

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

На правах рукописи

Кешарпу Каушал Кумар

**Зарождение сверхпроводимости в сильно анизотропных
гетерогенных материалах**

Специальность 1.3.8 —

«Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

Григорьев Павел Дмитриевич

Москва — 2022

Оглавление

| | Стр. |
|---|------|
| Введение | 5 |
| Глава 1. Математическая модель эффективной проводимости при присутствии нескольких фаз | 19 |
| 1.1 Случай одного сферического включения в фоновой фазе | 19 |
| 1.2 Случай большого количества сферических включений в фоновой фазе | 23 |
| 1.3 Случае эллипсоидальных включений | 26 |
| Глава 2. Пространственно неоднородная сверхпроводимость в анизотропных материалах | 33 |
| 2.1 Переход в сверхпроводящее состояние в анизотропных сверхпроводниках | 33 |
| 2.2 Применение метод эффективной проводимости к анизотропным материалам | 37 |
| 2.3 Объем сверхпроводящей фазы в анизотропных материалах | 39 |
| 2.4 Пределы применимости модели эффективной проводимости | 42 |
| 2.5 Сравнение результатов объемных аналитических моделей и численных расчетов | 46 |
| Глава 3. Сверхпроводимость в органических сверхпроводниках | 49 |
| 3.1 Сверхпроводимость в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ | 51 |
| 3.1.1 Объем сверхпроводящей фазы в образцах $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ | 54 |
| 3.1.2 Анизотропный сверхпроводящий переход в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ | 57 |
| 3.1.3 Моделирование вероятности перколяции методом Монте-Карло | 60 |
| 3.2 Сверхпроводимость в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ | 65 |

| | Стр. | |
|---|---|---------|
| 3.2.1 | Влияние скорости охлаждения на объемную долю сверхпроводящей фазы в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ | 70 |
| 3.2.2 | Влияние степени беспорядка на форму сверхпроводящих включений | 73 |
| 3.3 | Сверхпроводимость в $(\text{BEDT—TTF})_2\text{I}_3$ | 76 |
| 3.3.1 | Расчета объема сверхпроводящей фазы φ из эксперимента по электронному сопротивлению | 77 |
| 3.3.2 | Расчет объема сверхпроводящей фазы φ из эксперимента по магнитной восприимчивости | 79 |
| Глава 4. Сверхпроводимость в сверхпроводниках на основе железа и купратах | | 83 |
| 4.1 | Объем сверхпроводящих доменов в FeSe | 83 |
| 4.2 | Применение метода эффективной проводимости к экспериментам для купрата YBa₂Cu₄O₈ | 87 |
| 4.3 | Неспособность других идей полностью объяснить анизотропное падение удельного сопротивления в YBa₂Cu₄O₈ и FeSe | 93 |
| 4.3.1 | Переход от когерентной к некогерентной проводимости | 93 |
| 4.3.2 | Стандартная теория сверхпроводящих флуктуаций | 94 |
| 4.4 | Экспериментальные наблюдения сосуществования сверхпроводящей фазы с другими фазами | 96 |
| Заключение | | 98 |
| Список сокращений и условных обозначений | | 101 |
| Список литературы | | 104 |
| Список рисунков | | 123 |
| Приложение А. Детали подгонки и расчеты в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ | | 125 |

| | |
|--|-----|
| Приложение Б. Эллиптический интеграл | 127 |
|--|-----|

Введение

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 ($P \approx 277 \text{ Г Па}$) 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 гидридах), либо неоднородностью легирования, либо конкуренцией различных типов электронного упорядочения. В данной диссертации исследуются материалы, об-

ладающие 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 $T > T_c$ 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 $T > T_c$ проводящие каналы являются металлическими, а при $T < T_c$ они являются сверхпроводящими. С увеличением давления ширина сверхпроводящих / металлических каналов увеличивается, что приводит к снижению удельного сопротивления при высоких давлениях. 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 $T > T_c$ [23; 26], это значит, что хотя бы один сверхпроводящий канал существует при $T > T_c$, а значит — наступает нулевое сопротивление при $T > T_c$. 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 $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ 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 ($T_{\text{SDW}} \approx 6.5 \text{ K}$) [35]. Это поведение приписывается упорядочению анионов ClO_4 [36—38]. Во время охлаждения при $T = T_{\text{AO}} \approx 24 \text{ K}$ анионы ClO_4 занимают одну из двух возможных ориентаций — вверх или вниз [37]. При $T > T_{\text{AO}}$ кристаллы $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ 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 $\sim 1 \text{ К/мин}$ 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 $T < T_{AO} \approx 24 \text{ К}$ 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)-тетратиофульвалена, известные как **BEDT-TTF** [47—49]. Среди них самую высокую $T_c \approx 13,5 \text{ К}$ имеет материал

κ -(BEDT-TTF)₂I₃ [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** → 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 $X = \text{Cu}[\text{N}(\text{CN})_2]\text{Br}_x\text{Cl}_{(1-x)}$ четко указывают на присутствие сверхпроводящих доменов, встроенных в фоновую фазу [52; 53]. Подобные эксперименты в α -(BEDT-TTF)₂KHg(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 $T_c \gtrsim 100 \text{ K}$ найдено для **FeSe** пленок на подложке **SrTiO₃** [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 $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ [60]. Сканирующая туннельная микроскопия в $\text{K}_{0.73}\text{Fe}_{1.67}\text{Se}_2$ 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 $YBa_2Cu_4O_8$ [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 пространственной 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 обобщенное 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 апробации 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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$, $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$, $(\text{BEDT—TTF})_2\text{I}_3$ и FeSe 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 невзаимодействующие 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 $(BEDT-TTF)_2I_3$, а также к квазиодномерным органическим сверхпроводникам $(TMTSF)_2PF_6$ и $(TMTSF)_2ClO_4$. 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 $(TMTSF)_2PF_6$, 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 \mathbf{z}) выше. Из-за этого нулевое сопротивление появляется первым по оси \mathbf{z} с наименьшей проводимостью.
4. Предложенная модель и полученные аналитические формулы применены к купратам $YBa_2Cu_4O_8$ 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 полуосей a_z/a_x и a_y/a_x 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 $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ / K. K. Kesharpu, 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. Kesharpu, 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. Kesharpu, 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. Kesharpu, 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. Kesharpu, 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. Kesharpu, 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

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и 2 приложений. Полный объём диссертации составляет 129 страниц, включая 30 рисунков. Список литературы содержит 180 наименований.

Глава 1. Математическая модель эффективной проводимости при присутствии нескольких фаз

Когда какая-нибудь структура содержит больше, чем один вид материалов или фаз, она называется гетерогенной структурой. Эффективные свойства этих структур зависят от свойств и объема каждой из отдельных фаз или материалов. Например, если некоторая структура содержит два вида металлов — медь и железо, то проводимость этой структуры будет зависеть от объема и проводимости меди и железа. В этой главе нас будет интересовать зависимость эффективной проводимости гетерогенных структур от объема входящих в нее материалов и фаз. Для расчета эффективной проводимости в разделе 1.1 мы начнем с самого простого случая — включение одного сферического домена в бесконечном однородном изотропном фоновом материале. Затем в разделе 1.2 мы рассмотрим ситуацию, когда количество включенных доменов велико. Сферическая форма доменов является упрощением. Но в реальных материалах включенные домены обычно имеют произвольные формы и размеры. Поэтому в разделе 1.3 мы сначала рассмотрим ситуацию одного включенного домена эллипсоидальной формы, и затем — с большим количеством эллипсоидальных доменов. Все эти случаи их решения давно известны, и объяснены в книге [83].

1.1 Случай одного сферического включения в фоновой фазе

В этом разделе мы найдем изменение распределения электрического поля \mathbf{E} в фоновом материале, когда в него встроен один сферический домен. Эта конструкция схематично показана на рисунке 1.1. Фоновый материал на рисунке 1.1 состоит из фазы «1», он является изотропным и однородным. Сферический домен, встроенный в фоновый материал, состоит из фазы «2», он также являет-

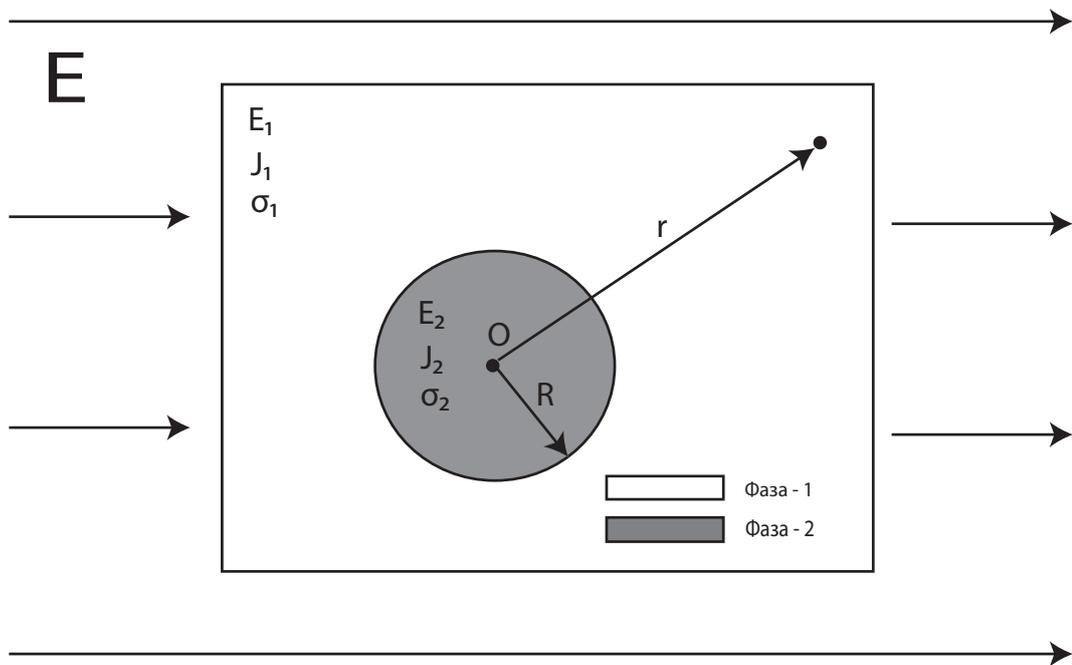


Рисунок 1.1 — Схематическое изображение одного сферического домена, включенного в фоновую фазу. Сферический домен состоит из фазы «2» и фоновый материал состоит из фазы «1», обе фазы «1» и «2» являются однородным и изотропным. Электрическое поле \mathbf{E} приложено ко всей этой системе. Обозначения свойств в фазе «1» следующие: электрическое поле $\rightarrow \mathbf{E}_1$, проводимость $\rightarrow \sigma_1$ и плотность электрического тока $\rightarrow \mathbf{J}_1$. Аналогично обозначения свойств в фазе «2»: электрическое поле $\rightarrow \mathbf{E}_2$, проводимость $\rightarrow \sigma_2$ и плотность электрического тока $\rightarrow \mathbf{J}_2$. Радиус включенной сферы — \mathbf{R} . Она расположена в начале координата в точке \mathbf{O} . В этой системе расположение любой точки обозначается вектором \mathbf{r} .

ся изотропным и однородным. Центр сферического домена расположен в начале координат в точке \mathbf{O} координатного пространства. Расположение каждой точки этой системы обозначается вектором \mathbf{r} . Он измеряет расстояние до любой точки из точки \mathbf{O} . Мы предполагаем, что фоновый материал является бесконечным, физически это означает, что размеры фонового материала намного больше, чем размер сферического домена.

Мы прикладываем к этой системе электрическое поле \mathbf{E} . В результате в фоновом материале и сферическом включении получаем электрическое поле \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 соответственно. Из-за металлических свойств фаз «1» и «2» в них протекает электрический ток \mathbf{J}_1 и \mathbf{J}_2 . Проводимость фазы «1» обозначается σ_1 , фазы

«2» σ_2 . Из-за разницы проводимости между двумя фазами на поверхности сферы накапливается электрический заряд и она ведет себя как диполь. Поэтому наша задача состоит в том, чтобы найти (i) электрическое поле вне диполя; (ii) электрическое поле внутри сферической полости с поверхностным зарядом. Решение этих задач давно известно и подробно описано в работах [84–87], поэтому мы на них коротко.

Мы используем сферическую систему координат \mathbf{r} , θ , Φ . Электрическое поле направлено вдоль оси \mathbf{z} , поэтому все физические свойства не зависят от координаты Φ . U_1 и U_2 обозначают электрический потенциал соответственно в фазе «1» и «2». Чтобы найти электрическое поле $\mathbf{E} = -\nabla U$, мы должны решить краевую задачу с граничными условиями :

$$\begin{aligned} \nabla U &= -\mathbf{E}, & \text{в любой точке } \mathbf{r} \text{ системы;} \\ U_1 &= U_2, & \text{при } \mathbf{R} = \mathbf{r}; \\ U &= 0, & \text{при } \mathbf{r} \rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (1.1)$$

При равновесии, электрическое поле внутри сферы является однородным [84; 86], оно создается поверхностным зарядом. Более того, поверхностный заряд зависит от электрического поля \mathbf{E}_1 . Учитывая эти два факта, мы найдем электрическое поле внутри сферы:

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_1 - \mathcal{A}\mathbf{E}_1. \quad (1.2)$$

Поскольку $\mathbf{E} = -\nabla U$, электрический потенциал внутри сферы:

$$U_2 = \mathbf{E}_1 \mathbf{r} - \mathcal{A}\mathbf{E}_1 \mathbf{r}. \quad (1.3)$$

Потенциал вне сферы из-за дипольного эффекта зависит от приложенного электрического поля и равен

$$U_1 = \mathbf{E}_1 \mathbf{r} - \mathcal{B}\mathbf{E}_1 \nabla \left(\frac{1}{r} \right). \quad (1.4)$$

Электрическое поле вне сферы равно

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_1 - \mathcal{B}\mathbf{E}_1 \nabla \nabla \left(\frac{1}{r} \right). \quad (1.5)$$

По граничному условию уравнения (1.1) электрический потенциал \mathbf{U} на поверхности является непрерывным, поэтому из уравнения (1.3) и (1.4) мы найдем

$$\mathbf{E}_1 \mathbf{r} - \mathcal{A} \mathbf{E}_1 \mathbf{r} = \mathbf{E}_1 \mathbf{r} - \mathcal{B} \mathbf{E}_1 \nabla \left(\frac{1}{\mathbf{r}} \right). \quad (1.6)$$

Также электрический ток на поверхности сферы является непрерывным, поэтому при $\mathbf{r} = \mathbf{R}$ электрический ток $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ удовлетворяет условию

$$\sigma_1 [\mathbf{E}_1 - \mathcal{A} \mathbf{E}_1] = \sigma_2 \left[\mathbf{E}_1 - \mathcal{B} \mathbf{E}_1 \nabla \nabla \left(\frac{1}{\mathbf{r}} \right) \right]. \quad (1.7)$$

Решение уравнения (1.6) и (1.7) даст значения \mathcal{A} и \mathcal{B} :

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= -\mathbf{R}^3 \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_2 + 2\sigma_1}, \\ \mathcal{B} &= \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_2 + 2\sigma_1}. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Используя уравнение (1.8) электрическое поле внутри и вне сферы можно записать как

$$\mathbf{E} = \begin{cases} \mathbf{E}_1 + R^3 \beta_{21} \mathbf{E}_1 \nabla \nabla \left(\frac{1}{\mathbf{r}} \right), & \text{для } r \gg R, \\ \mathbf{E}_1 - \beta_{21} \mathbf{E}_1, & \text{для } r \leq R. \end{cases} \quad (1.9)$$

Здесь $\beta_{21} \equiv (\sigma_2 - \sigma_1) / (\sigma_2 + 2\sigma_1)$. Оно показывает поляризуемость фазы «2».

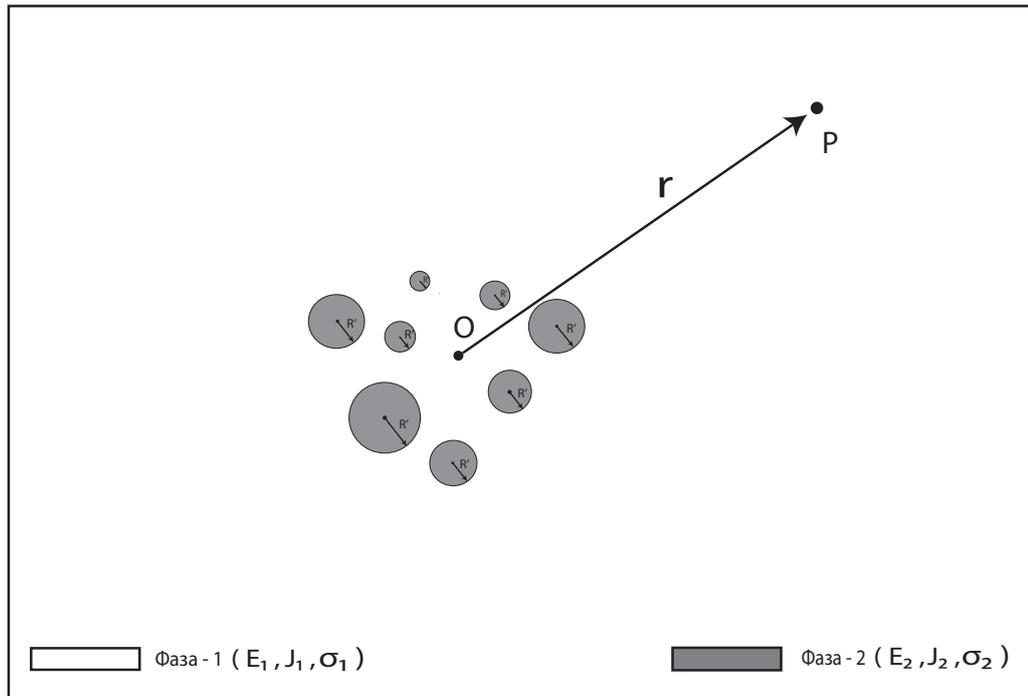


Рисунок 1.2 — Схематическое изображенное случая, когда фоновый материал содержит большое количество сферических включений. Сферические домены имеют разные радиусы R' . Они состоят из фазы «2». Мы предполагаем, что эти домены сконцентрированы вокруг начала системы координата O . Фоновый материал состоит из фазы «1». Предполагается, что размеры фонового материала намного больше размеров сферических включений. Физические величины фазы «1»: электрическое поле $\rightarrow E_1$, проводимость $\rightarrow \sigma_1$ и плотность тока $\rightarrow J_1$. Аналогично физические величины фазы «2»: электрическое поле $\rightarrow E_2$, проводимость $\rightarrow \sigma_2$ и плотность тока $\rightarrow J_2$.

1.2 Случай большого количества сферических включений в фоновой фазе

В предыдущем разделе были заложены основы для дальнейшего анализа. Обычно в реальных материалах существует не одно а множество включений. Мы ставим задачей найти зависимость эффективной проводимости материала от объема разных фаз, которые в нем присутствуют. Схематическое представление этого случая показано на рисунке 1.2. Мы предположим, что сферические домены радиуса R' , состоящие из фазы «2», находится в фоновом материале и

сконцентрированы вокруг начала координата \mathbf{O} . Размеры этих доменов намного меньше, чем размеры фонового материала. Наша первая задача состоит в том, чтобы найти электрическое поле в точке \mathbf{P} , находящийся очень далеко от всех включений на расстояние $\mathbf{r}' \gg \mathbf{R}'$.

Чтобы найти электрическое поле в точке \mathbf{r} представим, сферу маленькие включения, что находится внутри воображавшей сферы радиуса \mathbf{R} как показано на рисунке 1.3а. Значения \mathbf{r} , \mathbf{R}' и \mathbf{R} должны удовлетворять условию $\mathbf{R}' \ll \mathbf{R} \ll \mathbf{r}$. Одной из важных теорий для нас является *молекулярная теория поляризации Лоренца* [88; 89]. Согласно этой теории при суммировании поля по всему объему содержащему диполи взаимодействием между отдельными поляризованными диполями — в нашем случае поляризованные сферические включения в сфере \mathbf{R} — можно пренебречь. Поэтому электрическое поле в точке \mathbf{r} равно сумме электрических полей, создаваемых диполями. Теперь мы можем использовать *приближение Максвелла-Гарнетта* для композиционных материалов [89]. Согласно ему электрическое поле в точке $\mathbf{r} \gg \mathbf{R} \gg \mathbf{R}'$ из-за сферических включений фазы «2» эквивалентно электрическому полю из-за сферы радиуса \mathbf{R} с эффективной фазой. Это показано на рисунке 1.3. Эффективная фаза содержит как фазу «1», так и фазу «2». Свойства эффективной фазы зависят от объема фазы «1» и фазы «2». Эффективную проводимость мы обозначим как σ_e .

Обозначим объем единого включения фазы «2» как \mathbf{v} . Если общее число включений $\mathbf{N} \gg 1$, тогда общий объем фазы «2» равен $\mathbf{N} \times \mathbf{v}$. Если объем сферы радиусом \mathbf{R} равен \mathbf{V} , то отношение объема фазы «2» к фазе «1» равно

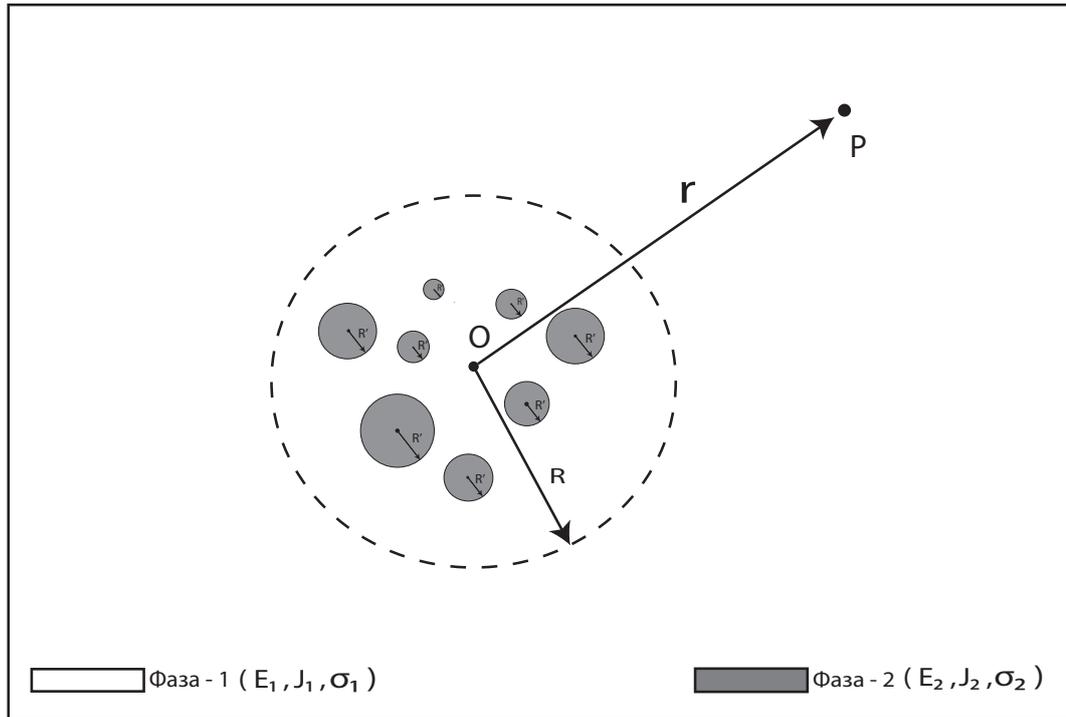
$$\varphi = \frac{N \times \mathbf{v}}{\mathbf{V}}. \quad (1.10)$$

Из уравнения (1.9) электрическое поле в точке \mathbf{r} из-за одного включения равно

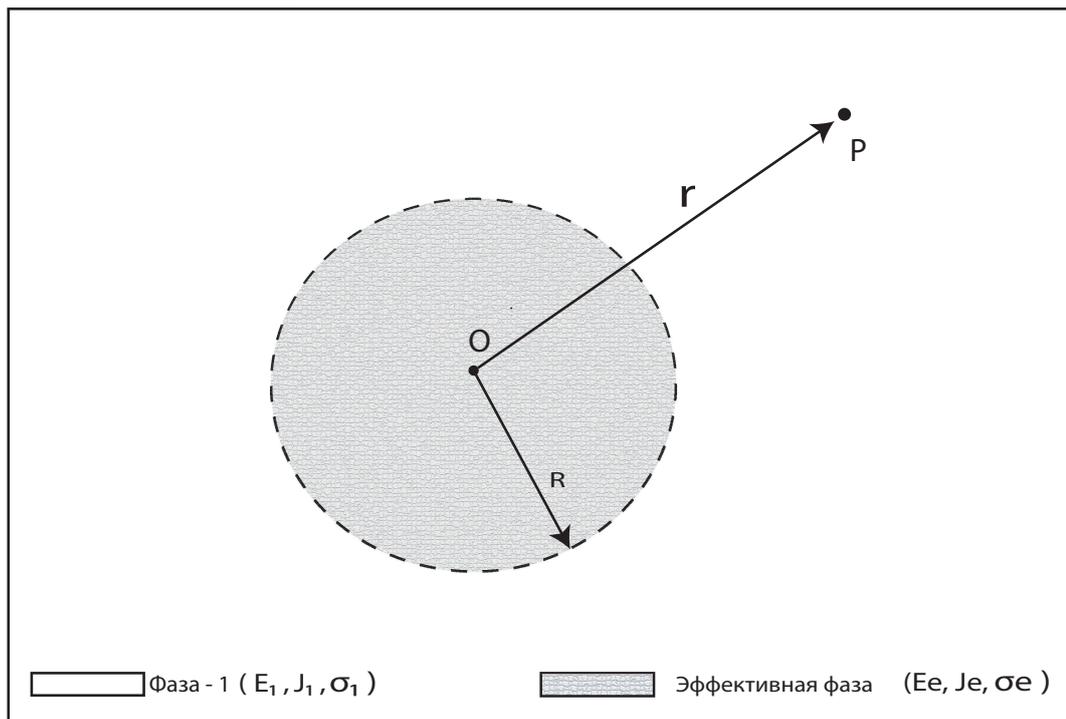
$$\mathbf{E}_{12} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{R}^3 \beta_{21} \mathbf{E}_0 \nabla \nabla \left(\frac{1}{\mathbf{r}} \right), \quad (1.11)$$

а электрическое поле из-за \mathbf{N} включений равно

$$\mathbf{E}_{12} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{N} \mathbf{R}^3 \beta_{21} \mathbf{E}_0 \nabla \nabla \left(\frac{1}{\mathbf{r}} \right). \quad (1.12)$$



а) Сфера с фазами «1» и «2» .



б) Сфера с эффективной фазой.

Рисунок 1.3 — Применение приближения Максвелла — Гарнетта. 1.3а Эта система аналогична системе, показанной на рисунке 1.2. Единственное отличие состоит в том, что мы помещаем небольшие сферические включения внутрь воображаемой сферы радиуса R . Эти сферические включения удовлетворяют условию $R' \ll R \ll r$. (1.3б) Эффективная фаза содержит как фазу «1», так и фазу «2». Свойства эффективной фазы зависят от объема фаз «1» и фаз «2».

Из уравнения (1.10) мы найдем \mathbf{N}

$$\mathbf{N} = \varphi \times \frac{\mathbf{V}}{\mathbf{v}} = \frac{\mathbf{R}^3}{\mathbf{R}'^3}. \quad (1.13)$$

Используя уравнение (1.13) в уравнение (1.12) мы найдем

$$\mathbf{E}_{12} = \mathbf{E}_0 + R^3 \varphi \beta_{21} \mathbf{E}_0 \nabla \nabla \left(\frac{1}{\mathbf{r}} \right). \quad (1.14)$$

Уравнение (1.14) дает электрическое поле в точке \mathbf{r} на рисунке 1.3а из-за сферы, содержащей фазы «1» и «2». Как и в уравнении (1.9), в уравнении (1.14) тоже $\beta_{21} = [(\sigma_2 - \sigma_1) / (\sigma_2 + 2\sigma_1)]$. В уравнении (1.14) φ показывает количество объема фазы «2». Следует отметить, что при отсутствии фазы «2» $\varphi = 0$ — электрическое поле в точке \mathbf{r} равно \mathbf{E}_1 . Электрическое поле в точке \mathbf{r} из-за сферы с эффективной фазой как показано в рисунке 1.3б равно

$$\mathbf{E}_e = \mathbf{E}_0 + R^3 \beta_{e1} \mathbf{E}_0 \nabla \nabla \left(\frac{1}{\mathbf{r}} \right). \quad (1.15)$$

Здесь $\beta_{e1} \equiv [(\sigma_e - \sigma_1) / (\sigma_e + 2\sigma_1)]$. σ_e — проводимость эффективной фазы. Приравненные уравнений (1.14) и (1.15) нам даст

$$\beta_{e1} = \varphi \beta_{12}. \quad (1.16)$$

Подставляя значения β_{e1} и β_{12} в уравнение (1.16) мы найдем

$$\frac{\sigma_e - \sigma_1}{\sigma_e + 2\sigma_1} = \varphi \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_2 + 2\sigma_1}. \quad (1.17)$$

Решение уравнения (1.17) для σ_e даст эффективную проводимость в сфере, содержащей фазы «1» и «2»

$$\frac{\sigma_e}{\sigma_1} = 1 + \frac{3\varphi(\sigma_2 - \sigma_1)}{\sigma_2(1 - \varphi) + \sigma_1(2 + \varphi)}. \quad (1.18)$$

1.3 Случае эллипсоидальных включений

До сих пор мы рассматривали самые простые случаи. Но в реальных материалах домены могут иметь произвольную форму, поэтому эллипсоидальная

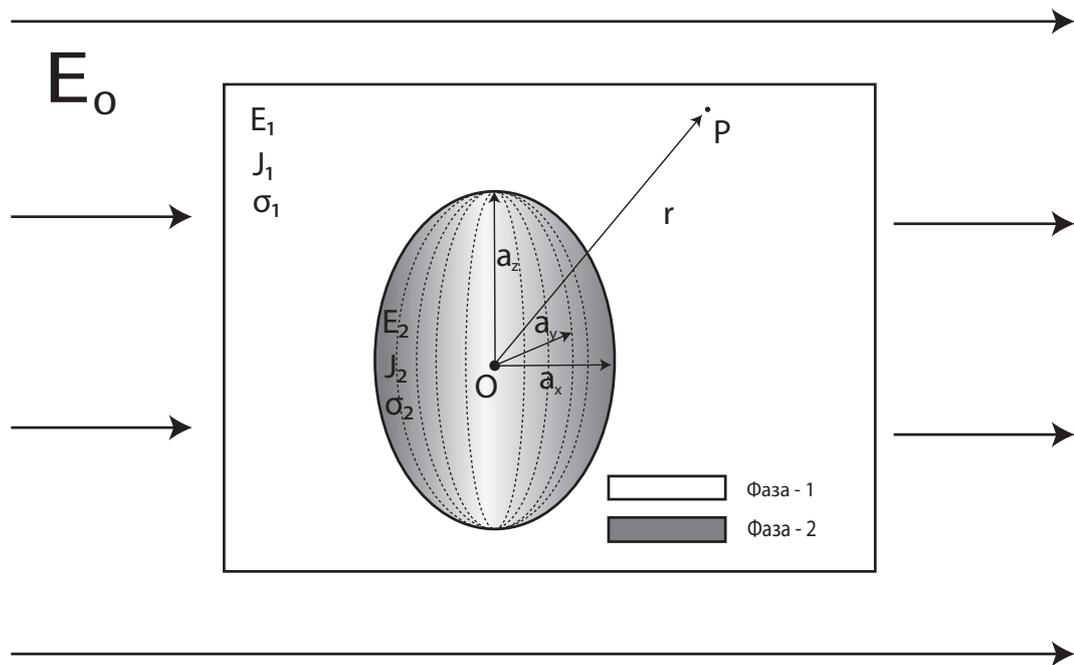


Рисунок 1.4 — Схематическое изображенное одного эллипсоида в фоновом материале. Эллипсоид состоит из фазы «2», а фоновый материал состоит из фазы «1». К системе приложено электрическое поле \mathbf{E} . Электрическое поле, проводимость и ток в фазе «1» обозначаются соответственно как \mathbf{E}_1 , σ_1 и \mathbf{J}_1 . Аналогично электрическое поле, проводимость и ток в фазе «2» обозначаются как \mathbf{E}_2 , σ_2 и \mathbf{J}_2 . Три полуоси эллипсоидального домена обозначаются через как \mathbf{a}_x , \mathbf{a}_y и \mathbf{a}_z .

форма доменов более реалистична, чем сферическая. Повторим проделанный выше расчет для эллипсоидальных доменов, включенных в фоновую фазу. Сначала найдем электрическое поле в точке \mathbf{r} из-за эллипсоидального домена, расположенного в фоновом материале. Этот эллипсоидный домен состоит из фазы «2», а фоновый материал из фазы «1». Три полуоси эллипсоидального домена обозначим как \mathbf{a}_x , \mathbf{a}_y и \mathbf{a}_z . Схематическое изображенное системы показано на рисунке 1.4. Предположим, что ко всей системе приложено постоянное электрическое поле \mathbf{E} . Электрическое поле, проводимость и ток в фазе «1» соответственно обозначаются \mathbf{E}_1 , σ_1 и \mathbf{J}_1 . Электрическое поле, проводимость и ток в фазе «2» соответственно обозначаются как \mathbf{E}_2 , σ_2 и \mathbf{J}_2 .

Решение этой задачи давно известно, поэтому мы просто приводим конечные решения и результаты. Подробно это решение показано в главе 3.27 книги [84] и главе 4 книги [86]. Если приложенное поле однородно, то электрическое по-

ле внутри эллипсоидов также будет однородным независимо от их ориентации. Но электрическое поле вне эллипсоидов будет складываться из приложенного электрического поля \mathbf{E}_1 и электрического поля, вызванного поляризации эллипсоидальных включений $\mathbf{E}'_i(\mathbf{r})$, где i — направление оси:

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}'_i(\mathbf{r}). \quad (1.19)$$

Поляризованное электрическое поле из-за эллипсоидального включения равно

$$\mathbf{E}'_i(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_1 \left(\frac{\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1} \frac{a_x a_y a_z}{2} \int_{\xi}^{\infty} \frac{ds}{s + a_i^2 \sqrt{(t + a_x^2)(t + a_y^2)(t + a_z^2)}}}{1 + \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1} A_i} \right), \quad (1.20)$$

где ξ — эллиптическая координата, определяемая как $\xi = [(r_1^2 + r_2^2) / 2]^2 - a_x^2$; r_1, r_2 — расстояние до некоторой точки от фокусов. A_i — деполяризующий фактор вдоль i -го направления [90]. Они определяются как

$$A_i = \frac{a_x a_y a_z}{2} \int_0^{\infty} \frac{dt}{(t + a_i^2) \sqrt{(t + a_x^2)(t + a_y^2)(t + a_z^2)}}. \quad (1.21)$$

Подставляя уравнение (1.20) в уравнение (1.19) мы найдем электрическое поле в точке \mathbf{r} вне эллипсоидального включения

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_1 \left(1 + \frac{\left(\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1} \right) \left(\frac{a_x a_y a_z}{2} \right) \int_{\xi}^{\infty} \frac{ds}{s + a_i^2 \sqrt{(s + a_x^2)(s + a_y^2)(s + a_z^2)}}}{1 + \left(\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1} \right) A_i} \right). \quad (1.22)$$

Следующий шаг нашего анализа — это рассмотрение случая при наличии большого количества эллипсоидальных включений $\mathbf{N} \gg 1$. Схематическое изображение этого случая показано на рисунке 1.5. Полуоси этих эллипсоидов обозначаем как $\mathbf{a}'_x, \mathbf{a}'_y$ и \mathbf{a}'_z , объем обозначается единственного домена как \mathbf{v} . Общий объем занимаемый фазой «2» равен $\mathbf{N} \times \mathbf{v}$. Следует отметить, что на рисунке 1.6б эллипсоид составлен из эффективной фазы. Мы предполагаем, что все эллипсоиды ориентированы по одному направлению. Случай, когда

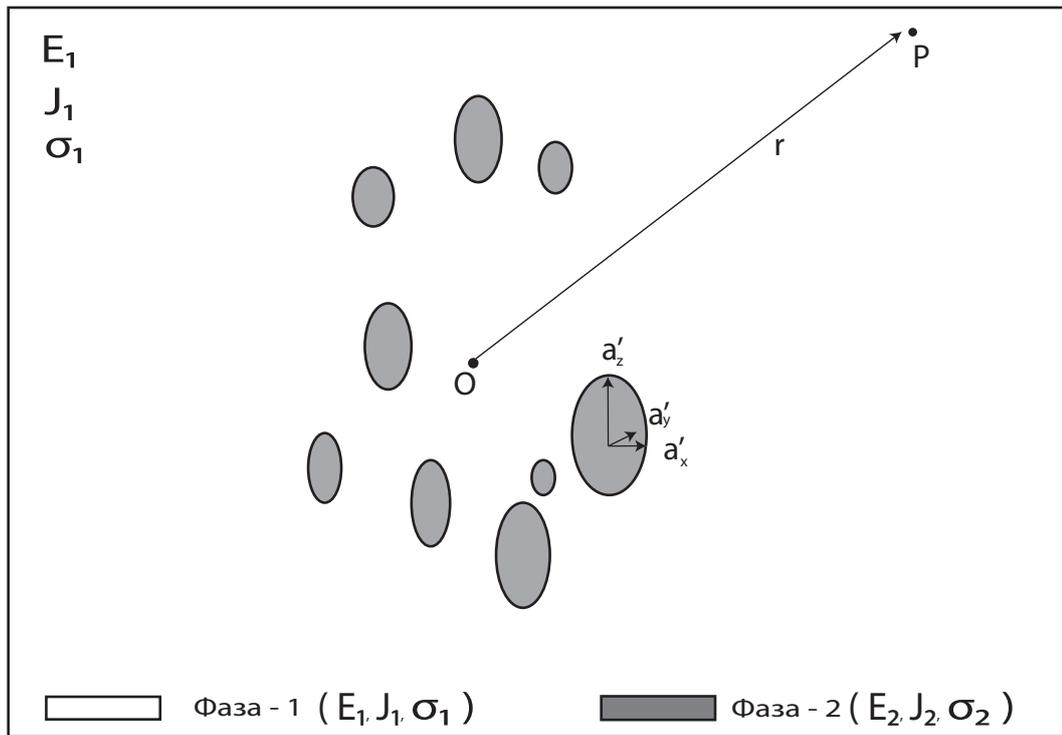


Рисунок 1.5 — Схематическое изображение системы, содержащей большое количество эллиптических включений. В этой системе небольшие эллиптические домены встроены в фоновый материал. Эти домены состоят из фазы «2» и фоновый материал состоит из фазы «1». Полуоси этих эллипсоидов обозначены как a'_x , a'_y и a'_z . Мы предполагаем, что эллипсоидные включения сконцентрированы вокруг начала координата. Точка P с вектором r находится очень далеко от начала координата. Мы делаем одно важное предположение, что все эллипсоидные включения имеют разные полуоси, но соотношение между полуосями остается одно и то же.

эллипсоиды ориентированы по разным направлениям, трудно решить аналитическим путем, поэтому мы не рассматривали этот случай. Пока этом случае можно решить только численным экспериментом.

Как и в разделе 1.2, для решения этой задачи мы используем **молекулярную теорию поляризации Лоренца** и **приближение Максвелла — Гарнетта** при использовании **молекулярной теории поляризации Лоренца** искажением поля в точке r из-за взаимодействия диполей можно пренебречь. По **приближению Максвелла — Гарнетта** электрические поля в точке r на рисунке 1.6а и на рисунке 1.6б равны. На рисунке 1.6а воображаемой эллип-

соид содержит обе фазы «1» и «2», но эллипсоид на рисунке 1.6б содержит эффективную фазу.

Предположим, что объемное отношение фазы «2» к фазе «1» обозначается $\varphi = (\mathbf{v} \times N)/V$. Электрическое поле в точке \mathbf{r} на рисунке 1.6а равно

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_1 \left(1 + \varphi \frac{\left(\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1} \right) \left(\frac{a_x a_y a_z}{2} \right) \int_{\xi}^{\infty} \frac{ds}{s + a_i^2 \sqrt{(s + a_x^2)(s + a_y^2)(s + a_z^2)}}}{1 + \left(\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1} \right) A_i} \right). \quad (1.23)$$

Электрическое поле в точке \mathbf{r} на рисунке 1.6б равно

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_1 \left(1 + \frac{\left(\frac{\sigma_e - \sigma_1}{\sigma_1} \right) \left(\frac{a_x a_y a_z}{2} \right) \int_{\xi}^{\infty} \frac{ds}{s + a_i^2 \sqrt{(s + a_x^2)(s + a_y^2)(s + a_z^2)}}}{1 + \left(\frac{\sigma_e - \sigma_1}{\sigma_1} \right) A_i} \right). \quad (1.24)$$

Приравнявая уравнения (1.23) и (1.24), мы получим

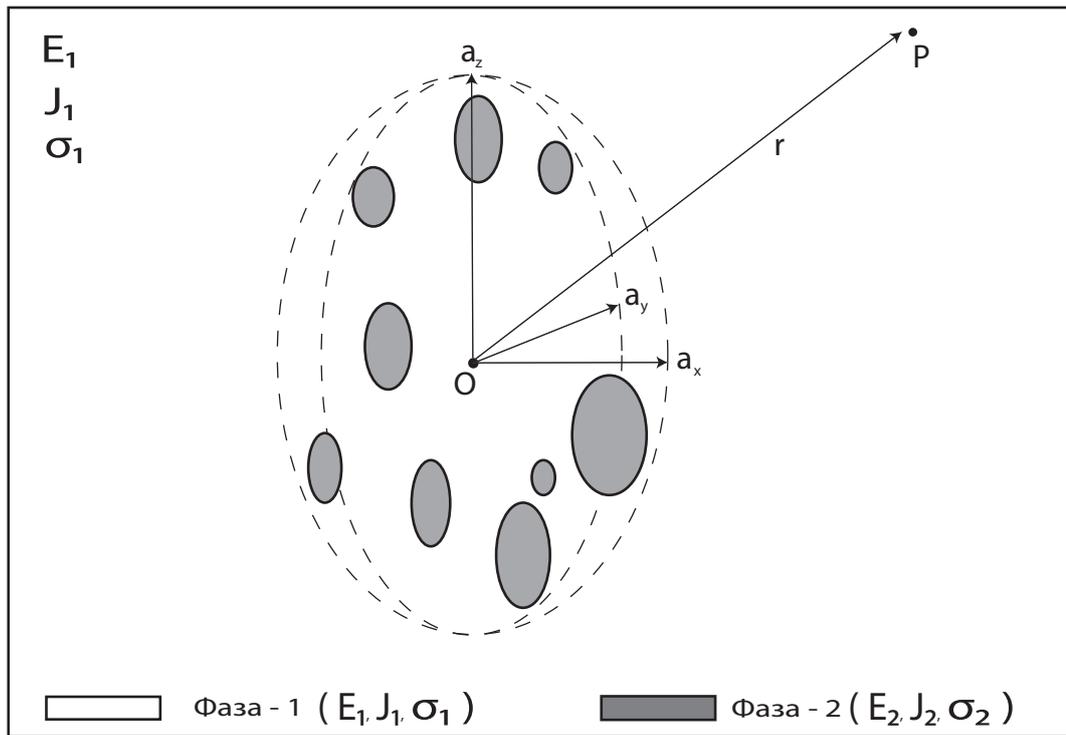
$$\mathbf{E}_0 \left[1 + \varphi \times \frac{\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1} \frac{a_x a_y a_z}{2} \int_{\xi}^{\infty} \frac{ds}{s + a_i^2 \sqrt{(t + a_x^2)(t + a_y^2)(t + a_z^2)}}}{1 + \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1} A_i} \right] = \mathbf{E}_0 \left[1 + \frac{\frac{\sigma_e - \sigma_1}{\sigma_1} \frac{a_x a_y a_z}{2} \int_{\xi}^{\infty} \frac{ds}{s + a_i^2 \sqrt{(t + a_x^2)(t + a_y^2)(t + a_z^2)}}}{1 + \frac{\sigma_e - \sigma_1}{\sigma_1} A_i} \right]. \quad (1.25)$$

Упрощая уравнение (1.25), получаем

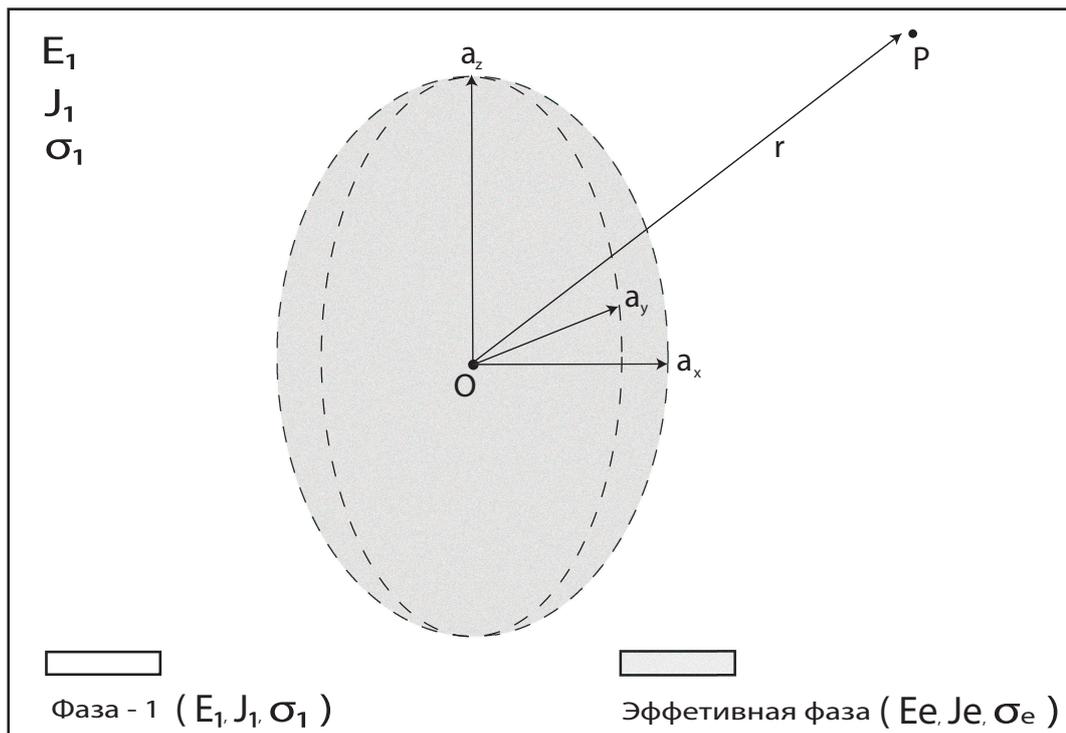
$$\varphi \times \frac{\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1} \frac{a_x a_y a_z}{2} \int_{\xi}^{\infty} \frac{ds}{s + a_i^2 \sqrt{(t + a_x^2)(t + a_y^2)(t + a_z^2)}}}{1 + \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1} A_i} = \frac{\frac{\sigma_e - \sigma_1}{\sigma_1} \frac{a_x a_y a_z}{2} \int_{\xi}^{\infty} \frac{ds}{s + a_i^2 \sqrt{(t + a_x^2)(t + a_y^2)(t + a_z^2)}}}{1 + \frac{\sigma_e - \sigma_1}{\sigma_1} A_i}. \quad (1.26)$$

Для больших \mathbf{r} , т.е. $\mathbf{r} \gg a_x > a_y > a_z$ переменная интегрирования ξ приближается к квадрату \mathbf{r} , т.е. $\xi \approx \mathbf{r}^2$. В этом приближении интегрирование в уравнении (1.26) даст

$$\int_{\xi}^{\infty} \frac{ds}{s + a_i^2 \sqrt{(t + a_x^2)(t + a_y^2)(t + a_z^2)}} \approx \frac{2}{3r^3}. \quad (1.27)$$



а) Эллипсоид с фазами «1» и «2» .



б) Эллипсоид с эффективной фазой.

Рисунок 1.6 — Применение приближения Максвелла — Гарнетта к эллипсоиду. 1.6а Эта система аналогична системе, показанной на рисунке 1.5. Единственное отличие состоит в том, что мы предполагаем воображаемого эллипсоида с полуосями \mathbf{a}_x , \mathbf{a}_y и \mathbf{a}_z вокруг небольших эллипсоидных включений. Эти эллипсоиды удовлетворяют условию $\mathbf{a}'_i \ll \mathbf{a}_i \ll \mathbf{r}$. Здесь i оси x , y и z . (1.6б) Эффективная фаза содержит как фазу «1», так и фазу «2». Свойства эффективной фазы зависят от объемов фаз «1» и фаз «2».

Следовательно, уравнение (1.26) можно упростить до

$$\varphi \times \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{1 + \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1} A_i} = \frac{\sigma_e - \sigma_1}{1 + \frac{\sigma_e - \sigma_1}{\sigma_1} A_i}. \quad (1.28)$$

Решение уравнения (1.28) для σ_e даст зависимость эффективной проводимости от φ

$$\frac{\sigma_e}{\sigma_1} = \frac{[A_i + (1 - A_i) \varphi] (\sigma_2 - \sigma_1) + \sigma_1}{A_i (1 - \varphi) (\sigma_2 - \sigma_1) + \sigma_1}. \quad (1.29)$$

До сих пор мы предполагали, что только один тип фазы (фаза «2») встроен в фоновую фазу (фаза «1»). Однако уравнение (1.28) можно обобщить на произвольное число разных фаз. Обобщенное уравнение для эффективной проводимости имеет вид

$$\left(\varphi_2 \times \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{1 + \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1} A_i} \right) + \left(\varphi_3 \times \frac{\sigma_3 - \sigma_1}{1 + \frac{\sigma_3 - \sigma_1}{\sigma_1} A_i} \right) + \dots = \frac{\sigma_e - \sigma_1}{1 + \frac{\sigma_e - \sigma_1}{\sigma_1} A_i}. \quad (1.30)$$

Здесь φ_2, φ_3 — объемной доли фаз «2» и «3».

Глава 2. Пространственно неоднородная сверхпроводимость в анизотропных материалах

В предыдущей главе мы показали метод для нахождения эффективной проводимости, зависящей от объема разных фаз в изотропных материалах. Теперь мы готовы применить этот метод к анизотропным слоистым сверхпроводникам. Обычно слоистая кристаллическая структура, присущая практически всем высокотемпературным сверхпроводникам и органическим металлам, приводит к сильной анизотропии электрического сопротивления и других свойств. Также этим материалам присуща пространственная неоднородность. В некоторых материалах она возникает из-за неоднородности легирования (как в купратах) или неоднородности беспорядка (как при быстром охлаждении в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$). В других материалах (как в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$) неоднородность может возникнуть из-за конкуренции разных типов электронного упорядочения, приводящая к фазовому первого рода и фазовому расслоению. В этой главе в разделе 2.1 мы обсудим процесс перехода слоистых сверхпроводников в сверхпроводящее состояние. В разделе 2.2 мы покажем как можно изменить уравнения из предыдущей главы, чтобы применить в слоистых материалах. В разделе 2.4 мы обсудим предел применения нашей модели. В разделе 2.5 мы сравним результаты используя Максвелла — Гарнетта, самосогласованное приближение и численный расчет.

2.1 Переход в сверхпроводящее состояние в анизотропных сверхпроводниках

Переход в сверхпроводящее состояние в слоистых сверхпроводниках происходит постепенно. Это хорошо наблюдается в экспериментах по измерению сопротивления в магнитном поле [91—95]. В этих экспериментах при увеличении

магнитного поля переход в сверхпроводящее состояние происходит при более низкой температуре. Такое поведение можно объяснить тем, что магнитное поле разрушает сверхпроводимость [см. 45, глава 2]. Когда приложенное магнитное поле слабое, небольшие сверхпроводящие домены, возникающие при более высокой температуре, легко разрушаются. Однако при том же поле более крупные сверхпроводящие домены, возникающие при более низкой температуре, не могут быть разрушены. Это объясняет отсроченное начало сверхпроводимости.

Схематическое изображение процесса перехода к сверхпроводимости в слоистых сверхпроводниках показано на рисунке 2.1. На рисунке 2.1 образец помещен в однородное электрическое поле. Магнитное поле предполагается равным нулю. При $T > T^*$ сверхпроводящие домены отсутствуют в образце (рисунок 2.1а). С понижением температуры при $T = T^*$ появляются небольшие сверхпроводящие домены. Мы предполагаем, что эти домены находятся на большом расстоянии друг от друга, следовательно, они не взаимодействуют между собой. Мы предполагаем, что все эти домены имеют эллипсоидальную форму. При дальнейшем понижении температуры количество и размеры этих доменов увеличиваются, и они начинают формировать небольшие сверхпроводящие кластеры (рисунок 2.1в). Наконец, при температуре сверхпроводящего перехода $T = T_c$ эти кластеры соединяются вместе, открывая сверхпроводящий канал (рисунок 2.1г). Эта ситуация определяется как переход в сверхпроводящее состояние, состояние нулевого сопротивления. Как показано на рисунке 2.1г, при переходе в сверхпроводящее состояние образец не обязательно должен полностью находиться в сверхпроводящей фазе. Однако в обычных сверхпроводниках по теории БКШ при $T = T_c$ весь образец является сверхпроводящим.

Теперь мы бы хотели объяснить электронный транспорт в слоистых материалах при наличии сверхпроводящих доменов. Схематическое изображение транспорта электрического тока показано на рисунке 2.2. Мы предполагаем, что оси x и y лежат на плоскости слоя, а ось z ей перпендикулярна. Электронный ток можно разделить в основном на два типа: (i) ток, протекающий в слое (\mathbf{J}_{xy}), (ii) ток, протекающий перпендикулярно слою (\mathbf{J}_z). Электрический ток, перпен-

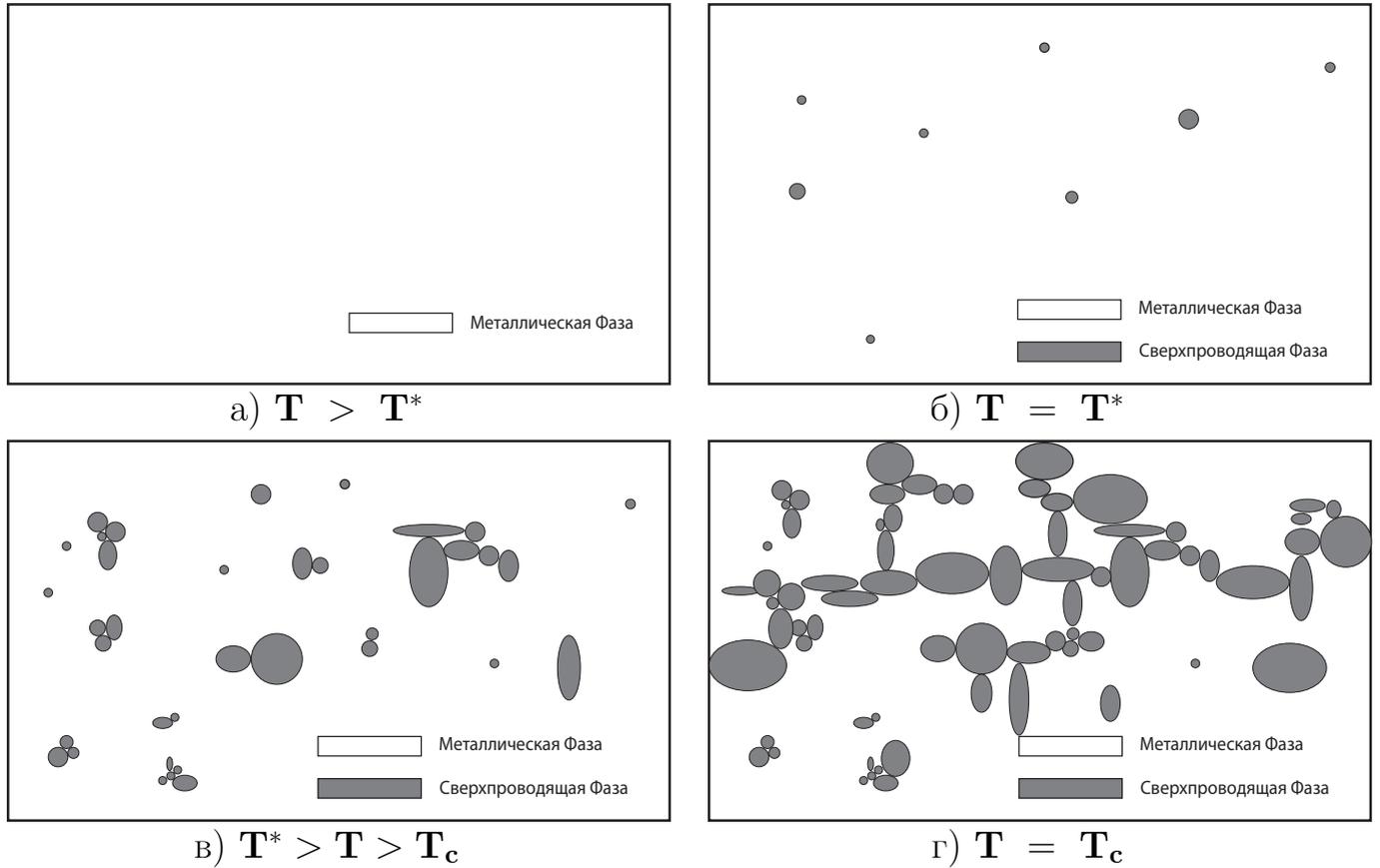


Рисунок 2.1 — Схематическое изображение перехода в сверхпроводящее состояние. (2.1а) При температуре $T > T^*$ сверхпроводящие домены не существуют. (2.1б) При температуре $T = T^*$ в материале начинают формироваться небольшие сверхпроводящие домены. Эти домены находятся на большом расстоянии друг от друга. Другими словами, размер доменов (d) меньше, чем расстояние между ними (l), т.е. $d \ll l$. Следовательно, они не взаимодействуют друг с другом. (2.1в) С понижением температуры эти домены увеличиваются в размерах и образуют кластеры сверхпроводящей фазы. Этот процесс возникает при температурах $T^* > T > T_c$. (2.1г) При температуре $T < T_c$ домены соединяются друг с другом, открывая сверхпроводящий канал. Это явление известно как перколяция сверхпроводящих доменов.

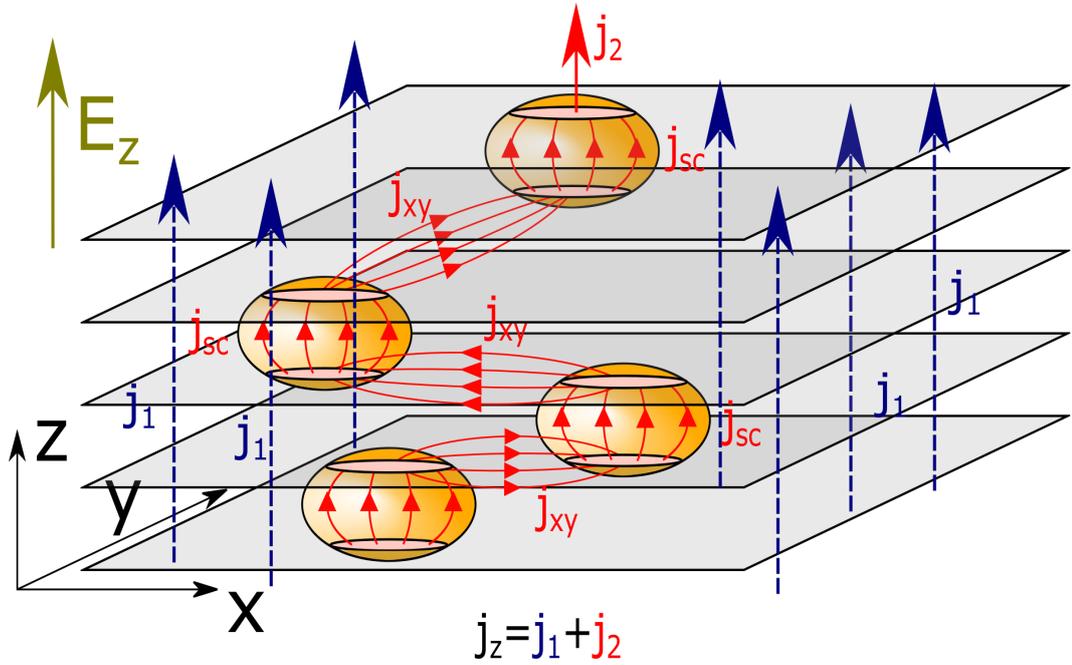


Рисунок 2.2 — Процесс переноса электронов в слоистых материалах. Электроны размещаются по xy плоскостям (\mathbf{J}_{xy}). Когда электроны встречаются со сверхпроводящими доменами, они образуют куперовские пары и перемещаются в сверхпроводящих доменах вдоль оси z (\mathbf{J}_{sc}). Вдоль оси z перемещаются также обычные электроны (\mathbf{J}_1). Поэтому электронный ток вдоль оси z состоит из двух компонентов $\mathbf{J}_z = \mathbf{J}_{sc} + \mathbf{J}_1$.

дикулярный слою, также содержит две составляющие: (i) ток из-за обычного переноса электронов (\mathbf{J}_1), (ii) ток из-за переноса электронов через сверхпроводящие домены (\mathbf{J}_{sc}). Поэтому электрический ток, перпендикулярный слою, можно записать как

$$\mathbf{J}_z = \mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_{sc}. \quad (2.1)$$

Обычно из-за низкого интеграла электронного переноса (\mathbf{t}_\perp), перпендикулярного слою, электрический ток \mathbf{J}_1 намного меньше, чем ток вдоль слоя \mathbf{J}_{xy} , т.е. $\mathbf{J}_z' \ll \mathbf{J}_{xy}$.

Процесс перемещения электронов в слоистых сверхпроводниках выглядит следующим образом. Электроны обычно двигаются вдоль слоя на плоскости xy (\mathbf{J}_{xy}), когда они встречаются со сверхпроводящими доменами, то создают куперовские пары и перемещаются перпендикулярно слоям в сверхпроводящих доменах (\mathbf{J}_{sc}). Таким образом электроны переходят на другой слой. В другом

слое они продолжают движение как обычные электроны, пока снова не встречаются со сверхпроводящими доменами. Этот процесс показан на рисунке 2.2.

2.2 Применение метод эффективной проводимости к анизотропным материалам

Метод, описанный в главах 1.2 и 1.3 применяется только в том случае, если домены фазы «2» встраиваются в изотропный материал фазы «1». Однако этот метод напрямую не применим к слоистым материалам. Мы возьмем ось \mathbf{z} , направленную перпендикулярно к плоскости слоя, оси \mathbf{x} и \mathbf{y} образуют плоскость слоя. Проводимости по трем осям обозначим как σ_z , σ_y и σ_x . Они имеют значение $\sigma_z \ll \sigma_y < \sigma_x$. Чтобы применить метод, описанный в предыдущих разделах, к слоистым материалам, нам нужно преобразовать слоистые (анизотропные) материалы в изотропные. В слоистых материалах проводимость перпендикулярно слою самая низкая. Проводимость вдоль слоя обычно намного выше по сравнению с перпендикулярной проводимостью. Чтобы преобразовать эти анизотропные материалы в изотропные, мы вводим анизотропные коэффициенты

$$\mu = \frac{\sigma_y}{\sigma_x}, \quad \eta = \frac{\sigma_z}{\sigma_x}. \quad (2.2)$$

Мы используем условие, что электрический ток, протекающий через анизотропную среду (слоистый материал), должен быть таким же, как и в преобразованном изотропном материале. Следовательно, должно выполняться условие непрерывности электрического тока. Условие непрерывности утверждает, что электрический ток, протекающий в некотором объеме и выходящий из того же объема, должен быть одинаковым. Другими словами, градиент электрического тока равен нулю. Градиент электрического тока в анизотропных средах равен

$$\nabla \mathbf{J} = \sigma_x \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \sigma_y \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \sigma_z \frac{\partial^2 U}{\partial z^2}. \quad (2.3)$$

Здесь \mathbf{J} — плотность электрического тока, U — электрический потенциал. По определению в изотропных средах проводимость по всем трем направлениям должна быть одинаковой. Если в качестве оси отсчета мы используем ось \mathbf{x} , то уравнение (2.3) можно записать как

$$\nabla \mathbf{J} = \sigma_x \left[\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\sigma_y}{\sigma_x} \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\sigma_z}{\sigma_x} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right]. \quad (2.4)$$

Подставляя анизотропные коэффициенты уравнения (2.2) в уравнении (2.4) мы получим

$$\nabla \mathbf{J} = \sigma_x \left[\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \eta \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right]. \quad (2.5)$$

В изотропных средах уравнение непрерывности можно записать в виде

$$\nabla \mathbf{J}' = \sigma' \frac{\partial^2 U}{\partial x'^2} + \sigma' \frac{\partial^2 U}{\partial y'^2} + \sigma' \frac{\partial^2 U}{\partial z'^2}. \quad (2.6)$$

Здесь \mathbf{J}' — плотность тока в изотропных средах; x' , y' и z' — новые значение осей в изотропной среде; σ' — проводимость вдоль осей x' , y' и z' . Следует отметить, что значение σ' в уравнении (2.6) одинаково по всем направлениям по сравнению с различными проводимостями в уравнении (2.3). Сравнивая уравнение (2.5) и уравнение (2.6), мы получим преобразование координат

$$x' = x, \quad y' = \frac{y}{\sqrt{\mu}}, \quad z' = \frac{z}{\sqrt{\eta}}. \quad (2.7)$$

Из-за преобразования координат (2.7) форма сферических или эллипсоидальных включений в реальных материалах искажается в преобразованных изотропных средах. Например, если в реальных материалах эллипсоиды имеют полуоси a_x , a_y и a_z , то в трансформированной среде их полуоси будут

$$a'_x = a_x, \quad a'_y = \frac{a_y}{\sqrt{\mu}}, \quad a'_z = \frac{a_z}{\sqrt{\eta}}. \quad (2.8)$$

Мы обозначим эффективную проводимость в трансформированной среде

$$\sigma'_i = \begin{bmatrix} \sigma'_x & 0 & 0 \\ 0 & \sigma'_y & 0 \\ 0 & 0 & \sigma'_z \end{bmatrix}. \quad (2.9)$$

Если мы возьмем фоновую проводимость вдоль оси \mathbf{x} в качестве проводимости отсчета ($\sigma_2^x = \sigma'$), и проводимость включений σ^{isl} изотропной, тогда с использованием уравнение (1.29) эффективную проводимость в трансформированной среде можно записать в виде,

$$\frac{\sigma'_i}{\sigma'} = \frac{[A'_i + (1 - A'_i) \varphi] (\sigma^{isl} - \sigma') + \sigma'}{A_i (1 - \varphi) (\sigma^{isl} - \sigma') + \sigma'}. \quad (2.10)$$

Умножая уравнение (1.29) матрицей

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{bmatrix}, \quad (2.11)$$

мы получим эффективную проводимость в реальном пространстве. Эффективная проводимость в реальном пространстве:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_x}{\sigma_2^x} &= \frac{[A'_x + (1 - A'_x) \varphi] (\sigma^{isl} - \sigma_2^x) + \sigma'}{A'_x (1 - \varphi) (\sigma^{isl} - \sigma_2^x) + \sigma'}, \\ \frac{\sigma_y}{\mu \sigma_2^x} &= \frac{[A'_y + (1 - A'_y) \varphi] (\sigma^{isl} - \mu \sigma_2^x) + \sigma'}{A'_x (1 - \varphi) (\sigma^{isl} - \mu \sigma_2^x) + \mu \sigma_2^x}, \\ \frac{\sigma_z}{\eta \sigma_2^x} &= \frac{[A'_z + (1 - A'_z) \varphi] (\sigma^{isl} - \eta \sigma_2^x) + \sigma'}{A'_z (1 - \varphi) (\sigma^{isl} - \eta \sigma_2^x) + \eta \sigma_2^x}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

2.3 Объем сверхпроводящей фазы в анизотропных материалах

Перколяция сверхпроводящих доменов — процесс соединения сверхпроводящих доменов и открытие сверхпроводящего канала — вызывает сверхпроводящий переход в слоистых сверхпроводниках. В этом разделе, используя метод из главы 1, мы найдем температурную зависимость объема сверхпроводящей фазы и формы сверхпроводящих доменов. Согласно разделу 2.2, эффективная проводимость вдоль осей \mathbf{x} , \mathbf{y} и \mathbf{z} анизотропного неоднородного материала с

фазой «1» (включение) и фазой «2» (фоновой материал) равна

$$\frac{\sigma_e^{xx}}{\sigma_2^{xx}} \equiv \frac{\sigma_e^{xx}}{\sigma_2^{xx}} = \frac{[A_x + (1 - A_x) \varphi] (\sigma_1 - \sigma_2^{xx}) + \sigma_2^{xx}}{A_x (1 - \varphi) (\sigma_1 - \sigma_2^{xx}) + \sigma_2^{xx}}, \quad (2.13)$$

$$\frac{\sigma_e^{yy}}{\sigma_2^{yy}} \equiv \frac{\sigma_e^{yy}}{\mu \sigma_2^{xx}} = \frac{[A_y + (1 - A_y) \varphi] (\sigma_1 - \sigma_2^{yy}) + \sigma_2^{yy}}{A_y (1 - \varphi) (\sigma_1 - \sigma_2^{yy}) + \sigma_2^{yy}}, \quad (2.14)$$

$$\frac{\sigma_e^{zz}}{\sigma_2^{zz}} \equiv \frac{\sigma_e^{zz}}{\eta \sigma_2^{xx}} = \frac{[A_z + (1 - A_z) \varphi] (\sigma_1 - \sigma_2^{zz}) + \sigma_2^{zz}}{A_z (1 - \varphi) (\sigma_1 - \sigma_2^{zz}) + \sigma_2^{zz}}. \quad (2.15)$$

Здесь σ_e^{xx} , σ_e^{yy} и σ_e^{zz} — эффективная проводимость вдоль оси \mathbf{x} , \mathbf{y} и \mathbf{z} . Обычно в эксперименте измеряют эту проводимость. Проводимости обеих фаз «1» и «2» влияют на эффективную проводимость. σ_1 — проводимость фазы «1», проводимость включенных доменов изотропны. Поэтому $\sigma_1^{xx} = \sigma_1^{yy} = \sigma_1^{zz} = \sigma_1$. Аналогично, σ_2^{xx} , σ_2^{yy} и σ_2^{zz} — это проводимости фазы «2», фонового материала, вдоль осей \mathbf{x} , \mathbf{y} и \mathbf{z} . φ — это объемная доля фазы «1». Она определяется как отношение объема фазы «1» к общему объему образца. μ и η — анизотропные коэффициенты, они определяются как $\mu = \sigma_2^{yy} / \sigma_2^{xx}$ и $\eta = \sigma_2^{zz} / \sigma_2^{xx}$. Следует отметить, что в уравнении (2.13) мы взяли ось \mathbf{x} , чтобы найти анизотропные отношения μ и η . Если бы в качестве оси отсчета были взяты в качестве осей отсчета оси \mathbf{y} или \mathbf{z} , то коэффициенты анизотропии изменились бы соответствующим образом. A_x , A_y и A_z — коэффициенты деполяризации. Они зависят от формы включений и вычисляются из следующего интегрирования

$$\begin{aligned} A_x &= \frac{a_x a_y a_z}{2} \int_0^\infty \frac{dt}{(t + a_x^2) \sqrt{(t + a_x^2) (t + a_y^2) (t + a_z^2)}}, \\ A_y &= \frac{a_x a_y a_z}{2} \int_0^\infty \frac{dt}{(t + a_y^2) \sqrt{(t + a_x^2) (t + a_y^2) (t + a_z^2)}}, \\ A_z &= \frac{a_x a_y a_z}{2} \int_0^\infty \frac{dt}{(t + a_z^2) \sqrt{(t + a_x^2) (t + a_y^2) (t + a_z^2)}}, \end{aligned} \quad (2.16)$$

где a_x , a_y и a_z — длины полуосей эллипсоидов доменов.

Эллиптическое интегрирование в уравнении (2.16) можно легко рассчитать [см. приложение (Б) для подробности]. Если включения находятся в

сверхпроводящем состоянии ($\sigma_1 \approx \infty$), то уравнение (2.13) сводится к

$$\begin{aligned}\frac{\sigma_e^{xx}}{\sigma_2^{xx}} &= \frac{A_x + (1 - A_x) \varphi}{A_x (1 - \varphi)}, \\ \frac{\sigma_e^{yy}}{\mu \sigma_2^{xx}} &= \frac{A_y + (1 - A_y) \varphi}{A_y (1 - \varphi)}, \\ \frac{\sigma_e^{zz}}{\eta \sigma_2^{xx}} &= \frac{A_z + (1 - A_z) \varphi}{A_z (1 - \varphi)}.\end{aligned}\tag{2.17}$$

Уравнение (2.17) можно решать, подставив $\sigma_1 \approx \infty$. Используя уравнение (2.17), можно найти φ :

$$\begin{aligned}\varphi &= \frac{A_x [1 - (\sigma_2^{xx} / \sigma_e^{xx})]}{A_x + [(1 - A_x) (\sigma_2^{xx} / \sigma_e^{xx})]}, \\ \varphi &= \frac{A_y [1 - (\mu \sigma_2^{xx} / \sigma_e^{yy})]}{A_y + [(1 - A_y) (\mu \sigma_2^{xx} / \sigma_e^{yy})]}, \\ \varphi &= \frac{A_z [1 - (\eta \sigma_2^{xx} / \sigma_e^{zz})]}{A_z + [(1 - A_z) (\eta \sigma_2^{xx} / \sigma_e^{zz})]}.\end{aligned}\tag{2.18}$$

φ показывает объем сверхпроводящей фазы по отношению к общему объему образца $\varphi = V_{sc} / V_{sample}$. Следует отметить, что φ зависит от температуры, так как размер сверхпроводящих доменов увеличивается с понижением температуры. Анизотропные коэффициенты μ и η также зависят от температуры [82; 96].

Теперь мы обсудим использование экспериментальных данных для расчета φ . В уравнении (2.17) для расчета необходимы два типа проводимости: (i) проводимость без эффекта сверхпроводимости — σ_2^{xx} , σ_2^{yy} и σ_2^{zz} ; (ii) проводимость со сверхпроводимостью — σ_e^{xx} , σ_e^{yy} и σ_e^{zz} . Проводимость без эффекта сверхпроводимости также известна как *фоновая проводимость*; аналогично проводимость со сверхпроводящим эффектом известна как *эффективная проводимость*. Обычно *эффективная проводимость* измеряется в отсутствие магнитного поля, а *фоновая проводимость* в присутствии магнитного поля. Используя эти две проводимости в уравнении (2.18), мы находим φ . Однако правильное значение φ не может быть вычислено сразу, так как не известны правильные значения коэффициентов деполяризации \mathbf{A}_x , \mathbf{A}_y и \mathbf{A}_z , связанные со значениями полуосей эллипсоидов \mathbf{a}_x , \mathbf{a}_y и \mathbf{a}_z . Следовательно, полуоси

эллипсоида можно использовать в качестве подгоночного параметра для нахождения правильного значения φ . Процесс выглядит следующим образом, сначала мы используем один из наборов проводимости — скажем σ_2^{xx} и σ_e^{xx} — для вычисления φ , затем эти значения φ используются в уравнении (2.13) для прогнозирования проводимости по осям \mathbf{y} и \mathbf{z} — σ_e^{yy} и σ_e^{zz} . Если полученная проводимость не соответствует экспериментальным значениям, мы корректируем значения \mathbf{a}_x , \mathbf{a}_y и \mathbf{a}_z и повторяем этот процесс до тех пор, пока не будет найдено хорошее соответствие между теоретической и экспериментальной проводимостью.

2.4 Пределы применимости модели эффективной проводимости

Модель эффективной проводимости, описанная в главе 1, при применении к сверхпроводящим доменам верна только в макроскопическом пределе, то есть когда расстояние между двумя сверхпроводящими доменами l_i и размер доменов d_i намного больше сверхпроводящей длины когерентности ξ_i :

$$l_i \gg \xi_i, \quad d_i \gg \xi_i. \quad (2.19)$$

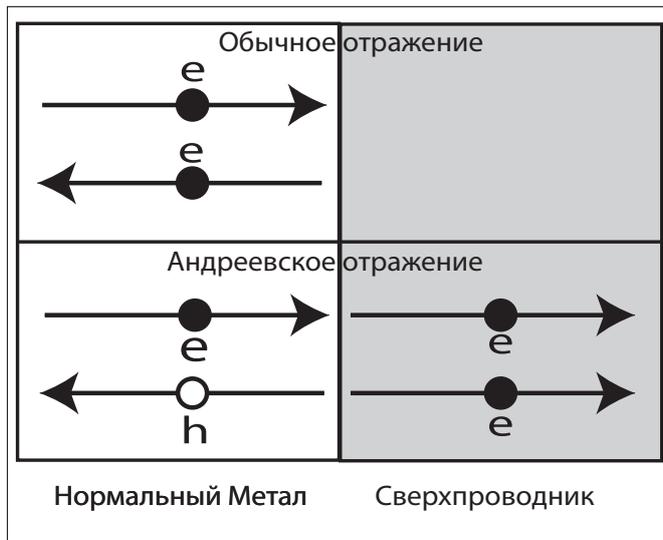
С другой стороны, приближение Максвелла — Гарнетта справедливо только при нижнем пределе φ , т.е. $\varphi \ll 1$. Это условие выполняется, когда сверхпроводящие домены находятся далеко друг от друга. Качественно это означает, что размер сверхпроводящих доменов меньше расстояния между ними, т.е.

$$d_i \ll l_i. \quad (2.20)$$

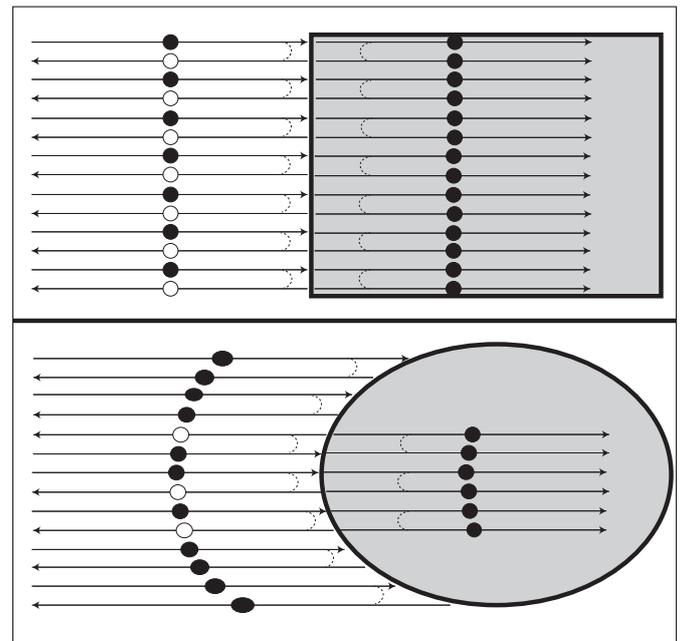
Следовательно, из уравнения (2.19) и уравнение (2.20) мы найдем следующее условие применимости модели

$$l_i \gg d_i \gg \xi_i. \quad (2.21)$$

Это означает, что наша модель справедлива только тогда, когда размер сверхпроводящих доменов больше размера сверхпроводящей длины когерентности,



а) Андреевское отражение



б) Зависимость андреевского отражения от угла падения

Рисунок 2.3 — Андреевское отражение и его зависимость от угла падения. (2.3а) Андреевское отражение. Здесь пустые кружки представляют собой дырки, а черные кружки — электроны. Внутри сверхпроводника каждая пара электронов представляет собой одну куперовскую пару. (2.3б) Зависимость андреевского отражения от угла падения. Вероятность андреевского отражения уменьшается с увеличением угла падения. Для плоской поверхности почти все электроны участвуют в процессе андреевского отражения. Однако для искривленной поверхности в процессе андреевского отражения участвует только часть падающих электронов.

и сверхпроводящие домены расположены очень далеко друг от друга, чтобы взаимодействием между ними можно было пренебречь.

В пределах применимости нашей модели и благодаря сфероидальной форме сверхпроводящих доменов можно пренебречь следующими квантово-механическими эффектами: (i) андреевским отражением, (ii) эффектом близости, (iii) джозефсоновской связью между сверхпроводящими доменами.

Андреевское отражение — это квантово-механическое явление, происходящее на границе сверхпроводящей и металлической фаз [см. 45, глава 11]. Впервые этот процесс был предложен как явление объясняющее избыточное термическое сопротивление в промежуточных состояниях сверхпроводников

[97]. В обычном металле электроны двигаются по одиночке. Когда эти электроны — они отличаются волновым вектором \mathbf{k} — падают на границу между нормальным металлом и сверхпроводником, то происходят четыре разных процесса [98]: (i) электрон переходит в сверхпроводник с тем же волновым вектором \mathbf{k} ; (ii) электрон переходит в сверхпроводник с отрицательным волновым вектором $-\mathbf{k}$; (iii) электрон отражается; (iv) одна дырка отражается. Электроны, которые переходят в сверхпроводник в результате процессов (i) и (ii), добавляются к сверхпроводящему конденсату. Электроны, которые отражаются от границы в результате процесса (iii), не вносят вклада в сверхпроводящий ток. Однако наиболее интересным является процесс (iv). Электрон, падающий на границу между сверхпроводником и обычным металлом, соединяется с другим электроном на сверхпроводящей длине когерентности $\xi(T)$, образуя *куперовскую пару*. В то же время образовавшаяся пустая электронная позиция (*дырка*) отражается от границы в металлическую фазу. Следует отметить, что $\xi(T) \ll \Lambda(T)$, известно как *расстояние релаксации заряда*. Этот процесс известен как *андреевское отражение*. Схематическое изображение андреевского отражения показано на рисунке 2.3. Процесс (i) и (ii) происходит для электронов высокой энергии $\mathbf{E}_e \gg \Delta$, где, \mathbf{E}_e — электронная энергия, а Δ — сверхпроводящая энергетическая щель. Однако в *андреевском отражении* принимают участие только низко-энергетические электроны $\mathbf{E}_e < \Delta$. Обычно при высокой температуре большинство электронов имеют энергию $\mathbf{E}_e \sim k_B T \gg \Delta$. Следовательно, выше $T > T_c$, где появляются сверхпроводящие домены, энергия электронов $\mathbf{E}_e \sim k_B T \gg \Delta$. Поэтому в нашем случае андреевское отражение дает небольшую поправку к току из-за процессов (i) и (ii). Еще одним фактором, снижающим вероятность андреевского отражения, является угол падения электронов на границу между обычным металлом и сверхпроводником. В соответствии с этим вероятность андреевского отражения уменьшается с увеличением угла падения [99]. Поскольку большинство электронов преимущественно перемещаются по \mathbf{xu} плоскости, большая часть электронов падает

на сверхпроводящие домены под очень большим углом из-за сплюснутой сфероидальной формы доменов, как показано на рисунке 2.3. По указанным выше причинам андреевским отражением в нашем расчете можно пренебречь.

Поведение электронов в обычном металле и сверхпроводнике совершенно различно. Это происходит из-за образования куперовских пар в сверхпроводниках. Куперовские пары образуются на границе между металлом и сверхпроводником это происходит на расстоянии $\xi(T)$. Также куперовские пары рславаются на расстоянии $\xi(T)$ в металле. Благодаря этому и куперовские пары, и нормальные электроны сосуществуют на расстоянии до $\xi(T)$ по обе стороны от границы между металлом и сверхпроводником. Недавно **СТМ** эксперимент также показал, что куперовские пары не могут проникать дальше, чем $\xi(T)$ по обе стороны от границы между металлом и сверхпроводником [100]. Это явление известно как эффект близости [101; 102]. Поэтому эффект близости следует учитывать, если расстояние между двумя сверхпроводящими доменами равно

$$d < 2\xi. \quad (2.22)$$

Однако согласно пределу применимости уравнения (2.19) наша модель применима только тогда, когда расстояние между доменами намного больше сверхпроводящей длины когерентности, $d \gg \xi$. Типичный размер сверхпроводящих доменов, полученной с помощью **СТМ** экспериментов [76–80; 103–105] и сканирующего SQUID — микроскопа [106–108], показывает, что мы имеем дело с доменом размера $d > \xi$. Поэтому расстояние между доменами всегда $l \gg d > \xi$. Благодаря этому увеличение тока из-за эффекта близости в нашей модели незначительно.

Другим важным эффектом является туннелирование куперовских пар между двумя сверхпроводящими доменами, известное как *связь Джозефсона* [109; 110]. Обычно вероятность туннелирования куперовских пар уменьшается с увеличением расстояния между сверхпроводящими доменами [111]. Поэтому

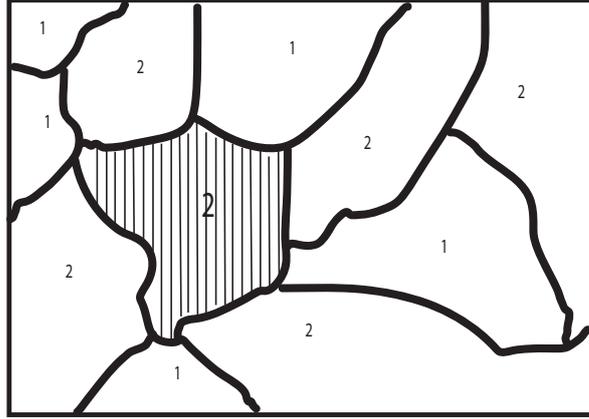
в макроскопическом пределе уравнения (2.21) связь Джозефсона пренебрежимо мала. Мы также хотели бы отметить, что температура играет важную роль в нарушении дальней фазовой когерентности между сверхпроводящими доменами. Конечные температурные эффекты нарушают эту когерентность, когда энергия из-за температуры $\mathbf{k}_B \mathbf{T}$ становится сравнимой с энергией связи Джозефсона $E_J = \hbar I_c / 2e$. Здесь I_c — критический ток Джозефсоновского контакта [45]. Он экспоненциально зависит от расстояния между областями l , т.е. $I_c \propto \exp(-l/\xi)$. Вблизи \mathbf{T}^* критический ток имеет линейную температурную зависимость, $I_c \propto (\mathbf{T} - \mathbf{T}^*)$. Также при $\mathbf{T}^* > T$ и при $l > \xi$ сверхпроводящий ток приобретает дополнительное экспоненциальное температурное затухание [109; 110]. Следовательно, в нашем случае *связь Джозефсона*, скорее всего, подавлена температурой или пренебрежимо мала. Поэтому в нашей модели можно пренебречь эффектом джозефсоновской связи.

2.5 Сравнение результатов объемных аналитических моделей и численных расчетов

В этом разделе мы сравним результаты аналитической модели, используя приближение Максвелла-Гарнетта и самосогласованное приближение, а также численных экспериментов. В самосогласованном приближении эффективная проводимость найдется предполагая, что в рисунке 2.4 проводимость вне домена с штрихом равна эффективной проводимости [88; 112]. Эффективная проводимость вдоль осей $i=\mathbf{x}, \mathbf{y}$ и \mathbf{z} используя уравнение (18.18) и (18.19) работы [83] :

$$\sum_j^N \frac{\varphi^j (\sigma^j - \sigma_{ii}^*) \sigma_{ii}^{ast}}{\sigma_{ii}^* + A_j^* (\sigma^j - \sigma_{ii}^*)} = 0. \quad (2.23)$$

Где j — обозначить фазы, φ^j — объемная доля фазы j , σ^j — проводимость фазы j , σ_{ii}^* — эффективная проводимость вдоль оси \mathbf{i} . Для двух фаз, сверхпроводящая



а) Самосоглазованное приближение

Рисунок 2.4 — Заштрихованный домен типа «2» окружен кристаллами обоих типов, которые воображается замененными единой средой однородной проводимости. Для подробности см. работу [112].

фаза и металлическая фаза, уравнение (2.23) можно записать в виде

$$\frac{(1 - \varphi) (\sigma^m - \sigma_{ii}^*) \sigma_{ii}^*}{\sigma_{ii}^* + A_i^* (\sigma^m - \sigma_{ii}^*)} + \frac{\varphi (\sigma^s - \sigma_{ii}^*) \sigma_{ii}^*}{\sigma_{ii}^* + A_i^* (\sigma^s - \sigma_{ii}^*)} \quad (2.24)$$

Здесь s — сверхпроводящая фаза, и m — металлическая фаза. Если взять $\sigma^s \rightarrow \infty$, тогда уравнение (2.24) можно записать в виде

$$\sigma_{ii}^* = \frac{\sigma^m A_i^*}{A_i^* - \varphi}. \quad (2.25)$$

Из уравнения (2.25) легко найти φ :

$$\varphi = A_i^* - \frac{\sigma^m A_i^*}{\sigma_{ii}^*}. \quad (2.26)$$

Из максвеллского приближения эффективную проводимостью можно найти [см. уравнение (2.17) для подробности]

$$\frac{\sigma_e^{ii}}{\sigma_2^{ii}} = \frac{A_i + (1 - A_i) \varphi}{A_i (1 - \varphi)}. \quad (2.27)$$

Мы сравним эффективную проводимостью из уравнений (2.25) и (2.27), и из численного расчета, используя метод конечных элементов и Монте — Карло, как показано в рисунке 2.5. Для численного расчета мы использовали три разные распределения сверхпроводящих доменов: (i) случайное, (ii) квадратное и (iii) шахматное. Для квадратного распределения численный расчет дает

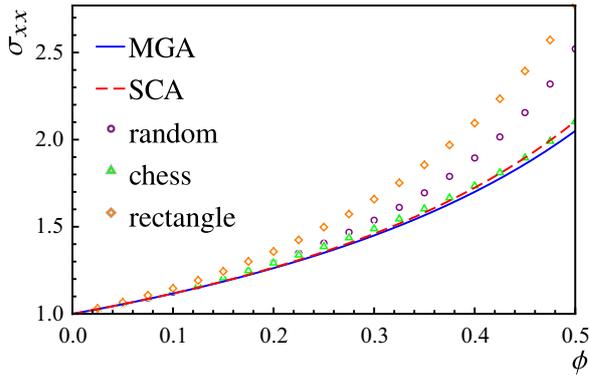
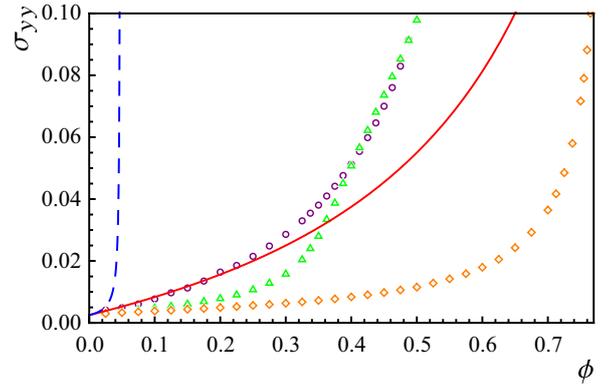
а) σ_{xx} б) σ_{yy}

Рисунок 2.5 — Проводимость двумерной анизотропной ($\sigma_{xx}/\sigma_{yy} = 400$) гетерогенной среды со сверхпроводящими включениями, рассчитанная с использованием аналитических моделей, максвеллское преобразованное (уравнение (2.25), самосогласованное преобразованное (уравнение (2.27), и численный расчет для трех различных распределений сверхпроводящих островков: случайного, прямоугольного и шахматного порядка.

самую большую проводимость вдоль оси x , но дает самую низкую проводимость вдоль оси y . Для σ_{xx} все расчеты, аналитические и численные, дают примерно одинаковый результат, но расчеты для σ_{yy} отличаются сильно друг с друга. Эти все результаты утверждает давно известный факт, что когда проводимость двух фаз сильно отличаются, тогда самосогласованное приближение дает не правильный ответ.

Глава 3. Сверхпроводимость в органических сверхпроводниках

Хотя обычные органические материалы, такие как обычный пластик, являются изоляторами, открытие в 1950-х годах высокопроводящих органических металлов на основе **7,7,8,8-tetracyano-p-quinodimethane (TCNQ)** удивило всех. Эти органические металлы имеют (i) высокую концентрацию электронов, (ii) почти нулевую энергию активации и (iii) парамагнитные свойства, не зависящие от температуры. Кроме того, в органических металлах на основе **TCNQ** проявляются четыре экзотические фазы : (i) **ВСП** , (ii) **ВЗП** , (iii) синглетная сверхпроводимость, (iv) триплетная сверхпроводимость. Обычно эти фазы характерны для низкоразмерных материалов, поэтому органические металлы на основе **TCNQ** являются идеальными материалами для наблюдения низкоразмерной физики. Эти свойства привели к повышенному исследовательскому интересу к этим материалам. Все органические сверхпроводники можно разделить на два типа: (i) квазиодномерные органические сверхпроводники, (ii) квазидвумерные органические сверхпроводники. Все органические металлы на основе **бис-тетраметил-тетраселенафульвалена (TMTSF)** относятся к квазиодномерным органическим сверхпроводникам. Точно так же все сверхпроводники на основе **бис-этилендитио-тетратиафульвалена (BEDT-TTF)** имеют квазидвумерную природу. Приведен в прекрасной монографии Ишигуро и др. [46] глубокий анализ этих соединений. Теоретический аспект представлен в недавней монографии Лебедея и др. [113]. Мы рассмотрим три органических сверхпроводника **(TMTSF)₂PF₆** , **(TMTSF)₂ClO₄** и **(BEDT—TTF)₂I₃** . Во всех этих материалах сверхпроводимость проявляется анизотропно. Кроме того, в них на температуру перехода в сверхпроводящее состояние можно влиять с помощью внешних факторов таких как, давление, химический состав и скорость охлаждения.

В разделе 3.1 мы найдем объем сверхпроводящей фазы в **(TMTSF)₂PF₆** , а в разделах 3.2 и 3.3 объем сверхпроводящей фазы в **(TMTSF)₂ClO₄** и

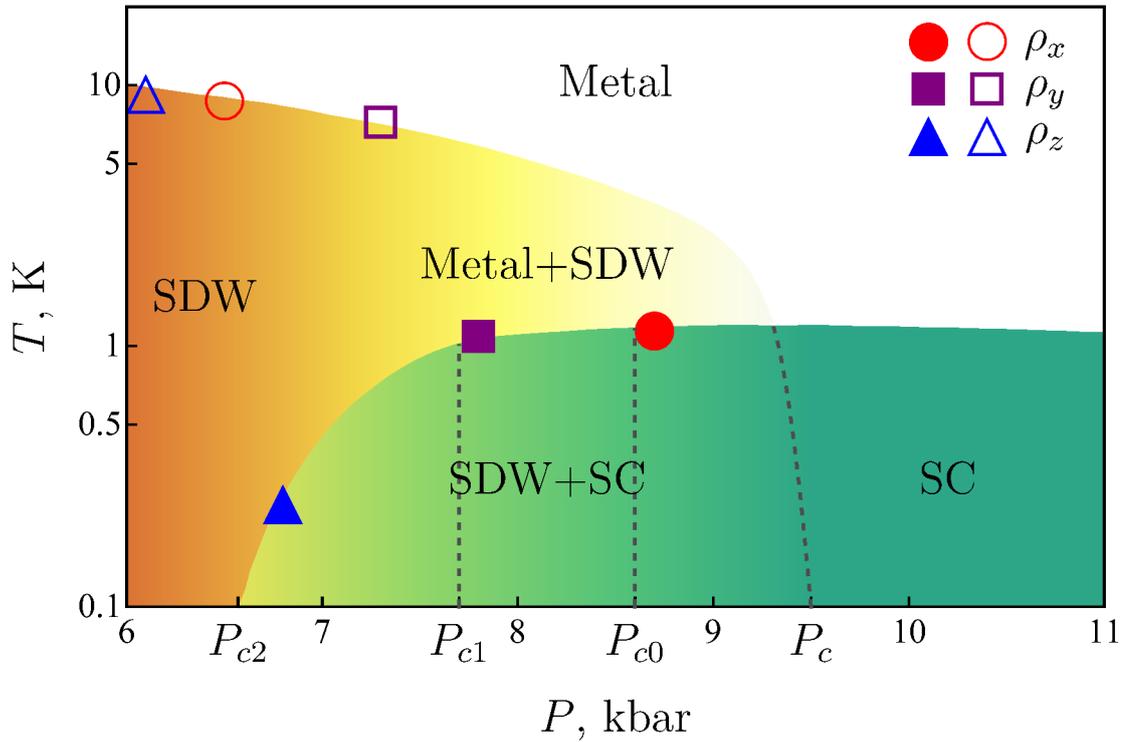


Рисунок 3.1 — Фазовая диаграмма температура-давление $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$, построенная по данным удельного сопротивления в работе [23]. По оси x переход к фазе **ВСП** обозначен символом (\circ), переход к сверхпроводящей фазе — символом (\bullet); по оси y переход к фазе **ВСП** обозначен символом (Δ), переход к сверхпроводящей фазе — символом (\blacktriangle); по оси z переход к фазе **ВСП** обозначен символом (\square), переход к сверхпроводящей фазе — символом (\blacksquare). В области давлений $P_{c2} < P < P_c$ и температур $T_c < T < T_{sdw}$ сосуществуют как металлическая фаза, так и **ВСП** фаза, также при температуре $T^* > T$ сосуществуют **ВСП**, металлическая и сверхпроводящая фаза.

$(\text{BEDT—TTF})_2\text{I}_3$. В разделе 3.1.2 мы объясним причину анизотропии в T_c в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$. В разделах 3.2.1 и 3.2.2 будет рассмотрен эффект влияния скорости охлаждения и беспорядка на объем сверхпроводящей фазы в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$.

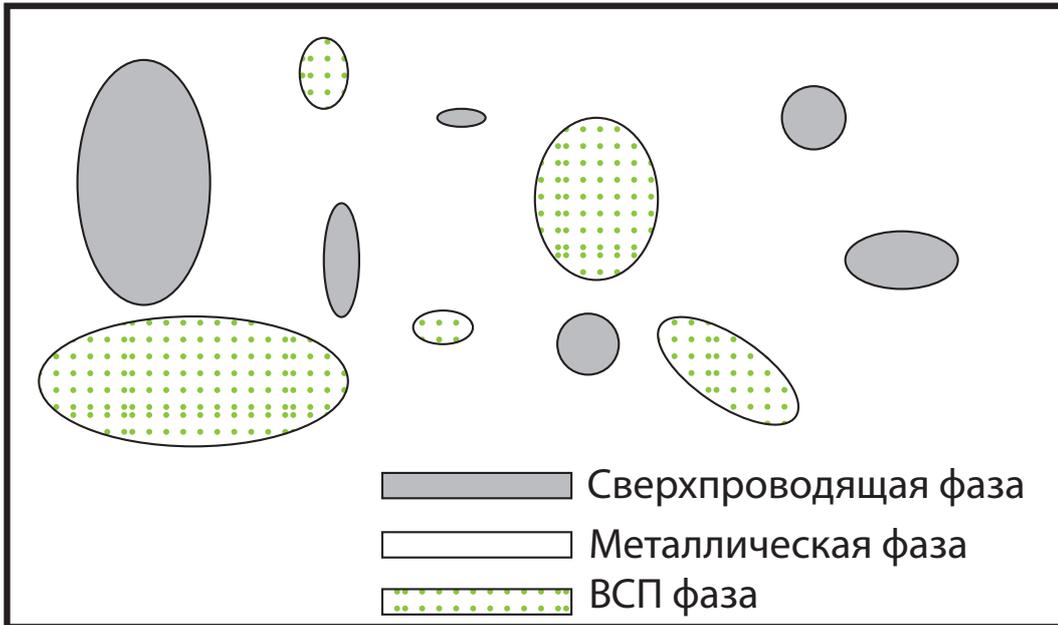
3.1 Сверхпроводимость в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$

$(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ является первым материалом, обнаруженным среди **TMTSF-X** сверхпроводников [7; 33; 114]. При низком давлении он не обладает сверхпроводящими свойствами. На самом деле фаза **ВСП** является основным состоянием этого материала при низкой температуре и низком давлении [23; 26; 115]. Однако при высоком давлении $P > 6.5$ Кбар в этом материале появляются признаки сверхпроводимости [23; 26; 115]. Полная фазовая диаграмма температуры-давления $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ показана на рисунке 3.1. Её можно объяснить следующим образом:

- при давлений $0 < P < 6$ Кбар и температуре $T > T_{\text{sdw}}$ существует только металлическая фаза, при температуре $T < T_{\text{sdw}}$ существует только **ВСП** фаза [115]. Здесь T_{sdw} обозначает температуру перехода, при которой металлическая фаза переходит в фазу **ВСП**. При давлении $P = 0$ Кбар, $T_{\text{sdw}} \approx 12$ К ; с увеличением давления T_{sdw} уменьшается и, наконец, при $P_{c2} \approx 6.5$ Кбар температура перехода $T_{\text{sdw}} \approx 8$ К [23; 26; 115].
- при давлений $P_{c2} < P < P_c$ Кбар и температуре $T > T_{\text{sdw}}$ существует только металлическая фаза, при температуре $T_{\text{sdw}} > T > T_c$ сосуществуют как металлическая, так и **ВСП** фаза. Также при температуре $T_c > T$ сосуществуют как **ВСП**, так и сверхпроводящая фаза. Также в этом диапазоне давлений температура перехода к сверхпроводимости постепенно увеличивается от $T_c \approx 0$ К до $T_c \approx 1$ К [23; 26; 115].
- при давлений $P > P_c$ **ВСП** фаза отсутствует. При температуре $T > T_c$ существует только металлическая фаза и при температуре $T < T_c$ существует сверхпроводящая фаза.

Следует отметить, что при магнитном поле $H > 10$ Т помимо этих трех фаз появляется **ВСП** фаза, индуцированная магнитным полем (**ВСП-ИМП**) [115; 116].

Самая загадочная особенность $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ [23; 25; 26]. В $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ с ростом давления при $P = P_{c2} \approx 6,7$ Кбар впервые наблюдается переход в сверхпроводящую фазу. Но сверхпроводимость — нулевое сопротивление — появляется только вдоль оси z , которая перпендикулярна к TMTSF плоскостям. Однако, что удивительно, мы продолжаем наблюдать фазу ВСП вдоль осей x и y — плоскостей TMTSF [23; 25]. Следует отметить, что проводимость этого материала по оси z самая низкая, таким образом, сверхпроводимость сначала возникает только вдоль оси с наименьшей проводимостью. С увеличением давления при $P = P_{c1} \approx 7.8$ Кбар сверхпроводимость — фаза нулевого сопротивления — появляется по оси, и только при $P = P_c \approx 8.6$ Кбар возникает состояние нулевого сопротивления по всем трем осям [23; 25; 26]. Такое поведение типично не только для $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$, но и для других органических сверхпроводников, например $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [27–29]. Такое поведение полностью противоречит теории слабой межслойной джозефсоновской связи, типичной для высокотемпературных сверхпроводников [45]. Также наблюдаемая анизотропная температура нулевого сопротивления T_c [23; 25; 26] противоречит общему правилу, согласно которому порог перколяции в больших неоднородных средах должен быть изотропным [117] при условии, что высокопроводящие включения не являются тонкими нитями [23], соединяющими противоположные края образца. Однако такой сценарий нити не обоснован в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ и, по-видимому, отсутствует в области сосуществования металлической и ВСП фаз при $T > T_c$. В следующем разделе, используя нашу модель, мы решим этот парадокс в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$.



а) Сосуществование металлической, ВСП и сверхпроводящей фаз

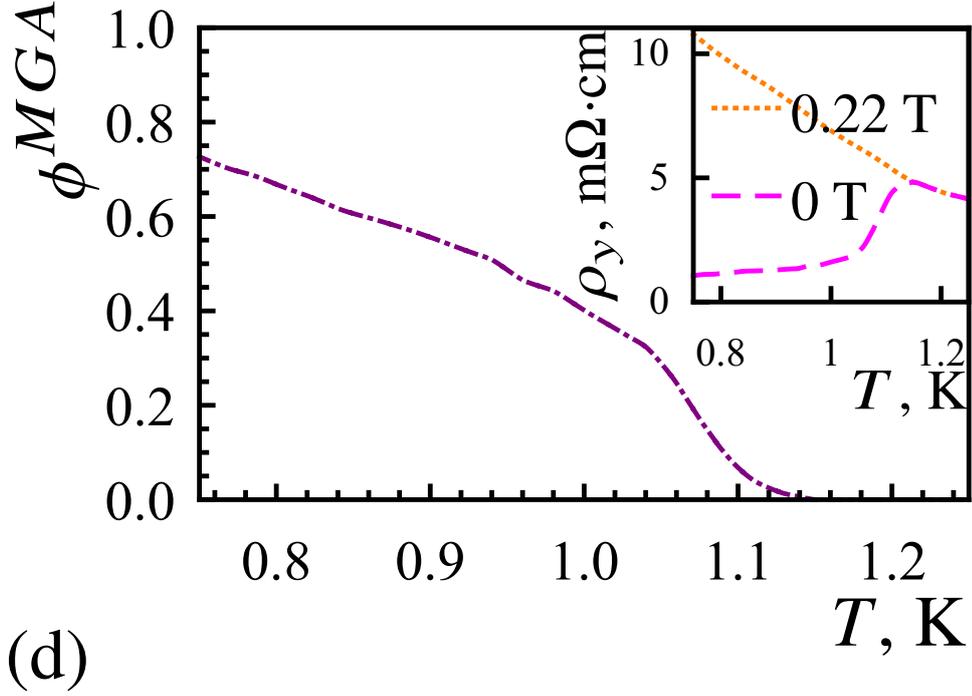


б) Сосуществование сверхпроводящей и смешанной фазы

Рисунок 3.2 — Схематическое изображение перехода в смешанную фазу. (3.2а) Вблизи температуры сверхпроводящего перехода $T > T_c$ присутствуют металлическая, ВСП и сверхпроводящая фазы. (3.2б) Для расчета сверхпроводящего объема в качестве фоновой фазы мы будем использовать смешанную фазу, состоящую из металлической и ВСП фазы.

3.1.1 Объем сверхпроводящей фазы в образцах $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$

Мы используем модель, описанную в главе 1, чтобы найти отношение сверхпроводящего объема к общему объему образца ϕ . Как объяснялось ранее, в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ сверхпроводимостью можно управлять с помощью давления. В $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ при давлении $P_c > 9.6 \text{ Кбар}$ присутствует только сверхпроводящая фаза. Однако при давлении $P_c > P > P_{c2}$ металлическая, ВСП и сверхпроводящая фазы сосуществуют. Поэтому для нашего расчета мы используем сопротивление под давлением $P = 8.6 \text{ Кбар}$. Удельные сопротивления по осям x , y и z взяты из рисунка 4 работы [23]. В этом рисунке также указано удельное сопротивление вдоль оси y под действием магнитного поля. Сопротивление в магнитном поле дает фоновое сопротивление, следовательно, нам не нужно делать экстраполяцию сопротивления при низкой температуре, чтобы найти фоновое удельное сопротивление вдоль оси y . Однако по осям x и z удельное сопротивление в магнитном поле отсутствует, поэтому, мы будем использовать метод экстраполяции (см. раздел 4.2), чтобы найти фоновое удельное сопротивление. Для расчета фонового сопротивления вдоль оси y использовалось сопротивление при магнитном поле $H=0.22 \text{ Т}$, из рисунка 4(b) работы [23]. Следует отметить, что фоновая фаза органических сверхпроводников отличается от купратов. В органических сверхпроводниках вблизи сверхпроводящего перехода можно наблюдать признаки как металлической, так и ВСП фаз, поэтому мы можем предполагать, что сверхпроводящие домены формируются на фоне ВСП и металлической фаз. Хотя предложенная нами модель может применяться при наличии более, чем одной фоновой фазы (см. уравнение 1.30), наш расчет можно упростить, если представить смесь ВСП и металлической фаз как воображаемую смешанную фазу. Следовательно, сверхпроводящие домены существуют на фоне смешанной фазы. Это показано на схематической диаграмме на рисунке 3.2.



(d)

Рисунок 3.3 — Отношение сверхпроводящего объема к объему образца ϕ в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$. Мы использовали уравнение (3.1) и удельное сопротивление по оси y из рисунка 4(b) работы [23] для расчета ϕ .

Мы рассчитаем отношение сверхпроводящего объема ко всему объему образца ϕ . Для вычисления ϕ мы используем уравнения [см. уравнение (2.18)]

$$\begin{aligned}\phi &= \frac{A_x [1 - (\sigma_2^{xx} / \sigma_e^{xx})]}{A_x + [(1 - A_x) (\sigma_2^{xx} / \sigma_e^{xx})]}, \\ \phi &= \frac{A_y [1 - (\mu \sigma_2^{xx} / \sigma_e^{yy})]}{A_y + [(1 - A_y) (\mu \sigma_2^{xx} / \sigma_e^{yy})]}, \\ \phi &= \frac{A_z [1 - (\eta \sigma_2^{xx} / \sigma_e^{zz})]}{A_z + [(1 - A_z) (\eta \sigma_2^{xx} / \sigma_e^{zz})]}.\end{aligned}\tag{3.1}$$

Здесь A_x , A_y и A_z — коэффициенты деполяризации. Они зависят от формы сверхпроводящих доменов и вычисляются с использованием уравнения (2.16). σ_e^{xx} , σ_e^{yy} и σ_e^{zz} — эффективная проводимость по осям x , y и z . σ_2^{xx} , σ_2^{yy} и σ_2^{zz} — фоновая проводимость по осям x , y и z . $\mu \equiv \sigma_2^{yy} / \sigma_2^{xx}$ и $\eta = \sigma_2^{yy} / \sigma_2^{xx}$ — анизотропный коэффициент. Мы используем удельное сопротивление по оси y для нахождения ϕ , так как для удельного сопротивления по оси y у нас есть экспериментальные данные, как в магнитном поле, так и без него. Температурная зависимость ϕ , рассчитанная с использованием уравнения (3.1), показана на рисунке 3.3. На этом рисунке мы можем увидеть, что сверхпроводящие домены

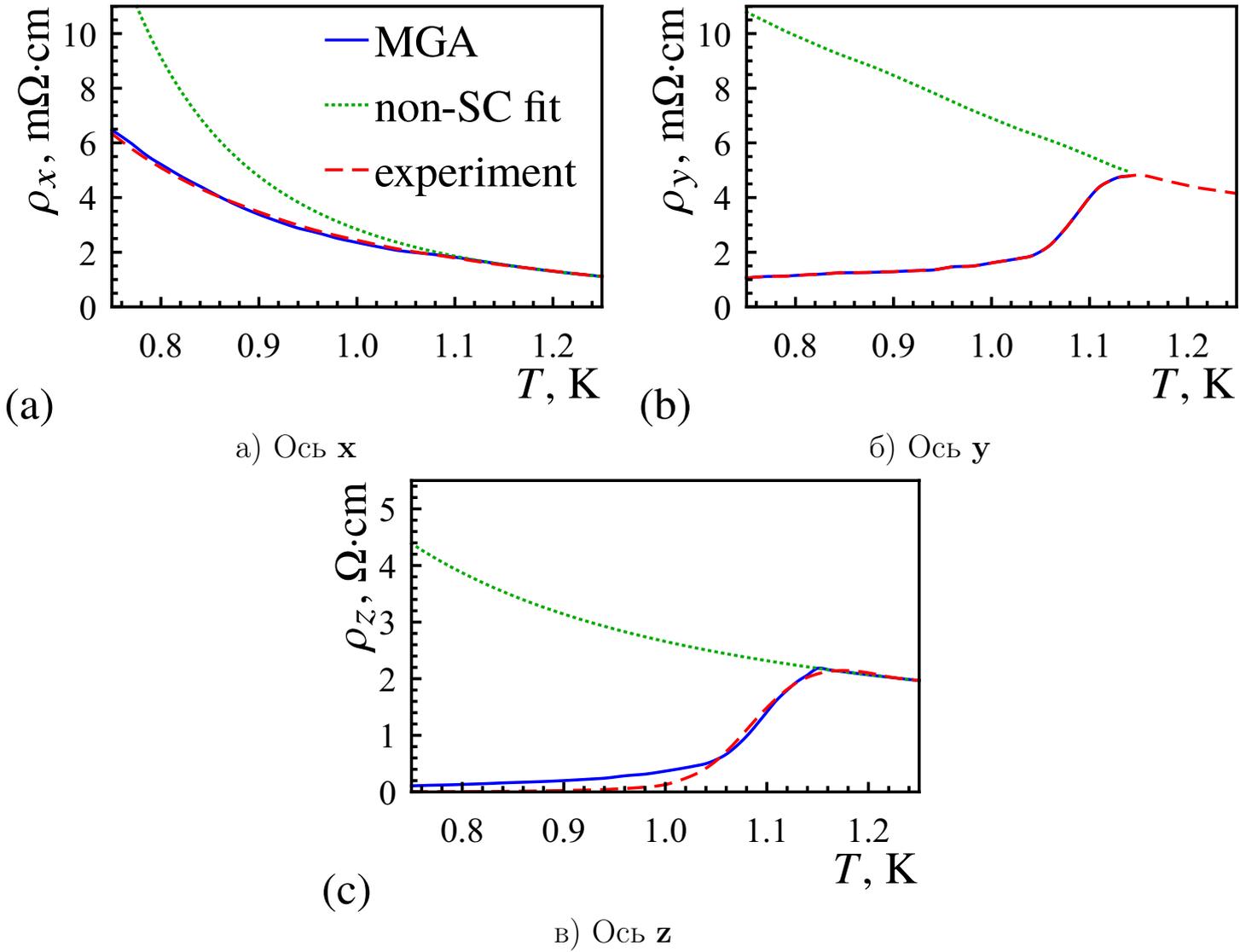


Рисунок 3.4 — Теоретическое и экспериментальное удельное сопротивление в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ вдоль оси x , y и z . Экспериментальные данные (experiment, красная штрихованная линия) взяты из работы [23]. Теоретические значения (MGA, синяя сплошная линия) получены с использованием уравнения (3.2). Фоновая проводимость (non-SC fit, зеленая пунктирная линия) по осям x и z определяется путем экстраполяции, а по оси y — из экспериментов в работе [23]

начинают появляться при $T^* = 1.1 \text{ K}$ [23]. Тоже отметим, что сначала φ увеличивается экспоненциально, однако в более низкой температуре скорость роста φ уменьшается. Мы ожидаем, что в низком температурном диапазоне сверхпроводящие домены начнут взаимодействовать друг с другом, и проявятся более тонкие квантово-механические эффекты [см. раздел 2.4]. Мы используем это φ , чтобы найти удельное сопротивление по осям x , y и z с помощью уравне-

ния [см. раздел 2.3]

$$\begin{aligned}\frac{\rho_2^{xx}}{\rho_e^{xx}} &= \frac{A_x(1-\varphi)}{A_x + (1-A_x)\varphi}, \\ \frac{\rho_2^{yy}}{\mu\rho_e^{xx}} &= \frac{A_y(1-\varphi)}{A_y + (1-A_y)\varphi}, \\ \frac{\rho_2^{zz}}{\eta\rho_e^{xx}} &= \frac{A_z(1-\varphi)}{A_z + (1-A_z)\varphi}.\end{aligned}\tag{3.2}$$

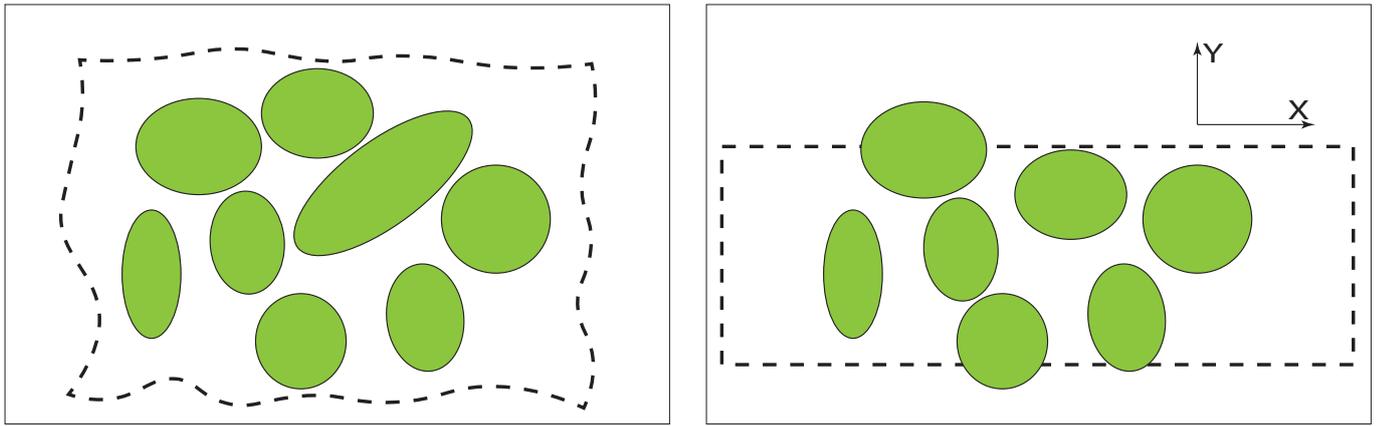
Теоретические и экспериментальные удельные сопротивления показаны на рисунке 3.4. Мы также находим форму сверхпроводящих доменов

$$\begin{aligned}\beta &\equiv \frac{a_y}{a_x} = 0.7 \\ \gamma &\equiv \frac{a_z}{a_x} = 0.04.\end{aligned}\tag{3.3}$$

Уравнение (3.3) показывает, что форма сверхпроводящих доменов приближается к вытянутой сфероидальной. Значения β и γ практически равны соотношению сверхпроводящих длин когерентности $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ [118].

3.1.2 Анизотропный сверхпроводящий переход в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$

Одной из важных характеристик $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ является то, что температура перехода в сверхпроводящее состояние в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ анизотропна [23; 25; 26]. В $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ сверхпроводимость начинается сначала по оси \mathbf{z} , затем по оси \mathbf{y} и только в конце по оси \mathbf{x} . Следует отметить, что ось \mathbf{z} является самой низкойпроводящей осью, а ось \mathbf{x} — самой высокопроводящей осью. Кроме того, для сверхпроводников $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ длина когерентности вдоль оси \mathbf{z} наименьшая, $\xi_z = 1.7$ нм, однако вдоль оси \mathbf{x} длина сверхпроводящей когерентности максимальна $\xi_x = 70$ нм, и вдоль оси \mathbf{y} длина сверхпроводящей когерентности равна $\xi_y = 30$ нм [118]. Поэтому в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ такая анизотропная T_c контринтуитивна.



а) Перколяция в бесконечном образце

б) Перколяция в узком образце

Рисунок 3.5 — Перколяция в бесконечном и узком образце.

Объяснение анизотропного сверхпроводящего перехода в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$

В целом существуют три модели/эффекта, которые могли бы описать сверхпроводимость в слоистых сверхпроводниках: (i) сверхпроводящая флуктуация [119], (ii) переход от когерентной к некогерентной проводимости [82], (iii) теория перколяции в гетерогенных материалах [117]. Однако все эти три модели не могут описать наблюдаемое поведение в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$. Неприменимость модели сверхпроводящих флуктуаций и перехода от когерентной к некогерентной проводимости описана в следующей главе [см. раздел (4.3.2)]. Модель сверхпроводящих флуктуаций предсказывает, что относительное удельное сопротивление должно падать изотропно [119]. Однако в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ удельное сопротивление уменьшается анизотропно. Поэтому эта модель не может объяснить анизотропное падение удельного сопротивления в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$.

Когда с понижением температуры сверхпроводящие домены увеличиваются в размерах или образуют кластеры, тогда при некотором критическом значении ϕ они объединяются, чтобы открыть сверхпроводящий канал. Этот процесс известен как перколяция сверхпроводящих доменов, а соотношение объема сверхпроводящей фазы к общему объему образца, при котором это происходит, называется порогом перколяции [117]. Обычно в теории перколяции

порог перколяции находится путем моделирования большого количества сверхпроводящих доменов в **бесконечной** фоновой фазе [117]. Из-за бесконечности фоновой фазы порог перколяции не сильно зависит от направления оси. Поэтому теория перколяции с бесконечной фоновой фазой также не может объяснить анизотропный сверхпроводящий переход, наблюдаемый в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$. Однако та же теория перколяции может дать нам правильное объяснение, если учесть конечность экспериментального образца. Вероятность перколяции зависит от размера образца и будет выше по самому короткому направлению, как показано на рисунке 3.5.

Обычно квазиодномерные органические сверхпроводники семейства $(\text{TMTSF})\text{-X}$ синтезируют в два этапа. На первом этапе получают соли TMTSF , используя серию химических реакций [120]. Затем методом электронно-химического окисления солей TMTSF катионами PF_6 синтезируют монокристаллы $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ [39; 121]. С точки зрения химической структуры катионы PF_6 уложены между плоскостями TMTSF . Благодаря этому процессу синтеза высота кристаллов, перпендикулярных плоскостям TMTSF (ось \mathbf{z}), наименьшая. Поэтому монокристаллы $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ имеют плоскую или игольчатую форму, как показано на рисунке 3.5б. Действительно, в недавних работах по $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$, в которых измерялось удельное сопротивление в различных условиях, использовались образцы игольчатой формы [23; 25; 26; 34; 122; 123]. Они использовали образцы размерности $\mathbf{x} \times \mathbf{y} \times \mathbf{z} \equiv \mathbf{3} \times \mathbf{0.2} \times \mathbf{0.1} \text{ мм}^3$. Точно так же группа из Принстона использовала плоские образцы с размерами $\mathbf{1.5} \times \mathbf{0.2} \times \mathbf{0.2} \text{ мм}^3$ для измерения магнито-термо-мощности [124; 125]. В работе [126] использовали образец размерности $\mathbf{3.125} \times \mathbf{1.75} \times \mathbf{0.5} \text{ мм}^3$. Во всех этих экспериментах использовались монокристаллы игольчатой/плоской формы с кратчайшей осью \mathbf{z} . Из-за этого анизотропию сверхпроводящего перехода в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ можно объяснить зависимостью перколяции от размера образцов.

3.1.3 Моделирование вероятности перколяции методом Монте-Карло

Для подтверждения гипотезы о том, что анизотропный сверхпроводящий переход в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ обусловлен плоскими/игольчатыми образцами, мы вычислили вероятность перколяции по всем трем осям. Для этой цели мы используем *метод Монте-Карло*. Для моделирования мы используем образец размером $\mathbf{x} \times \mathbf{y} \times \mathbf{z} \equiv \mathbf{3} \times \mathbf{0.2} \times \mathbf{0.1} \text{ мм}^3$. Эти размеры совпадают с размерами образцов, используемых в работах [23; 25; 26; 34; 122; 123]. Для упрощения расчетов предполагаем, что сверхпроводящие домены имеют сферическую форму. Минимальный радиус сферических доменов равен 1μ [26], он рассчитан на основе **ВСП-ИМП** экспериментов [116]. Максимальный радиус сферических доменов равен $40 \mu\text{м}$, он определен из экспериментов по измерению лондоновской глубине проникновения. Хотя прямой эксперимент по Лондоновской глубине проникновения в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ невозможен, зато он возможен в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$. Для $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ мы ожидаем аналогичную глубину проникновения [127].

Мы численно рассчитали пороги перколяции φ^c для случайно распределенных сферических сверхпроводящих доменов разных диаметров $1 \mu < d < 40 \mu\text{м}$ в образце размерами $L_x \times L_y \times L_z = 3 \times 0.2 \times 0.1 \text{ мм}^3$ [23; 25; 26; 34; 122; 123]. Мы заметили, что при $d > 10 \mu\text{м}$ порог перколяции сильно зависит от распределения доменов в образце, поэтому мы нашли вероятность перколяции p , усреднив большое количество схем распределения [см. приложение (А) для подробности]. φ^c по осям \mathbf{x} , \mathbf{y} и \mathbf{z} для разных размеров домена показано на рисунке 3.6. На рисунке (3.6) мы видим, что φ^c является самым высоким по самому короткому размеру образца в всех случаях. С увеличением φ переход в сверхпроводимость, т.е. перколяция сверхпроводящих доменов, сначала появляется вдоль оси \mathbf{z} , затем вдоль \mathbf{y} , и только в конце, при больших φ , вдоль оси \mathbf{x} . В $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ сверхпроводящая фаза становится преобладающей с ростом

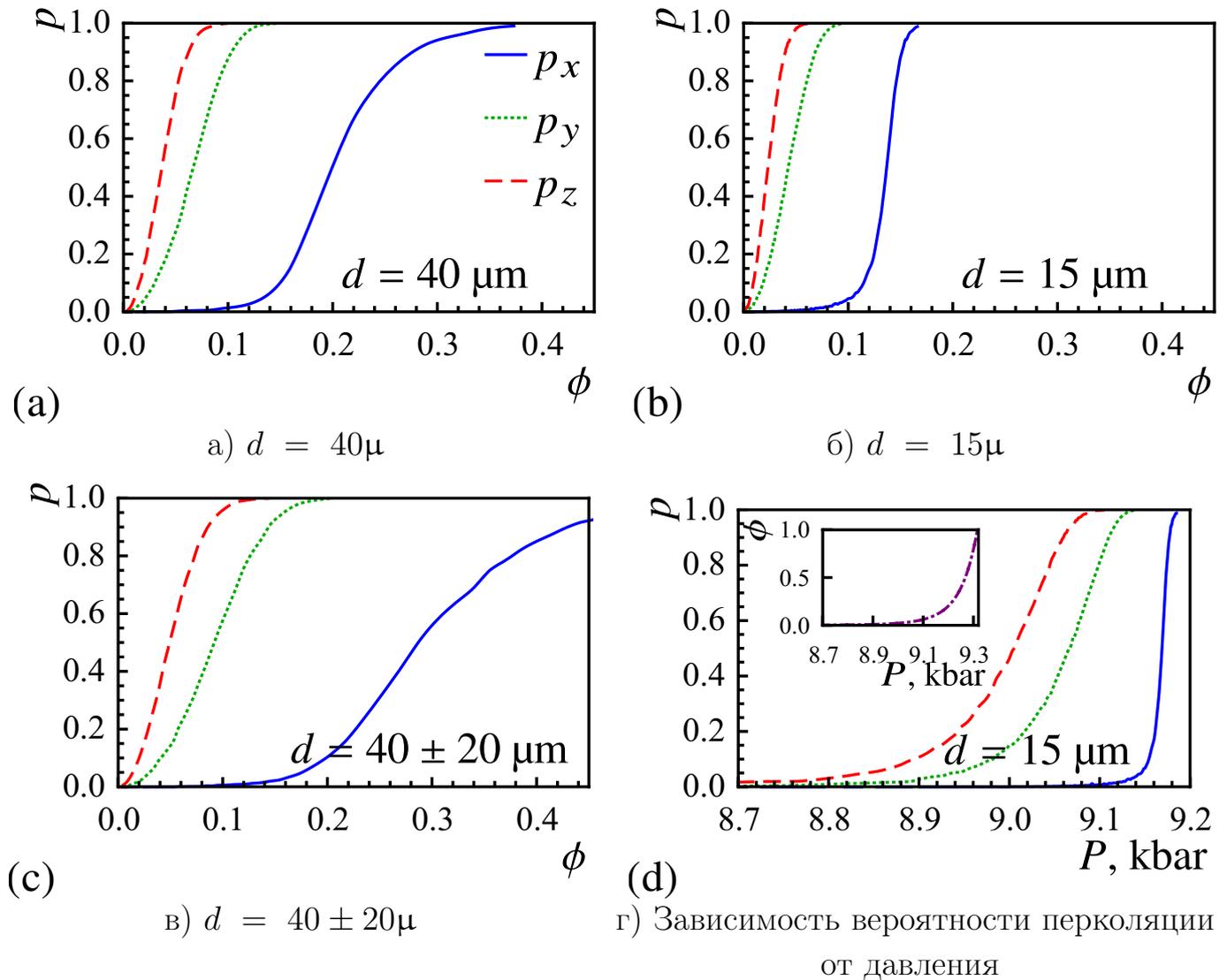


Рисунок 3.6 — Зависимость порога перколяции от размера домена и давления. Вероятность перколяции p вдоль осей x (сплошной синий), y (зеленый пунктир) и z (красный пунктир) в зависимости от ϕ . Сферические сверхпроводящие домены имеют диаметр (3.6а) $d = 40 \mu\text{m}$ (3.6б) $d = 40 \mu\text{m}$ и (3.6в) $d = 40 \pm 20 \mu\text{m}$. (3.6г) Объем сверхпроводящей фазы при различных давлениях рассчитан в работе [34]. Мы использовали этот ϕ для расчета p по осям x , y и z .

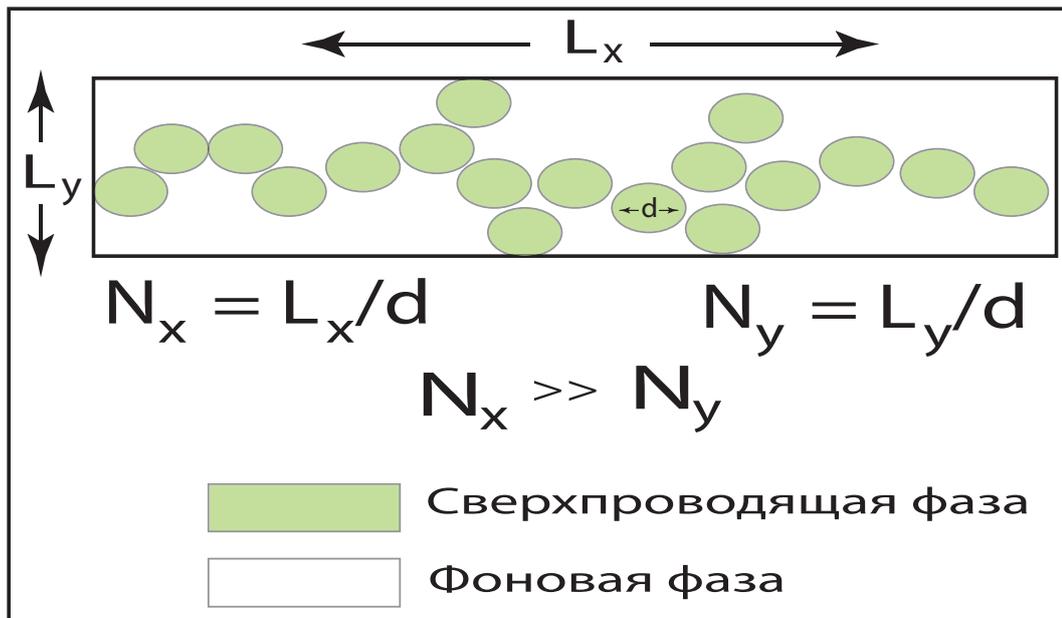


Рисунок 3.7 — Схема перколяции в образце плоской/игольчатой формы.

давления [23; 25; 26]. На самом деле φ при разных давлений было рассчитано в работе [34], мы использовали эти значения φ для расчета p при различных давлениях как показано на рисунке 3.6г. Здесь также вероятность перколяции максимальна вдоль самой короткой оси \mathbf{z} . Таким образом, численный эксперимент проделанной нами и показаны на рисунке 3.6, согласуется с измерениями электронного переноса в работах [23; 25; 26; 34].

Наш численный результат порога перколяции легко объяснить. В тонких удлиненных образцах с $L_x \gg L_y$ вероятность найти цепочку из $N_y \approx (L_y/d) \sim 1$ соединенных сверхпроводящих доменов, необходимых для перколяции по кратчайшей оси образца (ось \mathbf{z}), намного больше, чем вероятность найти цепочку длины $N_x \approx (L_x/d) \gg 1$ для перколяции по самому длинному краю (ось \mathbf{x}). Этот простой аргумент проиллюстрирован на рисунке 3.7.

Очевидно, что с увеличением длины образца L_x и толщины L_y , когда остальные параметры d , L_z , φ фиксированы, вероятность перколяции p_z возрастает. Также при $p_z \ll 1$ вероятность перколяции вдоль оси \mathbf{z} $p_z \propto L_x \times L_y$. Анизотропия перколяции также зависит от размера сверхпроводящих доменов d и толщины образца L_z (см. рисунок 3.6). Для исследования основных свойств этой зависимости были рассчитаны зависимость вероятности перколяции p_x и

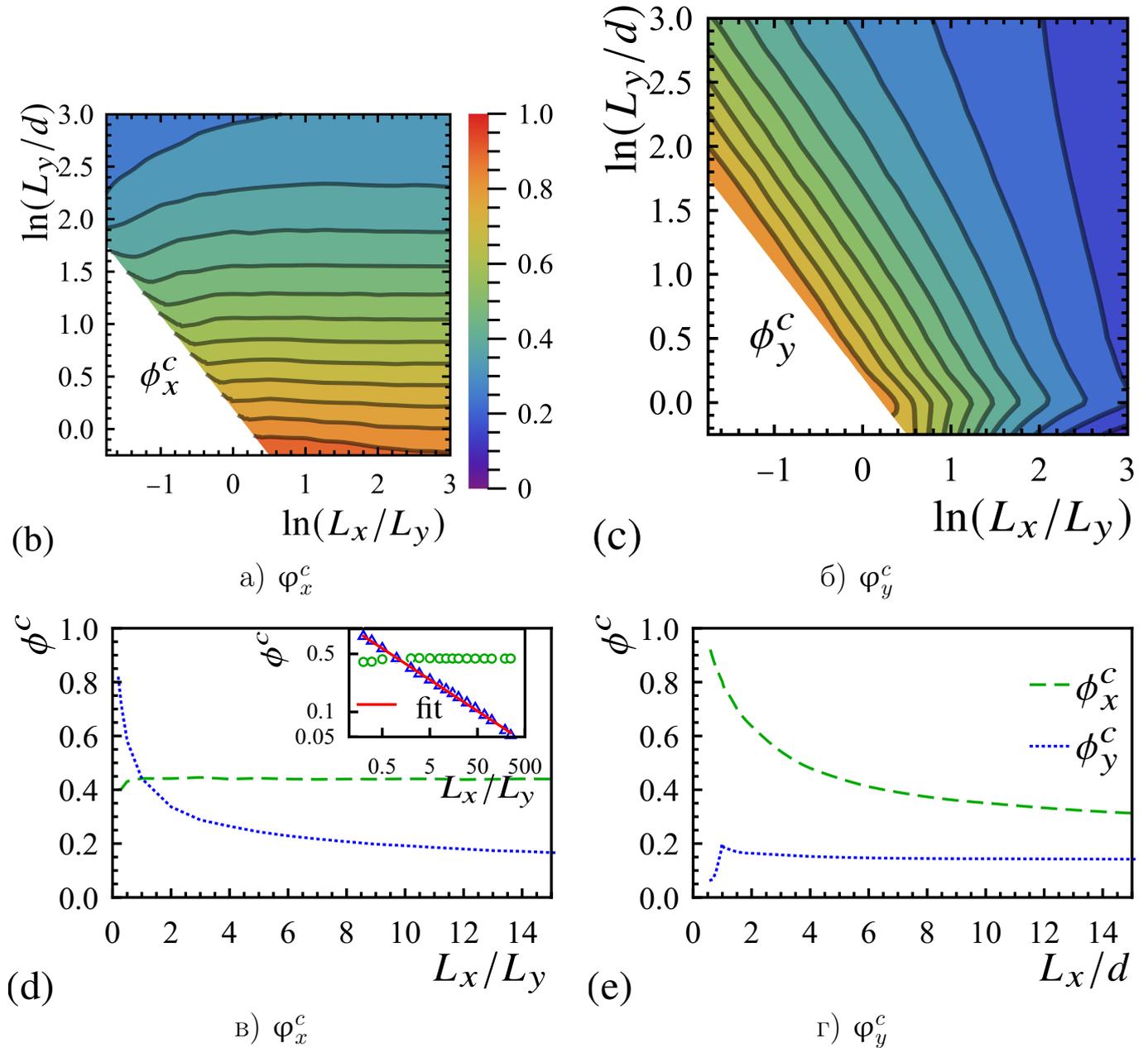


Рисунок 3.8 — Зависимость порога перколяции от L_x , L_y , L_z и d . По оси x представлено отношение L_x/L_y , по оси y — отношение L_y/d . Порог перколяции показан на оси x (ϕ_x^c) и на оси y (ϕ_y^c) на рисунках 3.8а и 3.8б соответственно. (3.8в) Зависимость ϕ_x^c и ϕ_y^c от L_x/L_y при $d = L_y/5$. Тот же график в логарифмическом масштабе (вставка) показывает, что $\phi_y^c \propto (L_x/L_y)^{-0,38}$. (3.8г)

Зависимость ϕ_x^c и ϕ_y^c от L_y/d при $L_x/L_y = 20$.

p_y от диаметра d сверхпроводящих доменов в двумерном прямоугольном образце. Результат этого расчета показан на рисунке 3.8. На этих рисунках показаны φ_x^c и φ_y^c вместо φ_x и φ_y , они определяются как

$$p_i^c(\varphi) = 1/2. \quad (3.4)$$

Мы видим, что φ_x^c слабо зависит от L_x/L_y (рисунок 3.8а и 3.8в), но сильно зависит от L_y/d (рисунок 3.8а и 3.8г). Это означает, что порог перколяции вдоль оси x более чувствителен к размеру сверхпроводящих доменов, чем вдоль оси y образца. Сравнение рисунков 3.6а и 3.6б показывают аналогичную зависимость $p_x(\varphi)$ от d для трехмерных случаев с другой стороны, поскольку φ_y^c сильно зависит от L_x/L_y (рисунок 3.8б и 3.8в) и слабо от L_y/d (рисунок 3.8б и 3.8г), порог перколяции образца более чувствителен к размеру образца, чем к размеру сверхпроводящих доменов. Когда $d \approx L_y$ мы видим точку перегиба в φ_y^c , представляющую собой перколяцию из-за одиночного домена. Численная подгонка показывает что $\varphi_y^c \propto (L_x/L_y)^{-\alpha}$, где α увеличивается вместе с d : $\alpha \approx 0,34$ при $d = L_y/7$ и $\alpha \approx 0,41$ при $d = L_y/3$. В рисунке 3.8 мы тоже видим, что разница в $\varphi_x^c - \varphi_y^c$ растет с увеличением L_x/L_y (рисунок 3.8б) и d (рисунок 3.8в). Поэтому анизотропность \mathbf{T}_c возрастает, когда образец становится тоньше и длиннее, и при увеличении размера доменов d . Это показывает важность эффекта конечного размера образца для \mathbf{T}_c .

Наша гипотеза объясняет анизотропию сверхпроводящего перехода в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$, поэтому нам не нужно использовать сомнительную модель нитевидных сверхпроводящих доменов, чтобы описать эти эксперименты [23]. Таким образом, наша гипотеза объясняет соответствующие экспериментальные факты о возникновении сверхпроводимости в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ и $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$: (i) анизотропная \mathbf{T}_c [23; 25–28]; (ii) наблюдение в экспериментах углового магнитосопротивления [26; 28]; (iii) усиление H_{c2} при сосуществовании **ВСП** и сверхпроводящей фазы [27; 28; 128].

3.2 Сверхпроводимость в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$

Среди семейства $(\text{TMTSF})_2\text{-X}$ [121] $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ является единственным материалом, который становится сверхпроводником при атмосферном давлении [40; 129]. $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ является квазиодномерным сверхпроводником в котором сосуществуют обе сверхпроводящая и **ВСП** фазы [7; 27–29]. Другими словами, эти две фазы конкурируют друг с другом. Обычно в большинстве слоистых сверхпроводников, включая высокотемпературные сверхпроводники, со сверхпроводящей фазой конкурируют несколько экзотических электронных фаз **АФ**, **ВСП**, **ВЗП** [2]. Поэтому соединения семейства $(\text{TMTSF})_2\text{-X}$ [130–133], в нашем случае $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$, являются хорошими экспериментальными материалами для проверки различных теорий высокотемпературной сверхпроводимости.

Кроме сверхпроводимости при атмосферном давлении у $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ есть еще одно замечательное свойство — в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ сверхпроводимостью можно управлять с помощью скорости охлаждения. При медленном охлаждении сверхпроводимость в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ наступает при температуре $T_c \approx 1.3$ **К** [134; 135], но при быстром охлаждении не только не происходит переход в состояние сверхпроводимости, но и наступает изолирующее состояние **ВСП** при температуре $T_{\text{sdw}} = 4 - 5$ **К** [36; 136; 137]. Такому поведению способствует упорядочение ClO_4 анионов при температуре $T_{\text{AO}} = 24.5$ **К** [37; 41; 42]. Анионы ClO_4 являются нецентросимметричными молекулами [138], которые случайным образом распределяются при температуре $T > T_{\text{AO}}$ — они занимают одну из двух возможных ориентаций, чтобы сохранилась инверсионная симметрия [37; 41; 42]. Если экспериментальный образец $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ охлаждается достаточно быстро, то случайное распределение ClO_4 анионов сохраняется также при температуре $T < T_{\text{AO}}$ [37; 41; 42; 139]. С другой стороны, при медленном охлаждении при температуре $T < T_{\text{AO}}$ анионы ClO_4 упорядочены вдоль осей **x** и **z** в одном направлении, но вдоль оси **y** упорядочены так, что

их направление чередуется [37; 41; 42]. Такое упорядочение ClO_4 анионов приводит к новому волновому вектору $Q = [0, 1/2, 0]$ [37; 42] и складке поверхности Ферми [139]. Это нарушает вложение (нестинг) поверхностей Ферми, предотвращая **ВСП** и способствуя сверхпроводимости [46; 113; 132; 140; 141].

В $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ недавние эксперименты убедительно подтверждают наличие сверхпроводящих доменов на фоне металлической и **ВСП** фаз, когда он охлаждается с не очень высокой скоростью [27–29; 142]. В работе [29] измеряли магнитную восприимчивость и удельное сопротивление при разной скорости охлаждения от **18 К/мин** до **0.020 К/мин**. В этих экспериментах с понижением скоростей охлаждения диамагнитный сигнал увеличивается. Также в работах [27; 28], используя процесс отжига, были созданы образцы с разной долей объема неупорядоченных ClO_4 анионов; в этих же экспериментах при измерения сопротивления наблюдалось, что избыточная проводимость больше в образцах с малой долей неупорядоченных ClO_4 анионов. Все подобное поведение $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ убедительно подтверждает, что сверхпроводящие домены существуют в фоновой металлической и **ВСП** фазах [29][27; 28]. Предполагается, что электронное состояние внутри этих доменов остается металлическим даже при $T < T_{\text{AO}}$, а при $T < T^*$ эти упорядоченные ClO_4 домены становятся сверхпроводящими, и с уменьшением температуры объемная доля сверхпроводящей фазы φ увеличивается. При медленном охлаждении при $T = T_c$ фазовая когерентность этих сверхпроводящих доменов устанавливается по всем образцам, что приводит к нулевому значению сопротивления в образце. Поэтому в температурном интервале $T_c < T < T^*$ описанная в главе 2 модель для сильно анизотропных слоистых сверхпроводников может быть использована для вычисления φ в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$.

Чтобы найти отношение объема сверхпроводящей фазы к общему объему образца φ , мы используем полученное ранее уравнение и следуем той же

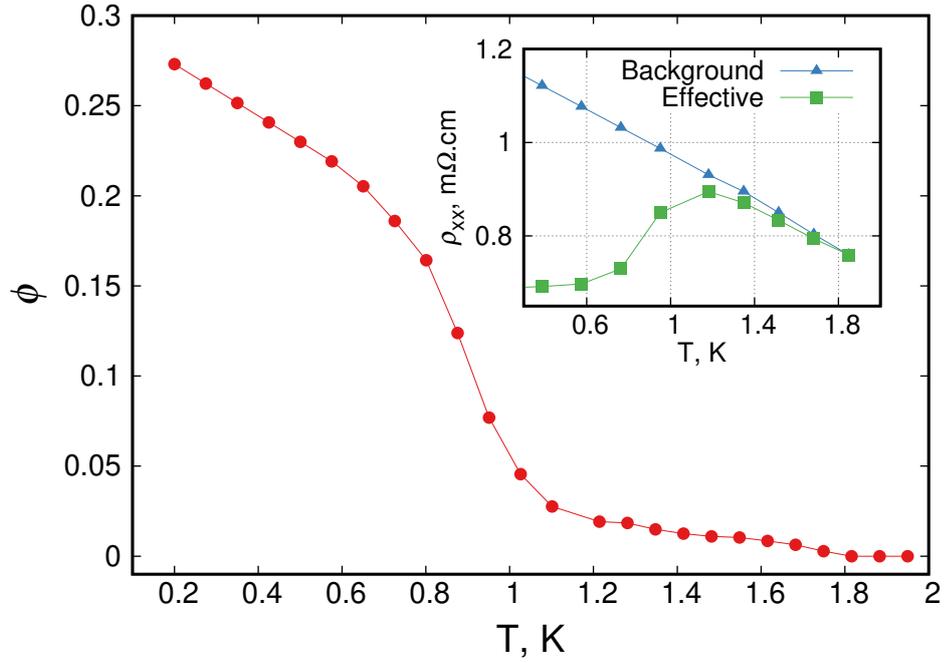


Рисунок 3.9 — Температурная зависимость φ при скорости охлаждения **100 К/мин** для $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$. φ (красный, круг) получено с помощью уравнения (3.6) для $i = x$. Экспериментальные данные по удельному сопротивлению вдоль оси \mathbf{x} взяты из рисунка 2с работы [27]. (вставка) Удельное сопротивление по оси \mathbf{x} ρ_{xx} , когда сосуществует сверхпроводящая, металлическая и **ВСП** фазы (зеленый, квадратики).

процедуре (см. главу 3.1). Эффективное сопротивление из уравнения (3.2)

$$\begin{aligned} \frac{\rho_2^{xx}}{\rho_e^{xx}} &= \frac{A_x (1 - \varphi)}{A_x + (1 - A_x) \varphi}, \\ \frac{\rho_2^{yy}}{\mu \rho_e^{xx}} &= \frac{A_y (1 - \varphi)}{A_y + (1 - A_y) \varphi}, \\ \frac{\rho_2^{zz}}{\eta \rho_e^{xx}} &= \frac{A_z (1 - \varphi)}{A_z + (1 - A_z) \varphi}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Также из уравнения (3.5) можно найти φ

$$\begin{aligned} \varphi &= \frac{A_x [1 - (\sigma_2^{xx} / \sigma_e^{xx})]}{A_x + [(1 - A_x) (\sigma_2^{xx} / \sigma_e^{xx})]}, \\ \varphi &= \frac{A_y [1 - (\mu \sigma_2^{xx} / \sigma_e^{yy})]}{A_y + [(1 - A_y) (\mu \sigma_2^{xx} / \sigma_e^{yy})]}, \\ \varphi &= \frac{A_z [1 - (\eta \sigma_2^{xx} / \sigma_e^{zz})]}{A_z + [(1 - A_z) (\eta \sigma_2^{xx} / \sigma_e^{zz})]}. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Для нахождения температурной зависимости сверхпроводящего объема $\varphi(T)$ в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ при скорости охлаждения $-\mathbf{dT}/\mathbf{dt} \leq 100$ К/мин выби-

раем образец #4 на рисунке 2 работы [27]. Это выбор обоснован наличием экспериментальных данных удельного сопротивления ρ_{xx} при магнитном поле H . Магнитного поля $\mathbf{H} \gtrsim 500 \text{ Oэ}$ обычно достаточно, чтобы разрушить сверхпроводимость в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [143; 144], но мы берем данные при $\mathbf{H} = 2 \text{ T}$, поэтому эффектами сверхпроводимости можно пренебречь. Образец #4 охлаждался со скоростью $-\text{dT}/\text{dt} = 100 \text{ K/мин}$, а затем некоторое время отжигался при температуре от 15 K до 23 K , поэтому его неупорядоченность соответствует более медленной скорости охлаждения. Поскольку экспериментальные данные по $\rho_{zz}(T)$ в магнитном поле для тех же образцов отсутствуют, сопротивление фоновой фазы ρ_{zz}^b вдоль оси \mathbf{z} находится путем экстраполяции металлического удельного сопротивления $\rho_{zz}(T)$ при низких температурах, поэтому оно содержит члены второго порядка, как в работе [144]. В работе [144] член второго порядка возникает из-за электрон-электронного рассеяния при низкой температуре [144; 145]. Мы принимаем ось \mathbf{x} в качестве базовой оси для отображения на изотропную среду. В качестве фонового изотропного сопротивления в отображаемом пространстве используется σ_{xx}^b . Температурная зависимость φ показана на рисунке 3.9. При нашем расчете мы обнаружили, что при высокой температуре $T \approx 1.2 \text{ K}$ домены имеют отношение полуосей $a_z/a_x \approx 0.16$, а при низкой температуре $T \approx 0.5 \text{ K}$ домены имеют отношение полуосей $a_z/a_x \approx 0.85$. Это означает, что с понижением температуры сверхпроводящие включения становится более изотропным по осям \mathbf{x} и \mathbf{z} , т.е. $a_z/a_x \rightarrow 1$. Это может свидетельствовать об образовании крупных и почти изотропных кластеров сверхпроводящих включений. Заметим, что при любой температуре найденное отношение размеров доменов a_z/a_x намного больше, чем отношение сверхпроводящих длин когерентности в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$, $\xi_z/\xi_x \approx 0.03$. Это подтверждает тот факт, что в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ неоднородность и сверхпроводящие островки возникают из-за беспорядка и упорядочения анионов, а не из-за обычных сверхпроводящих флуктуаций, поскольку для сверхпроводящих флуктуаций $a_z/a_x \simeq \xi_z/\xi_x$. На рисунке 3.10 и на вставке рисунка 3.9 показана

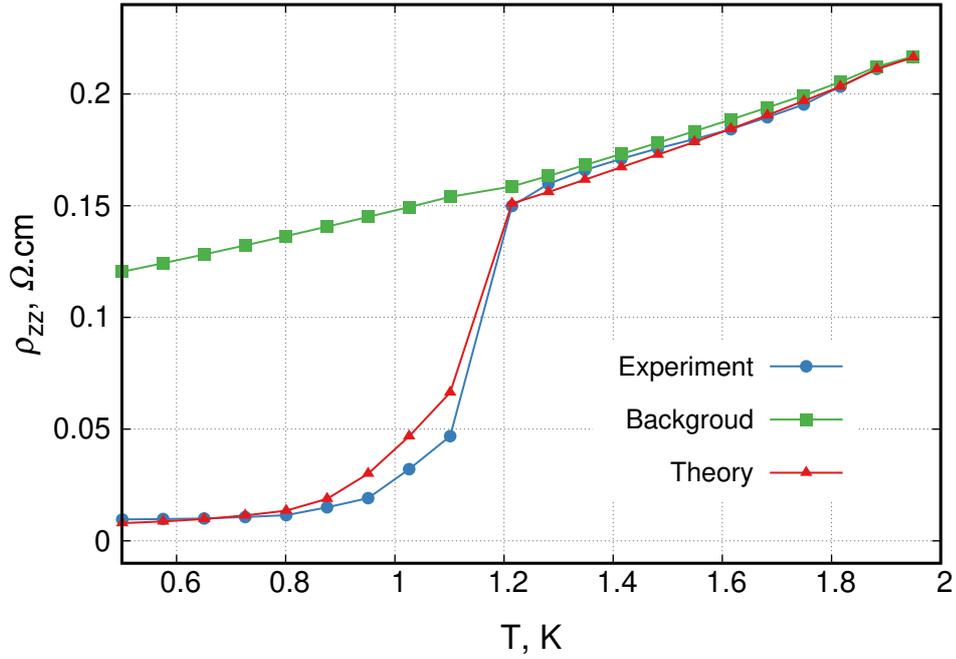


Рисунок 3.10 — Температурная зависимость удельного сопротивления по оси \mathbf{z} при скорости охлаждения $100\text{K}/\text{мин}$ в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$. Экспериментальные значения (синие, кружки) взяты для образца #4 из рисунка 2(б) в работе [27]. Удельное металлическое сопротивление фоновой фазы (зеленые, квадраты) находится по второму приближению, т.е. $\rho_{zz}^b = 8.17 + 4.2 T + 1.4 T^2 \Omega \cdot \text{cm}$. Теоретические значения (красные треугольники) находятся из удельного сопротивления по оси \mathbf{z} в уравнении (3.5).

на температурная зависимость удельного сопротивления для одного и того же образца вдоль осей \mathbf{z} и \mathbf{x} . Из их сравнения видно, что падение сопротивления вблизи T_c для ρ_{zz} намного сильнее, чем для ρ_{xx} . Эта особенность возникает из-за анизотропии удельного сопротивления фоновой фазы ρ_{ii}^b . Она естественным образом описывается теорией Максвелла — Гарнетта, как показано в главе 2 и в наших статьях [30; 31; 44]. Качественная интерпретация этого анизотропного падения удельного сопротивления из-за начала сверхпроводимости показана в работах [30; 31]. Из-за высокого удельного сопротивления ρ_{zz}^b межслоевой ток в основном протекает через сверхпроводящие домены.

3.2.1 Влияние скорости охлаждения на объемную долю сверхпроводящей фазы в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$

Скорость охлаждения образцов $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ определяет долю доменов упорядоченного ClO_4 . При медленном охлаждении анионы ClO_4 успевают релаксировать в упорядоченное состояние. Но при быстром охлаждении в образцах сохраняется термический беспорядок ClO_4 анионов, так что в образцах сосуществуют как упорядоченные, так и неупорядоченные домены. Это подтвердили эксперименты по сопротивлению [35], удельной теплоемкости [146] и рассеянию рентгеновских лучей [42]. Объемная доля сверхпроводящей фазы φ_o анионно-упорядоченных доменов в зависимости от скорости охлаждения была изучена методом рассеяния рентгеновских лучей [42; 43], путем анализа ширины максимума и измерений удельного сопротивления и магнитной восприимчивости [29]. φ из этих рисунков показана на рисунке 4 работы [29] в диапазоне скоростей охлаждения $0 < -dT/dt < 20 \text{ К/мин}$. При извлечении φ из этих экспериментов делается несколько предположений [29; 42]. Во-первых, все эти результаты предполагают, что при самой медленной скорости охлаждения, $-dT/dt|_{\min} \sim 1 \text{ К/мин}$ все ClO_4 анионы упорядочены при низкой температуре, что неочевидно, так как всегда может оставаться некоторая степень анионного беспорядка. Для φ по измерениям удельного сопротивления в смешанной фазе **ВСП** и металла в работе [29] использовалось следующее уравнение (см. формулу (1) в работе [29]) для эффективной проводимости σ_{zz} вдоль оси \mathbf{z} :

$$\sigma_{zz} = \left[\varphi \sigma_{min}^{1/3} + (1 - \varphi) \sigma_{max}^{1/3} \right]^3, \quad (3.7)$$

где,

$$\sigma_{min} = \frac{1}{\rho_{min}} = \frac{1}{0.03} \Omega^{-1} \text{ см}^{-1}, \quad (3.8)$$

принято как остаточное сопротивление образца с наименьшей скоростью охлаждения. Также,

$$\sigma_{max} = \frac{1}{\rho_{max}} = \frac{1}{\rho_{min} + \Delta\rho_{c*}} = \frac{1}{0,26} \Omega^{-1} \text{ м}^{-1}, \quad (3.9)$$

определяется из предположения, что разность

$$\Delta\rho_{c*} = \rho_{max} - \rho_{min} = 0.23 \Omega \quad (3.10)$$

равна скачку сопротивления при температуре упорядочения анионов $T_{AO} = 24,5 \text{ К}$ за счет рассеяния на беспорядочных анионах. В действительности, при низкой температуре анионный беспорядок оказывает гораздо большее влияние на проводимость, чем просто рассеяние электронов на самом этом беспорядке, поскольку он также способствует образованию изолирующего состояния **ВСП**. Даже если доля изолирующих доменов **ВСП** составляет около половины, как на рисунке 4 в работе [29], это может существенно повлиять на электронную проводимость. Кроме того, уравнение (3.7) не учитывает анизотропию проводимости $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$, которая сильно увеличивает влияние металлических/сверхпроводящих доменов на удельное сопротивление вдоль оси наименьшей проводимости [30; 31; 44], как показано в уравнении (3.7). Извлечение φ из данных магнитной восприимчивости $\chi(T)$, особенно при высокой скорости охлаждения, когда $\varphi \ll 1$, сильно зависит от размера и формы сверхпроводящих доменов [44; 45], поэтому предположение [29], что

$$\varphi = \frac{\chi(T \rightarrow 0) - \chi(T_c)}{\chi(T \rightarrow 0) - \chi(T_c)} \Big|_{dT/dt=0.02 \text{ К/мин}} \quad (3.11)$$

недействительно, когда размер сверхпроводящих доменов меньше лондоновской глубины проникновения.

Далее мы найдем φ сверхпроводящей фазы в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$, используя сопротивления из работы [29] и применяя уравнения (3.5) и (3.6). Полученная φ показана на рисунке 3.9. Отметим, что при скорости охлаждения $dT/dt = 100 \text{ К/мин}$ и некотором отжиге, экстраполируя кривую $\varphi(T)$ на рисунке 3.9 при

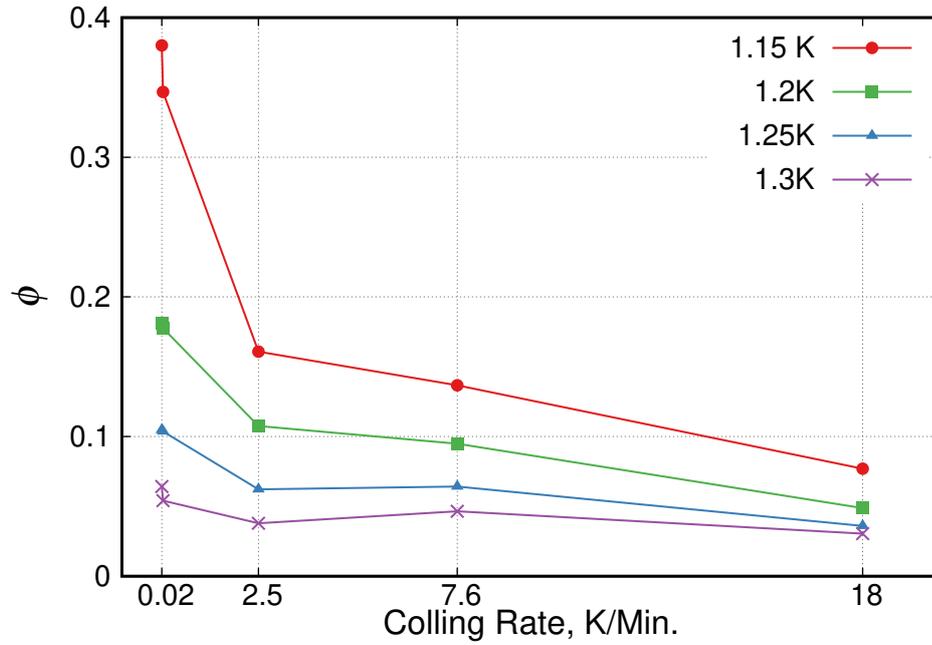


Рисунок 3.11 — Зависимость ϕ от скорости охлаждения в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$, рассчитанная по уравнению (3.6) для разных температур. Для этого расчета использованы экспериментальные данные из рисунка **1d** в работе [29].

$\mathbf{T} = \mathbf{0}$, получаем $\phi(T \rightarrow 0) \approx 0.3$, что хорошо согласуется с другими данными на рисунке 4 работы [29].

Чтобы проследить влияние скорости охлаждения на $\phi(T)$, мы используем данные удельного сопротивления из рисунка **1d** работы [29]. Это сопротивление является эффективным сопротивлением по оси \mathbf{z} ρ_{zz} для различных скоростей охлаждения. Для удельного сопротивления фоновой фазы вдоль оси \mathbf{z} ρ_{zz}^b используется приближение металлического сопротивления 2-го порядка при $\mathbf{T} > \mathbf{T}^*$. Подставив $\rho_{zz}(T)$ и ρ_{zz}^b в уравнение (3.6), мы получаем $\phi(T)$ для различных скоростей охлаждения. К сожалению, в работе [29] отсутствуют данные удельного сопротивления по двум другим осям \mathbf{x} и \mathbf{y} , которые позволили бы нам найти форму эллипсоида, η и μ , поэтому из рисунка 3.11 мы берем коэффициент деполяризации $A_i = 1/3$, т.е. сферические включения в отображаемом пространстве вместо эллипсоидальных. Этот выбор соответствует полуосям эллипсоида $a_i \propto \sqrt{\sigma_{ii}(T^*)} \propto \xi_i$ в реальном пространстве, как и ожидается для сверхпроводящих флуктуаций.

Полученные $\varphi(T)$ при скоростях охлаждения **0.02 К/мин**, **0.052 К/мин**, **2.5 К/мин**, **7.6 К/мин** и **18 К/мин** показаны на рисунке 3.11. Значения $\varphi(T)$ ожидаемо меньше, чем φ в работе [29], так как при $T > T_c$ только часть упорядоченных ClO_4 доменов становится сверхпроводящей. Но φ увеличивается с понижением температуры и, вероятно, достигает φ при $T \rightarrow 0$.

3.2.2 Влияние степени беспорядка на форму сверхпроводящих включений

На рисунке 3.11 мы покажем влияние скорости охлаждения на φ . Однако наряду с φ большую роль играет и форма сверхпроводящих доменов. В работе [147] показано, что вероятность перколяции по кратчайшему измерению образца, т.е. по его толщине, выше, чем по другим направлениям. Это было подтверждено экспериментом на FeSe [31; 32], где за счет уменьшения толщины образца по оси \mathbf{z} с **300 нм** до \sim **50 нм** удалось повысить T_c от 8 K до 12 K [32]. Образцы $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ тоже плоские. Эффект возникновения анизотропной сверхпроводимости также зависит от формы сверхпроводящих включений [147]. Ниже мы находим a_z/a_y и a_y/a_x для образцов, охлажденных со скоростью **600 К/мин** с различным временем отжига. Это показывает эффект беспорядка на форму сверхпроводящих включений.

Для изучения эволюции отношений $a_z : a_y : a_x$ из-за беспорядка мы используем экспериментальные данные рисунков 3 и 4 работы [27]. Но кривые с одинаковыми номерами на этих двух рисунках соответствуют разным образцам, поэтому у нас нет данных удельного сопротивления по всем трем осям для одного и того же образца и параметров, необходимых для определения формы эллипсоидальных включений. Однако мы используем тот факт, что факторы деполяризации A_i в уравнении (2.16) сильнее всего зависят от полуоси a_i , что позволяет варьировать только один параметр для каждой подгонки.

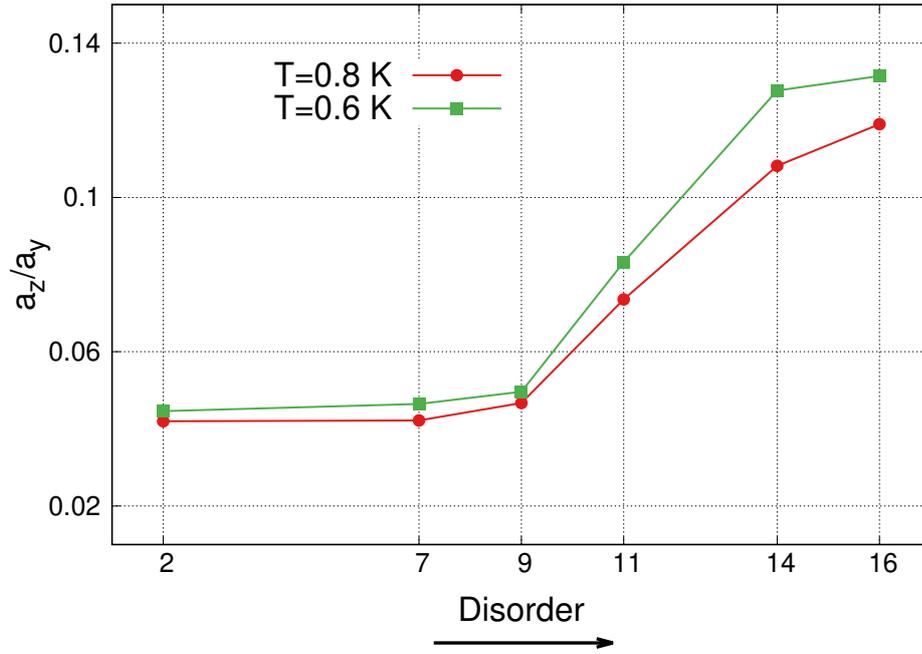


Рисунок 3.12 — Эволюция a_z/a_y со скоростью охлаждения. Зависимость отношения a_z/a_y сверхпроводящих доменов в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ от беспорядка при двух температурах $T = 0.8$ К и 0.6 К, полученная из уравнений (2.16), (3.5), (3.6) и удельного сопротивления из рисунках 4 и 3 работы [27], снятые при скорости охлаждения 600 К/мин и разном времени отжига. При большем времени отжига, т.е. при меньшем беспорядке, форма сверхпроводящих доменов становится более анизотропной.

Сначала найдем эволюцию из-за беспорядка в a_z/a_y . Из удельного сопротивления вдоль оси \mathbf{z} , приведенного на рисунке 4а в работе [27], используя уравнение (3.6), находим φ для разных степеней беспорядка. Используя эти φ в уравнении (3.5), мы найдем удельное сопротивление по оси \mathbf{y} . Когда теоретические значения совпадают с экспериментальными значениями по оси \mathbf{y} , мы находим a_z/a_y для различных степеней беспорядка. Результаты, представленные на рисунке 3.12, показывают, что при малом беспорядке отношение a_z/a_y почти не меняется. Однако при большем беспорядке отношение a_z/a_y увеличивается.

Аналогично, чтобы найти эволюцию из-за беспорядка a_y/a_x , мы используем рисунок 3 работы [27]. Как и прежде, из удельного сопротивления по оси \mathbf{y} , используя уравнение (3.6), мы находим $\varphi(T)$ для разных степеней беспорядка.

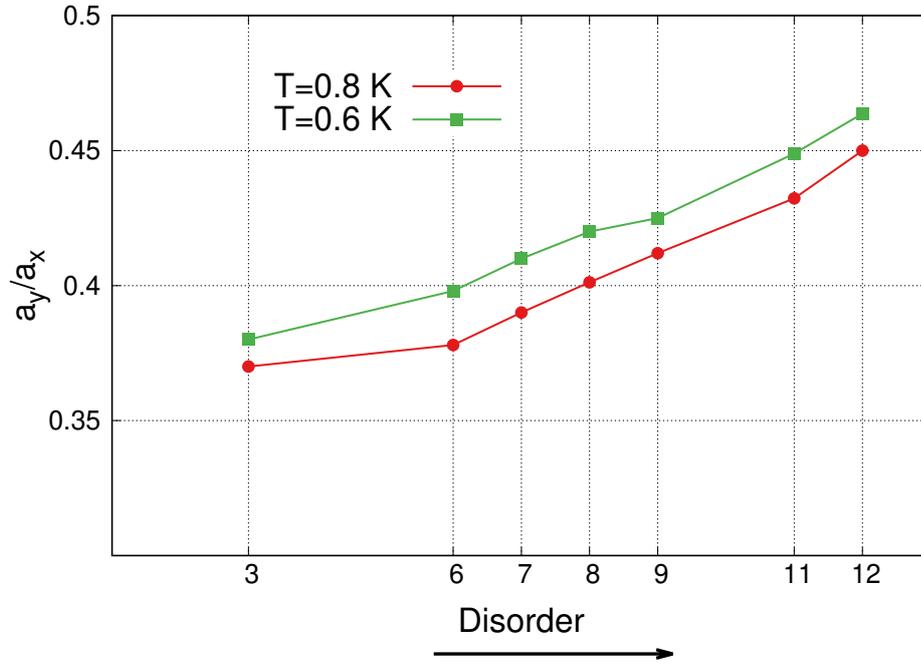


Рисунок 3.13 — Зависимость a_y/a_x сверхпроводящих доменов в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ от беспорядка при двух температурах $T = 0,8$ К и $0,6$ К, рассчитано по уравнениям (3.5) и (3.6) и данные удельного сопротивления из рисунков 4 и 3 работы [27], снятые при скорости охлаждения 600 К/мин и разным времени отжига. При большем времени отжига, т.е. при меньшем беспорядке, форма сверхпроводящих доменов становится более анизотропной.

Используя это $\varphi(T)$, мы найдем удельное сопротивление по оси x . Полученное таким образом отношение a_y/a_x показано на рисунке 3.13.

Из рисунка 3.12 видно, что для частично упорядоченных образцов #2, #7, #9 при температуре $T \approx 0.6 - 0.8$ К соотношение $a_z/a_y \approx 0.05$ слабо зависит от беспорядка. Поэтому $\varphi \approx 0.1$ также слабо зависит от беспорядка. При меньшем времени отжига, т.е. при большем беспорядке, φ уменьшается до $\varphi \approx 0.03$, а отношение a_z/a_y увеличивается до $a_z/a_y \approx 0.13$. Другое отношение $a_y/a_x \approx 0.4$ гораздо слабее зависит от беспорядка, как показано на рисунке 3.13. Отметим, что полученные отношения $a_x : a_y : a_z$ при скорости охлаждения 600 К/мин близки к отношениям длин сверхпроводящей когерентности. На рисунке 3.11 показано, что для частично упорядоченного образца #4 при температуре $T \approx 0.5$ К и скорости охлаждения 100 К/мин отношение $a_z/a_x \approx 0.85$. Оно значительно отличается от того, что мы получаем при 600 К/мин даже при

длительном времени отжига. Это означает, что уменьшение скорости охлаждения, как и по данным из работ [29; 42], не полностью эквивалентно увеличению времени отжига при $T < T_{AO}$, использованному в [27]: они одинаково влияют на φ , но по-разному влияют на форму сверхпроводящих доменов. Поэтому было бы очень интересно изучить их влияние на размеры домена, которое можно извлечь из одновременного измерения магнитной восприимчивости, как это выполнено для других материалов [31; 44].

3.3 Сверхпроводимость в $(BEDT-TTF)_2I_3$

Еще одним семейством органических сверхпроводников являются квазидвумерные сверхпроводники на основе **BEDT-TTF** [см. 46, глава 5]. Обычно **BEDT-TTF** молекулы скручены вокруг $C=C$ связи. Благодаря этому размерность электронного переноса является двухмерной, отличаясь от сверхпроводников на основе **TMTSF** [148; 149]. На основе **BEDT-TTF** существует большое количество соединений [46]. Для нашего анализа мы будем использовать эксперименты в $(BEDT-TTF)_2I_3$. В $(BEDT-TTF)_2I_3$ температура перехода в сверхпроводимость $T_c = 1.5 \text{ K}$ [150]. Но из эксперимента по магнитной восприимчивости видно, что сверхпроводящие домены рождаются уже при температурах $T \approx 7.2 \text{ K}$ [151]. Мы применяем нашу модель чтобы найти φ и формы этих сверхпроводящих доменов. φ получаем из экспериментов по электронному сопротивлению [150] и магнитной восприимчивости [151].

3.3.1 Расчета объема сверхпроводящей фазы φ из эксперимента по электронному сопротивлению

Для расчета объемной доли сверхпроводящей фазы φ , мы использовали данные удельного сопротивления из рисунков 2, 3 и 4 работы [150]. В работе [150] оси **1**, **2** и **3** означают оси **x**, **y** и **z**. Следует отметить, что на этих рисунках данные отмеченные заполненными кругами (●) и пустыми кругами (○). Мы взяли данные, эффективного сопротивления, отмеченные пустыми кругами, из-за маленьких температурных шагов вблизи температуры сверхпроводящего перехода T_c . Из-за отсутствия эксперимента под магнитным полем мы экстраполируем сопротивления до низкой температуры для фонового сопротивления,

$$\begin{aligned}\rho_2^{xx}(T) &= (1.429 + 0.084 \text{ K}^{-1}T + 0.006 \text{ K}^{-2}T^2) \rho_2^{xx}(293 \text{ K}) 10^{-3}, \\ \rho_2^{yy}(T) &= (2.616 + 0.063 \text{ K}^{-1}T + 0.009 \text{ K}^{-2}T^2) \rho_2^{yy}(293 \text{ K}) 10^{-3}, \\ \rho_2^{zz}(T) &= (47.821 + 0.025 \text{ K}^{-1}T + 0.255 \text{ K}^{-2}T^2) m\Omega \text{ cm}.\end{aligned}\quad (3.12)$$

Здесь $\rho_2^{xx}(293 \text{ K})$ and $\rho_2^{yy}(293 \text{ K})$ — сопротивления вдоль осей **x** и **y**. Их значения

$$\begin{aligned}\rho_2^{xx}(293 \text{ K}) &= 54.15 m\Omega \text{ cm}, \\ \rho_2^{yy}(293 \text{ K}) &= 86.64 m\Omega \text{ cm}.\end{aligned}\quad (3.13)$$

Мы использовали сопротивления вдоль оси **z** для нахождения φ ,

$$\varphi = \frac{A_z(1 - \rho_e^{zz}/\rho_2^{zz})}{A_z + (1 - A_z)\rho_e^{zz}/\rho_2^{zz}}.\quad (3.14)$$

Температура перехода в сверхпроводящее состояние для $(\text{BEDT—TTF})_2\text{I}_3$ $T_c \cong 1.5 \text{ K}$, также температура появления сверхпроводящих доменов $T^* \cong 8 \text{ K}$. Температурная зависимость φ показана на рисунке 3.14. Используя это φ

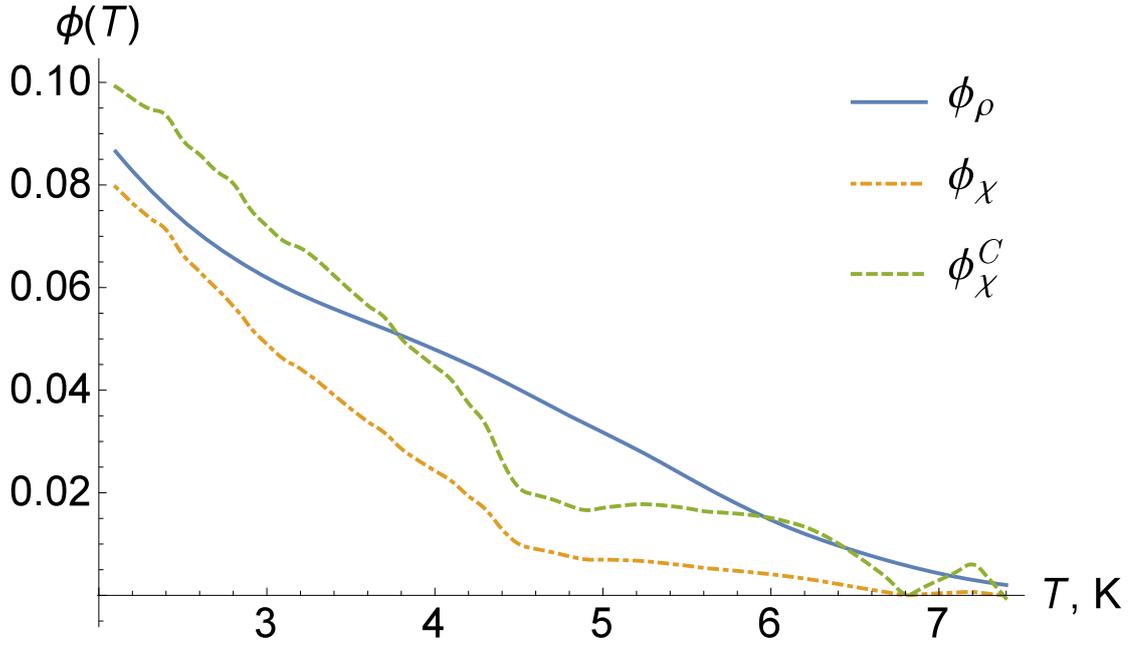


Рисунок 3.14 — Температурная зависимость ϕ в $(\text{BEDT-TTF})_2\text{I}_3$. ϕ_ρ получено из сопротивления вдоль оси \mathbf{z} из работы [150] и из уравнения (3.14). ϕ_χ получено с использованием уравнения (3.18) со значением $C = 2600$ и из эксперимента в работе [151]. ϕ_χ^C получено с использованием уравнения (3.23).

в уравнении

$$\begin{aligned} \frac{\rho_2^{xx}}{\rho_e^{xx}} &= \frac{A_x (1 - \phi)}{A_x + (1 - A_x) \phi}, \\ \frac{\rho_2^{yy}}{\mu \rho_e^{xx}} &= \frac{A_y (1 - \phi)}{A_y + (1 - A_y) \phi}, \\ \frac{\rho_2^{zz}}{\eta \rho_e^{xx}} &= \frac{A_z (1 - \phi)}{A_z + (1 - A_z) \phi}, \end{aligned} \quad (3.15)$$

мы получим теоретические значения сопротивлений. Теоретические и экспериментальные значения сопротивлений показаны на рисунке 3.15. Также мы нашли форму сверхпроводящих доменов

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{a_y}{a_x} \approx 2, \\ \gamma &= \frac{a_z}{a_x} \approx 0.13. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Это показывает, что сверхпроводящие домены имеют форму диска.

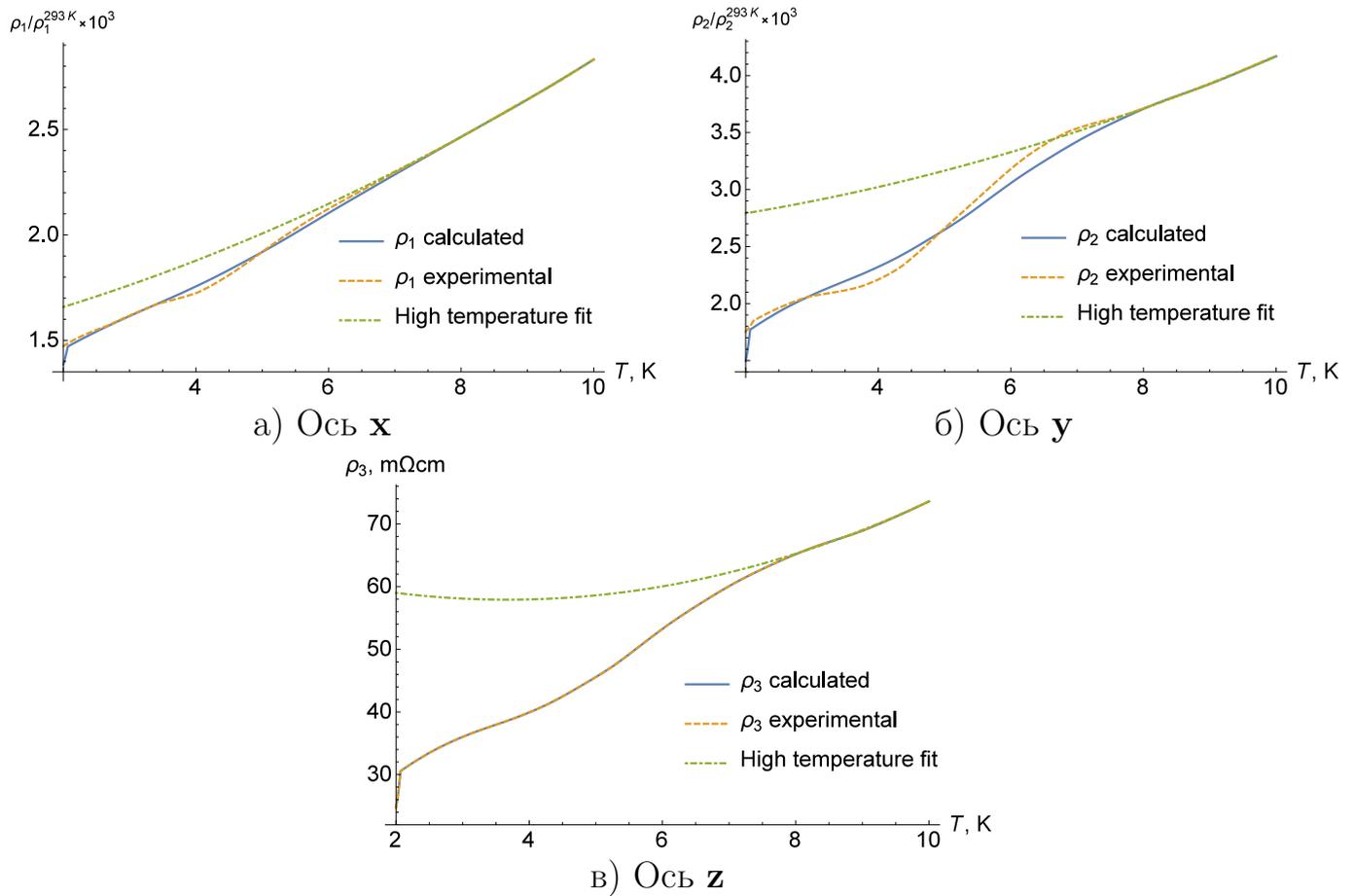


Рисунок 3.15 — Теоретические и экспериментальные значения сопротивлений в $(\text{BEDT-TTF})_2\text{I}_3$. Экспериментальные значения взяты из работы [150]. Теоретические значения получены с использованием уравнения (3.15). Фоновые сопротивления получены путем экстраполяции сопротивления. Их значения взяты из уравнения (3.12).

3.3.2 Расчет объема сверхпроводящей фазы ϕ из эксперимента по магнитной восприимчивости

Чтобы проверить, что полученные нами ϕ из эксперимента по сопротивлению в уравнение (3.14) верны, мы также нашли ϕ из эксперимента по магнитной восприимчивости в работе [151]. Мы использовали рисунок 1 работы [151]. На этом рисунке приведены данные магнитной восприимчивости при магнитном поле **2.8 кОэ** и **8 кОэ**. При магнитном поле **2.8 кОэ** мы замечаем, что магнитная восприимчивость начинает падать при температуре **$T = 8$ К**. Это поведение возникает из-за появления сверхпроводящих доменов. Мы предпо-

лагаем, что существует разница между магнитной восприимчивостью при **2.8 кОэ** и **8 кОэ**. Тогда

$$\Delta\chi = \chi_8 - \chi_{2.8}. \quad (3.17)$$

Поэтому если магнитная восприимчивость $\chi_{SC} = -1/4\pi$, тогда объем сверхпроводящей фазы можно записать в виде

$$\varphi_\chi = C \frac{\Delta\chi}{\chi_{SC}}. \quad (3.18)$$

Здесь $C = 2600$ — константа, полученная из рисунка 3.14 с учетом предположения, что при температуре в диапазоне **1.8 – 2 К** φ почти совпадают. Значение C не равно единице из-за трех факторов: (i) коэффициента размагничивания n сверхпроводящих эллипсоидов, (ii) конечной лондонская глубины проникновения λ магнитного поля в сверхпроводящих доменах, (iii) проникновения вихрей, если приложенное магнитное поле превышает нижнее критическое поле \mathbf{H}_{c1} .

Восприимчивость макроскопического сверхпроводящего эллипсоида определяется из [86; 152]

$$\chi_{\text{эллипсоид}} = -\frac{1}{4\pi(1-n)}. \quad (3.19)$$

Коэффициент размагничивания n сверхпроводящих эллипсоидов для $b/a = 2$ и $c/a = 0.13$ получен с использованием таблицы в работе [90] как $n = 0.05$. Поэтому в уравнении (3.19) поправочный коэффициент будет $1/(1-n) = 1.05 \sim 1$.

Второй эффект становится более важным, если лондоновская глубина проникновения λ сравнима или превышает размер $d = 2R$ сверхпроводящих доменов. Используя известное выражение для диамагнитной восприимчивости [см. 45, уравнение (8.25)],

$$\chi = -\frac{R^2}{40\pi\lambda^2}. \quad (3.20)$$

Для $R \ll \lambda$ значение $\Delta\chi$ можно записать

$$\Delta\chi \approx \frac{\chi_{SC}\varphi_\chi R^2}{10\lambda^2(1-n)}. \quad (3.21)$$

λ зависит от температуры и расходится при критической температуре [см. 45, уравнение 2.3]. Его можно записать в виде

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{1 - (T/T_c)^4}}. \quad (3.22)$$

Используя $\lambda(T)$ в уравнении (3.21) и сравнивая с уравнением (3.18), мы получим

$$C(T) \approx \frac{10\lambda(T)^2(1-n)}{R^2} = \frac{10[\lambda(0)^2](1-n)}{R^2[1 - (T/T^*)^4]}. \quad (3.23)$$

Уравнение (3.23) объясняет, почему при высоких температурах $\mathbf{T} > 4 \text{ К}$, когда $\lambda(T)/\lambda(0) \ll 1$, существует сильное различие между φ_ρ и φ_χ , рассчитанными для константы C . Поэтому физически более мотивированно использовать $\varphi_\chi^C(T)$, учитывая температурную зависимость коэффициента $C(T)$. Мы получаем $\varphi_\chi^C(T)$ из экспериментальных данных работы [151], используя уравнение (3.21) и (3.23) при

$$\frac{\lambda(0)}{R} = 16. \quad (3.24)$$

φ_χ^C согласуется с $\varphi_\rho(T)$ гораздо лучше, чем φ_χ , как показано на рисунке 3.14. Таким образом, мы можем получить размер сверхпроводящих доменов

$$d = 2R \approx \frac{\lambda(0)}{8}. \quad (3.25)$$

Используя лондоновскую глубину проникновения в плоскости $\lambda(0) \approx 6 \text{ мкм}$ соединения $\alpha\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{I}_3$ из того же семейства, мы получим $\mathbf{d} = 0.75 \text{ мкм}$ в $(\text{BEDT-TTF})_2\text{I}_3$ [127]. Это значение гораздо больше, чем сверхпроводящая длина когерентности $\xi_{||} \approx 10 - 80 \text{ нм}$. Таким образом, эффект близости и джозефсоновская связь вносят лишь небольшие поправки в нашу модель.

Существует третий эффект, влияющий на магнитную восприимчивость и коэффициент C в уравнении (3.23) из-за проникновения магнитных вихрей. Если приложенное магнитное поле превышает нижнее критическое поле \mathbf{H}_{c1} , то диамагнитный сигнал объемного сверхпроводника намного меньше, чем у идеального диамагнетика. Однако если размер сверхпроводящих островков $R \ll \lambda$,

то проникновение магнитных вихрей в доменах может быть энергетически невыгодным, поэтому в малых сверхпроводящих островках вихрей нет или очень мало. Обычно эффективное нижнее критическое поле в тонком цилиндре радиусом $\xi \ll R \ll \lambda$ увеличивается в $(\frac{\lambda}{R})^2$ раз. Для $R \approx 1.5\xi$ критическое поле H_{c1} больше, чем H_{c2} . При $\lambda/R = 16$, как мы оценили выше, магнитное поле должно превышать H_{c1} более, чем в 300 раз, чтобы проникновение одиночного вихря стало энергетически выгодным, чего, вероятно, не происходит в эксперименте [151], хотя приложенное магнитное поле там намного больше, чем H_{c1} в объемном сверхпроводнике. Если приложенное магнитное поле в работе [151] превышает это увеличенное H_{c1} , несколько вихрей могут проникнуть в сверхпроводящей островке и уменьшить диамагнитный сигнал. Тогда наша оценка радиуса островка R из уравнений (3.24) и (3.25) дает нижнюю границу для R . Эта нижняя граница все же больше, чем длина когерентности, что подтверждает применимость нашей модели.

Глава 4. Сверхпроводимость в сверхпроводниках на основе железа и купратах

В этой главе мы применим нашу модель купрату и сверхпроводнику на основе железа. В разделе 4.1 наша модель применена в **FeSe**, в разделе 4.2 применена в **YBa₂Cu₄O₈**. В разделе 4.3 объяснены причины почему существующие модели не могут полностью объяснить анизотропное падение сопротивлений в **YBa₂Cu₄O₈** и **FeSe**.

4.1 Объем сверхпроводящих доменов в FeSe

После купратов самую высокую температуру перехода в сверхпроводящее состояние имеют сверхпроводники на основе железа [56; 153]. Среди сверхпроводников на основе железа самая высокая объемная температура перехода в сверхпроводящее состояние наблюдалась в **Sm[O_{1-x}F_x]FeAs** [154]. Недавно измерение электронного переноса в однослойном **FeSe** на подложке **SrTiO₃** показало **T_c = 109 K** [57]. Но объемная температура перехода в сверхпроводящее состояние в **FeSe** равна **T_c = 50 K** [155]. Поэтому ширина образца играет большую роль в повышении **T_c** в **FeSe**. Кроме того, в работах по измерению сопротивления показано, что сопротивление в **FeSe** подает нелинейно [30; 155]. Также эволюция **dV/dI** кривых в **FeSe** с **T_c = 9.4 K** показывает, что признаки сверхпроводимости можно наблюдать при температуре **T* ≈ 22 K** [80]. Недавно получены **FeSe** пленки с одинарными ячейками на **SrTiO₃**, для которых **T_c = 30 K** [156], и эффект Мейснера можно наблюдать уже при температуре **T = 65 K** [157]. Подобное поведение демонстрирует присутствие сверхпроводящих доменов при температуре **T* ≫ T_c**. Мы используем нашу модель из главы (1), чтобы найти размер и форму сверхпроводящих доменов в **FeSe**, а так-

же, используя теорию перколяции в образцах с конечным размером, объясним, увеличение T_c из-за уменьшением ширины образца **FeSe** [32].

Чтобы найти объем сверхпроводящих доменов φ в **FeSe**, мы используем эксперименты по электронному сопротивлению и магнитной восприимчивости. Мы используем уравнение

$$\begin{aligned}\varphi &= \frac{A_x [1 - (\sigma_2^{xx} / \sigma_e^{xx})]}{A_x + [(1 - A_x) (\sigma_2^{xx} / \sigma_e^{xx})]}, \\ \varphi &= \frac{A_y [1 - (\mu\sigma_2^{xx} / \sigma_e^{yy})]}{A_y + [(1 - A_y) (\mu\sigma_2^{xx} / \sigma_e^{yy})]}, \\ \varphi &= \frac{A_z [1 - (\eta\sigma_2^{xx} / \sigma_e^{zz})]}{A_z + [(1 - A_z) (\eta\sigma_2^{xx} / \sigma_e^{zz})]},\end{aligned}\tag{4.1}$$

чтобы найти φ из эксперимента по электронному сопротивлению [см. раздел (3.1.1)]. φ из эксперимента по магнитной восприимчивости можно найти, используя уравнение [см. раздел 3.3.2]

$$\varphi_\chi = C(T) \frac{\Delta\chi}{\chi_{SC}}.\tag{4.2}$$

Здесь температурную зависимость $C(T)$ можно найти по уравнению [см. раздел 3.3.2]

$$C(T) \approx \frac{10\lambda(T)^2 (1 - n)}{R^2} = \frac{10 [\lambda(0)^2] (1 - n)}{R^2 [1 - (T/T^*)^4]}.\tag{4.3}$$

Экспериментальные данные по сопротивлению и магнитной восприимчивости взяты из работ [30; 31]. φ , полученное из уравнений (4.1) и (4.2) показано на рисунке 4.2а. Здесь мы использовали коэффициент $\gamma = (a_z/a_x) = 1$, который означаем, что сверхпроводящие домены являются сфероидами. Но обычно $\gamma = (a_z/a_x)$ меняется с температурой, его можно найти подгонкой φ , используя сопротивление и магнитную восприимчивость, как показано на рисунке 4.2а. Из нашего расчета мы нашли, что $\gamma = 0.39$ при температуре $T = 17$ К. Мы наблюдаем, что параметр γ уменьшается монотонно при температуре $T > 30$ К. Изменение dV/dI в **FeSe** показано на рисунке 4.1в. Из этих измерений мы наблюдаем, что избыточная проводимость присутствует в **FeSe** при температурах $T > T_c$.

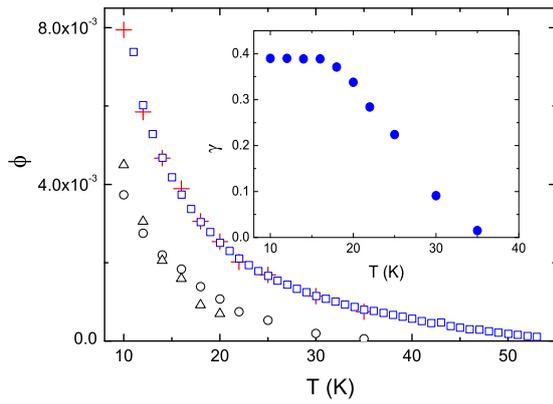
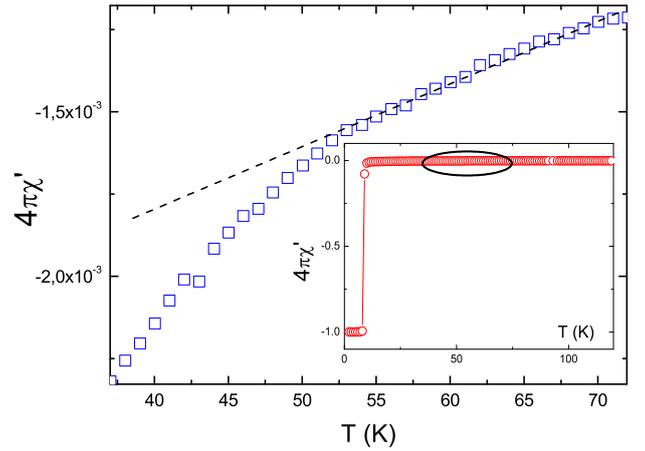
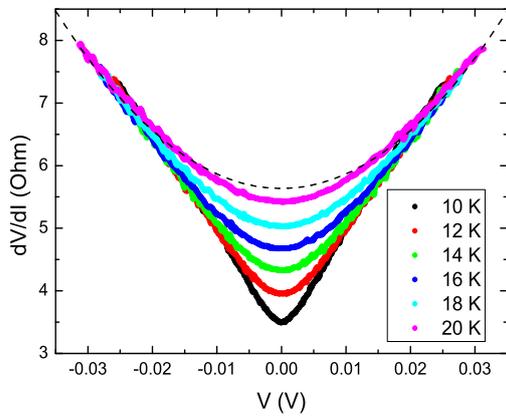
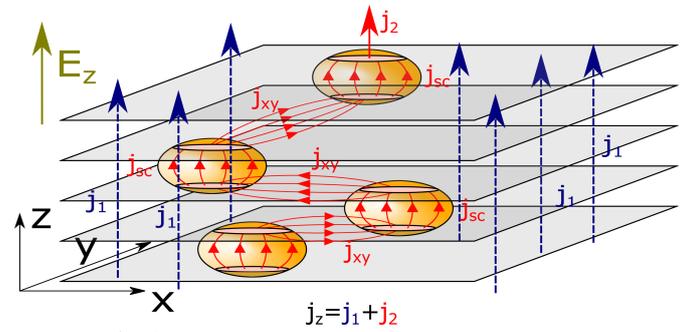
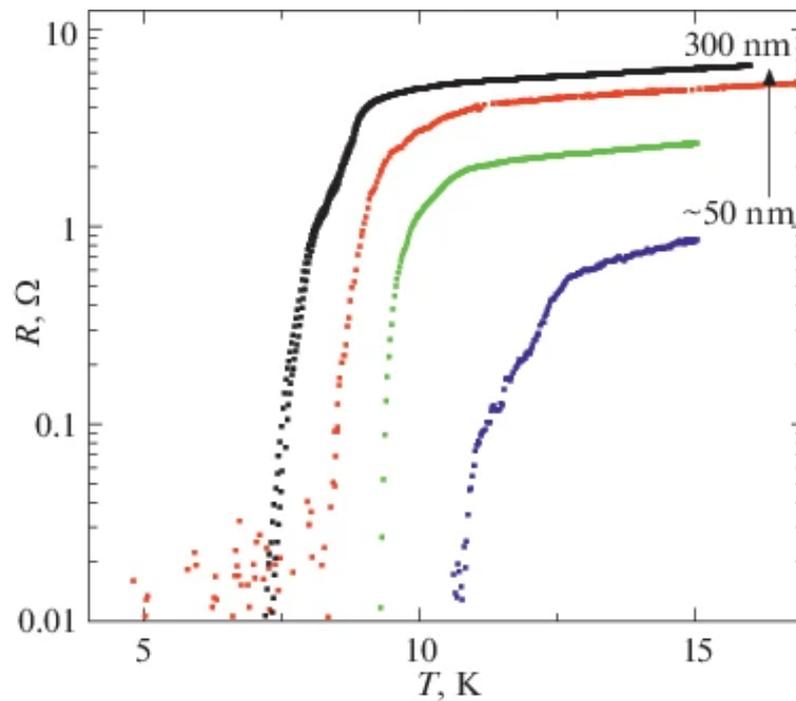
а) $\varphi(T)$ в **FeSe**б) Магнитная восприимчивость в **FeSe**в) Измерение dV/dI в **FeSe**г) Электронный ток в **FeSe**

Рисунок 4.1 — (4.2а) Температурная зависимость $\varphi(T)$ в **FeSe**. Кружки и треугольники — значения, полученные в результате обработки результатов измерений в двух разных образцах с использованием уравнения (4.1) при $\gamma = 1$, соответствующем сферической форме сверхпроводящих доменов. Квадраты — значения, полученные из магнитной восприимчивости с использованием уравнения (4.2). Кресты — значения, полученные из сопротивления с использованием уравнения (4.1) при варьировании параметра γ до наилучшего совпадения с φ , полученным из магнитной восприимчивости. (4.1б) Температурная зависимость действительной части магнитной восприимчивости монокристалла **FeSe** в температурном интервале 40–70 К. (4.1в) dV/dI кривые **FeSe** образцов вдоль ось z при температурах выше $T_c = 8$ К, которые демонстрируют присутствие избыточной проводимости. (4.1г) Иллюстрация электронного тока вдоль оси z по двум каналам в слоистом анизотропном проводнике, содержащем сверхпроводящие домены [см. раздел 2.1].



а) Сопротивление в образцах **FeSe**

Рисунок 4.2 — Температурная зависимость электрического сопротивления $R(T)$ и сверхпроводящие переходы в **FeSe**. Латеральные размеры не изменяются и остаются те же: 2×2 мкм. Сопротивление в **FeSe** прямо пропорционально толщине структуры, которая, в свою очередь, пропорциональна количеству слоев. Верхняя черная кривая соответствует толщине 300 нм; нижняя синяя кривая — до 40–60 нм.

Еще одно интересное экспериментальное явление, что в **FeSe** температура перехода в сверхпроводящее состояние T_c увеличивается при уменьшении ширины образцов. Экспериментальные данные показаны на рисунке 4.2. В этих экспериментах измеряется сопротивление образцов с разными толщинами, от 300 нм до 40–60 нм $T_c \approx 12$ К. Для образца с толщиной 300 нм $T_c \approx 8$ К, и для образца толщиной 40–60 нм. Это можно объяснить теорией перколяции, описанной в разделе 3.1.2 этой диссертации: в более тонких образцах перколяция сверхпроводящих доменов происходит при более высокой температуре чем в более толстых образцах.

4.2 Применение метода эффективной проводимости к экспериментам для купрата $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$

В этой главе мы обсудим применение нашей модели к $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$. В зависимости от процессов обмена между электронами, которые создают куперовские пары, все сверхпроводники разделяются на две группы: (i) традиционные сверхпроводники, (ii) нетрадиционные сверхпроводники [2]. В традиционных сверхпроводниках куперовские пары в дополнение к фононному обмену еще связаны фононным обменом [158; 159], но в нетрадиционных сверхпроводниках куперовские пары связаны другими механизмами. Существует несколько механизмов обмена для нетрадиционных сверхпроводников [2]. Одним из возможных механизмов является обмен спиновыми флуктуациями, который наблюдается как в дырочно-допированных купратах, так и в электронно-допированных купратах [2]. К настоящему времени синтезировано много соединений купратов на основе химических элементов **La**, **Y**, **Bi**, **Th** and **Hg** [160]. Обычно эти химические элементы располагаются между плоскостями CuO_2 . Они ведут себя как резервуары заряда или примеси. Хотя все купраты имеют разную температуру сверхпроводящего перехода и разные свойства, они демонстрируют следующие общие характеристики: (i) на фазовой диаграмме антиферромагнитная фаза сосуществует или появляется рядом со сверхпроводящей фазой; (ii) они имеют слоистую структуру; (iii) **d**-электроны ответственны за сильную корреляцию в них [2], (iv) сверхпроводимость в купратах пространственно неоднородно. Несмотря на значительный экспериментальный прогресс, на теоретическом фронте, общепризнанная микроскопическая теория сверхпроводимости в купратах все еще не построена [2]. Однако можно делать важные выводы о купратах, используя макроскопические модели. В начале 2000-х годов экспериментально было обнаружено, что в купратах малые сверхпроводящие домены сосуществуют с несверхпроводящими доменами. Такое поведение известно как гранулярная сверхпроводимость.

Действительно, эксперименты с помощью сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) в купрате $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ясно показали сосуществование сверхпроводящих и несверхпроводящих доменов [77]. После этого другие эксперименты в разных купратах подтвердили этот же самый факт [75–79; 103; 104; 161]. Этот факт сосуществования в купратах сверхпроводящие и несверхпроводящие доменов позволяет нам применить к ним модель из главы (1). Хороший обзор по теории купратов дан в работе [162], полный список всех купратов и их свойства приведется в работе [163]. Также в работе [164] дан хороший обзор по теории нетрадиционной сверхпроводимости.

Мы используем описанную выше процедуру, чтобы найти объем сверхпроводящей фазы (φ) для $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$. Экспериментальные данные удельного сопротивления — ρ_e^{xx} , ρ_e^{yy} and ρ_e^{zz} — для $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ взяты из работы [82]. Здесь ось \mathbf{z} перпендикулярна плоскостям CuO_2 , а оси \mathbf{x} и \mathbf{y} лежат в плоскости CuO_2 . Следует отметить, что эти удельные сопротивления можно найти из проводимости:

$$\rho_e^{xx} = \frac{1}{\sigma_e^{xx}}, \quad \rho_e^{yy} = \frac{1}{\sigma_e^{yy}}, \quad \rho_e^{zz} = \frac{1}{\sigma_e^{zz}}. \quad (4.4)$$

В работе [82] измерения удельного сопротивления проводились для температуры от $T = 450 \text{ K}$ до $T \approx 0 \text{ K}$. В недодопированном $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ сверхпроводящий переход происходит при температуре $T_c \approx 78 \text{ K}$. В работе [82] удельное сопротивление в присутствии магнитного поля не измеряли. К сожалению, в других работах мы не нашли сопротивление при таких температурах. Поэтому мы экстраполируем удельное сопротивление от высокой температуры $T > T^*$ к низкой температуре. Поскольку фоновая фаза в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ является металлической, а $T_c = 78 \text{ K}$ намного выше для появления квадратичного остаточного сопротивления, мы используем для экстраполяции линейную температурную зависимость. Для оси \mathbf{y} и \mathbf{z} экстраполированные фоновые металлические сопротивления равны

$$\begin{aligned} \rho_2^{yy} &= (43.5 + 0.772 \text{ K}^{-1}T) \mu\Omega\text{cm} \\ \rho_2^{zz} &= (6950 + 3.75 \text{ K}^{-1}T) \mu\Omega\text{cm}. \end{aligned} \quad (4.5)$$

В $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ обратное удельное сопротивление вдоль оси \mathbf{x} приблизительно равно сумме обратных величин удельного сопротивления цепи Cu-O и удельного сопротивления плоскости CuO_2 ;

$$\frac{1}{\rho_2^{xx}} = \frac{1}{\rho^{\text{chain}}} + \frac{1}{\rho^{\text{plane}}}. \quad (4.6)$$

Здесь ρ^{chain} — удельное сопротивление цепи Cu-O , ρ_2^{plane} — удельное сопротивление плоскости CuO_2 . Значение ρ^{plane} в работе [82] дано

$$\rho^{\text{chain}} = (0.5 + 0.00147\text{K}^{-2}T^2) \mu\Omega\text{cm}. \quad (4.7)$$

Из-за изотропности плоскостей CuO_2 удельное сопротивление плоскости предполагаем равным удельному сопротивлению вдоль оси \mathbf{y} — ρ_2^{yy} . Поэтому $\rho_2^{\text{plane}} = \rho_2^{yy}$. Удельное сопротивление металлической фазы в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ по всем трем осям

$$\begin{aligned} \rho_2^{zz} &= (6950 + 3.75 \text{K}^{-1}T) \mu\Omega\text{cm}, \\ \rho_2^{yy} &= (43.5 + 0.772 \text{K}^{-1}T) \mu\Omega\text{cm}, \\ \rho_2^{xx} &= \frac{\rho_2^{\text{chain}} \rho_2^{\text{plane}}}{\rho_2^{\text{chain}} + \rho_2^{\text{plane}}}, \end{aligned} \quad (4.8)$$

где

$$\begin{aligned} \rho_2^{\text{chain}} &= (0.5 + 0.00147\text{K}^{-2}T^2) \mu\Omega\text{cm} \\ \rho_2^{\text{plane}} &= (43.5 + 0.772 \text{K}^{-1}T) \mu\Omega\text{cm}. \end{aligned}$$

Мы используем сопротивления по оси \mathbf{z} в уравнении (2.18), чтобы найти отношение сверхпроводящего объема ко всему объему образца φ , потому что сопротивление вдоль оси \mathbf{z} самое высокое. Следовательно, падение удельного сопротивления за счет сверхпроводящих доменов будет наибольшим вдоль этой же оси. Температурная зависимость φ показана на рисунке 4.3. Как и следовало ожидать, $\varphi(T)$ уменьшается с ростом температуры и становится пренебрежимо малой (или равной нулю) только при более высоких температурах $\mathbf{T} \gg \mathbf{T}_c = 78 \text{ K}$. Как видно из вставки на рисунке 4.3, где $\varphi(T)$ представлена в логарифмическом масштабе, зависимость $\varphi(T)$ в интервале температур

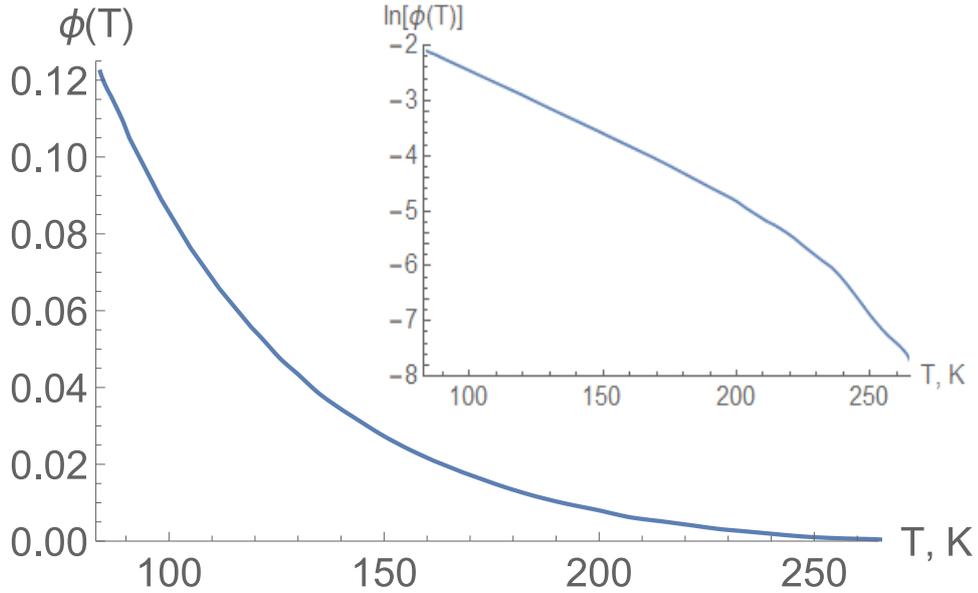


Рисунок 4.3 — Температурная зависимость ϕ в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$. Мы использовали сопротивление вдоль оси \mathbf{z} в уравнении (2.18), чтобы найти ϕ . Эффективное сопротивление ρ_e^{zz} найдено из работы [82]. Фоновое металлическое удельное сопротивление ρ_2^{zz} дано в уравнении (4.8). На вставке к рисунку дан логарифм $\ln \phi(T)$. Он показывает, что небольшие сверхпроводящие домены начинают формироваться при температуре $T \approx 250 \text{ K}$.

$80 < T < 200 \text{ K}$ близка к экспоненциальной. Это поведение совпадает с поведением модели изолированных сверхпроводящих включений, возникающих в результате примеси или электронного фазового разделения, но противоречит предсказанию линейной зависимости теории сверхпроводящих флуктуаций в однородных сверхпроводниках [45; 119]. Мы используем получение $\phi(T)$ в уравнении (2.17), чтобы найти удельное сопротивление по осям \mathbf{x} , \mathbf{y} и \mathbf{z} . Все эти сопротивления показаны на рисунке 4.4. На рисунке 4.4в мы наблюдаем, что $\rho_e^{zz}(T)$ тривиально совпадает с экспериментом, так как мы получили $\phi(T)$ из ρ_e^{zz} . Кроме того, разумеется, мы получаем хорошее согласование для ρ_e^{xx} , поскольку удельное сопротивление в направлении наибольшей проводимости (ось \mathbf{x}) слабо зависит от ϕ . Наиболее важную роль здесь играет зависимость ρ_e^{yy} , что очень хорошо согласуется с экспериментальными данными. Для нашего расчета используются отношения полуосей эллипсоидальных сверхпроводящих

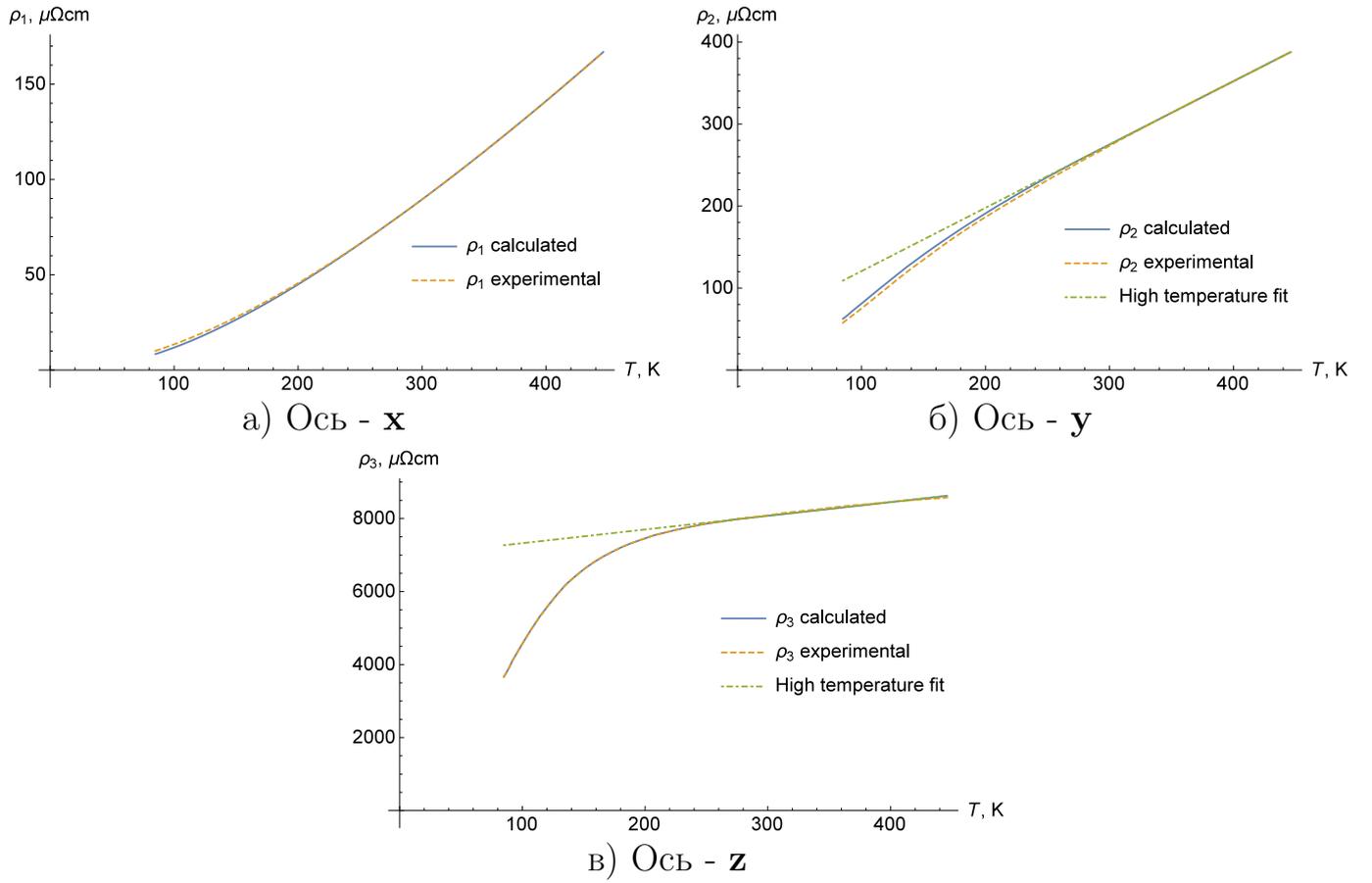


Рисунок 4.4 — Теоретическое (calculated) и экспериментальное (experimental) удельное сопротивление в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ вдоль осей \mathbf{x} , \mathbf{y} и \mathbf{z} . Экспериментальные данные взяты из работы [82]. Теоретические значения получены с использованием уравнения (4.6). Фоновое (High temperature fit) удельное сопротивление взято из уравнения (4.8).

доменов:

$$\beta \equiv \frac{a_y}{a_x} \approx 1, \quad (4.9)$$

$$\gamma \equiv \frac{a_z}{a_x} \approx 0.15.$$

Эти значения находятся из предположения, что полуоси сверхпроводящих доменов пропорциональны длинам сверхпроводящей когерентности, поэтому

$$a_x \propto \xi_x, \quad a_y \propto \xi_y \quad \text{и} \quad a_z \propto \xi_z, \quad (4.10)$$

где ξ_x , ξ_y и ξ_z — длины когерентности сверхпроводимости. Также из теории **БКШ** хорошо известно, что сверхпроводящая длина когерентности пропорциональна скорости Ферми вдоль соответствующей оси,

$$\xi_x \propto v_x^F, \quad \xi_y \propto v_y^F \quad \text{и} \quad \xi_z \propto v_z^F. \quad (4.11)$$

где v_x^F , v_y^F и v_z^F — скорость Ферми. Скорость Ферми связана с проводимостью следующим образом [см. 165, главу 3],

$$v_x^F \propto \sqrt{\sigma_x}, \quad v_y^F \propto \sqrt{\sigma_y}, \quad v_z^F \propto \sqrt{\sigma_z}. \quad (4.12)$$

Из уравнения (4.10), (4.11) и (4.12) можно сделать вывод, что полуоси эллипсоидальных сверхпроводящих доменов пропорциональны квадратному корню из проводимости вдоль соответствующих осей,

$$a_x \propto \sqrt{\sigma_x}, \quad a_y \propto \sqrt{\sigma_y}, \quad a_z \propto \sqrt{\sigma_z}. \quad (4.13)$$

Следовательно, используя уравнение (4.13) и уравнение (4.9), коэффициенты анизотропии можно найти как

$$\begin{aligned} \beta &\equiv \frac{a_y}{a_x} = \sqrt{\frac{\sigma_{yy}}{\sigma_{xx}}} \approx 1, \\ \gamma &\equiv \frac{a_z}{a_x} = \sqrt{\frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{xx}}} \approx 0.15. \end{aligned} \quad (4.14)$$

В этом разделе мы применили процедуру нахождения объема сверхпроводящих доменов $\varphi(T)$, описанную в главе 2 из экспериментальных данных по электрическому сопротивлению в высокотемпературном сверхпроводнике $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$. Мы также показали, что предположение о том, что полуоси эллипсоидальных сверхпроводящих доменов пропорциональны квадратному корню из проводимости, неплохо описывает эксперимент в этом соединении. Мы показали, что для $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ сверхпроводящие домены, хотя и с очень малой объемной долей, появляются при гораздо более высокой температуре \mathbf{T}^* , чем температура сверхпроводящего перехода $\mathbf{T}^* \gg \mathbf{T}_c$. Полученная таким образом оценка \mathbf{T}^* неплохо согласуется с температурой перехода в псевдощелевое состояние. Это может служить косвенным подтверждением гипотезы, что псевдощелевое состояние связано с зарождением изолированных сверхпроводящих островков.

4.3 Неспособность других идей полностью объяснить анизотропное падение удельного сопротивления в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ и FeSe

В основном существуют две возможные идеи, которые могли бы объяснить падение сопротивления в слоистых сверхпроводниках, но они не могут объяснить **анизотропного** падения сопротивления. В этом разделе мы обсудим обе эти идеи.

4.3.1 Переход от когерентной к некогерентной проводимости

Альтернативная интерпретация анизотропного падения удельного сопротивления $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ и FeSe при температурах $T_c < T < T^*$ основана на переходе межслоевого переноса от когерентного металлического при низких T в к некогерентности при высоких T [82]. Идея такого перехода была развита для объяснения немонотонной зависимости межслоевой проводимости от температуры, которая наблюдается в различных слоистых проводниках, в том числе в графитовых соединениях [166], TaS_2 [167], Sr_2RuO_4 [168], органических металлах [169]. Самым загадочным в этом неметаллическом поведении было то, что немонотонная температурная зависимость удельного сопротивления с максимумом при $T \approx 100 \text{ K}$ наблюдалась только вдоль межслоевого направления, в то время проводимость в плоскости имела металлический характер. Во-первых, считалось, что переход от когерентного к некогерентному межслоевому переносу происходит, когда среднее время рассеяния электронов внутри слоя τ становится больше, чем время межслоевого прыжка $\tau_z = \hbar/t_z$, поэтому электроны многократно рассеиваются, прежде чем туннелировать в соседний слой. Предел $\tau/\tau_z \ll 1$ получил специальное название «слабо некогерентный», но даже в экспериментах по магнетосопротивлению не обнаружено значитель-

ных изменений поведения при $\tau/\tau_z \ll 1$ [170]. Позже стало понятно, что даже при $\tau/\tau_z \ll 1$ сохраняется когерентный межслойный перенос, и необходимо включить в теоретическую модель фононное межслоевое туннелирование и резонансные примеси между проводящими слоями, чтобы объяснить такое поведение [171—173]. В любом случае уменьшение сопротивления при $T_c < T < T^*$ в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ происходит, вероятно, в основном из-за обсуждавшегося выше гетерогенного возникновения сверхпроводимости, а не из-за перехода «когерентности-некогерентности», поскольку анализируемые экспериментальные данные [82] по температурной зависимости удельного сопротивления в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ не имеют максимума сопротивления, характерного для этого перехода «когерентность — некогерентность». Более того, эти данные соответствуют образцам с более высоким сопротивлением при комнатной температуре, что свидетельствует об их сильной пространственной неоднородности. Конечно, оба эти эффекта, а именно сверхпроводящие включения и некогерентные каналы проводимости, могут присутствовать и вносить свой вклад параллельно, приводя к наблюдаемому падению удельного сопротивления в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ ниже $T < 250 \text{ K}$.

4.3.2 Стандартная теория сверхпроводящих флуктуаций

Наша модель, приведенная в главе 1, предсказывает, что если сверхпроводимость в анизотропных сверхпроводниках проявляется в виде изолированных сверхпроводящих островков, то она анизотропно снижает удельное электрическое сопротивление с максимальным эффектом вдоль наименее проводящей оси. Это предсказание подтверждается экспериментальными данными в различных материалах [23; 25; 27; 28; 30; 31; 82; 150; 174]. Эти результаты не могут быть объяснены стандартной теорией [119] сверхпроводящих флуктуаций в однородных сверхпроводниках. В этом разделе мы кратко обсудим аргументы и возможные расширения однородной теории сверхпроводящих флуктуаций [119].

Согласно главе 3 работы [119], в нестационарных уравнениях Гинзбурга-Ландау (т.е. вблизи \mathbf{T}_c) избыточная проводимость из-за флуктуаций в слоистых квазидвумерных сверхпроводниках в отсутствие магнитного поля определяется уравнением

$$\Delta\sigma_{xx}(\varepsilon, h=0, \omega=0) = \frac{e^2}{16s} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\varepsilon+r)}}, \quad (4.15)$$

$$\Delta\sigma_{zz}(\varepsilon, h=0, \omega=0) = \frac{e^2 s}{32\xi_{xy}^2} \left(\frac{\varepsilon+r/2}{\sqrt{\varepsilon(\varepsilon+r)}} - 1 \right), \quad (4.16)$$

где s — межслоевое расстояние; $r = 4\xi_z^2(0)/s^2$; ξ_{xy} и ξ_z обозначают сверхпроводящую длину когерентности собственно на проводящих слоях и перпендикулярно им; $\varepsilon \equiv \ln(T/\mathbf{T}_c) \approx (T - \mathbf{T}_c)/\mathbf{T}_c \ll 1$.

В уравнении (4.16) мы рассмотрим два предельных случая $\varepsilon \ll r$ и $\varepsilon \gg r$. При $\varepsilon \ll r$ уравнение (4.16) дает

$$\Delta\sigma_{zz} \approx \frac{e^2 s}{16\xi_{xy}^2} \frac{\xi_z^2(0)/s^2}{\sqrt{\varepsilon(\varepsilon+r)}} = \Delta\sigma_{xx} \frac{\xi_z^2(0)}{\xi_{xy}^2}, \quad (4.17)$$

и при $r \ll \varepsilon$ уравнение (4.16) имеет вид

$$\Delta\sigma_{zz} = \frac{e^2 s}{32\xi_{xy}^2} \frac{r^2}{8\varepsilon^2} \ll \Delta\sigma_{xx} \frac{s^2}{\xi_{xy}^2}. \quad (4.18)$$

В обоих случаях согласно, уравнениям (4.17) и (4.18), избыточная проводимость перпендикулярно проводящим слоям $\Delta\sigma_{zz}$ значительно меньше (а именно по параметру $\xi_z^2/\xi_{xy}^2 \ll 1$ или $s^2/\xi_{xy}^2 \ll 1$), чем избыточная проводимость вдоль слоев $\Delta\sigma_{xx}$. Этот малый параметр можно представить через проводимость как

$$\frac{\xi_z^2}{\xi_{xy}^2} \sim \frac{v_z^2}{v_x^2} \sim \frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{xx}}. \quad (4.19)$$

Следовательно, в рамках теории Гинзбурга-Ландау относительное увеличение проводимости за счет сверхпроводящих флуктуаций является изотропным, что не может объяснить наблюдаемую анизотропную температурную зависимость выше \mathbf{T}_c [23; 25; 27; 28; 30; 31; 82; 150; 174].

Однако существует и другая, более строгая микроскопическая теория флуктуаций, применимая при температуре гораздо выше, чем \mathbf{T}_c [см. 119,

глава 7 и ссылки в ней]. Она включает в себя не только поправку **Асламазова-Ларкина**, определяемую уравнениями (4.15)-(4.18), но и поправку **Маки-Томпсона** и поправку за счет перенормировки электронной плотности состояний. Однако эта более строгая теория [175] предсказывает увеличение сопротивления перпендикулярно слою при $T > T_c$, которое наблюдается [175] в некоторых купратах в виде максимума сопротивления чуть выше T_c . Таким образом, гораздо более сильная избыточная проводимость поперек проводящих слоев не может быть объяснена в рамках существующей теории флуктуационной проводимости [119] в пространственно-однородных сверхпроводниках.

Возможное расширение существующей однородной теории сверхпроводящих флуктуаций [119] на пространственно-неоднородные сверхпроводники, где сверхпроводящие флуктуации проявляются лишь в некоторых точках в образце, может оказаться полезным для объяснения наблюдаемой анизотропной поправки к удельному сопротивлению при температуре намного выше $T > T_c$, где доля сверхпроводящей фазы очень мала. Такие точки весьма вероятных сверхпроводящих флуктуаций чем-то напоминают точки повышенной проводимости в нашей модели сверхпроводящих доменов, только вместо стационарных сверхпроводящих доменов с нулевым сопротивлением берутся островки с пониженным сопротивлением из-за сверхпроводящих флуктуаций. Частотная зависимость проводимости в такой гетерогенной теории сверхпроводящих флуктуаций, вероятно, существенно отличается от таковой в нашей модели.

4.4 Экспериментальные наблюдения сосуществования сверхпроводящей фазы с другими фазами

В последнее время с помощью магнитометров исследована зависимость намагниченности от магнитного поля и температуры для разных купратов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{La}_y\text{CuO}_6$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-y}\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [176].

Эти эксперименты показывают наличие диамагнитного сигнала и нелинейное отклонение намагниченности значительно выше температуры сверхпроводящего перехода T_c . В частности, для $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{La}_y\text{CuO}_6$ температура начала диамагнитного сигнала в три раза превышает температуру перехода в сверхпроводящее состояние. В оптимально легированных $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ диамагнитный сигнал начинается при $T_{onset}^M \approx 130 \text{ К}$, что намного выше температуры начала сверхпроводимости $T_c \approx 90 \text{ К}$. Аналогичные эксперименты с другими соединениями купратов, однослойный CuO_2 материал $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$, однослойный CuO_2 материал $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, двухслойный CuO_2 материал $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{0.95}\text{Y}_{0.05}\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$, показывает такое же поведение [177]. Все эти эксперименты ясно указывают на наличие сверхпроводящих доменов выше температуры перехода T_c . С повышением температуры размер доменов увеличивается и при T_c происходит перколяция этих доменов [177].

Обычно наличие небольших сверхпроводящих островков видно по СТМ эксперименту [178]. В СТМ очень узкий наконечник помещается близко к поверхности образца, и между наконечником и материалами прикладывается напряжение смещения. В этом случае через наконечник протекает электрический ток. Этот ток будет пропорционален плотности состояний в данном положении материала. При наличии сверхпроводящих доменов из-за сверхпроводящей энергетической щели плотность электронных состояний будет ниже, чем у металлических фаз. Недавно с помощью СТМ была измерена энергия поверхности для $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-y}\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$. Он ясно показывает наличие сверхпроводящих доменов при гораздо более высокой температуре, чем $T \gg T_c$ [77]. Хороший обзор экспериментов СТМ купратов на основе **Bi** представлен в [179]. Все эти недавние экспериментальные наблюдения подтверждают наличие сверхпроводящих островков в купратах.

Заключение

Главные результаты нашей работы заключаются в следующем.

В главе 2 мы обобщили расчет проводимости в неоднородных но изотропных проводниках на случай неизотропных 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 диграммах 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 $(TMTSF)_2PF_6$, $(TMTSF)_2ClO_4$ и $(BEDT-TTF)_2I_3$. Мы объяснили причину анизотропности T_c в $(TMTSF)_2PF_6$, используя теорию перколяции. Применяя 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 $(TMTSF)_2ClO_4$ увеличивается. Также используя магнитную восприимчивость в $(BEDT-TTF)_2I_3$, мы сравнили полученные ϕ с данными эксперимента по сопротивлению. Также в этой главе мы показали, что анизотропность T_c в $(TMTSF)_2PF_6$ [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 [119] 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].

Благодарность

Хочу сердечно поблагодарить своего научного руководителя Григорьева Павла Дмитриевича за эмоциональную и научную поддержку. Он был для меня примером во всех смыслах. Его терпения и доброты не только показывал мне как заниматься наукой но и как стать хорошим и добрым человеком. Также я хочу поблагодарить заведующую нашей кафедры Мухина Сергея Ивановича за его поддержку. Кроме того, хочу поблагодарить моего друга Артема, и сотрудников нашей кафедры — Теленкова Максима Павловича, Башарина Алексея Андреевича и Родионова Ярослава Игоревича, за помощь и общение. Без поддержки моими родителями решения заниматься наукой, я бы не смог стать физиком, поэтому хочу сказать спасибо маме и папе за все. Последнее, но не менее важно, я хочу поблагодарить свою любимую жену Катю. Её поддержка и вера в меня всегда мотивируют меня добиваться своих целей.

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.

Список сокращений и условных обозначений

| | |
|----------------------|---|
| К | Единица температуры Келвин |
| T_c | Температура перехода в сверхпроводящую фазу |
| η | Соотношение проводимости $\frac{\sigma_z}{\sigma_x}$ |
| E₁ | Электрическое поле в фазе «1» |
| E₂ | Электрическое поле в фазе «2» |
| E | Электрическое поле приложено ко всей системе |
| J₁ | Плотность тока в фазе «1» |
| J₂ | Плотность тока в фазе «2» |
| R | Радиус сферы в фоновой фазе |
| V | Объем сферы радиуса R и с фазой «2» |
| σ₁ | Проводимость в фазе «1» |
| σ₂ | Проводимость в фазе «2» |
| σ_e | Проводимость в эффективной фазе |
| a_x | Полуось эллипсоидального включения вдоль оси x |
| a_y | Полуось эллипсоидального включения вдоль оси y |
| a_z | Полуось эллипсоидального включения вдоль оси z |
| r | Радиус вектор точки |
| v | Объем сферы радиуса R' и с фазой «1» |
| μ | Соотношение проводимости $\frac{\sigma_y}{\sigma_x}$ |
| φ | Соотношение объема фазы «2» к полному объему образца, т.е. $\varphi = v_2/V$. Здесь, v_2 объем фазы «2»; V объем образца. |
| Па | Единица давления Паскал |
| АФ | фаза антиферромагнетики |
| ВЗП | фаза волны зарядовой плотности |
| ВСП | фаза волны спиновой плотности |
| Гидриды | сверхпроводники на водородной основе |

| | |
|-----------------------|---|
| Купраты | сверхпроводники на основе меди |
| Пниктиды | сверхпроводники на основе железа |
| A_x, A_y, A_z | Коэффициенты деполяризации вдоль оси x , y и z |
| J_{xy} | Электронный ток по слою |
| J_z | Электронный ток перпендикулярно слою |
| J_z' | Электронный ток перпендикулярно слою из-за обычного электронного переноса |
| T^* | Температура появления сверхпроводимости |
| J_{sc} | Электронный ток перпендикулярно слою из-за сверхпроводящих островов |
| d | Примерный размер доменов. Для сферических доменов это радиус, а для эллипсоидальных доменов это самая длинная полуось |
| l | Расстояние между доменами |
| ξ_x, ξ_y, ξ_z | сверхпроводящая длина когерентности |
| СТМ | Сканирующий туннельный микроскоп |
| L_x, L_y и L_z | Размер образца вдоль оси x , y и z |
| T_{sdw} | Температура перехода в ВСП фазу |
| T_{AO} | Температура структурного перехода ClO_4 анионов. При этой температуре ClO_4 анионы замораживаются в одном из состояния, порядочное или беспорядочное. |
| φ^c | Порог перколяции |
| p_x, p_y и p_z | Вероятность перколяции вдоль оси x , y и z |
| ВСП-ИМП | ВСП фаза индуцированная магнитным полем (Field induced spin density wave) |
| BEDT-TTF | bis-ethylenedithio-tetrathiafulvalene (бис-этилендитио-тетратиафульвален) |
| TCNQ | 7,7,8, 8-tetracyano-p-quinodimethane |

TMTSF bis-tetramethyl-tetraselenafulvalene (бис-тетраметил-тетраселенафульвален)

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 [Текст] / 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 [Текст] / 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 $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_2$ [Текст] / D. Jerome // *Chemical Reviews*. — Washington, 2004. — Nov. — Vol. 104, no. 11. — P. 5565–5591.
8. *Chu, C.* Hole-Doped Cuprate High Temperature Superconductors [Текст] / 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 [Текст] / 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 [Текст] / 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 [Текст] / 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 [Текст] / 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 [Текст] / 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 [Текст] / 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 [Текст] / 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 [Текст] / 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 обр. 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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ [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 - $(\text{BEDT-TTF})_2\text{-X}$ [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 - $(\text{BEDT-TTF})_2 \text{Cu}[\text{N}(\text{CN})_2] \text{Br}$ 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 $(\text{TMTSF})_2\text{-PF}_6$ 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 CeCoIn_5 [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 $(\text{TMTSF})_2\text{-PF}_6$ 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 $(\text{TMTTF})_2\text{PF}_6$ [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 $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$: 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 $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [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] / Т. 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] / Т. 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] / Т. 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 [(TMTSF)₂ClO₄], 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 (TMTSF)₂ClO₄ [Текст] / D. Le Pévelen [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, (TMTSF)₂ClO₄ [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 (TMTSF)₂ClO₄ [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=VpUk3NfwDIkC&redir_esc=y.

46. *Ishiguro, T.* Organic Superconductors [Текст]. Т. 88 / Т. 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-Tc Organic Superconductor, κ -(ET)₂Cu[N(CN)₂]Cl (Tc = 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, K. 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-(BEDT-TTF)₂KHg(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 κ -(BEDT-TTF)₂X 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. — Т. 1, № 4. — С. 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 SrTiO₃ [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 Ba_{1-x}K_xFe₂As₂ [Текст] / H. Chen [и др.] // EPL (Europhysics Letters). — 2009. — Янв. — Т. 85, № 1. — С. 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 K_{0.73}Fe_{1.67}Se₂ 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 (Li_{0.8}Fe_{0.2})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 Li_{1-x}Fe_x(OH)Fe_{1-y}Se [Текст] / C. V. Topping [et al.] // Physical Review B. — 2017. — Apr. — Vol. 95, no. 13. — P. 134419. — URL: <http://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 YBa₂Cu₃O_{6.67} [Текст] / J. Chang [et al.] // Nature Physics. — London, 2012. — Dec. — Vol. 8, no. 12. — P. 871–876. — URL: <https://www.webofscience.com/wos/alldb/full-record/WOS:000311888200013> (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 [Текст] / 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 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [Текст] / 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 $\text{La}_{1.95}\text{Sr}_{0.05}\text{CuO}_4$ [Текст] / 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 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ($x = 0.05$) [Текст] / 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 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [Текст] / 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 [Текст] / 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 [Текст] / 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? [Текст] / 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 [Текст] / 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 [Текст] / 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 [Текст] / 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 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{2+\delta}$ [Текст] / 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 [Текст] / 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. — Т. 93, № 14. — С. 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 YBa_2CuO_4 : Incoherent-to-metallic Crossover in the out-of-Plane Transport [Текст] / N. E. Hussey [и др.] // Physical Review B. — 1997. — Ноябрь. — Т. 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. *Stratton, J. A.* Electromagnetic Theory: Stratton/Electromagnetic Theory [Текст] / J. A. Stratton. — Hoboken, NJ, USA : John Wiley & Sons, Inc., 10/2015. — URL: <http://doi.wiley.com/10.1002/9781119134640> (visited on 02/04/2022).
85. *Greiner, W.* Classical Electrodynamics [Текст] / W. Greiner. — New York, NY : Springer New York, 1998. — (Theoretical Physics). — URL: <http://link.springer.com/10.1007/978-1-4612-0587-6> (дата обр. 27.12.2021).
86. Electrodynamics of Continuous Media [Текст] / L. D. Landau [и др.]. — 2. ed., rev. and enl. — Amsterdam [u.a.] : Elsevier, Butterworth-Heinemann, 2008. — (Course of Theoretical Physics ; by L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Vol. 8). — URL: <https://www.elsevier.com/books/electrodynamics-of-continuous-media/landau/978-0-08-057060-0>.
87. *Maxwell, J. C.* A Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. 1 [Текст]. Т. 1 / J. C. Maxwell. — Dover Publications, 06.1954. — URL: <https://archive.org/details/electricandmagne01maxwrch>.
88. *Landauer, R.* Electrical Conductivity in Inhomogeneous Media [Текст] / R. Landauer // AIP Conference Proceedings. — 1978. — Апр. — Т. 40, № 1. — С. 2–45. — URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.31150> (дата обр. 03.02.2022).
89. *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).
90. *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).
91. Disorder, Metal-Insulator Crossover and Phase Diagram in High- T_c Cuprates [Текст] / F. Rullier-Albenque [et al.] // EPL (Europhysics Letters). — 2008. — Vol. 81, no. 3. — P. 37008. — URL: <https://doi.org/10.1209/0295-5075/81/37008> (visited on 01/13/2022).
92. Resistivity at Low Temperatures in Electron-Doped Cuprate Superconductors [Текст] / S. Finkelman [и др.] // Physical Review B. — 2010. — Сент. — Т. 82, № 9. — С. 094508. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.82.094508> (дата обр. 13.01.2022).
93. Scale-Invariant Magnetoresistance in a Cuprate Superconductor [Текст] / P. Giraldo-Gallo [et al.] // Science. — 2018. — Aug. — Vol. 361, no. 6401. — P. 479–481. — URL: <https://www.science.org/doi/10.1126/science.aan3178> (visited on 01/13/2022).
94. Unprecedented High Irreversibility Line in the Nontoxic Cuprate Superconductor $(\text{Cu,C})\text{Ba}_2\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_{11+\delta}$ [Текст] / Y. Zhang [et al.] // Science Advances. — 2018. — Sept. — Vol. 4, no. 9. — eaau0192. — URL: <https://www.science.org/doi/10.1126/sciadv.aau0192> (visited on 01/13/2022).

95. Universal T-linear Resistivity and Planckian Dissipation in Overdoped Cuprates [Текст] / A. Legros [et al.] // Nature Physics. — 2019. — Feb. — Vol. 15, no. 2. — P. 142–147. — URL: <https://www.nature.com/articles/s41567-018-0334-2> (visited on 01/13/2022).
96. Zhou, J.-S. Anomalous Transport Properties in a YBa₂Cu₄O₈ Crystal [Текст] / J.-S. Zhou, J. B. Goodenough, B. Dabrowski // Physical Review B. — 1998. — АБГ. — Т. 58, № 6. — R2956–R2959. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.58.R2956> (дата обр. 15.01.2022).
97. Andreev, A. F. The thermal conductivity of the intermediate state in superconductors [Текст] / A. F. Andreev // JETP. — 1964. — Т. 46, № 5. — URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=21796236&> (дата обр. 20.01.2022).
98. Blonder, G. E. Transition from Metallic to Tunneling Regimes in Superconducting Microconstrictions: Excess Current, Charge Imbalance, and Supercurrent Conversion [Текст] / G. E. Blonder, M. Tinkham, T. M. Klapwijk // Physical Review B. — 1982. — Апр. — Т. 25, № 7. — С. 4515–4532. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.25.4515> (дата обр. 21.01.2022).
99. Mortensen, N. A. Angle Dependence of Andreev Scattering at Semiconductor-Superconductor Interfaces [Текст] / N. A. Mortensen, K. Flensberg, A.-P. Jauho // Physical Review B. — 1999. — Апр. — Т. 59, № 15. — С. 10176–10182. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.59.10176> (дата обр. 21.01.2022).
100. Scanning Tunneling Spectroscopy Study of the Proximity Effect in a Disordered Two-Dimensional Metal [Текст] / L. Serrier-Garcia [и др.] // Physical Review Letters. — 2013. — Апр. — Т. 110, № 15. — С. 157003. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.157003> (дата обр. 21.01.2022).
101. De Gennes, P. G. Boundary Effects in Superconductors [Текст] / P. G. De Gennes // Reviews of Modern Physics. — 1964. — ЯНВ. — Т. 36, № 1. — С. 225–237. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.36.225> (дата обр. 21.01.2022).
102. Clarke, J. The Proximity Effect between Superconducting and Normal Thin Films in Zero Field [Текст] / J. Clarke // Le Journal de Physique Colloques. — 1968. — Feb. — Vol. 29, no. C2. — P. C2–16. — URL: <http://dx.doi.org/10.1051/jphyscol:1968201> (visited on 01/21/2022).
103. Direct Visualization of Phase Separation between Superconducting and Nematic Domains in Co-doped CaFe₂As₂ Close to a First-Order Phase Transition [Текст] / A. Fente [и др.] // Physical Review B. — 2018. — ЯНВ. — Т. 97, № 1. — С. 014505. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.97.014505> (дата обр. 21.01.2022).
104. Local Inhomogeneity and Filamentary Superconductivity in Pr-Doped CaFe₂As₂ [Текст] / K. Gofryk [и др.] // Physical Review Letters. — 2014. — ЯНВ. — Т. 112, № 4. — С. 047005. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.047005> (дата обр. 21.01.2022).

105. STM Studies of TbTe_3 : Evidence for a Fully Incommensurate Charge Density Wave [Текст] / A. Fang [et al.] // Physical Review Letters. — 2007. — July. — Vol. 99, no. 4. — P. 046401. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.99.046401> (visited on 04/28/2021).
106. Diamagnetic Precursor State in High-Tc Oxide Superconductors near Optimal Doping Using Scanning Superconducting Quantum Interference Device Microscopy [Текст] / A. Sugimoto [et al.] // Japanese Journal of Applied Physics. — 2002. — May. — Vol. 41, 5A. — P. L497. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1143/JJAP.41.L497/meta> (visited on 01/21/2022).
107. *Iguchi, I.* Diamagnetic Activity above T_c as a Precursor to Superconductivity in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ Thin Films [Текст] / I. Iguchi, T. Yamaguchi, A. Sugimoto // Nature. — 2001. — July. — Vol. 412, no. 6845. — P. 420–423. — URL: <https://www.nature.com/articles/35086540> (visited on 01/21/2022).
108. *Kirtley, J. R.* Scanning Squid Microscopy [Текст] / J. R. Kirtley, J. P. Wikswo // Annual Review of Materials Science. — 1999. — Aug. — Vol. 29, no. 1. — P. 117–148. — URL: <https://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev.matsci.29.1.117> (visited on 01/21/2022).
109. *Josephson, B.* Coupled Superconductors [Текст] / B. Josephson // Reviews of Modern Physics. — 1964. — ЯНВ. — Т. 36, № 1. — С. 216–220. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.36.216> (дата обр. 03.09.2020).
110. *Josephson, B.* Possible New Effects in Superconductive Tunnelling [Текст] / B. Josephson // Physics Letters. — 1962. — July. — Vol. 1, no. 7. — P. 251–253. — URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0031916362913690> (visited on 09/03/2020).
111. *Ishii, C.* Josephson Currents through Junctions with Normal Metal Barriers [Текст] / C. Ishii // Progress of Theoretical Physics. — 1970. — Dec. — Vol. 44, no. 6. — P. 1525–1547. — URL: <https://academic.oup.com/ptp/article-lookup/doi/10.1143/PTP.44.1525> (visited on 01/22/2022).
112. *Landauer, R.* The Electrical Resistance of Binary Metallic Mixtures [Текст] / R. Landauer // Journal of Applied Physics. — 1952. — July. — Vol. 23, no. 7. — P. 779–784. — URL: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1702301> (visited on 10/12/2020).
113. The Physics of Organic Superconductors and Conductors [Текст]. Vol. 110 / ed. by A. Lebed [et al.]. — Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2008. — (Springer Series in Materials Science). — URL: <http://link.springer.com/10.1007/978-3-540-76672-8> (visited on 11/14/2020).
114. *Jerome, D.* Novel Superconducting Phenomena in Quasi-One-Dimensional Bechgaard Salts [Текст] / D. Jerome, S. Yonezawa // Comptes Rendus Physique. — 2016. — Mar. — Vol. 17, no. 3. — P. 357–375. — (Physique de La Matière Condensée Au XXIe Siècle: L'héritage de Jacques Friedel). — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1631070515002480> (visited on 01/27/2022).

115. *Kang, W.* Toward a Unified Phase Diagram in $(\text{TMTSF})_2\text{-PF}_6$ [Текст] / W. Kang, S. T. Hannahs, P. M. Chaikin // *Physical Review Letters*. — 1993. — Май. — Т. 70, № 20. — С. 3091–3094. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.70.3091> (дата обр. 02.02.2022).
116. *Chaikin, P. M.* Field Induced Spin Density Waves [Текст] / P. M. Chaikin // *Journal de Physique I*. — 1996. — Dec. — Vol. 6, no. 12. — P. 1875–1898. — URL: <http://dx.doi.org/10.1051/jp1:1996169> (visited on 01/31/2022).
117. *Efros, A.* Physics and Geometry of Disorder: Percolation Theory [Текст] / A. Efros. — Moscow : Mir, 1986. — URL: <https://archive.org/details/physics-of-disorder>.
118. *Lee, I. J.* Angular-Dependent Upper Critical Field Studies of $(\text{TMTSF})_2\text{-PF}_6$ [Текст] / I. J. Lee, P. M. Chaikin, M. J. Naughton // *Physical Review B*. — 2002. — Апр. — Т. 65, № 18. — С. 180502. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.65.180502> (дата обр. 15.02.2022).
119. *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).
120. *Bechgaard, K.* Synthesis of the Organic Conductor Tetramethyltetraselenofulvalenium 7,7,8,8-Tetracyano-p-Quinodimethanide ($(\text{TMTSF-TCNQ})[4,4',5,5'\text{-Tetramethyl-}\Delta 2,2'\text{-Bis-1,3-Diselenolium 3,6-Bis-(Dicyanomethylene)Cyclohexadienide}]$) [Текст] / K. Bechgaard, D. O. Cowan, A. N. Bloch // *Journal of the Chemical Society, Chemical Communications*. — 1974. — Jan. — No. 22. — P. 937–938. — URL: <https://pubs.rsc.org/en/content/articlelanding/1974/c3/c39740000937> (visited on 01/31/2022).
121. The Properties of Five Highly Conducting Salts: $(\text{TMTSF})_2\text{X}$, X= PF_6 , AsF_6 , SbF_6 , BF_4 and NO_3 , Derived from Tetramethyltetraselenafulvalene (TMTSF) [Текст] / K. Bechgaard [et al.] // *Solid State Communications*. — 1993. — Dec. — Vol. 88, no. 11. — P. 963–969. — (Special Issue A Celebratory Issue to Commemorate 30 Years of Solid State Communications). — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/003810989390278U> (visited on 01/31/2022).
122. Macroscopically Inhomogeneous State at the Boundary between the Superconducting, Antiferromagnetic, and Metallic Phases in Quasi-One-Dimensional $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ [Текст] / A. V. Kornilov [et al.] // *Physical Review B*. — 2004. — June. — Vol. 69, no. 22. — P. 224404. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.69.224404> (visited on 11/14/2020).
123. Influence of Quantum Hall Effect on Linear and Nonlinear Conductivity in the FISDW States of the Organic Conductor $(\text{TMTTF})_2\text{PF}_6$ [Текст] / T. Vuletić [et al.] // *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems*. — 2001. — Vol. 21, no. 1. — P. 53–60. — URL: <https://doi.org/10.1007/s100510170212> (visited on 01/31/2022).

124. Magnetothermopower Study of $(\text{TMTSF})_2\text{-PF}_6$ (Where TMTSF Is Tetramethyltetraselenafulvalene) [Текст] / W. Kang [и др.] // Physical Review B. — 1992. — Июнь. — Т. 45, № 23. — С. 13566—13571. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.45.13566> (дата обр. 31.01.2022).
125. *Danner, G. M.* Non-Fermi-Liquid Behavior in Transport in $(\text{TMTTF})_2\text{PF}_6$ [Текст] / G. M. Danner, P. M. Chaikin // Physical Review Letters. — 1995. — Дек. — Т. 75, № 25. — С. 4690—4693. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.75.4690> (дата обр. 31.01.2022).
126. *Balicas, L.* Breakdown of the Quantum Hall Effect in the Organic Conductor $(\text{TMTTF})_2\text{PF}_6$ Frohlich Mode Effects [Текст] / L. Balicas // Physical Review Letters. — 1998. — Март. — Т. 80, № 9. — С. 1960—1963. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.80.1960> (дата обр. 31.01.2022).
127. *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).
128. *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).
129. Superconductivity in $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ at Zero Pressure [Текст] / K. Bechgaard [et al.] // Molecular Crystals and Liquid Crystals. — 1982. — Jan. — Vol. 79, no. 1. — P. 627—632. — URL: <https://www.tandfonline.com/doi/full/10.1080/00268948208071005> (visited on 10/07/2020).
130. *Bychkov, Y. A.* Possibility of Superconductivity Type Phenomena in a One-dimensional System [Текст] / Y. A. Bychkov, L. P. Gor'kov, I. E. Dzyaloshinskiĭ // JETP. — 1966. — Т. 23. — С. 489.
131. *Sólyom, J.* The Fermi Gas Model of One-Dimensional Conductors [Текст] / J. Sólyom // Advances in Physics. — 1979. — Apr. — Vol. 28, no. 2. — P. 201—303. — URL: <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/00018737900101375> (visited on 10/08/2020).
132. *Jérome, D.* Organic Conductors and Superconductors [Текст] / D. Jérome, H. Schulz // Advances in Physics. — 1982. — Авг. — Т. 31, № 4. — С. 299—490. — URL: <https://doi.org/10.1080/00018738200101398> (дата обр. 17.02.2022).
133. Superconductivity in the Family of Organic Salts Based on the Tetramethyltetraselenafulvalene (TMTSF) Molecule: $(\text{TMTSF})_2\text{-X}$ ($\text{X}=\text{ClO}_4, \text{PF}_6, \text{AsF}_6, \text{SbF}_6, \text{TaF}_6$) [Текст] / S. S. P. Parkin [et al.] // Journal of Physics C-Solid State Physics. — Bristol, 1981. — Dec. — Vol. 14, no. 34. — P. 5305—5326. — URL: <https://www.webofscience.com/wos/woscc/full-record/WOS:A1981MT93700011?SID=C4WNMCMd5OVuSb8ZHrS> (visited on 08/17/2021).

134. 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.
135. 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).
136. EPR and Electrical Conductivity of the Organic Superconductor Di-Tetramethyltetraselenafulvalenium-Perchlorate, $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ and a Metastable Magnetic State Obtained by Fast Cooling [Текст] / S. Tomić [и др.] // Journal de Physique Lettres. — 1982. — Т. 43, № 23. — С. 839—844. — URL: <http://www.edpsciences.org/10.1051/jphyslet:019820043023083900> (дата обр. 08.10.2020).
137. Superconductivity and Metal-Nonmetal Transitions in $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [Текст] / T. Ishiguro [и др.] // Le Journal de Physique Colloques. — 1983. — Июнь. — Т. 44, № C3. — С. C3-831-C3—838. — URL: <http://www.edpsciences.org/10.1051/jphyscol/1983020> (дата обр. 08.10.2020).
138. *Rindorf, G.* The Structures of Di(2,3,6,7-Tetramethyl-1,4,5,8-Tetraselenafulvalenium) Perrhenate, $(\text{TMTSF})_2\text{ReO}_4$, and Perchlorate, $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [Текст] / G. Rindorf, H. Soling, N. Thorup // Acta Crystallographica Section B Structural Crystallography and Crystal Chemistry. — 1982. — Ноябрь. — Т. 38, № 11. — С. 2805—2808. — URL: <http://scripts.iucr.org/cgi-bin/paper?S0567740882010000> (дата обр. 08.10.2020).
139. Hidden Fermi Surface Nesting and Charge Density Wave Instability in Low-Dimensional Metals [Текст] / M. .-H. Whangbo [et al.] // Science. — 1991. — Apr. — Vol. 252, no. 5002. — P. 96—98. — URL: <https://www.sciencemag.org/lookup/doi/10.1126/science.252.5002.96> (visited on 03/17/2021).
140. *Pouget, J.-P.* The Peierls Instability and Charge Density Wave in One-Dimensional Electronic Conductors [Текст] / J.-P. Pouget // Comptes Rendus Physique. — 2016. — Mar. — Vol. 17, no. 3/4. — P. 332—356. — URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S163107051500225X> (visited on 02/13/2021).
141. *Jerome, D.* Organic Superconductors: A Survey of Low Dimensional Phenomena [Текст] / D. Jerome // Molecular Crystals and Liquid Crystals. — 1982. — Jan. — Vol. 79, no. 1. — P. 511—538. — URL: <https://www.tandfonline.com/doi/full/10.1080/00268948208070997> (visited on 11/14/2020).
142. Influence of Carrier Lifetime on Quantum Criticality and Superconducting T_c of $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [Текст] / A. Sedeki [и др.] // Physical Review B. — 2018. — Сент. — Т. 98, № 11. — С. 115111. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.98.115111> (дата обр. 17.02.2022).

143. Magnetic Susceptibility and Resistive Transitions of Superconducting $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$: Critical Magnetic Fields [Текст] / D. U. Gubser [et al.] // Physical Review B. — 1981. — July. — Vol. 24, no. 1. — P. 478–480. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.24.478> (visited on 10/21/2020).
144. The Metallic Transport of $(\text{TMTSF})_2$ X Organic Conductors Close to the Superconducting Phase [Текст] / P. Auban-Senzier [и др.] // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2011. — АВГ. — Т. 23, № 34. — С. 345702. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0953-8984/23/34/345702> (дата обр. 24.10.2020).
145. *Rice, M. J.* Electron-Electron Scattering in Transition Metals [Текст] / M. J. Rice // Physical Review Letters. — 1968. — June. — Vol. 20, no. 25. — P. 1439–1441. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.20.1439> (visited on 10/23/2020).
146. *Pesty, F.* Analysis of the Pair Breaking Effect of the Anion Disorder $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [Текст] / F. Pesty, K. Wang, P. Garoche // Synthetic Metals. — 1988. — Dec. — Vol. 27, no. 3/4. — P. 137–143. — URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0379677988901361> (visited on 11/16/2020).
147. *Kochev, V. D.* Anisotropic Zero-Resistance Onset in Organic Superconductors [Текст] / V. D. Kochev, K. K. Kesharpu, P. D. Grigoriev // Physical Review B. — 2021. — ЯНВ. — Т. 103, № 1. — С. 014519. — arXiv: 2007.14388. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.103.014519> (дата обр. 28.04.2021).
148. *Bryce, M. R.* Organic Metals [Текст] / M. R. Bryce, L. C. Murphy // Nature. — 1984. — May. — Vol. 309, no. 5964. — P. 119–126. — URL: <https://www.nature.com/articles/309119a0> (visited on 03/04/2022).
149. Crystal Structure of a New Type of Two-Dimensional Organic Metal, $(\text{C}_{10}\text{H}_8\text{S}_8)_2(\text{ClO}_4)(\text{C}_2\text{H}_3\text{Cl}_3)_{0.5}$ [Текст] / H. Kobayashi [et al.] // Journal of the American Chemical Society. — 1983. — Jan. — Vol. 105, no. 2. — P. 297–298. — URL: <https://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/ja00340a028> (visited on 03/04/2022).
150. 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>.
151. 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.
152. *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).

153. Iron-Based High Transition Temperature Superconductors [Текст] / X. Chen [et al.] // National Science Review. — 2014. — Sept. — Vol. 1, no. 3. — P. 371–395. — URL: <https://academic.oup.com/nsr/article/1/3/371/2460181> (visited on 05/11/2021).
154. Superconductivity at 55 K in Iron-Based F-Doped Layered Quaternary Compound $\text{Sm}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$ [Текст] / R. Zhi-An [et al.] // Chinese Physics Letters. — 2008. — Vol. 25, no. 6. — P. 2215–2216. — URL: <https://doi.org/10.1088/0256-307x/25/6/080> (visited on 03/05/2022).
155. FeSe-based Superconductors with a Superconducting Transition Temperature of 50 K [Текст] / M. Z. Shi [et al.] // New Journal of Physics. — 2018. — Vol. 20, no. 12. — P. 123007. — URL: <https://doi.org/10.1088/1367-2630/aaf312> (visited on 03/05/2022).
156. Interface-Induced High-Temperature Superconductivity in Single Unit-Cell FeSe Films on SrTiO_3 [Текст] / Q.-Y. Wang [et al.] // Chinese Physics Letters. — 2012. — Vol. 29, no. 3. — P. 037402. — URL: <https://doi.org/10.1088/0256-307x/29/3/037402> (visited on 03/05/2022).
157. Onset of the Meissner Effect at 65 K in FeSe Thin Film Grown on Nb-doped SrTiO_3 Substrate [Текст] / Z. Zhang [et al.] // Science Bulletin. — 2015. — July. — Vol. 60, no. 14. — P. 1301–1304. — URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S2095927316303711> (visited on 03/05/2022).
158. *Bardeen, J.* Theory of Superconductivity [Текст] / J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer // Physical Review. — 1957. — Dec. — Vol. 108, no. 5. — P. 1175–1204. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.108.1175> (visited on 05/07/2021).
159. *Cooper, L. N.* BCS: 50 Years [Текст] / L. N. Cooper, D. Feldman. — WORLD SCIENTIFIC, 11/2010. — URL: <https://www.worldscientific.com/worldscibooks/10.1142/7728> (visited on 05/07/2021).
160. *Plakida, N. M.* High-Temperature Cuprate Superconductors: Experiment, Theory, and Applications [Текст] / N. M. Plakida. — Dordrecht ; New York : Springer, 2010. — (Springer Series in Solid-State Sciences ; 166). — URL: <https://www.springer.com/gp/book/9783642126321>.
161. *Kresin, V. Z.* Inhomogeneous Superconducting State and Intrinsic T_c : Near Room Temperature Superconductivity in the Cuprates [Текст] / V. Z. Kresin, S. A. Wolf. — 2011. — Sept. — URL: <https://arxiv.org/abs/1109.0341v1> (visited on 01/25/2022).
162. *Singh, N.* Leading Theories of the Cuprate Superconductivity: A Critique [Текст] / N. Singh // Physica C: Superconductivity and its Applications. — 2021. — Jan. — Vol. 580. — P. 1353782. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921453420303804> (visited on 02/11/2022).

163. Superconductors [Текст] / G. Fuchs [et al.] // Springer Handbook of Materials Data / ed. by H. Warlimont, W. Martienssen. — Cham : Springer International Publishing, 2018. — P. 705–756. — URL: http://link.springer.com/10.1007/978-3-319-69743-7_21 (visited on 02/11/2022).
164. *Stewart, G.* Superconductivity in the A15 Structure [Текст] / G. Stewart // Physica C: Superconductivity and its Applications. — 2015. — July. — Vol. 514. — P. 28–35. — URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0921453415000404> (visited on 05/10/2021).
165. *Abrikosov, A. A.* Fundamentals of the Theory of Metals [Текст] / A. A. Abrikosov. — Amsterdam, New York, New York, NY, USA : North-Holland, 1988. — URL: https://openlibrary.org/books/OL2241442M/Fundamentals_of_the_theory_of_metals.
166. Semimetals [Текст]. Vol. 1 / N. B. Brandt [et al.]. — Amsterdam, Netherlands : North-Holland, 1988. — URL: <https://www.elsevier.com/books/semimetals/brandt/978-0-444-87049-0> (visited on 02/06/2022).
167. *Wattamaniuk, W. J.* Tunneling Conductivity in 4Hb-TaS₂ [Текст] / W. J. Wattamaniuk, J. P. Tidman, R. F. Frindt // Physical Review Letters. — 1975. — Июль. — Т. 35, № 1. — С. 62–65. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.35.62> (дата обр. 06.02.2022).
168. High-Temperature Resistivity of Sr₂RuO₄ Bad Metallic Transport in a Good Metal [Текст] / A. W. Tyler [и др.] // Physical Review B. — 1998. — Окт. — Т. 58, № 16. — R10107–R10110. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.58.R10107> (дата обр. 06.02.2022).
169. Effect of Irradiation-Induced Disorder on the Conductivity and Critical Temperature of the Organic Superconductor κ -(BEDT-TTF)₂Cu(SCN)₂ [Текст] / J. G. Analytis [и др.] // Physical Review Letters. — 2006. — Май. — Т. 96, № 17. — С. 177002. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.177002> (дата обр. 06.02.2022).
170. *Moses, P.* Comparison of Coherent and Weakly Incoherent Transport Models for the Interlayer Magnetoresistance of Layered Fermi Liquids [Текст] / P. Moses, R. H. McKenzie // Physical Review B. — 1999. — Сент. — Т. 60, № 11. — С. 7998–8011. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.60.7998> (дата обр. 06.02.2022).
171. *Abrikosov, A. A.* Resonant Tunneling in High-Tc Superconductors (Review) [Текст] / A. A. Abrikosov // Physica C: Superconductivity. — 1999. — May. — Vol. 317/318. — P. 154–174. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921453499000568> (visited on 02/06/2022).
172. *Gutman, D. B.* Anomalous C-Axis Transport in Layered Metals [Текст] / D. B. Gutman, D. L. Maslov // Physical Review Letters. — 2007. — Ноябрь. — Т. 99, № 19. — С. 196602. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.99.196602> (дата обр. 06.02.2022).

173. Magnetic Field Induced Coherence-Incoherence Crossover in the Interlayer Conductivity of a Layered Organic Metal [Текст] / М. V. Kartsovnik [и др.] // Physical Review B. — 2009. — Апр. — Т. 79, № 16. — С. 165120. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.79.165120> (дата обр. 06.02.2022).
174. Pseudogap and Its Critical Point in the Heavily Doped $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ from c-Axis Resistivity Measurements [Текст] / М. А. Tanatar [et al.] // Physical Review B. — 2010. — Oct. — Vol. 82, no. 13. — P. 134528. — URL: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.82.134528> (visited on 09/16/2020).
175. Effect of Superconducting Fluctuations on the Transverse Resistance of High- T_c Superconductors [Текст] / Л. В. Ioffe [и др.] // Physical Review B. — 1993. — Апр. — Т. 47, № 14. — С. 8936–8941. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.47.8936> (дата обр. 06.02.2022).
176. Diamagnetism and Cooper Pairing above T_c in Cuprates. [Текст] / Л. Li [и др.] // Physical Review B. — 2010. — Февр. — Т. 81, № 5. — С. 054510. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.81.054510> (дата обр. 06.02.2022).
177. Universal Precursor of Superconductivity in the Cuprates [Текст] / G. Yu [и др.] // Physical Review B. — 2019. — Июнь. — Т. 99, № 21. — С. 214502. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.99.214502> (дата обр. 25.01.2022).
178. *Chen, C. J.* Introduction to Scanning Tunneling Microscopy [Текст] / C. J. Chen. — Oxford : Oxford University Press, 2007. — (Monographs on the Physics and Chemistry of Materials). — URL: <https://oxford.universitypressscholarship.com/view/10.1093/acprof:oso/9780199211500.001.0001/acprof-9780199211500> (visited on 02/06/2022).
179. *Yazdani, A.* Spectroscopic Imaging of Strongly Correlated Electronic States [Текст] / A. Yazdani, E. H. da Silva Neto, P. Aynajian // Annual Review of Condensed Matter Physics. — 2016. — Mar. — Vol. 7, no. 1. — P. 11–33. — URL: <https://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev-conmatphys-031214-014529> (visited on 02/06/2022).
180. Table of Integrals, Series and Products [Текст] / I. S. Gradshteyn [et al.]. — Amsterdam; Boston : Elsevier, 2007.

Список рисунков

| | | |
|-----|---|----|
| 1.1 | Схематическое изображенное одного сферического домена включенного в фоновую фазу | 20 |
| 1.2 | Схематическое изображенное случая, когда фоновый материал содержит большое количество сферических включений. | 23 |
| 1.3 | Применение приближения Максвелла — Гарнетта. | 25 |
| 1.4 | Схематическое изображенное одного эллипсоида в фоновом материале. | 27 |
| 1.5 | Схематическое изображение системы, содержащей большое количество эллиптических включений. | 29 |
| 1.6 | Применение приближения Максвелла — Гарнетта к эллипсоиду. | 31 |
| 2.1 | Схематическое изображенное перехода в сверхпроводящее состояние | 35 |
| 2.2 | Процесс переноса электронов в слоистых материалах | 36 |
| 2.3 | Андреевское отражение и его зависимость от угла падения | 43 |
| 2.4 | Самосогласованное приближение | 47 |
| 2.5 | Проводимость гетерогенной структуры используя максвеллское, самосогласованное преобразования и численный расчет | 48 |
| 3.1 | Фазовая диаграмма температура-давление $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ | 50 |
| 3.2 | Схематическое изображение перехода в смешанную фазу | 53 |
| 3.3 | Отношение сверхпроводящего объема к объему образца ϕ в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ | 55 |
| 3.4 | Теоретическое и экспериментальное удельное сопротивление в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ | 56 |
| 3.5 | Перколяция в бесконечном и узком образце | 58 |
| 3.6 | Зависимость порога перколяции от размера домена и давления | 61 |
| 3.7 | Схема перколяции в образце плоской/игольчатой формы | 62 |
| 3.8 | Зависимость порога перколяции от L_x, L_y, L_z и d | 63 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.9 | Температурная зависимость φ при скорости охлаждения 100 К/мин для $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ | 67 |
| 3.10 | Температурная зависимость удельного сопротивления по оси \mathbf{z} при скорости охлаждения 100К/мин в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ | 69 |
| 3.11 | Зависимость φ от скорости охлаждения в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ | 72 |
| 3.12 | Эволюция a_z/a_y со скоростью охлаждения. | 74 |
| 3.13 | Эволюция a_y/a_x со скоростью охлаждения | 75 |
| 3.14 | Температурная зависимость φ в $(\text{BEDT—TTF})_2\text{I}_3$ | 78 |
| 3.15 | Теоретические и экспериментальные значения сопротивлений в $(\text{BEDT—TTF})_2\text{I}_3$ | 79 |
| 4.1 | φ и магнитная восприимчивость в FeSe | 85 |
| 4.2 | Температурная зависимость электрического сопротивления $R(T)$ и сверхпроводящие переходы в FeSe | 86 |
| 4.3 | Температурная зависимость φ в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ | 90 |
| 4.4 | Теоретическое и экспериментальное удельное сопротивление в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ | 91 |

Приложение А

Детали подгонки и расчеты в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$

Здесь мы подробно объясним расчеты для $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ про деланное в разделах (3.1.1) и (3.1.3). При построении рисунка для объема сверхпроводящей фазы ϕ (3.1) мы предполагаем, что магнитное поле $\mathbf{B}_z = 0.22 \text{ Т}$ достаточно велико, чтобы разрушит сверхпроводимость. Действительно, такое поле при давлении $\mathbf{P} = 8.3 \text{ Кбар}$ снижает температуру перехода в сверхпроводящую фазу с $\mathbf{T}_c \approx 1.1 \text{ К}$ до $\mathbf{T}_c \approx 0.3 \text{ К}$. Поэтому мы можем использовать удельное сопротивление при магнитном поле $\mathbf{B}_z = 0.22 \text{ Т}$ как фоновое сопротивление. Следует отметить, что магнитное поле $\mathbf{B}_z = 0.22 \text{ Т}$ также приводит к металлическому магнетосопротивлению $\rho_2(\mathbf{B})$, которое практически не зависит от температуры при $\mathbf{T}_c < \mathbf{T} < 1.5 \text{ К}$ (см. рис. 4(b) в работе [23]). Поэтому мы учитываем его при расчете $\phi(T)$, компенсируя удельное сопротивление по оси \mathbf{y} на

$$\rho_e^{yy}(T, B_z = 0.22 \text{ Т}) - [\rho_e^{yy}(T = 1.15 \text{ К}, B_z = 0.22 \text{ Т}) - \rho_e^{yy}(T, B_z = 0 \text{ Т})]. \quad (\text{A.1})$$

Вероятность перколяции на рисунках 3.6 и 3.8 была рассчитана численным методом Монте—Карло. Для каждого распределения диаметров $\mathbf{d} = \mu \pm \sigma$ случайное состояние с постоянным числом сферических включений в образце с размерами $(L_x \times L_y \times L_z = 3 \times 0.2 \times 0.1 \text{ мм}^3$ показано на рисунке 3.6. Количество сверхпроводящих включений определяется объемной долей сверхпроводящей фазы ϕ . Каждому состоянию соответствует граф, вершинами которого являются сверхпроводящие островки. Вершины графа соединены ребрами, если соответствующие включения перекрываются. Таким образом, задача обнаружения перколяции сводится к нахождению компонент об связности графа, содержащих вершины, соответствующие сверхпроводящим включениям на противоположных ребрах. Для каждого состояния по каждой оси проверялась перколяция, т. е. наличие непрерывного пути через пересекающиеся включения, и производилось усреднение по случайным реализациям. В зависимости

от параметров, для оценки средней вероятности перколяции в наших расчетах было достаточно от 10^4 до 10^5 сгенерированных реализаций.

Проводимость анизотропной среды рассчитывалась численно путем решения уравнения электростатической неразрывности (2.5) для гетерогенной среды с использованием метода конечных элементов.

Приложение Б

Эллиптический интеграл

В этом приложении мы вычисляем интегралы

$$\begin{aligned}
 A_x &= \frac{a_x a_y a_z}{2} \int_0^{\infty} \frac{dt}{(t + a_x^2) \sqrt{(t + a_x^2)(t + a_y^2)(t + a_z^2)}}, \\
 A_y &= \frac{a_x a_y a_z}{2} \int_0^{\infty} \frac{dt}{(t + a_y^2) \sqrt{(t + a_x^2)(t + a_y^2)(t + a_z^2)}}, \\
 A_z &= \frac{a_x a_y a_z}{2} \int_0^{\infty} \frac{dt}{(t + a_z^2) \sqrt{(t + a_x^2)(t + a_y^2)(t + a_z^2)}},
 \end{aligned} \tag{Б.1}$$

и находим точные выражения для коэффициентов \mathbf{A}_1 , \mathbf{A}_2 , \mathbf{A}_3 а также их асимптотики для различных случаев.

Мы предполагаем, что $a_1 < a_2 < a_3$. Обозначим $\nu = \arcsin \left[\sqrt{a_3^2 - a_1^2} / a_3 \right]$ угловой эксцентриситет, $q = \sqrt{(a_3^2 - a_2^2) / (a_3^2 - a_1^2)}$ и $q' \equiv \sqrt{1 - q^2} = \sqrt{(a_2^2 - a_1^2) / (a_3^2 - a_1^2)}$. Используя таблицу эллиптических интегралов, интегралы 6, 12 и 18 из главы (3.133) работы [180], мы получим

$$\begin{aligned}
 A_1 &= \frac{a_1 a_2 a_3}{2} \int_0^{\infty} \frac{dt}{(t + a_1^2) \sqrt{(t + a_1^2)(t + a_2^2)(t + a_3^2)}} = \\
 &= \frac{a_1 a_2 a_3}{2} \left(\frac{2}{(a_1^2 - a_2^2) \sqrt{a_3^2 - a_1^2}} E(\nu, q) + \frac{2}{a_2^2 - a_1^2} \frac{a_2}{a_1 a_3} \right).
 \end{aligned} \tag{Б.2}$$

$$\begin{aligned}
A_2 &= \frac{a_1 a_2 a_3}{2} \int_0^\infty \frac{dt}{(t + a_2^2) \sqrt{(t + a_1^2)(t + a_2^2)(t + a_3^2)}} = \\
&= \frac{a_1 a_2 a_3}{2} \left(\frac{2\sqrt{a_3^2 - a_1^2}}{(a_2^2 - a_1^2)(a_3^2 - a_2^2)} E(\nu, q) - \right. \\
&\quad \left. \frac{2}{(a_3^2 - a_2^2) \sqrt{a_3^2 - a_1^2}} F(\nu, q) - \frac{2}{a_2^2 - a_1^2} \frac{a_1}{a_2 a_3} \right). \tag{Б.3}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A_3 &= \frac{a_1 a_2 a_3}{2} \int_0^\infty \frac{dt}{(t + a_3^2) \sqrt{(t + a_1^2)(t + a_2^2)(t + a_3^2)}} = \\
&= \frac{a_1 a_2 a_3}{2} \left(\frac{2}{(a_3^2 - a_2^2) \sqrt{a_3^2 - a_1^2}} (F(\nu, q) - E(\nu, q)) \right). \tag{Б.4}
\end{aligned}$$

Здесь $F(\nu, q)$ и $E(\nu, q)$ — неполные эллиптические интегралы первого и второго рода соответственно с амплитудой ν и эллиптическим модулем q [180]. Можно легко проверить, что действительно $A_1 + A_2 + A_3 = 1$.

Мы упростим формулы (Б.2)-(Б.4) для двух предельных случаев: (i) $a_3 \gg a_1, a_2$; (ii) $a_2 - a_1 \ll a_3$.

(i) $a_3 \gg a_1, a_2$. В этом случае $\nu \rightarrow \pi/2$ и $q \rightarrow 1$. Используя двойные асимптотические разложения для $F(\nu, q)$ and $E(\nu, q)$, мы найдем

$$A_1 \approx \frac{a_2}{a_1 + a_2} - \frac{a_1 a_2}{2a_3^2} \ln \frac{4a_3/e}{a_1 + a_2}, \tag{Б.5}$$

$$A_2 \approx \frac{a_1}{a_1 + a_2} - \frac{a_1 a_2}{2a_3^2} \ln \frac{4a_3/e}{a_1 + a_2}, \tag{Б.6}$$

$$A_3 \approx \frac{a_1 a_2}{a_3^2} \ln \frac{4a_3/e}{a_1 + a_2}. \tag{Б.7}$$

Подставляя сюда a_i из формулы (4.9), мы получаем

$$A_1 \approx \frac{\beta}{\sqrt{\mu} + \beta}, \tag{Б.8}$$

$$A_2 \approx \frac{\sqrt{\mu}}{\sqrt{\mu} + \beta}, \tag{Б.9}$$

$$A_3 \approx \frac{\beta\eta}{\gamma^2\sqrt{\mu}} \ln \frac{4\gamma}{e\sqrt{\eta}(1 + \beta/\sqrt{\mu})}. \quad (\text{Б.10})$$

(ii) $a_2 - a_1 \ll a_3$ (т.к. $a_2 - a_1 \rightarrow 0$). В этом случае $q \rightarrow 1$ и мы используем $E(\nu, q) = E(\nu, \sqrt{1 - q'^2}) \approx \sin \nu + 1/2(\ln((1 + \sin \nu)/\cos \nu) - \sin \nu)q'^2$; $F(\nu, q) \approx F(\nu, 1) = \ln((1 + \sin \nu)/\cos \nu)$ и получим

$$A_1 \approx A_2 \approx \frac{1}{2} - \frac{a_1^2 a_3}{2(a_3^2 - a_1^2)^{3/2}} \ln \frac{a_3 + \sqrt{a_3^2 - a_1^2}}{a_1} + \frac{a_1^2}{2(a_3^2 - a_1^2)}. \quad (\text{Б.11})$$

$$A_3 \approx \frac{a_1^2 a_3}{(a_3^2 - a_1^2)^{3/2}} \ln \frac{a_3 + \sqrt{a_3^2 - a_1^2}}{a_1} - \frac{a_1^2}{a_3^2 - a_1^2} \quad (\text{Б.12})$$

Для уравнений (Б.11)-(Б.12) в двойном пределе $(a_2 - a_1) \rightarrow 0$ и $a_3/a_1 \rightarrow \infty$ мы получим $A_3 \sim (a_1^2/a_3^2) \ln(2a_3/ea_1)$, что совпадает с (Б.7) когда $a_1 = a_2$. Напоминая, что $a_1/a_3 = \sqrt{\eta_*} \equiv \sqrt{\eta}/\gamma$ мы можем записать (Б.12) в виде

$$A_3 \approx \frac{\eta_*}{(1 - \eta_*)^{3/2}} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \eta_*}}{\sqrt{\eta_*}} - \frac{\eta_*}{1 - \eta_*}, \quad (\text{Б.13})$$

которое после алгебраических преобразований можно представить в виде уравнения (17.30) книги [83]. Для $\eta_* \rightarrow 0$ уравнение (Б.13) упрощается до $A_3 \sim \eta_* \ln(1/\eta_*)/2$, что согласуется с уравнением (6) из работы [30].