

На правах рукописи

**Григорьев Павел Дмитриевич**

**Особенности магнитосопротивления в слоистых  
квазидвумерных проводниках**

Специальность 01.04.02 — Теоретическая физика

Автореферат  
диссертации на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук

Черноголовка – 2015

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки  
Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук  
В. Г. Песчанский,

доктор физико-математических наук  
С. И. Мухин,

доктор физико-математических наук  
С. А. Бразовский

Ведущая организация Федеральное государственное бюджетное учреждение  
науки Институт физики твердого тела  
Российской академии наук.

Защита состоится 26.06.2015 г. в 11 час. 30 мин. на заседании диссертационного  
совета Д.002.207.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки  
Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук по  
адресу: 142432, Московская обл., г. Черноголовка, просп. Академика Семенова, д. 1-А,  
Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН.

С диссертацией можно ознакомиться на сайте <http://www.itp.ac.ru/ru/dissertation-council/thesis/> или в библиотеке Федерального государственного бюджетного  
учреждения науки Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской  
академии наук.

Автореферат разослан \_\_\_\_\_ апреля 2015 г.

Учёный секретарь  
диссертационного совета,  
доктор физико-математических наук

П. Г. Гриневич

## Общая характеристика работы

**Актуальность темы.** Большинство активно изучаемых в настоящее время проводящих материалов, таких как высокотемпературные купратные и железосодержащие сверхпроводники, органические металлы, соединения редкоземельных элементов и тяжелофермионные соединения, как правило, характеризуются высокой анизотропией и наличием сильных электронных корреляций, и как следствие этого, конкуренцией различного типа упорядочений. Определение электронной структуры сильно-коррелированных электронных проводников является фундаментальной проблемой современной физики конденсированного состояния. Обычно, кристаллическая структура этих соединений слоистая, то есть они состоят из чередующихся металлических и диэлектрических молекулярных слоев толщиной порядка нанометра, что дает квазидвумерную анизотропию электронных свойств. Электроны туннелируют между проводящими слоями с малой скоростью, определяемой интегралом межслоевого перескока  $t_z$ , который много меньше энергии Ферми в проводящих слоях. Скорость межслоевого туннелирования электронов может быть меньше циклотронной частоты или скорости рассеяния на примесях. Это приводит к ряду качественных особенностей межслоевого магнитосопротивления в этих материалах, которые недостаточно исследованы. В сильно анизотропных проводниках часто возникают волны зарядовой или спиновой плотности, сохраняющие металлическую проводимость, но приводящие к дополнительным особенностям магнитосопротивления, требующим теоретического и экспериментального изучения.

Угловые и полевые зависимости магнитосопротивления и намагниченности, такие как магнитные квантовые осцилляции, позволяют выявить даже тонкие детали электронной дисперсии и геометрии поверхности Ферми (ПФ). Эти тонкие детали часто оказываются определяющими в электронных свойствах сильно-коррелированных проводников. Например, свойство нестинга (вложения) и слабое искривление ПФ слоистых проводников может определять основное состояние в виде волны зарядовой/спиновой плотности (ВЗП/ВСП). В отличие от других популярных методов, таких как фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением (ARPES)[5] или сканирующая туннельная микроскопия, метод сильного магнитного поля чувствителен не к поверхностным, а к внутренним свойствам материала.

Несмотря на широкую распространенность ARPES для исследования высокотемпературных сверхпроводников, в очень многих соединениях измерения ARPES затруднены или невозможны, например, из-за трудностей в получении атомно-гладких поверхностей. Погрешность измерений ARPES достаточно велика и составляет в лучшем случае порядка 0.01эВ; поэтому даже если измерения ARPES доступны, они не позволяют проследить многие важные эффекты, такие как тонкая перестройка ПФ, вызванная фазовыми переходами в электронной системе.

Напротив, электронная проводимость в магнитном поле очень чувствительна к

тонким эффектам и параметрам электронной структуры, включая перестройку ПФ. В отличие от ARPES, измерения электронной проводимости технологически реализуемы практически для любых систем. Исследования в сильном магнитном поле уже показали свою эффективность при изучении свойств органических металлов [6]-[13]. Недавнее обнаружение угловых и квантовых магнитных осцилляций в высокотемпературных сверхпроводниках существенно расширило методы экспериментального исследования этих материалов (см., например, [14]-[23]) и показало существование вполне определенной ПФ в отличие от предсказаний многих теоретических моделей.

Для определения параметров электронной структуры из экспериментов по магнитосопротивлению необходимо надежное теоретическое описание этих явлений. Стандартная теория магнитосопротивления [1, 2, 3], построенная для описания трехмерных металлов, применима только качественно (или иногда совсем не применима) при описании сильно анизотропных слоистых проводников. Кроме этого, в стандартной теории часто не исследовано влияние сильных электронных корреляций (например, образования волн зарядовой или спиновой плотности) на магнитосопротивление. Также, особенности сверхпроводимости, возникающей на фоне волн плотности, требуют более глубокого теоретического исследования.

**Цель работы.** Настоящая диссертационная работа преследует следующие цели: 1) построение теории магнитосопротивления (его угловой и полевой зависимостей) и магнитных квантовых осцилляций в сильно анизотропных слоистых проводниках; 2) изучение влияния волн зарядовой/спиновой плотности при неидеальном нестинге (когда сохраняются металлические свойства) на магнитосопротивление и анизотропию проводимости; 3) исследование фазовой диаграммы и микроскопического состояния волн зарядовой плотности в сильном магнитном поле и/или при неидеальном нестинге ПФ; 4) изучение свойств сверхпроводимости, возникающей на фоне волны зарядовой или спиновой плотности.

**Основные результаты** диссертации, выносимые на защиту, сводятся к следующему:

1. Теоретически показано, что в квазидвумерных слоистых металлах возникает сильное продольное межслоевое магнитосопротивление  $R_{zz}(B_z)$ . В сильном магнитном поле  $B_z$ , когда расстояние между уровнями Ландау  $\hbar\omega_c$  больше межслоевого интеграла перескока электронов  $t_z$  и уширения уровней  $\Gamma_0 = \hbar/2\tau$  из-за рассеяния на примесях, это магнитосопротивление имеет корневую зависимость  $R_{zz}(B_z) \propto \sqrt{B_z}$ . В обратном пределе слабого поля  $R_{zz}(B_z) \approx const$ ; в промежуточном интервале магнитного поля она близка к линейной:  $R_{zz}(B_z) \propto B_z$ .
2. Вычислены магнитные квантовые осцилляции продольного межслоевого магнитосопротивления в сильно анизотропных квазидвумерных металлах при  $\hbar\omega_c \lesssim t_z$ . В результате объяснены и исследованы новые качественные эффекты:

медленные осцилляции магнитосопротивления и сдвиг фазы биений квантовых осцилляций магнитосопротивления относительно намагниченности. Показано, что (1) в отличие от обычных квантовых осцилляций, медленные осцилляции магнитосопротивления слабо затухают с увеличением температуры; (2) частота медленных осцилляций позволяет извлечь из эксперимента величину интеграла межслоевого перескока  $t_z$ ; (3) угловая зависимость этой частоты не монотонна и позволяет определить импульс Ферми электронов в проводящей плоскости.

3. В рамках стандартной теории получены новые результаты для угловой зависимости магнитосопротивления и площади сечения поверхности Ферми квазидвумерных металлов с анизотропией в проводящей плоскости и различной симметрией. Предложены и изучены отклонения от стандартной теории угловой зависимости магнитосопротивления, связанные с влиянием продольного межслоевого магнитосопротивления и с дополнительным "некогерентным" механизмом межслоевой проводимости через редкие локальные кристаллические дефекты.
4. Исследована микроскопическая структура и фазовая диаграмма волн зарядовой плотности (ВЗП) в сильном магнитном поле  $B$ , когда зеemanовское расщепление больше или сравнимо с щелью ВЗП. С помощью разложения Гинзбурга-Ландау до членов четвертого порядка показано, что в сильном магнитном поле почти во всей области фазовой диаграммы (в координатах  $B$ - $T$ ) энергетически более выгодной оказывается ВЗП с двумя волновыми векторами и, соответственно, с косинусоидальной модуляцией параметра порядка.
5. Показано, что существует широкий класс исходного закона дисперсии электронов  $\varepsilon(\mathbf{k})$ , при котором возникает неоднородная (солитонная) фаза волны (зарядовой или спиновой) плотности (ВП). Исследована фазовая диаграмма ВП при неидеальном нестинге для разных видов закона дисперсии  $\varepsilon(\mathbf{k})$ .
6. Исследовано изменение анизотропии проводимости при переходе в состояние с волной плотности (ВП) для различных микроскопических структур ВП. Объяснено возникновение анизотропии проводимости при переходе в ВП, наблюдаемое в трителлуридах редкоземельных металлов. Показано, что изменение анизотропии проводимости при переходе в состояние с ВП может дать информацию о зависимости энергетической щели ВП от импульса электронов и выявить неоднородную (солитонную) микроскопическую структуру ВП.
7. Изучено влияние перестройки поверхности Ферми (ПФ) из-за ВП на различные эффекты в магнитосопротивлении. Показано, что эта перестройка ПФ может привести к локальному (в импульсном пространстве) увеличению эффективной массы электронов, измеряемой по магнитным квантовым осцилляциям.

8. Изучены возможность появления и основные свойства сверхпроводимости на фоне волны плотности (ВП). Теоретически показано, что при неидеальном нестинге ПФ возможны как минимум две структуры микроскопического сосуществования сверхпроводимости и ВП. В каждом из этих двух сценариев показано, что (1) температура сверхпроводящего перехода  $T_c$  на фоне ВП может быть сравнима с  $T_c$  без ВП; (2) верхнее критическое поле  $H_{c2}$  сверхпроводимости на фоне ВП может в несколько раз превышать  $H_{c2}$  без ВП и имеет нестандартную зависимость от давления и температуры; (3) если куперовское спаривание возникает из-за независящего от спина (зарядового) электрон-электронного взаимодействия, то волна спиновой плотности подавляет спин-синглетную сверхпроводимость и почти не подавляет спин-триплетную.

**Научная новизна и достоверность.** Все результаты диссертационной работы получены впервые, её выводы обоснованы надежностью применявшихся аналитических методов и согласием с данными физических экспериментов.

В *главе 1* впервые теоретически показано, что в квазидвумерных слоистых металлах даже при зонном (когерентном) механизме межслоевого переноса электронов возникает сильное продольное межслоевое магнитосопротивление  $R_{zz}(B_z)$ , противоречащее стандартной теории. В *главе 2* построена теория магнитных квантовых осцилляций продольного межслоевого магнитосопротивления в сильно анизотропных квазидвумерных металлах при  $\hbar\omega_c \lesssim t_z$  (в отличие от стандартной "трехмерной" теории, применимой в пределе  $\hbar\omega_c \ll t_z$ ). В результате объяснены и исследованы новые качественные эффекты: медленные осцилляции магнитосопротивления и сдвиг фазы биений квантовых осцилляций магнитосопротивления относительно намагниченности. В отличие от обычных квантовых осцилляций, частота предложенных в диссертации медленных осцилляций магнитосопротивления имеет немонотонную угловую зависимость, а их температурное затухание намного слабее чем квантовых, что облегчает их экспериментальное наблюдение. В *главе 3* получены новые аналитические и численные результаты для угловой зависимости магнитосопротивления и площади сечения поверхности Ферми квазидвумерных металлов, исправляющие широко используемые, но имеющие ограниченную область применимости более ранние результаты. В *главе 4* впервые исследована микроскопическая структура параметра порядка волны зарядовой плотности в сильном магнитном поле при конечной температуре и неидеальном нестинге. Также получен ряд новых результатов по влиянию волны плотности (ВП) на электронный перенос. Например, изучено влияние перестройки поверхности Ферми, вызванное ВП, на магнитосопротивление. В *главе 5* предложен подход, упрощающий изучение свойств сверхпроводимости на фоне ВП, который применим когда температура сверхпроводящего перехода много меньше температуры перехода в ВП. С помощью этого подхода впервые удалось получить ряд важных результатов, например, объяснить сильное увеличение верхнего критического

поля сверхпроводимости на фоне ВП.

Проведено детальное сравнение всех перечисленных выше теоретических результатов с экспериментом, которое показало их применимость и пользу для описания электронной структуры реальных соединений. Полученные результаты впервые объяснили многие экспериментальные наблюдения в органических металлах (например, в  $\alpha$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>KHg(SCN)<sub>4</sub>, (TMTSF)<sub>2</sub>PF<sub>6</sub>), в трителлуридах редкоземельных металлов и в других соединениях.

**Научная и практическая ценность.** Полученные результаты являются достаточно общими и применимы ко многим слоистым проводникам, в частности к органическим металлам, гетероструктурам, природному и интеркалированному графиту, многим редкоземельным и тяжелофермионным соединениям, и в некоторых аспектах к высокотемпературным сверхпроводникам. Эти результаты впервые объяснили многие довольно общие свойства сильно анизотропных металлов, такие как (1) сильное продольное межслоевое монотонное магнитосопротивление; (2) медленные осцилляции и сдвиг фазы биений квантовых осцилляций магнитосопротивления; (3) особенности угловой зависимости магнитосопротивления; (4) фазовую диаграмму волн плотности (ВП) и многие особенности проводимости и магнитосопротивления в состоянии с ВП; (5) необычные свойства (например, сильное увеличение верхнего критического поля) сверхпроводимости на фоне ВП. Предложенная микроскопическая структура состояния с волной плотности, сосуществующей со сверхпроводимостью, полезна для более глубокого понимания этого состояния и дальнейшего исследования его свойств.

Полученные результаты помогают определять электронную структуру различных слоистых проводников, важных с научной и практической точки зрения, по угловой и полевой зависимости магнитосопротивления, а также по изменению анизотропии проводимости при переходе в волну плотности. Например, предложенные в диссертации медленные осцилляции магнитосопротивления позволяют определить из эксперимента величину интеграла межслоевого перескока электронов, которую тяжело измерить другими способами. Полученное в диссертации существенное повышение верхнего критического поля сверхпроводимости на фоне волны плотности может оказаться важным для практического применения сверхпроводников.

**Апробация работы.** Результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на многих международных конференциях, например, Advanced Research Workshop: Recent Trends in Theory of Physical Phenomena in High Magnetic Fields, Les Houches, France, 25/02 - 1/03/2002; Российско-Израильская международная конференция "Frontiers in Condensed Matter Physics" , 2004; Ежегодная конференция американского физического общества по физике твердого тела (APS March meeting): 2005, Los Angeles и 2006, Baltimore; Sixth International Symposium on Crystalline Organic Metals, Superconductors, and Ferromagnets, Key West, США 11-16.09.2005; COFUS08,

Dresden, Германия, 30.06-14.07.2008; Международные конференции по электронным кристаллам (Каржез, Франция): ECRYS-2008 (24-30 августа 2008), ECRYS-2011 (15-27 августа 2011) и ECRYS-2014 (11-23 августа 2014); 2-я и 3-я международные конференции по сверхпроводимости и магнетизму (International Conference on Superconductivity and Magnetism ICSM), Анталия, Турция, 25-30 апреля 2010 и Стамбул 29/04 - 3/05 2012; Международная конференция "Физические явления в сильных магнитных полях"(PPHMF-VII), 4- 8 декабря 2010, г. Таллахасси, США; А.В. Migdal Memorial Conference "Advances in Theoretical Physics", Черноголовка 25-26/06/2011; на всероссийских конференциях, среди которых ежегодные конференции по программе "Сильнокоррелированные электронные системы и квантовые критические явления" , г. Троицк, Московская. обл.; всероссийские конференции молодых ученых "Проблемы физики твердого тела и высоких давлений" (Сочи, сентябрь 2008,2010,2012 и 2014г.); ежегодные конференции "Landau Days", г. Черноголовка, Московская. обл.; а также на многочисленных научных семинарах Национального Научного центра Франции в г. Гренобль, Орсе (Paris Sud), Тулуза; Института Теоретической Физики им. Л. Д. Ландау РАН (г. Черноголовка); Института физики низких температур им. Вальтера Мейснера (Гархинг, Германия) и других международных университетов и научных институтов Франции, Германии, США, России.

Представленные в диссертационной работе результаты были получены при финансовой поддержке РФФИ (гранты 03-02-16121-а и МАС, 03-02-16122, 06-02-16551, 06-02-16223, 10-02-00480-а, 11-02-12126-офи-м, 13-02-00178-а), совета по грантам при Президенте РФ (гранты МК-429.2003.02, МК-4105.2007.02, МК-2320.2009.2), ФЦП "Научные и педагогические кадры России"(госконтракт П1419 от 3 сентября 2009 г.), РАН (программа "Сильнокоррелированные электронные системы") и фонда Династия.

**Публикации.** Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 2001 – 2015 годах в 22 научных статьях, список которых приводится в конце реферата. Все статьи опубликованы в журналах, входящих в систему Web of Science.

**Объём и структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, пяти глав, приложений, заключения, списка публикаций и списка литературы.

## Содержание работы

Во **введении** сделано краткое описание основных электронных свойств слоистых квазидвумерных металлов, стандартной теории магнитосопротивления в них, и современного состояния этой области науки. Также обоснована актуальность диссертационной работы, сформулированы основные цели и результаты исследования, аргументирована научная новизна, раскрыто содержание диссертации по главам.



**Первая глава** посвящена изучению продольного межслоевого магнитосопротивления в сильно анизотропных слоистых квазидвумерных металлах.

Во *введении* к первой главе (раздел 1.1) делается обзор основных теоретических и экспериментальных результатов о продольном межслоевом магнитосопротивлении и формулируются задачи, решаемые в первой главе.

В *разделе 1.2* рассматривается модель слабо связанных металлических слоев с рассеянием на точечных примесях в магнитном поле, сформулированная в подразделах 1.2.1 и 1.2.2. Концентрация электронов предполагается высокой, так что систему можно описывать в рамках одночастичного приближения с перенормированным законом дисперсии электронов. Исходный Гамильтониан содержит 3 главных члена:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_t + \hat{H}_I. \quad (1)$$

Первый член  $\hat{H}_0$  описывает двумерный электронный газ на каждом слое в магнитном поле с энергетическим спектром:  $\epsilon_{2D}(n) = \hbar\omega_c(n + 1/2)$ . Второй член описывает "когерентное" туннелирование электронов между соседними проводящими слоями:

$$\hat{H}_t = 2t_z \sum_j \int d^2\mathbf{r} [\Psi_j^\dagger(\mathbf{r})\Psi_{j-1}(\mathbf{r}) + \Psi_{j-1}^\dagger(\mathbf{r})\Psi_j(\mathbf{r})], \quad (2)$$

где  $\Psi_j(\mathbf{r})$  и  $\Psi_j^\dagger(\mathbf{r})$  – операторы рождения (уничтожения) электронов на слое  $j$  в точке  $\mathbf{r}$  двумерного координатного пространства. Такое межслоевое туннелирование в литературе часто называют "когерентным", поскольку оно сохраняет импульс электронов вдоль проводящих слоев. Последний третий член в Ур. (1) описывает потенциал примесей, или беспорядок. Без магнитного поля в борновском приближении он приводит уширению уровней  $\Gamma_0 = \pi n_i U^2 \nu_{3D} = \hbar/2\tau_0$ . Во всех расчетах рассматриваются случайно расположенные короткодействующие (для простоты, точечные) примеси с объемной концентрацией  $n_i$  и потенциалом одной примеси  $V(\mathbf{r}) = U\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$ . Распределения примесей на разных слоях не коррелированы.

В разделе 1.2 рассматривается предел малого межслоевого интеграла перескока  $t_z \ll \hbar\omega_c, \Gamma_0$ , а в разделе 1.3 предел  $\hbar\omega_c > 4t_z \gtrsim \Gamma_0$ . Методы вычисления межслоевой проводимости по формуле Кубо в этих двух интервалах параметров различны. В разделе 1.2 для вычисления проводимости используются двумерные функции Грина электронов на соседних слоях и вычисляется туннельная проводимость между соседними слоями. В разделе 1.3 изначально используется трехмерный анизотропный закон дисперсии электронов в Ур. (12) и трехмерные функции Грина. Проведенный расчет показал, что метод вычисления в разделе 1.3 является более общим, чем в разделе 1.2, и результаты расчетов этими двумя методами совпадают при  $t_z \ll \hbar\omega_c, \Gamma_0$ . В обоих разделах учет рассеяния на примесях включает только диаграммы без пересечения примесных линий, что совпадает с самосогласованным борновским приближением в пределе высокой концентрации примесей, когда концентрация примесей на одном слое  $n_i d$  больше вырождения уровней Ландау  $g_{LL} = eB_z/2\pi\hbar c$ .

В подразделах 1.2.1 и 1.2.2 формулируются модель и исходные формулы для вычислений раздела 1.2. Во втором, то есть в минимальном неисчезающем порядке по  $t_z$ , межслоевая проводимость  $\sigma_{zz}$  системы с Гамильтонианом в Ур. (2), выражается с помощью формулы Кубо и формализма, развитого для контактов металл-изолятор-металл [24]. При конечной температуре  $T$  это дает межслоевую проводимость

$$\sigma_{zz} = \int d\varepsilon [-n'_F(\varepsilon)] \sigma_{zz}(\varepsilon), \quad (3)$$

где производная функции распределения Ферми  $-n'_F(\varepsilon) = -1/\{4T \cosh^2[(\varepsilon - \mu)/2T]\}$ , а проводимость при нулевой температуре и энергии  $\varepsilon$  в магнитном поле, перпендикулярном проводящим слоям, после усреднения по беспорядку

$$\sigma_{zz}(\varepsilon) = \frac{2\sigma_0\Gamma_0\hbar\omega_c}{\pi} \sum_n |\text{Im}G_R(\varepsilon, n)|^2, \quad (4)$$

где функции Грина электронов

$$G(\varepsilon, n) = \frac{1}{\varepsilon - \hbar\omega_c(n + 1/2) - \Sigma(\varepsilon)}, \quad (5)$$

а  $\Sigma(\varepsilon)$  – собственная энергетическая часть электронов из-за рассеяния на примесях. Мы ввели проводимость в отсутствие магнитного поля  $\sigma_0 = e^2 t_z^2 \nu_{2D} d / \hbar \Gamma_0$ ,  $\nu_{2D} = 2g_{LL} / \hbar \omega_c = m^* / \pi \hbar^2$  – двумерная плотность состояний на уровне Ферми в отсутствие магнитного поля с учетом двух компонент спина. Ур. (4) без вершинных поправок применимо, когда распределения примесей на соседних слоях не коррелированы, а вклад примесей между слоев мал в силу малости  $t_z$ .

В подразделе 1.2.3 рассмотрен предел сильного магнитного поля  $\hbar\omega_c \gg \Gamma_0 > t_z$ . В этом пределе уровни Ландау (УЛ) не перекрываются, и каждый уровень Ландау можно рассматривать не зависимо от других [27, 28]. Функция Грина (5) в этом пределе дается решением квадратного уравнения [26]. Ее подстановка в Ур. (4) дает неожиданный новый результат, что в этом пределе межслоевая проводимость  $\bar{\sigma}_{zz}$ , усредненная по периоду квантовых осцилляций, зависит от магнитного поля вдоль проводимости и перпендикулярного проводящим слоям:

$$\bar{\sigma}_{zz} = \int_0^{\hbar\omega_c} \sigma_{zz}(E) \frac{dE}{\hbar\omega_c} = \frac{4\sigma_0}{\sqrt{\pi\hbar\omega_c/\Gamma_0 c_i}} \left[ \frac{1 + c_i}{2} \ln \left( \frac{\sqrt{c_i} + 1}{\sqrt{c_i} - 1} \right) - \sqrt{c_i} \right]. \quad (6)$$

В пределе высокой концентрации примесей  $c_i \equiv n_i d / g_{LL} \gg 1$  это выражение упрощается после разложения по малому параметру  $c_i^{-1}$  до первого неисчезающего члена:

$$\bar{\sigma}_{zz} \approx \frac{16\sigma_0}{3\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\Gamma_0}{\hbar\omega_c}} = \frac{16}{3\sqrt{2\pi}} \frac{\sigma_0}{\sqrt{\omega_c \mathcal{T}}}. \quad (7)$$

Межслоевая проводимость в Ур. (7) уменьшается с ростом поля:  $\bar{\sigma}_{zz} \propto B^{-1/2}$ . Это означает важный и новый качественный эффект, что в сильном магнитном поле

в сильно анизотропных квазидвумерных металлах, когда  $\hbar\omega_c \gg t_z, \Gamma_0$ , монотонная часть продольного межслоевого магнитосопротивления пропорциональна квадратному корню из величины поля:

$$\bar{R}_{zz}(B_z) \propto \sqrt{B_z}. \quad (8)$$

Ур. (7) с одним и тем же коэффициентом получено как в приближении без пересечения примесных линий, так и в самосогласованном борновском приближении (СБП), которое поэтому может использоваться для описания межслоевого магнитосопротивления.

В разделе 1.2.4 рассмотрен предел малого интеграла перескока  $t_z \ll \hbar\omega_c, \Gamma_0$  в рамках самосогласованного борновского приближения при произвольном отношении  $\hbar\omega_c/\Gamma_0$ . Следовательно, уровни Ландау (УЛ) не изолированы, и уравнение на функцию Грина содержит сумму по УЛ. В этом пределе получается следующая система уравнений для функции Грина (или ее собственно энергетической части  $\Sigma$ , зависящей от энергии  $\varepsilon$ ):

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = \frac{\sinh(\gamma)}{\cosh(\gamma) + \cos(\alpha)}, \quad \alpha - \frac{2\pi\varepsilon}{\hbar\omega_c} = \frac{\gamma_0 \sin(\alpha)}{\cosh(\gamma) + \cos(\alpha)}, \quad (9)$$

где  $\gamma_0 = 2\pi\Gamma_0/\hbar\omega_c$ ,  $\gamma \equiv 2\pi\text{Im}\Sigma^R(\varepsilon)/\hbar\omega_c$ ,  $\alpha \equiv 2\pi\varepsilon^*/\hbar\omega_c$ ,  $\varepsilon^* \equiv \varepsilon - \text{Re}\Sigma^R(\varepsilon)$ . Из Ур. (4) и (5) суммируя по  $n$  можно получить (в согласии с Ур. (19)-(21) статьи [29])

$$\frac{\sigma_{zz}(\varepsilon)}{\sigma_0} = \frac{\Gamma_0}{|\text{Im}\Sigma(\varepsilon)|} \left[ \frac{|\sinh \gamma|}{\cosh \gamma + \cos \alpha} - \gamma \frac{\cos \alpha \cosh \gamma + 1}{[\cosh \gamma + \cos \alpha]^2} \right]. \quad (10)$$

Ур. (10) и (9) удобны для численных расчетов продольной межслоевой проводимости, которые были проделаны в разделе 1.2.4 диссертации (см. Рис. 1).

Ур. (9) позволяет найти значение  $\gamma_{0c}$ , при котором УЛ становятся изолированными (в рамках самосогласованного борновского приближения), то есть когда плотность состояний (ПС) и  $\text{Im}\Sigma^R(\varepsilon)$  между УЛ становятся равными нулю. В середине между соседними УЛ  $\cos(\alpha) = 1$ , и уравнение (9) для  $\gamma$  упрощается до  $\gamma/\gamma_0 = \tanh(\gamma/2)$ . Это уравнение всегда имеет тривиальное решение  $\gamma = 0$ . Однако, при  $\gamma_0 > \gamma_{0c} = 2$ , соответствующем  $\pi\Gamma_0 > \hbar\omega_c$ , это уравнение также имеет ненулевое решение, означающее конечную ПС между УЛ. Как видно из Рис. 1, этот кроссовер при

$$\hbar\omega_c = \pi\Gamma_0 \quad (11)$$

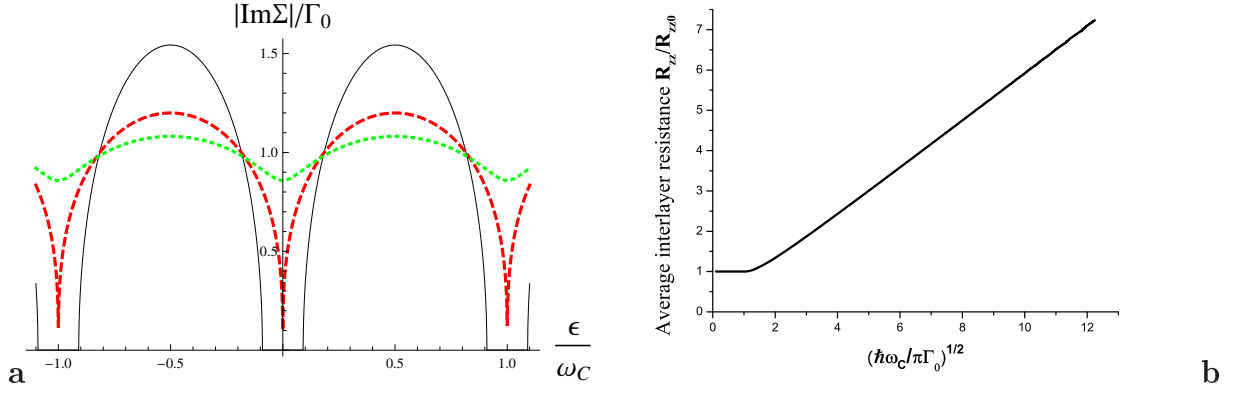
также влияет на монотонную часть продольного межслоевого магнитосопротивления.

В **разделе 1.3** изучена модель (1)-(2) в пределе  $\hbar\omega_c > 4t_z \gtrsim \Gamma_0$ , когда электроны в магнитном поле описываются сильно анизотропным трехмерным законом дисперсии

$$\varepsilon_{3D}(m) = \varepsilon_{2D} - 2t_z \cos(k_z d) = \hbar\omega_c(n + 1/2) - 2t_z \cos(k_z d), \quad (12)$$

где набор квантовых чисел в калибровке Ландау  $m \equiv \{n, k_y, k_z\}$ . В перпендикулярном к слоям магнитном поле формула Кубо после усреднения по примесям дает

$$\sigma_{zz}(\varepsilon) = \frac{e^2 \hbar}{2\pi} \sum_m v_z^2(k_z) [2\text{Im}G_R(m, \varepsilon)]^2, \quad (13)$$



**Рис. 1:** (а) Мнимая часть электронной собственнo-энергетической части  $\text{Im}\Sigma/\Gamma_0$  как функция энергии  $\epsilon$ , вычисленная из Ур. (9) для трех значений  $\hbar\omega_c/\Gamma_0 = 2\pi$  (сплошная черная линия),  $\pi$  (штриховая красная линия), и  $2\pi/3$  (пунктирная зеленая линия). Когда  $\text{Im}\Sigma = 0$ , плотность состояний также равна нулю. Критическое поле  $B_c$ , при котором уровни Ландау впервые становятся изолированными, соответствует  $\hbar\omega_c/\Gamma_0 = \pi$ . (б) Усредненное межслоевое магнитосопротивление  $\bar{R}_{zz} = 1/\bar{\sigma}_{zz}$  как функция  $\sqrt{\hbar\omega_c/\pi\Gamma_0} \propto \sqrt{B_z}$ , полученное численно из Ур. (9) и (10). В слабом поле  $\hbar\omega_c < \pi\Gamma_0$ ,  $\bar{R}_{zz} \approx \text{const}$ . В сильном магнитном поле  $\bar{R}_{zz} \propto B_z^{1/2}$  в согласии с Ур. (7) и (8).

где скорость электронов в межслоевом направлении  $z$

$$v_z = \partial\epsilon_{3D}/\partial k_z = 2t_z d \sin(k_z d) / \hbar, \quad (14)$$

сумма по квантовым числам  $m \equiv \{n, k_y, k_z\}$  (исключая спин) берется в единичном объеме, а запаздывающая функция Грина, усредненная по примесям,

$$G_R = [\epsilon - \epsilon_{3D}(m) - \Sigma_n^R(\epsilon)]^{-1}. \quad (15)$$

Из Ур. (13)-(15), интегрируя по  $k_y$  и  $k_z$  и вводя обозначение  $\Delta\epsilon \equiv \epsilon - \epsilon_{2D}(n) - \text{Re}\Sigma_n^R(\epsilon)$ , получаем выражение для межслоевой проводимости в виде суммы по УЛ:

$$\sigma_{zz}(\epsilon) = \sum_n \frac{\sigma_0 \hbar\omega_c \Gamma_0}{2\pi t_z^2 |\text{Im}\Sigma_n^R(\epsilon)|} \text{Re} \frac{4t_z^2 - (\Delta\epsilon)^2 + i \Delta\epsilon |\text{Im}\Sigma_n^R(\epsilon)|}{\sqrt{4t_z^2 - (\Delta\epsilon - i |\text{Im}\Sigma_n^R(\epsilon)|)^2}}. \quad (16)$$

Для вычисления электронной собственнo-энергетической части  $\Sigma_n^R(\epsilon)$ , входящей в Ур. (16), используется стандартная модель трехмерного сильно анизотропного металла с короткодействующим беспорядком в самосогласованном борновском приближении (СПБ). Функция Грина в совпадающих точках  $G(\epsilon) \equiv G(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \epsilon)$  не зависит от  $\mathbf{r}$  и принимает вид

$$G(\epsilon) \equiv G(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \epsilon) = \sum_n \frac{g_{LL}/d}{\sqrt{(\epsilon - \epsilon_{2D}(n) - \Sigma(\epsilon))^2 - 4t_z^2}}, \quad (17)$$

где собственно-энергетическая часть в СБП

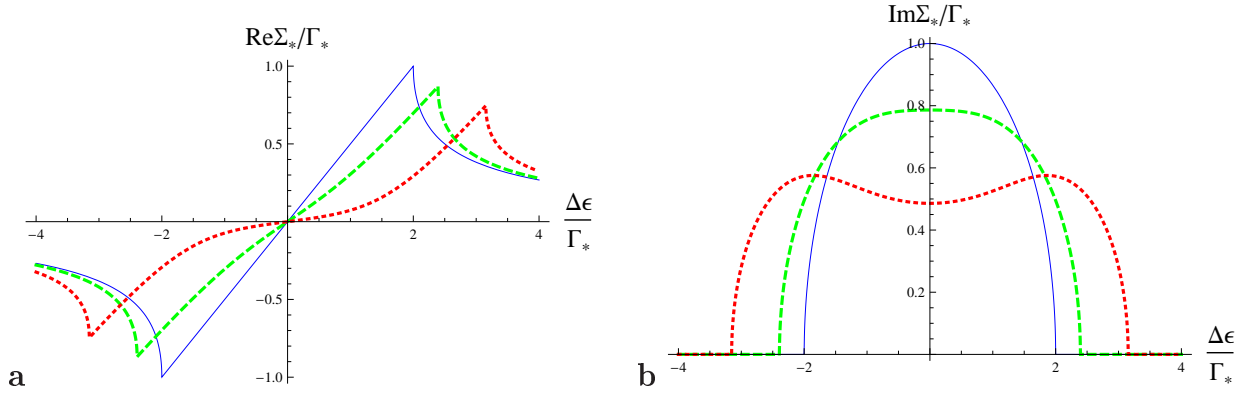
$$\Sigma(\varepsilon) \approx n_i U + n_i U^2 G(\varepsilon). \quad (18)$$

Система уравнений (17) и (18) позволяет найти  $\Sigma(\varepsilon)$  численно, и подставляя ее в Ур. (16) можно найти межслоевую проводимость.

В сильном магнитном поле, когда  $\hbar\omega_c/4 > t_z, \Gamma_0$ , уровни Ландау (УЛ) не перекрываются, и можно ограничиться одним УЛ при решении системы уравнений (17) и (18), которые упрощаются до алгебраического уравнения четвертого порядка:

$$\Sigma_*^2 [(\Delta\varepsilon - \Sigma_*)^2 - 4t_z^2] = \Gamma_*^4, \quad (19)$$

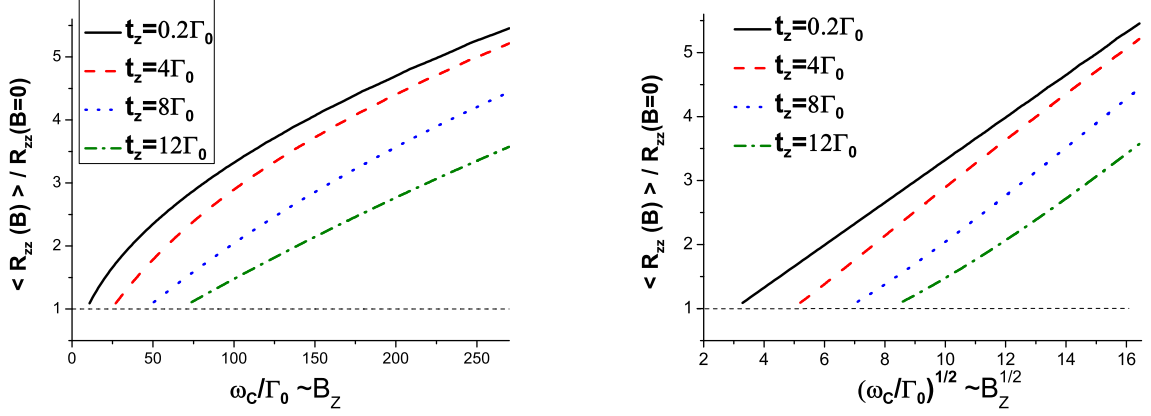
где  $\Sigma_* \equiv \Sigma_n(\varepsilon) - n_i U$  и  $\Delta\varepsilon \equiv \varepsilon - \varepsilon_{2D}(n) - n_i U = \Delta\varepsilon + \text{Re}\Sigma_*$ . Рассеяние на примесях входит в Ур. (19) только в комбинации  $\Gamma_*^2 \equiv \Gamma_0 \hbar\omega_c / \pi = n_i U^2 g_{LL} / d$ . Поэтому, при  $\hbar\omega_c/4 > t_z, \Gamma_0$ , единственный масштаб энергии в Ур. (19) – это  $\Gamma_* \equiv \sqrt{\Gamma_0 \hbar\omega_c / \pi}$ . При  $t_z = 0$  получаем двумерный результат для электронной функции Грина в СБП [26], что приводит к корневой зависимости продольного магнитосопротивления в Ур. (7) и (8).



**Рис. 2:** Действительная и мнимая части электронной собственно-энергетической части  $\text{Im}\Sigma$ , полученные из решения Ур. (19), как функция энергии  $\Delta\varepsilon$ , отсчитанной от ближайшего уровня Ландау, при  $t_z/\Gamma_* = 0$  (сплошная синяя линия),  $t_z/\Gamma_* = 0.5$  (штриховая зеленая линия), и  $t_z/\Gamma_* = 1.0$  (пунктирная красная линия).

Из четырех решений Ур. (19) только одно удовлетворяет физическим требованиям  $\Sigma_* \rightarrow 0$  при  $\Delta\varepsilon \rightarrow \pm\infty$ . Оно изображено на Рис. 2. Это решение дает  $\text{Im}\Sigma_* \neq 0$  в конечном интервале ширины  $\sim 4\sqrt{\Gamma_*^2 + t_z^2}$ , в то время как  $\text{Re}\Sigma_n$  имеет изломы на границах этого интервала. Для вычисления межслоевого магнитосопротивления, подставляем это физическое решение уравнения (19) в Ур. (16). Результат для  $\langle R_{zz} \rangle = \bar{\sigma}_{zz}^{-1}$  показан на Рис. 3, где  $\bar{\sigma}_{zz}$  – это межслоевая проводимость, усредненная по энергии на периоде  $\hbar\omega_c$  магнитных квантовых осцилляций.

В вычислениях проводимости в трехмерных металлах чаще всего пренебрегают действительной частью  $\text{Re}\Sigma$ , которая обычно дает лишь постоянный сдвиг энергии.



a

b

Рис. 3: Среднее продольное межслоевое магнитосопротивление  $\bar{R}_{zz}(B_z) = 1/\bar{\sigma}_{zz}$  как функция (a) магнитного поля  $B_z/\Gamma_0$  и (b) квадратного корня из магнитного поля  $\sqrt{B_z}$ , вычисленные при  $4t_z < \hbar\omega_c$  используя Ур. (16) и (19) при четырех значениях  $t_z/\Gamma_0 = 0.2$  (сплошная черная линия),  $t_z/\Gamma_0 = 4$  (штриховая красная линия),  $t_z/\Gamma_0 = 8$  (пунктирная синяя линия) и  $t_z/\Gamma_0 = 12$  (штрих-пунктирная зеленая линия). При  $t_z \gg \Gamma_0$  существует широкий интервал  $4t_z < \hbar\omega_c \ll (4t_z)^2/\Gamma_0$  линейного магнитосопротивления (см. штрих-пунктирную зеленую линию), а при меньших  $t_z$  магнитосопротивление имеет корневую зависимость от поля:  $\bar{R}_{zz}(B_z) \sqrt{B_z}$  (сплошная черная и точечная синяя линии).

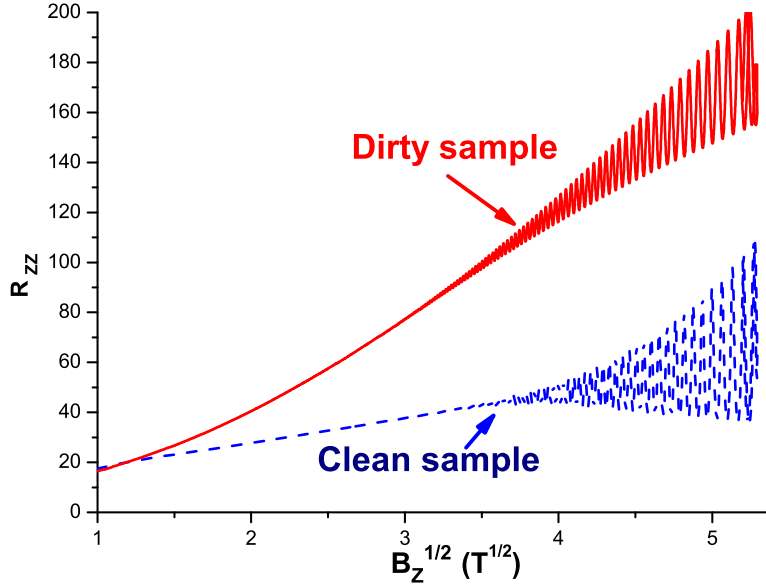
Однако, в квазидвумерных металлах в сильном магнитном поле  $\text{Re}\Sigma$  осциллирует как функция энергии (см. Рис. 2) и тоже должна быть учтена. Прямой расчет показывает, что если пренебречь  $\text{Re}\Sigma_n$  в Ур. (16), то форма кривых на Рис. 3 изменится.

На Рис. 3 виден кроссовер от линейной к корневой зависимости  $R_{zz}(B_z)$ : нижняя кривая для  $t_z = 12\Gamma_0$  изображает линейную зависимость, а кривые при меньших  $t_z$  показывают корневую зависимость. Интервал линейного магнитосопротивления  $4t_z < \hbar\omega_c \ll (4t_z)^2/\Gamma_0$  и увеличивается с ростом  $t_z/\Gamma_0$ . Полученный кроссовер от линейной к корневой зависимости продольного межслоевого магнитосопротивления является общей чертой квазидвумерных металлов и наблюдался во многих экспериментах.

В *разделе 1.4* проведено детальное сравнение полученных в главе 1 теоретических результатов с экспериментом. Типичная экспериментальная зависимость межслоевого магнитосопротивления, полученная в совместной статье [32] (№5 в списке публикаций) изображена на Рис. 4 для двух разных образцов, отличающихся значением  $\tau = \hbar/2\Gamma_0$ .

Изложенная в разделах 1.2 и 1.3 теория предсказывает [см. Ур. (7) и (8)], что при  $\omega_c\tau \gg 1$  и  $\hbar\omega_c \gg t_\perp$  среднее продольное межслоевое магнитосопротивление  $\bar{R}_{zz}(B_z) \propto \sqrt{B_z}$ . Для сравнения наблюдаемой зависимости  $R_{zz}(B_z)$  с этим предсказанием, на Рис. 4 отложены экспериментальные данные  $R_{zz}$  как функция  $\sqrt{B}$ . Из этого графика видно, что среднее магнитосопротивление действительно следует этому теоретическому

предсказанию в интервале полей  $B > 1.2$  Т для "чистого" образца (с  $\tau \approx 10$  ps) и при  $B > 3$  Т для "грязного" образца (с  $\tau \approx 3$  ps). Это согласуется с теоретическим предсказанием в разделе 1.2.4 [см. Ур. (11)], что корневой рост магнитосопротивления начинается с магнитного поля, соответствующего  $\omega_c\tau \approx \pi/2$ .



**Рис. 4:** Межслоевое магнитосопротивление  $R_{zz}$  в  $\alpha$ -(BEDT-TTF) $_2$ KHg(SCN) $_4$  в "чистом" образце с  $\tau \approx 10$  ps (штриховая синяя линия) и в "грязном" образце с  $\tau \approx 3$  ps (сплошная красная линия), отложенные как функция  $\sqrt{B_z}$ . Из графика видно, что в согласии с Ур. (8) экспериментальная зависимость  $\bar{R}_{zz} \propto \sqrt{B_z}$ , и в "грязном" образце линейная зависимость  $\bar{R}_{zz}(\sqrt{B_z})$  начинается с магнитного поля в 3 раза большего чем в "чистом" образце, в согласии с оценкой поля кроссовера в Ур. (11).

Сильное продольное межслоевое магнитосопротивление  $\bar{R}_{zz}(B_z)$  наблюдалось во многих других сильно анизотропных слоистых металлах [30]-[39]. Например, близкая к корневой зависимость  $\bar{R}_{zz}(B_z)$  наблюдалась в органическом металле  $\kappa$ -(BEDT-TTF) $_2$ Cu(NCS) $_2$  [34]. В этом веществе условие  $\hbar\omega_c \gg \Gamma_0, t_{\perp}$  выполняется при  $B_z \gtrsim 1$  Т. В соединениях с большим  $t_z$  наблюдалось также линейное магнитосопротивление в некотором интервале полей и даже кроссовер от линейной к корневой зависимости  $\bar{R}_{zz}(B_z)$  при повышении поля  $B_z$  (см. Рис. 4 в статье [30] для органических металлов семейства  $\beta'$ -(BEDT-TTF) $_4$ (H $_3$ O)M(C $_2$ O $_4$ ) $_3$ C $_5$ H $_5$ N, где M=Ga,Fe). Эти эксперименты находятся в согласии с расчетами, проведенными в разделе 1.3.

Во **второй главе** исследуются магнитные квантовые осцилляции межслоевого

магнитосопротивления в квазидвумерных металлах.

Во *введении* ко второй главе (раздел 2.1) делается обзор известной ранее теории магнитных квантовых осцилляций в квазидвумерных металлах.

В *разделе 2.2* в рамках модели в Ур. (12)-(15) вычисляются магнитные квантовые осцилляции продольной межслоевой проводимости. Для этого выражение для проводимости (4) в виде суммы по уровням Ландау с функцией Грина в Ур. (15) разлагается в ряд Фурье с помощью формулы Пуассона, что дает

$$\begin{aligned} \sigma_{zz} = & e^2 g_{LL} \int \frac{d\varepsilon}{2\pi} (-n'_F(\varepsilon)) \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^k 2t_z d}{\hbar k} J_1 \left( \frac{4\pi k t_z}{\hbar \omega_c} \right) \times \\ & \times \exp \left( \frac{2\pi i k \varepsilon^*}{\hbar \omega_c} \right) \left( \frac{1}{|\text{Im}\Sigma^R(\varepsilon)|} + \frac{2\pi k}{\hbar \omega_c} \right) R_D(k, \varepsilon), \end{aligned} \quad (20)$$

где фактор Дингла отличается от обычного выражения  $R_D(k) = \exp(-2\pi k \Gamma_0 / \hbar \omega_c)$ :

$$R_D(k, \varepsilon) = \exp(-2\pi |k| |\text{Im}\Sigma^R(\varepsilon)| / \hbar \omega_c). \quad (21)$$

Для вычисления электронной собственно-энергетической части  $\Sigma^R(\varepsilon)$ , входящей в Ур. (20), используется самосогласованное борновское приближение и Ур. (17) и (18). Раскладывая по гармоникам, получаем следующее уравнение на  $\Sigma^R(\varepsilon)$ :

$$|\text{Im}\Sigma^R(m, \varepsilon)| = \Gamma_0 \left( 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k J_0 \left( \frac{4\pi k t_z}{\hbar \omega_c} \right) \cos \left( \frac{2\pi k \varepsilon^*}{\hbar \omega_c} \right) R_D(k, \varepsilon) \right). \quad (22)$$

Вместе с Ур. (21) это дает нелинейное уравнение на  $\text{Im}\Sigma^R(m, \varepsilon)$ . Оно решается аналитически в пределе сильного затухания гармоник, используя разложение по малому параметру  $R_D J_0(4\pi k t_z / \hbar \omega_c)$ , равному отношению осциллирующей к постоянной части плотности электронных состояний. Подставляя это решение в Ур. (20), во втором порядке по этому малому параметру получаем следующее выражение для межслоевой проводимости:

$$\sigma_{zz} = \sigma_0 \int d\varepsilon [-n'_F(\varepsilon)] \left\{ \frac{1 - \frac{\hbar \omega_c}{\pi t_z} J_1 \left( \frac{4\pi t_z}{\hbar \omega_c} \right) \cos \left( \frac{2\pi \varepsilon^*}{\hbar \omega_c} \right) R_D(\varepsilon)}{\left[ 1 - 2 J_0 \left( \frac{4\pi t_z}{\hbar \omega_c} \right) \cos \left( \frac{2\pi \varepsilon^*}{\hbar \omega_c} \right) R_D(\varepsilon) \right]} - \right. \quad (23)$$

$$\left. - \frac{2\Gamma_0}{t_z} J_1 \left( \frac{4\pi t_z}{\hbar \omega_c} \right) \cos \left( \frac{2\pi \varepsilon^*}{\hbar \omega_c} \right) R_D(\varepsilon) \right\}. \quad (24)$$

В пределе  $4\pi k t_z \gg \hbar \omega_c$  малый параметр  $R_D J_0(4\pi k t_z / \hbar \omega_c) \approx R_D \sqrt{\hbar \omega_c / 2\pi^2 t_z}$ , и разлагая функции Бесселя  $J_0(x)$  и  $J_1(x)$  при большом значении аргумента, получаем

$$\begin{aligned} \sigma_{zz} = \sigma_0 \left\{ 1 + 2 \sqrt{\frac{\hbar \omega_c (1 + a_\phi^2)}{2\pi^2 t_z}} \cos \left( \frac{2\pi \mu}{\hbar \omega_c} \right) \cos \left( \frac{4\pi t_z}{\hbar \omega_c} - \frac{\pi}{4} + \phi_b \right) R_D^{tot} R_T + \right. \\ \left. + \frac{\hbar \omega_c}{2\pi^2 t_z} R_D^2 \sqrt{1 + a_S^2} \cos \left[ 2 \left( \frac{4\pi t_z}{\hbar \omega_c} - \frac{\pi}{4} + \phi_S \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (25)$$



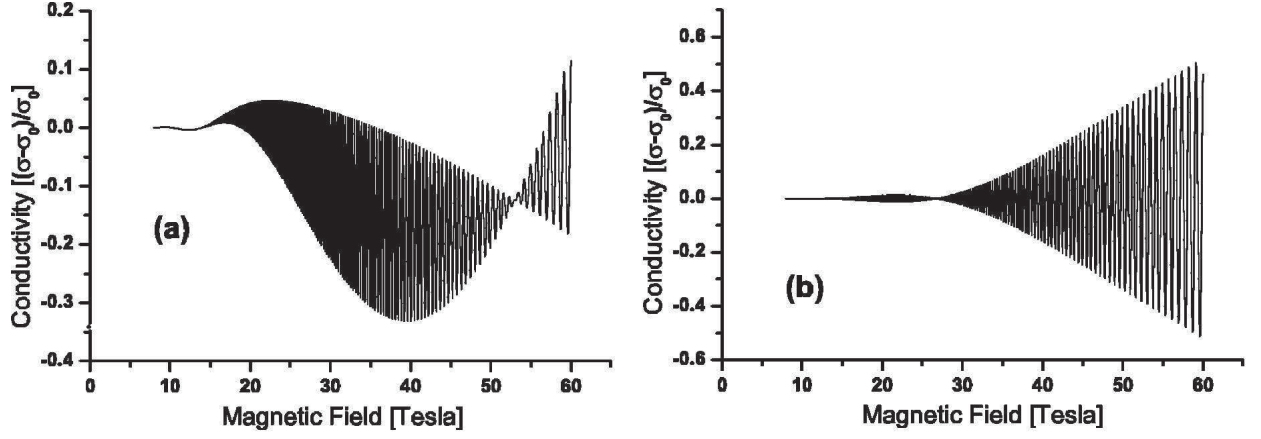


Рис. 5: Межслоевая проводимость как функция магнитного поля, описываемая Ур. (25) (Рис. а) и стандартной трехмерной формулой (Рис. б) при одинаковых параметрах, близких к экспериментам в органическом металле  $\beta$ -(BEDT-TTF) $_2$ IBr $_2$ .

где сдвиг фазы биений квантовых осцилляций проводимости

$$\phi_b = \arctan(a_\phi); \quad a_\phi = \frac{\hbar\omega_c}{2\pi t_z} \left(1 + \frac{2\pi\Gamma_0}{\hbar\omega_c}\right), \quad (26)$$

а фаза медленных осцилляций проводимости

$$\phi_S = \arctan(a_S)/2 \quad \text{где} \quad a_S = \hbar\omega_c/2\pi t_z. \quad (27)$$

Температурное затухание гармоник квантовых осцилляций дается обычным множителем  $R_T(k) = 2\pi^2 T k / \hbar\omega_c / \sinh(2\pi^2 T k / \hbar\omega_c)$  из формулы Лифшица-Косевича. Этот множитель возникает от интегрирования быстро осциллирующей функции  $\varepsilon$  с производной от функции распределения Ферми  $n'_F(\varepsilon)$  и присутствует только в быстрых шубниковских осцилляциях. Медленно осциллирующий член [в последней строчке формулы (25)] не зависит от  $\varepsilon$ , а только от  $t_z$ . Следовательно, этот член не приобретает температурного затухания в рамках данной модели, учитывающей только упругое рассеяние на примесях. Поэтому, несмотря на то, что амплитуда медленных осцилляций содержит фактор Дингла в квадрате, при температуре  $T \gtrsim T_D \equiv \Gamma_0/\pi k_B$  она может быть больше амплитуды быстрых шубниковских осцилляций, описываемых первой строчкой в Ур. (25).

Полученное уравнение (25) имеет несколько качественных отличий от результатов трехмерной теории, пренебрегающей всеми членами более высокого порядка по параметру  $\sqrt{\hbar\omega_c/t_z}$ . Первое качественное отличие – это появление ”медленных” осцилляций проводимости, описываемых последней строчкой в Ур. (25). Температурное затухание амплитуды этих медленных осцилляций не содержит обычного множителя  $R_T$ , а значит оно оказывается на порядки слабее, чем температурное затухание быстрых

шубниковских осцилляций. Кроме этого, частота медленных осцилляций

$$F_{slow} = \frac{2t_z B}{\hbar \omega_c} = \frac{2t_z m^* c}{e \hbar \cos \theta} \propto \frac{t_z(\theta)}{\cos \theta} \propto \frac{J_0(k_F d \tan \theta)}{\cos \theta} \quad (28)$$

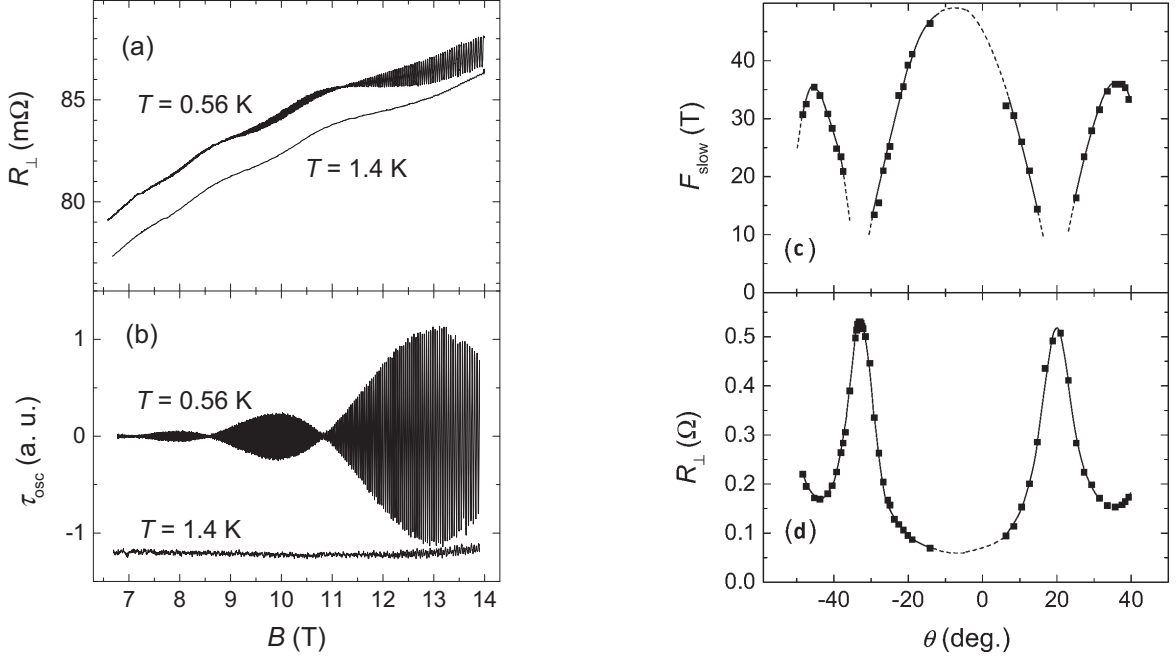
имеет немонотонную зависимость от угла наклона  $\theta$  магнитного поля  $\mathbf{B}$  из-за немонотонной зависимости  $t_z(\theta)$ . Частота  $F_b$  биений (амплитудной модуляции) шубниковских осцилляций, связана с частотой медленных осцилляций простым соотношением  $F_{slow} = 2F_b$ . Частота  $F$  быстрых шубниковских осцилляций в квазидвумерных металлах с цилиндрической ПФ, в отличие от частоты медленных осцилляций  $F_{slow}$  и биений  $F_b$ , монотонно возрастает с увеличением угла наклона поля  $\theta$  по косинусоидальному закону:  $F(\theta) = F(0)/\cos \theta$ . Это позволяет экспериментально отличить предложенный новый тип осцилляций магнитосопротивления от эффекта Шубникова- де Гааза.

Другим качественным отличием полученного Ур. (25) от стандартной теории является сдвиг фазы биений квантовых осцилляций магнитосопротивления по сравнению с намагниченностью. Эти два отличия хорошо видны на Рис. 5 и 6а.

В *разделе 2.3* приводится детальное сравнение с экспериментом и обсуждение полученных в разделе 2.2 теоретических результатов. На Рис. 6 представлена типичная измеренная полевая зависимость межслоевого магнитосопротивления  $R_{\perp} = R_{zz} \approx \sigma_{zz}^{-1}$  и углового момента силы  $\vec{\tau}_{osc} = [\vec{M} \times \vec{B}]$ , позволяющего определить намагниченность  $M$ . Экспериментальные данные взяты из совместной работы [39] (№ 10 в списке публикаций диссертанта) и находятся в согласии с более ранними работами. На Рис. 6а отчетливо видны медленные осцилляции магнитосопротивления, которые отсутствуют в намагниченности на Рис. 6б. Эти медленные осцилляции впервые наблюдались в этом же квазидвумерном органическом металле  $\beta$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>IBr<sub>2</sub> в 1988 году [42] и на протяжении десятилетий оставались загадкой. Ур. (25) объясняет этот эффект и предлагает его использовать для определения электронной структуры проводников. Частота "медленных" осцилляций позволяет определить величину межслоевого интеграла перескока  $t_z$ , а угловая зависимость этой частоты согласно Ур. (28) позволяет определить импульс Ферми в проводящей плоскости, аналогично угловым осцилляциям магнитосопротивления. На Рис. 6с представлена измеренная в этой же совместной работе угловая зависимость частоты  $F_{slow}(\theta)$  медленных осцилляций. Видно, что она согласуется с Ур. (28) и кардинально отличается от монотонной зависимости, ожидаемой для обычных шубниковских осцилляций.

На Рис. 7 показано сравнение с экспериментом полученной (в различных теоретических моделях) зависимости сдвига фазы биений квантовых осцилляций проводимости относительно намагниченности.

**Третья глава** посвящена угловой зависимости магнитосопротивления в квазидвумерных металлах.

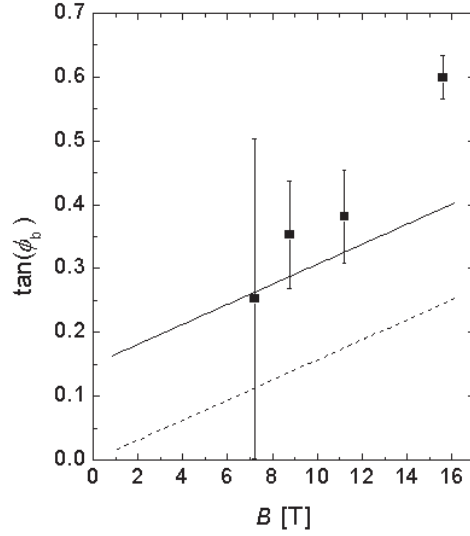


**Рис. 6:** (a) Межслоевое магнитосопротивление  $R_{\perp}(B) = R_{zz}(B)$  и (b) осциллирующая часть магнитного момента силы  $\tau_{osc}(B)$  в монокристалле  $\beta$ -(BEDT-TTF) $_2$ IBr $_2$  как функция магнитного поля  $B$  при угле наклона поля  $\theta \approx -15^\circ$ . Кривые при разных температурах сдвинуты для ясности рисунка. В отличие от быстрых шубниковских осцилляций, медленные осцилляции магнитосопротивления на Рис. а практически не подавляются повышением температуры до 1.4К и выше. (c) Измеренная угловая зависимость частоты  $F_{slow}(\theta)$  медленных осцилляций и (d) монотонной части магнитосопротивления  $R_{zz}(\theta)$  при  $B = 14$  Т и  $T = 0.44$  К в  $\beta$ -(BEDT-TTF) $_2$ IBr $_2$ .

Во **введении** к третьей главе (раздел 3.1) делается обзор основных теоретических и экспериментальных результатов по угловой зависимости магнитосопротивления.

В **разделе 3.2** на основе классической теории магнитосопротивления получены полезные аналитические и численные результаты, применимые для описания различных слоистых квазидвумерных проводников. При этом учитывалась также анизотропия закона дисперсии электронов в проводящих слоях. Поэтому полученные в этом разделе формулы учитывают зависимость межслоевой проводимости как от полярного, так и от азимутального углов наклона магнитного поля. Также в этом разделе исследована область применимости полученных ранее формул для угловой зависимости магнитосопротивления.

В **подразделе 3.2.1** из формулы Шокли-Чемберса в пределе  $\omega_c\tau \gg 1$  выведена связь между угловой зависимостью межслоевой проводимости  $\sigma_{zz}$  и площади  $A(k_{z0}, \theta, \varphi)$



**Рис. 7:** Сравнение результатов различных теоретических моделей с экспериментальными данными по сдвигу фазы биений  $\phi_b$  осцилляций межслоевой проводимости в  $\beta$ -(BEDT-TTF) $_2$ IBr $_2$ . Экспериментальные точки отложены вместе с их погрешностями. Стандартная трехмерная теория предсказывает  $\phi_b = 0$ . Сплошная линия - предсказание изложенной теории и Ур. (26), основанных на формуле Кубо. Пунктирная линия – предсказание теории, основанной на решении кинетического уравнения Больцмана [41] (работа № 9 из списка публикаций диссертанта).

сечения поверхности Ферми (ПФ), перпендикулярного магнитному полю:

$$\sigma_{zz}(\theta, \varphi) = \frac{e^2 \tau \cos \theta}{8\pi^4 \hbar^2} \int \frac{dk_{z0}}{m_H^*} \left( \frac{\partial A(k_{z0}, \theta, \varphi)}{\partial k_{z0}} \right)^2. \quad (29)$$

В *подразделе 3.2.2* для эллиптического закона дисперсии в проводящих слоях выведена простая аналитическая формула для зависимости от азимутального угла  $\varphi$  наклона магнитного поля геометрических углов Ямаджи  $\theta_n$  [43], соответствующих не зависящей от  $k_{z0}$  (в первом порядке по  $t_z$ ) площади  $A(k_{z0}, \theta, \varphi)$  сечения ПФ:

$$J_0 [c^* p_B^{\max}(\varphi) \tan \theta_n] = 0. \quad (30)$$

Здесь  $c^* = d$  – межслоевое расстояние,  $J_0(x)$  – функция Бесселя. Для эллиптической ПФ  $p_B^{\max}$  совпадает с максимальным значением проекции импульса Ферми на проекцию направления магнитного поля в плоскости проводящих слоев и задается формулой  $p_B^{\max} = \sqrt{(p_1 \cos \varphi)^2 + (p_2 \sin \varphi)^2}$ , где  $p_1 = \sqrt{2m_x \epsilon_F}$  и  $p_2 = \sqrt{2m_y \epsilon_F}$  – главные оси эллиптической ПФ в проводящих слоях. Поэтому Ур. (30) приближенно совпадает

с условием  $\tan \theta_n \approx \pi(n - 1/4)/p_B^{\max} c^*$  для минимумом межслоевой проводимости, полученным в статье [44] в приближении седловой точки из формулы Шокли-Чемберса. Строго говоря, Ур. (30) верно только для эллиптической формы ПФ в плоскости слоев, хотя с более общим пониманием  $p_B^{\max}$  как максимальным значением проекции импульса [44] оно применяется достаточно широко [45]. В диссертации исследована погрешность Ур. (30) при его применении для других форм ПФ. С некоторой небольшой погрешностью Ур. (30) может быть применено к произвольной вытянутой форме ПФ (см. Рис. 8). Поэтому в статьях [44, 45] Ур. (30) давало хорошее согласие с экспериментом и зонными расчетами. Однако, Ур. (30) дает абсолютно неверный ответ, когда ПФ в проводящих слоях имеет тетрагональную (как в купратах и пниктидах) или гексагональную (как в  $MgB_2$  или графите) симметрию (см. Рис. 9).

В *подразделе 3.2.3* получены общие формулы для разложения по гармоникам угловой зависимости площади поперечного сечения ПФ в квазидвумерных анизотропных металлах. Зависящая от  $k_z$  поправка к  $A(k_{z0}, \theta, \varphi)$  дается выражением:

$$A_1 = \frac{\cos[c^* k_{z0}]}{\cos \theta} \int_0^{2\pi} d\phi' k_0(\phi') k_1(\phi') \cos[c^* k_0(\phi') \tan \theta \cos(\phi' - \varphi)]. \quad (31)$$

Обычно, для анализа экспериментальных данных используется формула (Ур. (2) статьи [46]), выведенная в первом порядке по гофрировке и анизотропии  $\beta \equiv k_{0m}/k_{00}$  ПФ в проводящем слое:

$$A^{(1)} = \frac{2\pi k_{00}}{\cos \theta} \sum_{\mu, \nu \geq 0} '(-1)^{\mu/2} k_{\mu\nu} \cos[\mu\varphi + \phi_{\mu\nu}] \cos(\nu k_{z0} c^*) J_\mu(\nu\kappa). \quad (32)$$

Однако, как показано в подразделах 3.2.4 и 3.2.5 эта формула не применима даже для определения главного параметра анизотропии ПФ в проводящем слое.

В *подразделе 3.2.4* исследуется случай "прямого" интеграла межслоевого перескока, *не зависящего* в главном порядке от импульса электронов в проводящей плоскости, когда поверхность Ферми задана функцией  $k_F(\phi, k_z) = \sum_{\nu \geq 0} k_\nu(\phi) \cos(\nu k_z c^*)$ , где

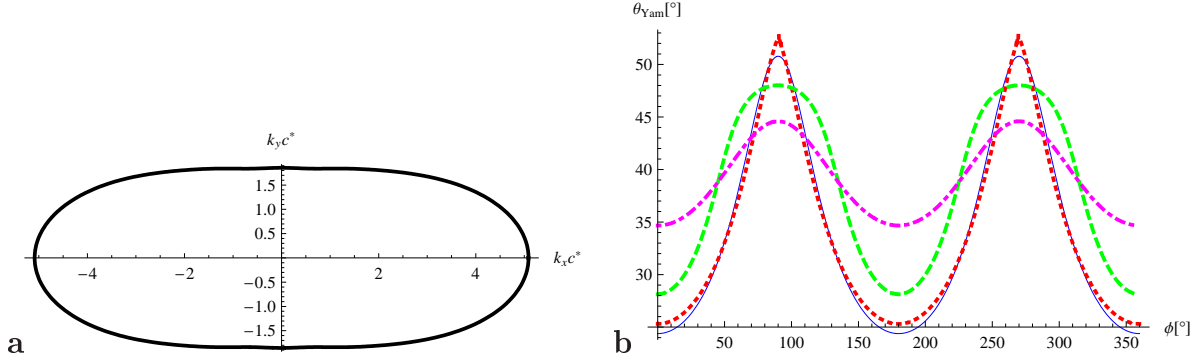
$$k_0(\phi) \approx (1 + \beta \cos m\phi) k_F, \quad k_1(\phi) \approx \frac{2t_z C_1}{E_F} (1 + \beta_1 \cos m\phi) k_F, \quad C_1 = const \sim 1 \quad (33)$$

Получена аналитическая формула для соотношения между гармониками в угловой зависимости  $A(k_{z0}, \theta, \varphi)$  площади сечения ПФ и параметрами геометрии ПФ:

$$A(k_{z0}, \theta, \varphi) \approx \frac{\pi k_F^2}{\cos \theta} + \frac{4\pi k_F^2 t_z C_1}{E_F \cos \theta} \cos[c^* k_{z0}] \times \quad (34)$$

$$\times \left\{ J_0(\kappa) + \beta (-1)^{m/2} [(1 + \beta_1/\beta + m) J_m(\kappa) - \kappa J_{m+1}(\kappa)] \cos(m\varphi) \right\}.$$

Исследованы случаи моноклинной ( $m = 2$ ), тетрагональной ( $m = 4$ ) и гексагональной ( $m = 6$ ) симметрии ПФ. Сравнение результатов расчета по формулам (31) и (34) и различных широко используемых более ранних вычислений приведено на Рис. 8 и 9.



**Рис. 8:** Форма поверхности Ферми (ПФ) в проводящей плоскости (а) и первый угол Ямаджи как функция азимутального угла  $\varphi$  (б) для вытянутой ПФ с моноклинной симметрией импульса Ферми, описываемого уравнением  $k_0(\phi) = \sum_{j=0}^4 k_{4j0} \cos(2j\phi)$  с  $\beta = k_{20}/k_{00} = 0.5$ . Более высокие гармоники добавлены чтобы сгладить ПФ (см. Рис. а). На Рис. б сплошная синяя линия – результат численного (точного) расчета первого угла Ямаджи, полученный из Ур. (31); красная пунктирная линия изображает результат Ур. (30); зеленая штриховая линия – результат Ур. (34). Видно, что Ур. (30) дает наиболее точный результат для зависимости углов Ямаджи от азимутального угла в случае сильно вытянутой ПФ. Исправленное разложение по гармоникам в Ур. (34) (зеленая штриховая линия) дает хорошее качественное согласие с точным результатом, несмотря на то, что коэффициент  $\beta = 0.5 \sim 1$  не мал. Ур. (32) (фиолетовая штрих-пунктирная линия), полученное разложением по гармоникам в первом порядке в статьях [46, 47], дает слишком слабую зависимость угла Ямаджи от  $\varphi$ .

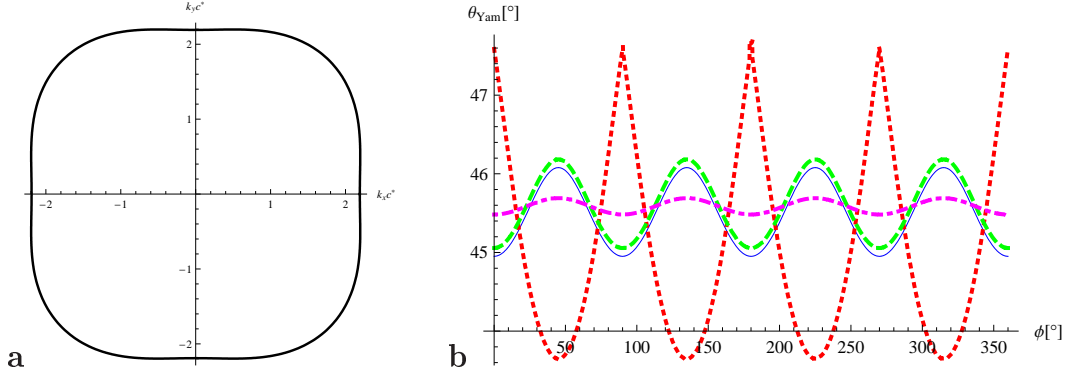
В *подразделе 3.2.5* исследуется случай ”косого” интеграла межслоевого перескока, то есть *зависящего* в главном порядке от импульса электронов в проводящей плоскости. Получена аналитическая формула для соотношения между гармониками в угловой зависимости  $A(k_{z0}, \theta, \varphi)$  площади сечения ПФ и параметрами геометрии ПФ:

$$A(k_{z0}, \theta, \varphi) \approx \frac{\pi k_F^2}{\cos \theta} + \frac{4\pi k_F^2 t_z C_1}{E_F \cos \theta} \cos[c^* k_{z0}] \times \quad (35)$$

$$\times \left\{ J_m(\kappa) \sin(m\varphi) + \frac{\beta}{2} (-1)^{3m/2} \left[ \left( 1 + \frac{\beta_1}{\beta} + 3m \right) J_{3m}(\kappa) - \kappa J_{3m+1}(\kappa) \right] \sin(3m\varphi) \right\}.$$

В *подразделе 3.2.6* обсуждается применение полученных формул для анализа экспериментальных данных по угловой зависимости магнитосопротивления и частоты магнитных квантовых осцилляций в квазидвумерных металлах. Например, предложены оптимальные ориентации магнитного поля и плоскости его вращения для наблюдения наиболее сильной осциллирующей угловой зависимости магнитосопротивления и частоты квантовых осцилляций.

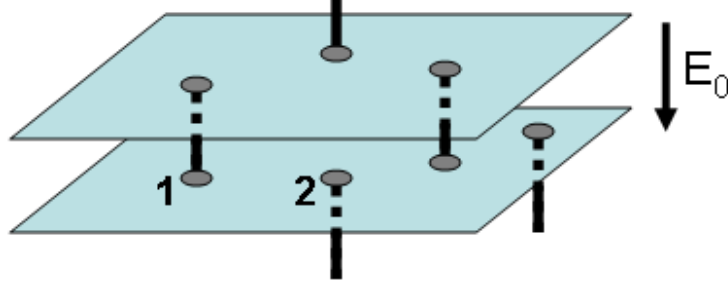
В *разделе 3.3* изучаются различные возможные отклонения от стандартной теории угловой зависимости магнитосопротивления  $R_{zz}(\theta)$  в сильно анизотропных



**Рис. 9:** Форма поверхности Ферми (ПФ) в проводящей плоскости (а) и первый угол Ямаджи как функция азимутального угла  $\varphi$  (б) для ПФ с тетрагональной симметрией импульса Ферми описываемого уравнением (33) с  $\beta = -0.07$ . Рис. а показывает, что даже для очень малого параметра  $|\beta| \ll 1$  ПФ в проводящей плоскости практически квадратная со сглаженными углами, то есть ее анизотропия очень сильно выражена. На Рис. б сплошная синяя линия – результат численного (точного) расчета первого угла Ямаджи, полученный из Ур. (31); красная пунктирная линия изображает результат Ур. (30) (или статьи [44]); зеленая штриховая линия – результат Ур. (34), а фиолетовая штрих-пунктирная линия соответствует Ур. (32) или результату статей [46, 47]. Видно, что Ур. (30) (красная пунктирная линия) дает противоположный результат для зависимости углов Ямаджи от азимутального угла. То есть, для тетрагональной симметрии ПФ оно совсем не применимо. Исправленное разложение по гармоникам в Ур. (34) (зеленая штриховая линия) дает хорошее количественное согласие с точным результатом. Ур. (32) (разложение по гармоникам в первом порядке, фиолетовая штрих-пунктирная линия) дает слишком слабую зависимость от  $\varphi$ , приблизительно в 8 раз слабее, чем точный результат.

слоистых квазидвумерных металлах. В *подразделе 3.3.1* в рамках модели из раздела 1.2 изучается влияние монотонного роста межслоевого продольного магнитосопротивления, полученного в главе 1 и не учитываемого в стандартной теории, выведенной в тау приближении. Это влияние приводит к существенным количественным изменениям  $R_{zz}(\theta)$ .

В *подразделе 3.3.2* изучается влияние "некогерентного" механизма межслоевого электронного переноса через резонансные примеси и другие кристаллические дефекты (см. Рис. 10) на угловую зависимость магнитосопротивления. Результаты этого раздела помогают объяснить некоторые наблюдаемые особенности  $R_{zz}(\mathbf{B})$  в "грязных" (но еще металлических) образцах слоистых проводников (см. Рис. 3.10-3.12 в диссертации). Например, эта модель объясняет слабую зависимость  $R_{zz}(\mathbf{B}_{\parallel})$  от магнитного поля  $\mathbf{B}_{\parallel}$ , параллельного слоям и перпендикулярного току вдоль оси  $z$ , и слишком сильную (почти квадратичную) зависимость  $R_{zz}(\mathbf{B}_z)$ .



**Рис. 10:** Схематическое изображение слоистого металла с резонансными примесями (или другими кристаллическими дефектами, локально помогающими межслоевому прыжку), изображенными соединительными черными линиями между слоями. После межслоевого прыжка по резонансной примеси 1 электрон диффундирует вдоль слоя до ближайшей резонансной примеси 2 между следующими проводящими слоями.

В **четвёртой главе** исследуются микроскопическая структура, фазовая диаграмма и влияние образования волн зарядовой или спиновой плотности на электронную проводимость и магнитосопротивление.

Во **введении** к четвёртой главе (раздел 4.1) делается краткий обзор про микроскопическую структуру состояния с волной плотности (ВП) в рамках приближения среднего поля.

В **разделе 4.2** исследована микроскопическая структура и фазовая диаграмма волн зарядовой плотности (ВЗП) в сильном магнитном поле  $B$ , когда зеемановское расщепление  $\pm H \equiv \pm \sigma \mu_B B$  больше или сравнимо с щелью ВЗП. В этом пределе возникает ВЗП со смещенным волновым вектором (аналогично неоднородной ЛОФФ фазе сверхпроводимости), которая может иметь разные модуляции параметра порядка. В **подразделе 4.2.1** дается обзор основных теоретических результатов о ВЗП в сильном магнитном поле.

В **подразделе 4.2.2** описывается модель, используемая для расчетов. Эта модель использует приближение среднего поля и включает спиновую  $U_s$  и зарядовую  $U_c$  константы электрон-электронного (e-e) взаимодействия на волновом векторе ВП. Модель использует сильно анизотропный закон дисперсии электронов

$$\varepsilon_\sigma(\mathbf{k}) = \hbar v_F (|k_x| - k_F) - t_\perp(\mathbf{k}_\perp) - \sigma H, \quad (36)$$

где  $v_F$  и  $k_F$  скорость и импульс Ферми в направлении легкой оси (цепочек, или  $x$ -направлении),  $H \equiv \mu_B B$  – Зеемановское расщепление энергии. Перпендикулярный к цепочкам член  $t_\perp(\mathbf{k}_\perp)$  в законе дисперсии (36) меньше энергии Ферми  $E_F \sim v_F k_F$  и в приближении сильной связи может быть разложен в ряд, ограниченный первыми членами:

$$t_\perp(\mathbf{k}_\perp) \approx -2t_b \cos(k_y b) - 2t'_b \cos(2k_y b) - 2t_c \cos(k_z c_z), \quad (37)$$



где  $b$  и  $c_z$  – постоянные решетки в  $y$  и  $z$  направлениях соответственно.

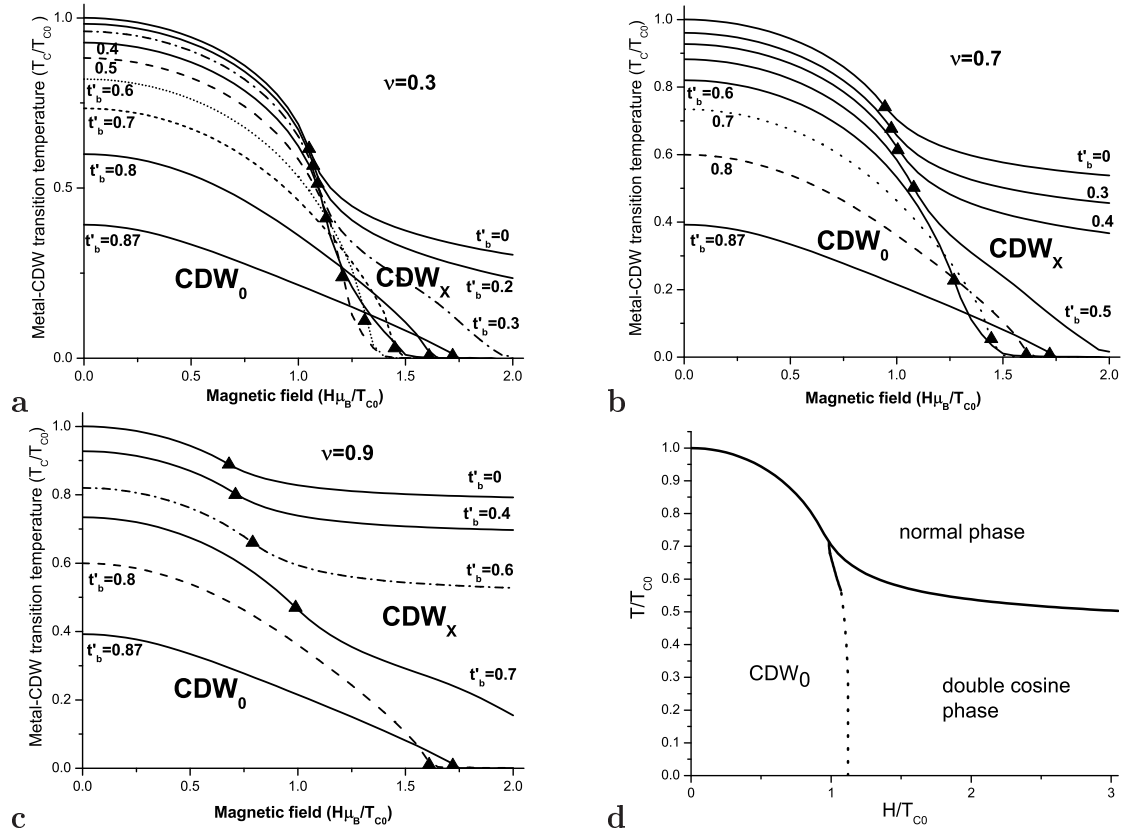
В *подразделе 4.2.3* изучается ВЗП с одним волновым вектором, а в *подразделе 4.2.4* ВЗП с двумя волновыми векторами. Оба эти состояния обусловлены зеемановским членом в законе дисперсии (36) и могут возникнуть в сильном магнитном поле. С помощью разложения Гинзбурга-Ландау до членов четвертого порядка в *подразделе 4.2.5* показано, что почти во всей области фазовой диаграммы (в координатах  $B$ - $T$ ) в сильном магнитном поле энергетически более выгодной оказывается ВЗП с двумя волновыми векторами и, соответственно, с косинусоидальной модуляцией параметра порядка (аналог фазы Ларкина-Овчинникова для неоднородной сверхпроводимости), непрерывно переходящей в солитонную структуру при понижении температуры. В рамках приближения среднего поля, фаза ВЗП с одним волновым вектором (аналог фазы Фульде-Феррелла) оказывается более выгодной только в очень узкой области вблизи тройной точки (см. Рис. 12).

Изучен переход из однородной в неоднородную ВЗП при повышении магнитного поля. В частности, найдены скачок волнового вектора ВЗП при таком переходе (см. Рис. 4.4 в диссертации), который вызывает наблюдаемый гистерезис. Проведенные расчеты учитывают две константы электрон-электронного ( $e$ - $e$ ) взаимодействия (спиновую  $U_s$  и зарядовую  $U_c$ ) на волновом векторе ВЗП. Это позволило проследить эволюцию фазовой диаграммы при изменении отношения  $U_s/U_c$  (см. Рис. 11 и 12b). Изучено влияние неидеального нестинга на фазовую диаграмму ВЗП в сильном магнитном поле (см. Рис. 11 и 12b). Изучена плотность состояний в каждой из высоко-полевых фаз ВЗП (Рис. 4.5 в диссертации) и общая фазовая диаграмма (Рис. 11d).

В *разделе 4.3* изучена неоднородная (солитонная [49]) фаза с волной плотности (зарядовой или спиновой), возникающая при неидеальном нестинге. Показано, что существует широкий класс исходного закона дисперсии электронов, при котором возникает эта неоднородная фаза волны плотности (ВП). Исследована фазовая диаграмма ВП в координатах давление-температура при неидеальном нестинге для разных видов исходного закона дисперсии электронов (см. схематический Рис. 15а или Рис. 4.7 диссертации). Определена зависимость ширины солитонной зоны проводимости от давления, меняющего закон дисперсии электронов.

В *разделе 4.4* изучено изменение анизотропии проводимости при переходе в состояние с частичной волной плотности (ВП) при неидеальном нестинге для различных микроскопических структур ВП. Исследовано, какую информацию о микроскопической структуре состояния с волной плотности (ВП) можно получить экспериментально, наблюдая изменение анизотропии проводимости при переходе из нормального металлического в состояние с частичной ВП.

В *подразделе 4.4.1* проведен расчет изменения анизотропии проводимости при переходе в ВП с щелью, частично покрывающую поверхность Ферми (ПФ) и приводящую к перестройке ПФ. Этот расчет объяснил спонтанное нарушение изотропии проводимости в трителлуридах редкоземельных металлов при переходе в



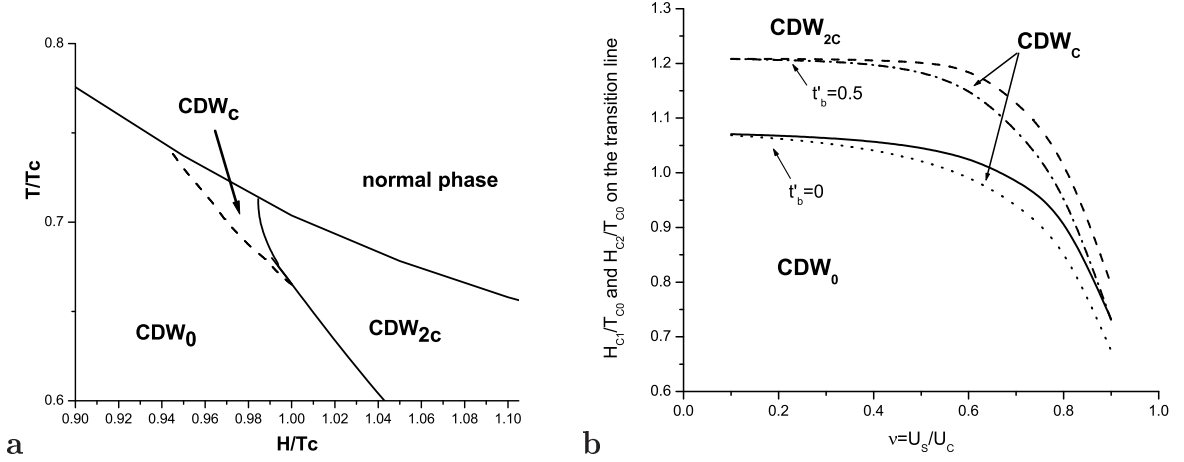
**Рис. 11:** (а-с) Линии перехода металл-ВЗП  $T_c(H)$  при разных значениях "антинестингового" члена  $t'_b$  (на рисунке в единицах  $T_{c0}$ ) в законе дисперсии и при трех разных значениях отношения констант электрон-электронного взаимодействия  $\nu = -U_s/U_c$ . Критическое значение  $t'_b$ , при котором ВЗП исчезает даже в отсутствие магнитного поля, есть  $t'_b^* = \Delta_0/2 \approx 0.88T_{c0}$ . Треугольники показывают тройную точку (металл-ВЗП<sub>0</sub>-ВЗП<sub>x</sub>). (d) Фазовая диаграмма в координатах  $H - T$  при идеальном нестинге во всей области ВЗП при  $\nu = 0.7$ .

ВП. Показано теоретически и экспериментально (см. Рис. 4.8-4.10 в диссертации), что анизотропия проводимости при переходе в состояние с ВП может дать полезную информацию о микроскопической структуре ВП, в частности, о зависимости щели ВП от импульса электронов. Эта информация особенно ценна, когда измерения ARPES в этом соединении затруднены или не возможны на доступном оборудовании.

В *подразделе 4.4.2* показано, как с помощью простых транспортных измерений экспериментально отделить солитонную фазу от другой возможной микроскопической структуры ВЗП при неидеальном нестинге, оставляющей бесщелевые участки ПФ.

В *разделе 4.5* изучено влияние перестройки ПФ, вызванное образованием ВП, на электронные свойства в магнитном поле.

В *подразделе 4.5.1* изучается сильная зависимость эффективной массы электронов



**Рис. 12:** (а) Фазовая диаграмма ВЗП в координатах  $H - T$  при  $\nu = 0.7$  и идеальном нестинге вблизи тройной точки. Область фазы  $CDW_c$  с одним волновым вектором быстро уменьшается при понижении температуры ниже  $T_c$  и исчезает совсем при  $T^*(H) \approx 0.95T_c(H)$ , оставляя только фазу  $CDW_{2c}$  с двумя волновыми векторами ВЗП. (б) Значения  $H_{c1}(\nu)$  и  $H_{c2}(\nu)$  магнитного поля в двух тройных точках металл- $CDW_0$ - $CDW_c$  и металл- $CDW_c$ - $CDW_{2c}$  как функция отношения констант е-е взаимодействия  $\nu = U_s/U_c$  для двух разных значений амплитуды "антинестингового" члена  $t'_b$ . Сплошная и точечная линии обозначают  $H_{c2}(\nu)$  и  $H_{c1}(\nu)$  для идеального нестинга ( $t'_b = 0$ ), а штриховая и штрих-пунктирные линии обозначают  $H_{c2}(\nu)$  и  $H_{c1}(\nu)$  при конечном значении  $t'_b = 0.5T_{c0}$ . Фаза ВЗП<sub>x</sub> с одним волновым вектором ВЗП ( $CDW_c$ ) существует между  $H_{c1}(\nu)$  и  $H_{c2}(\nu)$  линиями.

на поверхности Ферми от их импульса, измеряемая по магнитным квантовым осцилляциям в тяжелофермионном соединении  $SeIn_3$  в работе [48] в режиме перестройки ПФ. На примере этого соединения показано, что слабый (по сравнению с энергией Ферми) потенциал волны зарядовой или спиновой плотности, приводящий к перестройке поверхности Ферми (ПФ) с изменением ее топологии (переходы Лифшица 2.5 рода), может дать значительное локальное (то есть на некоторых небольших участках ПФ) увеличение эффективной массы электронов, измеряемой по температурной и угловой зависимости амплитуды магнитных квантовых осцилляций. В рамках идеальной модели [2] эта эффективная масса электронов логарифмически расходится при приближении к особым ориентациям магнитного поля, при которых экстремальная электронная траектория проходит через седловую точку. На примере квазидвумерной ПФ довольно общего вида (см. Рис. 4.14 в диссертации) с узкими горловинами показано, что образование антиферромагнитного (АФМ) упорядочения или другой ВП может способствовать такой логарифмической расходимости эффективной массы и объяснить экспериментальные данные в  $SeIn_3$ . Для вычисления нового (из-за АФМ упорядочения) энергетического спектра электронов проводимости

использовалось приближение среднего поля для АФМ и разложение Ландау до членов четвертого порядка в свободной энергии в магнитном поле. Потенциал такой волны спиновой плотности на электроны проводимости усилен обменным взаимодействием и имеет разный знак для разных ориентаций спина электронов, что также может привести к сильной зависимости эффективной массы (и даже частоты квантовых осцилляций) от ориентации спина.

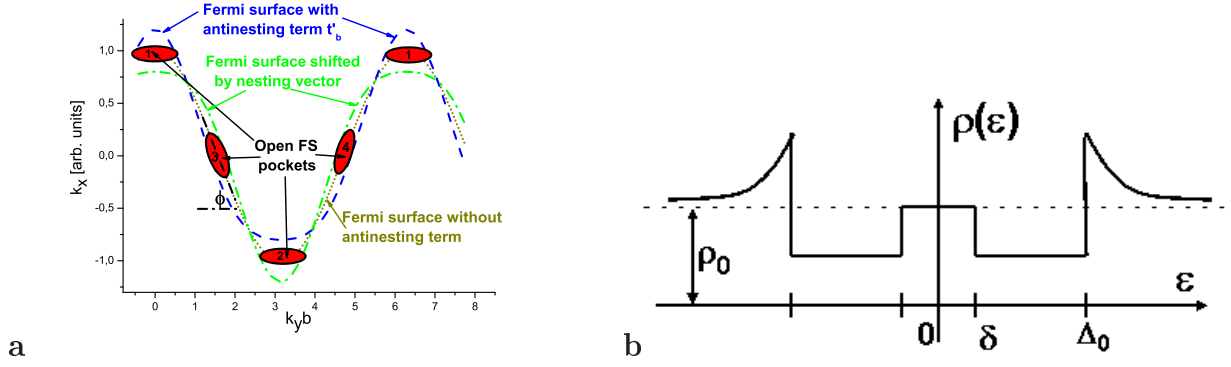
В *подразделе 4.5.2*, в качестве дальнейшей перспективы развития теории магнитосопротивления в режиме перестройки поверхности Ферми из-за волны плотности, полуфеноменологически предложен новый механизм рассеяния электронов, который может привести к сильному продольному магнитосопротивлению и даже иногда к инверсии квантовых осцилляций магнитосопротивления. Этот механизм возникает из-за слабой пространственной неоднородности ВП, которая в условиях перестройки ПФ также приводит к пространственно неоднородной щели и вероятности магнитного пробоя (МП). Причем в силу экспоненциальной зависимости вероятности МП от щели МП [50], даже слабая пространственная неоднородность щели ВП в условиях перестройки ПФ может привести к сильной пространственной неоднородности вероятности МП. Из-за пространственной неоднородности вероятности магнитного пробоя электроны на соседних слоях рассеиваются по-разному, что приводит к эффективному рассеянию и релаксации импульса даже в направлении вдоль магнитного поля и перпендикулярного проводящим слоям.

В **пятой главе** изучена микроскопическая структура и свойства сверхпроводимости на фоне волны плотности (ВП).

Во *введении* к пятой главе (раздел 5.1) делается краткий обзор экспериментальных наблюдений (в основном, в органических металлах), а также теоретических подходов и моделей к изучению сверхпроводимости на фоне волны плотности в этих веществах. В общих чертах формулируется используемый в этой главе подход, его достоинства и применимость к рассматриваемым веществам. Температура сверхпроводящего перехода считается много меньше температуры перехода в ВП, что является самой распространенной ситуацией и позволяет не учитывать обратное влияние сверхпроводимости на волну плотности.

В *разделе 5.2* изучается куперовская неустойчивость на фоне однородной волны плотности при неидеальном нестинге ПФ, когда основной вклад в куперовский логарифм происходит от малых бесщелевых карманов ПФ (см. Рис. 13а). В *подразделе 5.2.1* формулируется и обосновывается модель, в рамках которой проводятся вычисления. Рассматривается квазиодномерный закон дисперсии (36) и (37). Из-за наличия двух листов ПФ, зарядовое e-e взаимодействие, приводящее к куперовскому спариванию, заданно двумя константами  $U_c^f$  и  $U_c^b$  для рассеяния вперед (без изменения листа ПФ) и назад (с изменением листа ПФ).

В *подразделе 5.2.2* изучается электронная структура, плотность состояний, новая



**Рис. 13:** (а) Схематическое изображение малых открытых карманов на одном листе поверхности Ферми (ПФ), которые возникают, когда антинестинговый член  $2t'_b$  в Ур. (37) превышает энергетическую щель ВП  $\Delta_0$ . Синяя пунктирная линия показывает лист ПФ при неидеальном нестинге, т.е. при  $2t'_b > \Delta_0$ . Зеленая штрих-пунктирная линия показывает другой лист ПФ, смещенный на вектор нестинга  $Q_0$ . При идеальном нестинге эти две линии совпадают. Пунктирная коричневая линия показывает ПФ при  $2t'_b = 0$ . Красные сплошные эллипсы изображают небольшие карманы ПФ, которые появляются в состоянии с ВП при неидеальном нестинге, когда  $2t'_b > \Delta_0$ , т.е. когда давление превышает  $P_{c1}$ . (б) Схематическое изображение плотности состояний  $\rho(\varepsilon)$  вблизи уровня Ферми в состоянии с ВП при  $2t'_b > \Delta_0$ . Обозначения:  $\rho_0$  - плотность состояний в металлической фазе, и энергия  $\delta$  определяет размер нового кармана ПФ.

поверхность Ферми, закон дисперсии и матричные функции Грина электронов в металлическом состоянии с ВП, частично покрывающей ПФ (см. Рис. 13). В *подразделе 5.2.4* изучается куперовская неустойчивость на фоне такого металлического состояния с ВП. Для анализа используются уравнения Горькова, которые в присутствии ВП и двух констант е-е взаимодействия представлены в диаграммном виде на Рис. 14. Проанализировано, как меняются уравнения Горькова в присутствии ВП, и как это влияет на температуру сверхпроводящего перехода  $T_c^{SC}$ . Показано, что наивные оценки экспоненциального подавления  $T_c^{SC}$  из-за ВП не верны из-за сильного изменения закона дисперсии оставшихся на уровне Ферми электронов (см. Рис. 15b).

В *разделе 5.3* вычислено верхнее критическое магнитное поле  $H_{c2}$  в сверхпроводящем состоянии на фоне однородной волны зарядовой плотности вблизи  $T_c^{SC}$ . Показано, что это поле сильно увеличивается (в нашей модели расходится) при приближении к точке  $P = P_{c1}$ :

$$dH_{c2}^z(T)/dT \approx H_{c0}/\sqrt{P/P_{c1} - 1}. \quad (38)$$

Этот результат объясняет сильное увеличение верхнего критического поля  $H_{c2}$  вблизи  $P = P_{c1}$ , наблюдаемое [51, 52] в органических металлах  $(TMTSF)_2PF_6$  и  $\alpha$ -(BEDT-

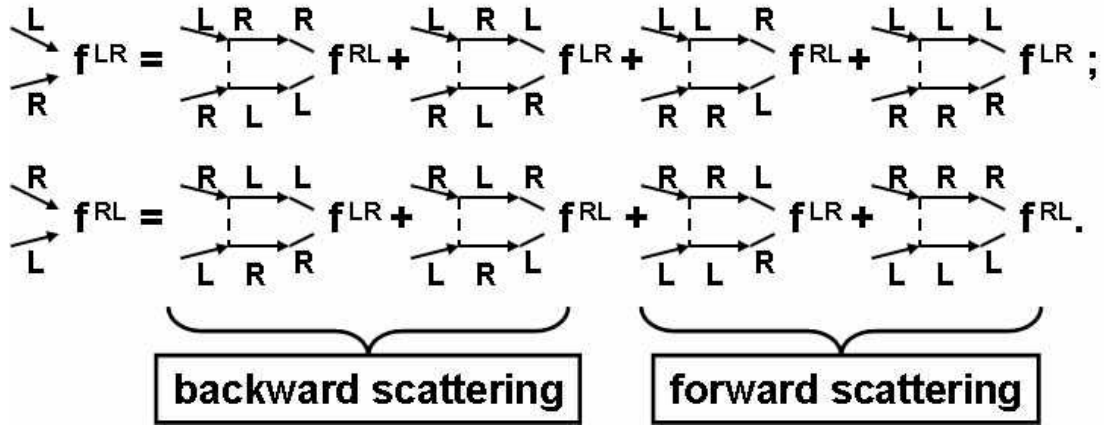


Рис. 14: Диаграммное представление уравнений на функции Горькова  $\hat{f}^{LR}$  и  $\hat{f}^{RL}$  в присутствии ВЗП с двумя константами е-е взаимодействия. Сплошные линии – функции Грина электрона  $g_n^{R(L)R(L)}(k\omega)$  в состоянии с ВЗП. Пунктирные линии изображают е-е взаимодействие, включающее рассеяние назад  $U_c^b$  или вперед  $U_c^f$ .

$\text{TTF})_2\text{KHg}(\text{SCN})_4$  (см. Рис. 5.6 диссертации).

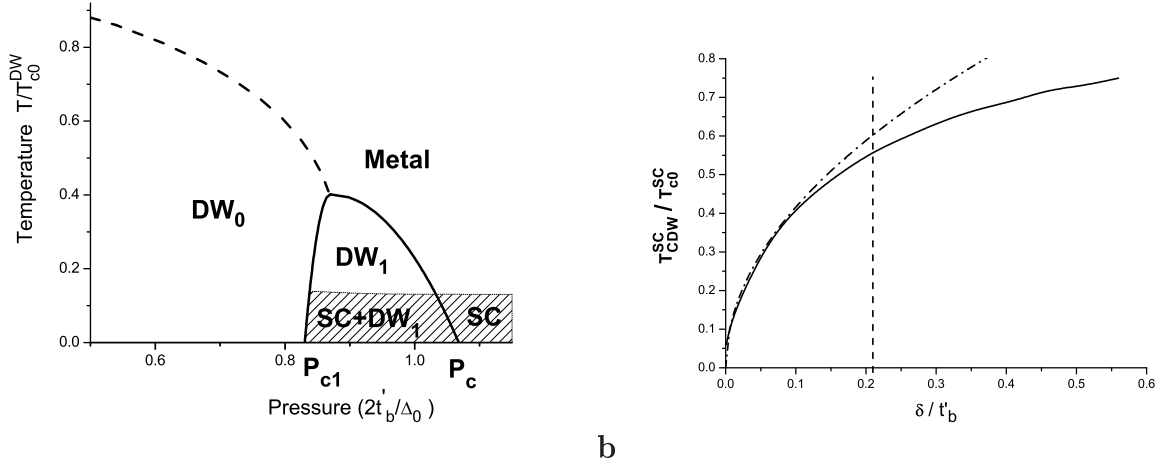
В *разделе 5.4* изучается сверхпроводимость на фоне однородной волны спиновой плотности (ВСП). Показано, что взаимодействие спиновой структуры параметров порядка сверхпроводимости и ВСП подавляет синглетную сверхпроводимость (и не подавляет триплетную), если куперовское спаривание возникает в основном из-за независящего от спина (зарядового) е-е взаимодействия. При этом вектора спиновой поляризации параметров порядка ВСП и сверхпроводимости должны быть параллельны. При таком триплетном спаривании также отсутствует парамагнитный предел для  $H_{c2}$ . В остальном результаты, полученные для сверхпроводимости на фоне ВЗП, применимы и для ВСП, включая рост  $H_{c2}$ .

В *разделе 5.5* изучается сверхпроводимость на фоне неоднородной волны плотности (солитонной фазы). Также как и для однородной ВП, перенормировка закона дисперсии электронов из-за ВП увеличивает плотность состояний на уровне Ферми и, в принципе, может привести к возрастанию (вместо подавления) температуры сверхпроводящего перехода  $T_c^{SC}$  на фоне ВП. Эта перенормировка также приводит к возрастанию верхнего критического поля  $H_{c2}$  на фоне солитонной фазы ВП.

В *разделе 5.6* приведено обсуждение полученных в пятой главе результатов.

В общем **заключении** сформулированы основные выводы диссертационной работы.

В **приложении** вынесен ряд вычислений и второстепенных результатов.



**Рис. 15:** (а) Схематическое изображение фазовой диаграммы в  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$  или в  $\alpha\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{KHg(SCN)}_4$ , где сверхпроводимость сосуществует с волной плотности (ВП) в некотором интервале давлений выше  $P_{c1}$ , но ниже  $P_c$ .  $DW_0$  обозначает однородную ВП, когда энергетическая щель покрывает всю квазиодномерную поверхность Ферми.  $DW_1$  обозначает ВП при неидеальном нестинге, когда член  $t'_b$  в законе дисперсии (37) является достаточно сильным по сравнению с щелью ВП  $\Delta_0$ , так что возникают бесщелевые карманы ПФ или неоднородная солитонная структура ВП. (б) Температура сверхпроводящего перехода  $T_{cDW}^{SC}$  на фоне ВЗП при неидеальном нестинге с малыми бесщелевыми карманами на поверхности Ферми, размер которых  $\delta$  приблизительно линейно увеличивается от нуля при увеличении давления выше  $P_{c1}$ :  $\delta \propto P - P_{c1}$ .

## Выводы

1. В сильно анизотропных слоистых квазидвумерных проводниках имеется ряд новых качественных особенностей магнитосопротивления, не описываемых стандартной теорией, развитой для трехмерных металлов. Например, возникает сильное продольное межслоевое магнитосопротивление  $R_{zz}(B_z)$ . В сильном магнитном поле  $B_z$ , когда расстояние между уровнями Ландау  $\hbar\omega_c$  больше межслоевого интеграла перескока электронов  $t_z$  и уширения уровней  $\Gamma_0 = \hbar/2\tau$ , связанного с рассеянием на примесях, это магнитосопротивление имеет корневую зависимость  $R_{zz}(B_z) \propto \sqrt{B_z}$ . В обратном пределе слабого поля зависимость  $R_{zz}(B_z)$  слабая, а в промежуточных магнитных полях может быть линейной. Это меняет и угловую зависимость магнитосопротивления.
2. Квантовые осцилляции продольного межслоевого магнитосопротивления в сильно анизотропных квазидвумерных металлах также имеют ряд качественных особенностей. Например, возникают медленные осцилляции

магнитосопротивления и сдвиг фазы биений квантовых осцилляций магнитосопротивления относительно намагниченности. Эти новые эффекты отсутствуют в трехмерных теориях, считающих расстояние между уровнями Ландау  $\hbar\omega_c$  много меньше всех зонных параметров, в том числе и межслоевого интеграла перескока электронов  $t_z$ . В чисто двумерном магнитосопротивлении они также не возникают, поскольку требуют конечного  $t_z$ .

3. В отличие от известных ранее квантовых осцилляций, частота медленных осцилляций магнитосопротивления имеет немонотонную угловую зависимость, а температурное затухание амплитуды медленных осцилляций определяется не температурным размытием функции распределения Ферми, а только зависящими от температуры механизмами рассеяния электронов. Поэтому медленные осцилляции заметны при существенно более высоких температурах, чем квантовые осцилляции, и удобны для экспериментальных наблюдений. Частота медленных осцилляций позволяет извлечь из эксперимента важный параметр зонной структуры электронов - величину интеграла межслоевого перескока. Угловая зависимость частоты медленных осцилляций позволяет определить импульс Ферми электронов в проводящей плоскости.
4. Возможны дополнительные незонные ("некогерентные") механизмы межслоевой проводимости, например, межслоевой перенос электронов по резонансным примесям или другим локальным кристаллическим дефектам. Этот механизм проявляется в угловой зависимости межслоевого магнитосопротивления  $R_{zz}(\mathbf{B})$ : оно слабее зависит от поля  $B_{\parallel}$  вдоль слоев (и перпендикулярно току), но сильнее зависит от компоненты поля  $B_z = B_{\perp}$  вдоль тока и перпендикулярной слоям.
5. Исследована микроскопическая структура и фазовая диаграмма волн зарядовой плотности (ВЗП) в сильном магнитном поле  $B$ , когда зеemanовское расщепление больше щели ВЗП и волновой вектор ВЗП смещен (аналогично неоднородной ЛОФФ фазе сверхпроводимости). Такая ВЗП может иметь разные модуляции параметра порядка. С помощью разложения Гинзбурга-Ландау до членов четвертого порядка показано, что почти во всей области фазовой диаграммы (в координатах  $B$ - $T$ ) энергетически более выгодной оказывается ВЗП с двумя волновыми векторами и косинусоидальной модуляцией параметра порядка, непрерывно переходящей в солитонную структуру при понижении температуры.
6. Существует широкий класс закона дисперсии электронов, при котором возникает неоднородная (солитонная) фаза волны плотности (ВП). Измерение анизотропии проводимости позволяет экспериментально отделить солитонную фазу от другой возможной микроскопической структуры ВП при неидеальном нестинге.
7. Исследовано изменение анизотропии проводимости при переходе в состояние с волной плотности (ВП) для различных микроскопических структур ВП.



Показано, что оно может дать информацию о микроскопической структуре ВП, например, о зависимости щели ВП от импульса электронов. Эта информация особенно ценна, когда данные ARPES для этого соединения отсутствуют.

8. Перестройка поверхности Ферми (ПФ), вызванная волной плотности, влияет на различные эффекты в магнитосопротивлении. Кроме изменения частот магнитных квантовых осцилляций, эта перестройка ПФ может привести к другим интересным эффектам: к переходам Лифшица 2.5 рода, к локальному (в импульсном пространстве) увеличению эффективной массы электронов, измеряемой по магнитным квантовым осцилляциям, к магнитному пробое и дополнительному механизму рассеяния электронов проводимости.
9. При неидеальном нестинге поверхности Ферми возможны как минимум две структуры, при которых сверхпроводимость микроскопически (а не в виде макроскопических доменов) сосуществует с волной плотности: (1) когда щель ВП покрывает не всю ПФ, оставляя часть электронных состояний на уровне Ферми, что приводит к куперовской неустойчивости; и (2) неоднородная "солитонная фаза" ВП, при которой возникает проводящая солитонная зона заряженных квазичастиц на уровне Ферми. В каждом из этих двух сценариев температура сверхпроводящего перехода на фоне ВП может быть сравнима (а иногда и превышать) температуру сверхпроводящего перехода без ВП.
10. Исследованы свойства сверхпроводящего состояния на фоне ВП (в каждом из двух вышеперечисленных сценариев) и показано, что они существенно отличаются от свойств сверхпроводимости без ВП. Например, верхнее критическое поле  $H_{c2}$  на фоне ВП может в несколько раз превышать  $H_{c2}$  без ВП и имеет нестандартную зависимость от давления и температуры. Полученные результаты объясняют экспериментальные наблюдения в слоистых органических металлах  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$  и  $\alpha\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{KHg(SCN)}_4$ .
11. Взаимодействие спиновой структуры параметров порядка сверхпроводимости и волны спиновой плотности подавляет синглетную сверхпроводимость (и не подавляет триплетную), если куперовское спаривание возникает в основном из-за независящего от спина (зарядового) электрон-электронного взаимодействия.
12. Детальное сравнение всех перечисленных выше теоретических результатов с экспериментом показало их применимость и пользу для описания электронной структуры реальных соединений. Полученные результаты впервые объяснили многие довольно общие экспериментальные наблюдения в сильно-анизотропных слоистых квазидвумерных проводниках, например, в органических металлах, таких как  $\alpha\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{KHg(SCN)}_4$ ,  $\beta\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{IBr}_2$ ,  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$  и др., в трителлуридах редкоземельных металлов и в других соединениях.

## Список публикаций по теме диссертации

1. P.D. Grigoriev, "Weakly incoherent regime of interlayer conductivity in magnetic field", Phys. Rev. B **83**, 245129 (2011).
2. P.D. Grigoriev, "Monotonic growth of interlayer magnetoresistance in strong magnetic field in very anisotropic layered metals", Письма в ЖЭТФ **94**, 48 (2011) [JETP Lett. **94**, 47 (2011)].
3. A.D. Grigoriev and P.D. Grigoriev, "Crossover from the weak to strong-field behavior of the longitudinal interlayer magnetoresistance in quasi-two-dimensional conductors", Физика низких температур **40** (4), 472 (2014) [Low Temp. Phys., **40**(4), 367 (2014)];
4. P.D. Grigoriev, "Longitudinal interlayer magnetoresistance in quasi-two-dimensional metals", Phys. Rev. B **88**, 054415 (2013).
5. P.D. Grigoriev, M.V. Kartsovnik, W. Biberacher, "Magnetic-field-induced dimensional crossover in the organic metal  $\alpha$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>KHg(SCN)<sub>4</sub>", Phys. Rev. B **86**, 165125 (2012).
6. А.М. Дюгаев, П.Д. Григорьев, Ю.Н. Овчинников, "Снятие вырождения уровней Ландау двумерных электронов точечными примесями", Письма в ЖЭТФ, **78**, 180 (2003) [A.M. Dyugaev, P.D. Grigor'ev, Yu.N. Ovchinnikov, "Point impurities remove degeneracy of the Landau levels in a two-dimensional electron gas", JETP Lett. **78**, 148 (2003)].
7. A.M. Dyugaev and P.D. Grigoriev, "The Ground State of Two-Dimensional Electrons in a Nonuniform Magnetic Field", ЖЭТФ, **129**, 79-85 (2006) [JETP **102**, 69 (2006)].
8. P.D. Grigoriev, "Theory of the Shubnikov-de Haas effect in quasi-two-dimensional metals", Phys. Rev. B **67**, 144401 (2003).
9. P.D. Grigoriev, M.V. Kartsovnik, W. Biberacher, N.D. Kushch, P. Wyder, "Anomalous beating phase of the oscillating interlayer magnetoresistance in layered metals", Phys. Rev. B **65**, 60403(R) (2002).
10. M.V. Kartsovnik, P.D. Grigoriev, W. Biberacher, N.D. Kushch, P. Wyder, "Slow oscillations of magnetoresistance in quasi-two-dimensional metals", Phys. Rev. Lett. **89**, 126802 (2002).
11. P.D. Grigoriev, "The influence of the chemical potential oscillations on the de Haas - van Alphen effect in quasi-two-dimensional compounds", ЖЭТФ, **119**(6), 1257 (2001) [JETP, **92**(6), 1090 (2001)].

12. P.D. Grigoriev, "Angular dependence of the Fermi surface cross-section area and magnetoresistance in quasi-two-dimensional metals", *Phys. Rev. B* **81**, 205122 (2010).
13. M. V. Kartsovnik, P. D. Grigoriev, W. Biberacher, and N. D. Kushch, "Magnetic field induced coherence-incoherence crossover in the interlayer conductivity of a layered organic metal", *Phys. Rev. B* **79**, 165120 (2009).
14. P.D. Grigoriev and D.S. Lyubshin, "Phase diagram and structure of the charge-density-wave state in a high magnetic field in quasi-one-dimensional materials: A mean-field approach", *Phys. Rev. B* **72**, 195106 (2005).
15. L.P. Gor'kov, P.D. Grigoriev, "Soliton phase near antiferromagnetic quantum critical point in Q1D conductors", *Europhysics Letters* **71**, 425 (2005).
16. A.A. Sinchenko, P.D. Grigoriev, P. Lejay, P. Monceau, "Spontaneous Breaking of Isotropy Observed in the Electronic Transport of Rare-Earth Tritellurides", *Phys. Rev. Lett.* **112**, 036601 (2014).
17. P.D. Grigoriev, S.S. Kostenko, "Conductivity anisotropy helps to reveal the microscopic structure of a density wave at imperfect nesting", *Physica B* **460**, 26 (2015); doi:10.1016/j.physb.2014.11.033.
18. L.P. Gor'kov, P.D. Grigoriev, "Antiferromagnetism and hot spots in CeIn<sub>3</sub>", *Phys. Rev. B* **73**, 060401(R) (2006).
19. M.V. Kartsovnik, V.N. Zverev, D.Andres, W.Biberacher, T.Helm, P.D. Grigoriev, R.Ramazashvili, N.D. Kushch, H.Muller, "Magnetic quantum oscillations in the charge-density-wave state of the organic metals  $\alpha$ (BEDT-TTF)<sub>2</sub>MHg(SCN)<sub>4</sub> with M = K and Tl", *Физика низких температур* **40**(4), 484 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**(4), 377 (2014)].
20. L.P. Gor'kov, P.D. Grigoriev, "Nature of superconducting state in the new phase in (TMTSF)<sub>2</sub>PF<sub>6</sub> under pressure", *Phys. Rev. B* **75**, 020507 (2007).
21. P.D. Grigoriev, "Properties of superconductivity on the density wave background with small ungapped Fermi surface pockets", *Phys. Rev. B* **77**, 224508 (2008).
22. P.D. Grigoriev, "Superconductivity on the density wave background with soliton-wall structure", *Physica B* **404**(3-4), 513 (2009); doi:10.1016/j.physb.2008.11.056.

## Цитируемая литература:

- [1] A.A. Abrikosov, *Fundamentals of the theory of metals*, North-Holland, 1988.
- [2] Лифшиц И.М., Азбель М.Я., Каганов М.И., "Электронная теория металлов", М. Наука 1973.
- [3] J.M. Ziman, *Principles of the Theory of Solids*, Cambridge Univ. Press 1972. (Перевод книги: Дж. Займан, *Принципы теории твердого тела*, 2-е издание, М.: Мир, 1974).
- [4] Shoenberg D. "Magnetic oscillations in metals", Cambridge University Press 1984.
- [5] Andrea Damascelli, Zahid Hussain, and Zhi-Xun Shen, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 473 (2003); A. A. Kordyuk, *Low Temp. Phys.* **40**, 286 (2014) [arXiv:1406.2948].
- [6] M. V. Kartsovnik, *Chem. Rev.* **104**, 5737 (2004).
- [7] M. V. Kartsovnik and V. G. Peschansky, *Low Temp. Phys.* **31**, 185 (2005) [*Fiz. Nizk. Temp.* **31**, 249 (2005)].
- [8] J. Wosnitza, *Fermi Surfaces of Low-Dimensional Organic Metals and Superconductors* (Springer-Verlag, Berlin, 1996);
- [9] M.V. Kartsovnik and V.N. Laukhin, *J. Phys. I France* **6**, 1753 (1996);
- [10] T. Ishiguro, K. Yamaji and G. Saito, *Organic Superconductors*, 2nd Edition, Springer-Verlag, Berlin, 1998.
- [11] J. Singleton, *Rep. Prog. Phys.* **63**, 1111 (2000).
- [12] J. S. Brooks, V. Williams, E. Choi, D. Graf, M. Tokumoto, S. Uji, F. Zuo, J. Wosnitza, J. A. Schlueter, H. Davis, R. W. Winter, G. L. Gard and K. Storr, *New Journal of Physics* **8**, 255 (2006).
- [13] "*The Physics of Organic Superconductors and Conductors*", ed. by A. G. Lebed (Springer Series in Materials Science, V. 110; Springer Verlag Berlin Heidelberg 2008).
- [14] N. E. Hussey, M. Abdel-Jawad, A. Carrington, A. P. Mackenzie and L. Balicas, *Nature* **425**, 814 (2003).
- [15] M. Abdel-Jawad, M. P. Kennett, L. Balicas, A. Carrington, A. P. Mackenzie, R. H. McKenzie & N. E. Hussey, *Nature Phys.* **2**, 821 (2006).
- [16] N. Doiron-Leyraud, C. Proust, D. LeBoeuf, J. Levallois, Jean-Baptiste Bonnemaïson, R. Liang, D.A. Bonn, W.N. Hardy, L. Taillefer, *Nature* **447**, 565 (2007).

- [17] M. Abdel-Jawad, J. G. Analytis, L. Balicas, A. Carrington, J. P. H. Charmant, M. M. J. French, and N. E. Hussey, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 107002 (2007).
- [18] Malcolm P. Kennett and Ross H. McKenzie, *Phys. Rev. B* **76**, 054515 (2007).
- [19] B. Vignolle, A. Carrington, R. A. Cooper, M. M. J. French, A. P. Mackenzie, C. Jaudet, D. Vignolles, Cyril Proust & N. E. Hussey, *Nature* **455**, 952 (2008).
- [20] T. Helm, M.V. Kartsovnik, M. Bartkowiak, N. Bittner, M. Lambacher, A. Erb, J. Wosnitza, and R. Gross, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 157002 (2009).
- [21] T. Helm, M.V. Kartsovnik, I. Sheikin, et al., *Phys. Rev. Lett.* **105**, 247002 (2010).
- [22] Taichi Terashima et al., *Phys. Rev. Lett.* **107**, 176402 (2011).
- [23] D. Graf, R. Stillwell, T.P. Murphy, J.-H. Park, E.C. Palm, P. Schlottmann, R.D. McDonald, J.G. Analytis, I.R. Fisher, and S.W. Tozer, *Phys. Rev. B* **85**, 134503 (2012).
- [24] G. Mahan "Many-Particle Physics", 2nd ed., Plenum Press, New York, 1990.
- [25] P. Moses and R.H. McKenzie, *Phys. Rev. B* **60**, 7998 (1999).
- [26] Tsuneya Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.* **36**, 959 (1974).
- [27] Tsuneya Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.* **36**, 1521 (1974).
- [28] Tsuneya Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.* **37**, 622 (1974).
- [29] T. Champel and V. P. Mineev, *Phys. Rev. B* **66**, 195111 (2002).
- [30] A. I. Coldea, A. F. Bangura, J. Singleton, A. Ardavan, A. Akutsu-Sato, H. Akutsu, S. S. Turner, and P. Day, *Phys. Rev. B* **69**, 085112 (2004).
- [31] R.B. Lyubovskii, S.I. Pesotskii, A. Gilevskii and R.N. Lyubovskaya, *JETP* **80**, 946 (1995) [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **107**, 1698 (1995)].
- [32] P. D. Grigoriev, M. V. Kartsovnik, W. Biberacher, *Phys. Rev. B* **86**, 165125 (2012).
- [33] F. Zuo, X. Su, P. Zhang, J. S. Brooks, J. Wosnitza, J. A. Schlueter, Jack M. Williams, P. G. Nixon, R. W. Winter, and G. L. Gard, *Phys. Rev. B* **60**, 6296 (1999).
- [34] W. Kang, Y. J. Jo, D. Y. Noh, K. I. Son, and Ok-Hee Chung, *Phys. Rev. B* **80**, 155102 (2009); W. Kang, private communication.
- [35] J. Hagel, J. Wosnitza, C. Pfleiderer, J. A. Schlueter, J. Mohtasham, and G. L. Gard, *Phys. Rev. B* **68**, 104504 (2003).
- [36] J. Wosnitza, *Journal of Low Temperature Physics* **146**, 641 (2007).

- [37] M. V. Kartsovnik, P. D. Grigoriev, W. Biberacher, and N. D. Kushch, Phys. Rev. B **79**, 165120 (2009).
- [38] J. Wosnitza, J. Hagel, J. S. Qualls, J. S. Brooks, E. Balthes, D. Schweitzer, J. A. Schlueter, U. Geiser, J. Mohtasham, R. W. Winter, et al., Phys. Rev. B **65**, 180506(R) (2002).
- [39] M.V. Kartsovnik, P.D. Grigoriev, W. Biberacher, N.D. Kushch, P. Wyder, Phys. Rev. Lett. **89**, 126802 (2002).
- [40] P.D. Grigoriev, Phys. Rev. B **67**, 144401 (2003).
- [41] P.D. Grigoriev, M.V. Kartsovnik, W. Biberacher, N.D. Kushch, P. Wyder, Phys. Rev. B **65**, 60403(R) (2002).
- [42] M.V. Kartsovnik, P.A. Kononovich, V.N. Laukhin and I.F. Schegolev, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **48**, 498 (1988) [Sov. Phys. JETP Lett. **48**, 541 (1988)].
- [43] K. Yamaji, J. Phys. Soc. Jpn. **58**, 1520 (1989).
- [44] M.V. Kartsovnik, V.N.Laukhin, S.I.Pesotskii, I.F.Schegolev and V.M.Yakovenko, J. Phys. I (France) **2**, 89 (1992).
- [45] M. S. Nam, S. J. Blundell, A. Ardavan, J. A. Symington and J. Singleton, J. Phys.: Condens. Matter **13**, 2271 (2001).
- [46] C. Bergemann et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 2662 (2000).
- [47] C. Bergemann, A.P. Mackenzie, S.R. Julian, D. Forsythe and E. Ohmichi, Advances in Physics **52**, 639 (2003).
- [48] Takao Ebihara, N. Harrison, M. Jaime, Shinya Uji, and J. C. Lashley, Phys. Rev. Lett. **93**, 246401 (2004).
- [49] S.A. Brazovskij and N.N. Kirova, Sov. Sci. Rev. A Phys., volume **5**, p. 99 (1984).
- [50] M.I. Kaganov, A.A. Slutskin, Phys. Reports **98**, 189 (1983).
- [51] I. J. Lee, P. M. Chaikin, and M. J. Naughton, Phys. Rev. Lett. **88**, 207002 (2002).
- [52] D. Andres, M.V. Kartsovnik, W. Biberacher, K. Neumaier, E. Schuberth, and H. Müller, Phys. Rev. B **72**, 174513 (2005).