
95. *Osborn, J. A.* Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid [Текст] / J. A. Osborn // Physical Review. — 1945. — June. — Vol. 67, no. 11/12. — P. 351–357. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.67.351> (visited on 05/01/2021).
96. *Dordevic, S. V.* Do Organic and Other Exotic Superconductors Fail Universal Scaling Relations? [Текст] / S. V. Dordevic, D. N. Basov, C. C. Homes // Scientific Reports. — 2013. — Dec. — Vol. 3, no. 1. — P. 1713. — URL: <http://www.nature.com/articles/srep01713> (visited on 11/14/2020).
97. *Bulayevsky, L.* Inhomogeneous Superconductivity in Disordered Metals [Текст] / L. Bulayevsky, S. Panyukov, M. Sadovsky // Zhurnal Eksperimentalnoi I Teoreticheskoi Fiziki. — Moscow, 1987. — Февр. — Т. 92, № 2. — С. 672–688. — URL: <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/r/index/e/65/2/p380?a=list>.
98. *Shapoval, E. A.* On the Lower Critical Field and Phase Diagram of a Thin Cylindrical Type-II Superconductor [Текст] / E. A. Shapoval // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. — 1999. — Apr. — Vol. 69, no. 8. — P. 577–583. — URL: <http://link.springer.com/10.1134/1.567963> (visited on 05/03/2021).
99. Electronic and Magnetic Phase Diagram of β -Fe $_1.01\text{Se}$ with Superconductivity at 36.7 K under Pressure [Текст] / S. Medvedev [et al.] // Nature Materials. — 2009. — Aug. — Vol. 8, no. 8. — P. 630–633. — URL: <http://www.nature.com/articles/nmat2491> (visited on 04/25/2021).
100. Doping Dependence of the In-Plane Resistivity and Hall Effect of Cuprate Superconductors [Текст] / B.-Q. Cao [et al.] // Physical Review B. — 2000. — Dec. — Vol. 62, no. 22. — P. 15237–15240. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.62.15237> (visited on 05/09/2021).
101. *Gallagher, W. J.* Studies at IBM on Anisotropy in Single Crystals of the High-temperature Oxide Superconductor $\text{Y}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (Invited) [Текст] / W. J. Gallagher // Journal of Applied Physics. — 1988. — Apr. — Vol. 63, no. 8. — P. 4216–4219. — URL: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.340237> (visited on 04/27/2021).

102. *Larkin, A.* Theory of Fluctuations in Superconductors [Текст] / A. Larkin, A. Varlamov. — Oxford : Oxford University Press, 2005. — (International Series of Monographs on Physics). — URL: <https://oxford.universitypressscholarship.com/view/10.1093/acprof:oso/9780198528159.001.0001/acprof-9780198528159> (visited on 01/19/2022).