

Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования

«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»

Физтех-школа физики и исследований им. Ландау

Кафедра фундаментальной и прикладной физики микро- и наноструктур

**ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ
В ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ
СВЕРХПРОВОДНИК/ФЕРРОМАГНЕТИК**

Магистерская диссертация

по направлению подготовки 03.04.01 Прикладные математика и физика

по направленности (профилю) Общая и прикладная физика

УДК: 538.945

Студент

Яновская Анастасия Сергеевна

(подпись студента)

Научный руководитель

д-р физ.-мат. наук

Бобкова Ирина Вячеславовна

(подпись научного руководителя)

Москва 2025

Содержание

1	Введение	4
1.1	Гетероструктуры сверхпроводник/ферромагнетик	4
1.2	Спиновые вентили ферромагнетик/ сверхпроводник/ ферромагнетик . .	7
2	Ван-дер-ваальсовая гетероструктура сверхпроводник/ ферромагнетик	16
2.1	Модель и методы	16
2.2	Результаты	20
2.2.1	S/F структура с одним атомным слоем сверхпроводника	20
2.2.2	S/F структура с несколькими атомными слоями сверхпроводника	25
3	Ван-дер-ваальсовый спиновый вентиль ферромагнетик/ сверхпроводник/ ферромагнетик	34
3.1	Модель и методы	34
3.2	Результаты	39
3.2.1	Предварительный анализ	39
3.2.2	Стандартный и обратный спин-вентильный эффект	46
3.2.3	Триpletный спин-вентильный эффект	50
3.2.4	Зависимость сверхпроводящего параметра порядка от температуры	52
	Заключение	55
	Приложение	57
A	Вывод уравнения Горькова для S/F структуры с несколькими атомными слоями сверхпроводника	57
B	Получение аналитического выражения для h_{dir}	58
C	Вывод уравнения Горькова для F/S/F спинового вентиля	59
D	Получение аналитического выражения для сверхпроводящих tripletных корреляций	61

Аннотация

Эффекты близости в тонкопленочных гетероструктурах, состоящих из сверхпроводников (S) и ферромагнетиков (F), хорошо изучены. Известно, что в тонкопленочных бислоях S/F сверхпроводимость подавляется действием обменного эффективного поля, наведенного в сверхпроводнике ферромагнетиком. Также известно, что в тонкопленочных структурах F/S/F наблюдается спин-вентильный эффект.

В данной магистерской диссертации теоретически показано, что в F/S и F/S/F ван-дер-ваальсовых структурах атомных толщин проявления эффектов близости сильно отличаются от наблюдаемого в тонкопленочных структурах. Это объясняется тем, что в структурах из нескольких атомных слоев ключевую роль играет гибридизация S и F спектров. В результате, в структуре F/S вместо подавления параметра порядка при увеличении внутреннего обменного поля ферромагнетика обнаруживается немонотонная зависимость параметра порядка от обменного поля с выраженными минимумами, число которых зависит от числа S слоев в структуре. В рассматриваемой же F/S/F структуре оказывается возможной реализация всех видов спин-вентильных эффектов (стандартного, обратного и неколлинеарного). Показано, что тип спин-вентильного эффекта в структурах атомных толщин может регулироваться приложением напряжения затвора, что открывает новые горизонты для экспериментальных исследований.

1 Введение

1.1 Гетероструктуры сверхпроводник/ферромагнетик

Тонкопленочные S/F структуры

Эффект близости в тонкопленочных S/F (сверхпроводник/ ферромагнетик) структурах хорошо исследован как теоретически, так и экспериментально. Под тонкопленочными структурами обычно подразумевают структуры толщиной в несколько единиц или несколько десятков нанометров, то есть десятки и сотни атомных слоев. Причем толщина слоя сверхпроводника в таких структурах должна быть много меньше сверхпроводящей длины когерентности $d_S \ll \xi_S$, так как в этом случае сверхпроводящую плотность состояний и амплитуду сверхпроводящих корреляций можно считать однородными по толщине сверхпроводника.

В тонкопленочной S/F структуре влияние ферромагнетика на сверхпроводник приводит к двум основным следствиям. Первое следствие заключается в частичной конвертации сверхпроводящих синглетных корреляций в триплетные [1], [2]. Второе следствие связано с изменением формы сверхпроводящей плотности состояний (DOS), а именно в появлении зеемановского расщепления когерентных пиков DOS [3], [4], что можно обнаружить экспериментально при измерениях дифференциальной проводимости [5] (рис. 1). В результате, влияние на сверхпроводимость магнитного эффекта близости в тонкопленочной S/F структуре может быть описано при помощи введения эффективного обменного поля, которое наводится в сверхпроводнике ферромагнетиком и подавляет сверхпроводимость. Действительно, поведение сверхпроводимости в такой гибридной S/F структуре напоминает поведение изолированного сверхпроводника в присутствии однородного внешнего поля, действие которого также приводит к расщеплению когерентных пиков сверхпроводящей DOS на величину, пропорциональную внешнему полю [6]. Аналогично, эффективное поле, наведенное в сверхпроводнике прилежащим ферромагнетиком, также обычно определяют из расщепления когерентных пиков сверхпроводящей DOS. Все представленные выше рассуждения справедливы как для случая S/FM (сверхпроводник/ ферромагнитный металл) структуры, так и для случая S/FI (сверхпроводник/ ферромагнитный изолятор) структуры. В случае S/FI структуры описанные следствия эффекта близости наблюдаются из-за наличия спин-зависимого отражения электронов на S/FI границе [7], [8], причем чем сильнее внутреннее обменное поле ферромагнитного изолятора h , тем больше подавляется сверхпроводимость. Подавление сверхпроводимости с увеличением h в S/FI системе эквивалентно подавлению сверхпроводимости в некотором эффективном зеемановском поле, которое было исследовано в

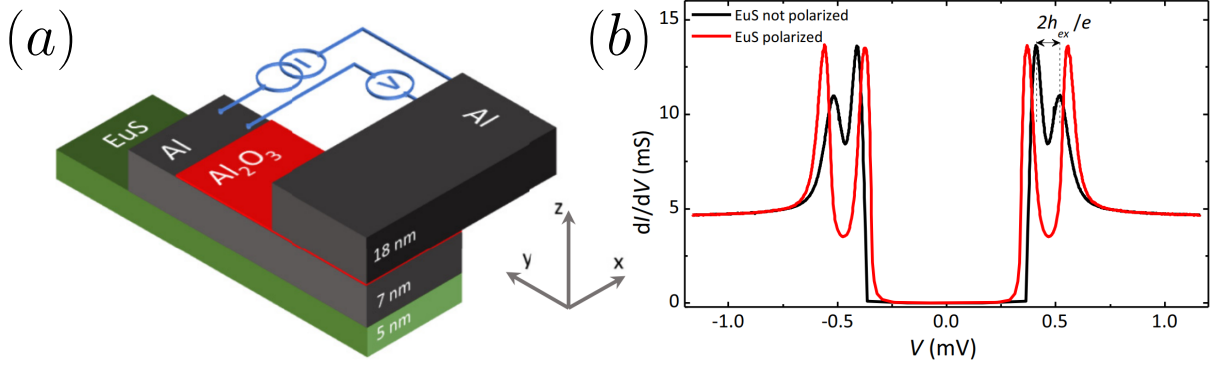


Рис. 1: Экспериментальное свидетельство появления расщепления когерентных пиков электронной DOS в S/F структуре. (a) Схема эксперимента по измерению кондактанса с помощью туннельного SIS контакта. Структура состоит из тонкопленочного бислоя EuS/Al (FI/S), изолятора Al_2O_3 и еще одного слоя Al. (b) Зависимость кондактанса dI/dV от туннельного напряжения V , измеренная с помощью схемы, представленной на панели (a). Черная кривая: случай без приложения внешнего магнитного поля. Красная кривая: измерения с приложением внешнего магнитного поля. На рисунке показано, что зеемановское расщепление когерентных пиков пропорционально эффективному обменному полю h_{ex} , наведенному в S ферромагнетиком [5].

работе [9] (рис. 2).

В случае S/FM структуры описанные выше следствия эффекта близости наблюдаются в том числе из-за утечки сверхпроводящих корреляций через S/FM границу и их частичного разрушения в ферромагнетике. В случае абсолютно прозрачной границы и тонкого ферромагнетика $d_F \ll \xi_F$ эффективное обменное поле, наведенное в сверхпроводнике прилежащим ферромагнетиком, имеет вид $h_{eff} = \nu_F d_F h / (\nu_S d_S + \nu_F d_F)$, а утечка сверхпроводящих корреляций описывается эффективной константой спаривания $\lambda_{eff} = \nu_S d_S \lambda / (\nu_S d_S + \nu_F d_F)$ [10]. Здесь h – внутреннее обменное поле изолированного ферромагнетика, $\nu_{F(S)}$ – плотность состояний ферромагнетика (сверхпроводника) на Ферми уровне, λ – константа спаривания изолированного сверхпроводника. Получается, что эффективное обменное поле, наведенное в сверхпроводнике, тем больше, чем больше внутреннее обменное поле ферромагнетика, и подавление сверхпроводимости больше в случае контакта сверхпроводника с более сильными ферромагнетиками (имеющими большие h). Также сверхпроводящая константа спаривания уменьшается в присутствии ферромагнетика из-за дополнительной утечки сверхпроводящих корреляций, что приводит к дополнительному подавлению сверхпроводимости. Таким образом, можно сделать вывод о том, что более сильные ферромагнетики в тонкопленочных S/F

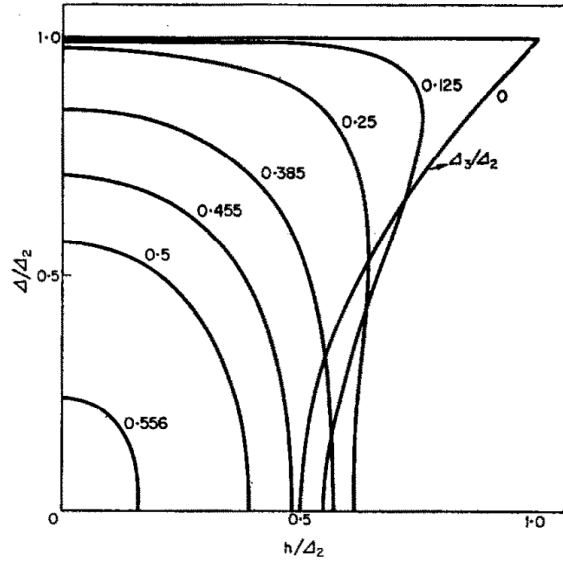


Рис. 2: Зависимость сверхпроводящего параметра порядка Δ от эффективного обменного поля в сверхпроводнике при различных значениях kT/Δ_2 . Δ_2 – щель в спектре при $T = 0$. Числа у кривых показывают значения kT/Δ_2 . Приведенные зависимости демонстрируют, что параметр порядка подавляется при увеличении h [9].

структурах сильнее подавляют сверхпроводимость.

Тонкие ван-дер-ваальсовы S/F структуры

До сих пор речь шла про S/F структуры, состоящие из десятков или сотен атомных слоев. Отдельный интерес представляет изучение эффекта близости в S/F структуре, которая состоит всего из нескольких атомных слоев, так как магнитный эффект близости существует прежде всего на S/F границе. Реализовать настолько тонкую структуру могут позволить ван-дер-ваальсовы материалы – структуры, в которых атомы соседних слоев имеют более слабую связь, чем атомы внутри слоя [11], [12]. Это свойство приводит к тому, что такие материалы можно собирать послойно, например, методом эксфолиации, составляя очень тонкие структуры с заранее заданными параметрами. Ван-дер-ваальсовы материалы в настоящее время активно получают и исследуются, и на данный момент существует уже множество ван-дер-ваальсовых материалов с различными свойствами. В том числе, ван-дер-ваальсовые магнетики (Fe_3GeTe_2 [13–21], VSe_2 [22, 23], CrTe_2 [24], V_5S_8 [25], VS_2 [23] и т.д.) и сверхпроводники (NbSe_2 [26, 27], MoS_2 [28] и т.д.). Такие тонкие структуры интересны, в числе прочего, потому, что сверхпроводимость [28–33] и ферромагнетизм [19, 34, 35] в них возможно контролировать приложением напряжения затвора. Также уже есть ряд теоретических [36–38] и экспе-

риментальных [39–42] исследований, посвященных ван-дер-ваальсовым гетероструктурам. В том числе, уже был теоретически исследован эффект близости в S/F структурах с одним атомным слоем сверхпроводника [38]. В этой работе показывается, что в структуре, состоящей всего из нескольких атомных слоев, физика магнитного эффекта близости сильно отличается от физики, наблюдаемой в случае тонкопленочной структуры. Причина отличия состоит в том, что в настолько тонкой структуре ключевую роль в реализации магнитного эффекта близости играют эффекты гибридизации спектров сверхпроводника и ферромагнетика. В условиях такого взаимодействия спектров поведение $\Delta(h)$ качественно отличается от поведения $\Delta(h)$ в тонкопленочной (состоящей из десятков или сотен атомных слоев) S/F структуре. А именно, не наблюдается привычного подавления сверхпроводящего параметра порядка при увеличении внутреннего обменного поля ферромагнетика h . Вместо этого оказывается, что в ван-дер-ваальсовой структуре из нескольких моноатомных слоев при увеличении h параметр порядка может как подавляться, так и восстанавливаться, образуя характерный провал на зависимости $\Delta(h)$.

Вклад диссертации в исследование эффекта близости в S/F структурах со слоями атомной толщины

В данной магистерской диссертации рассматривается ван-дер-ваальсовая S/F структура, состоящая из нескольких атомных слоев сверхпроводника и одного атомного слоя ферромагнетика. В частности, в работе исследуется эволюция эффекта близости в ван-дер-ваальсовой S/F гетероструктуре при увеличении числа сверхпроводящих слоев [43]. Показывается, что зависимость $\Delta(h)$ обнаруживает характерные минимумы, число которых зависит от числа атомных слоев сверхпроводника в структуре, подробно обсуждаются причины такого необычного поведения $\Delta(h)$. Также обсуждается возможность регулирования параметра порядка и сверхпроводящей DOS путем изменения уровня заполнения зоны проводимости ферромагнетика, что экспериментально возможно реализовать приложением напряжения затвора к ферромагнитному слою.

1.2 Спиновые вентили ферромагнетик/ сверхпроводник/ ферромагнетик

В структурах, где сверхпроводник соседствует с двумя ферромагнетиками, может наблюдаться сверхпроводящий спин-вентильный эффект, или SSE (spin-switch effect). Так называют явление зависимости критической температуры сверхпроводника (T_c) от взаимной ориентации намагниченностей двух ферромагнетиков, регулируемой углом θ

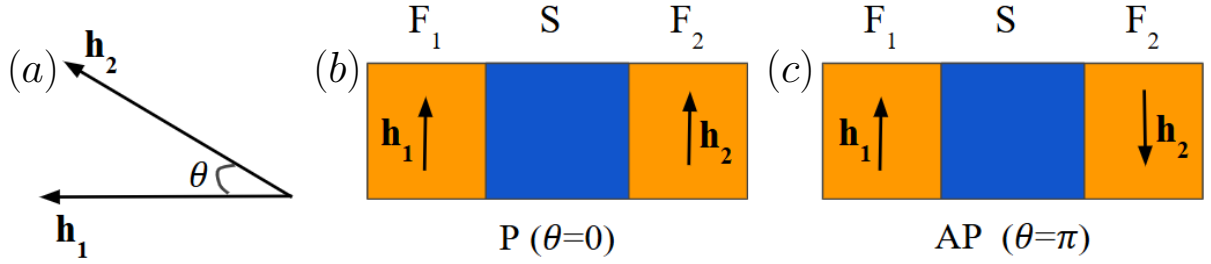


Рис. 3: Схематичная иллюстрация F/S/F спинового вентиля. (a) Иллюстрация намагниченностей двух ферромагнетиков, $\mathbf{h}_1$ и $\mathbf{h}_2$, направленных под углом θ друг относительно друга. (b) Схема F/S/F спинового вентиля с параллельной конфигурацией намагниченностей. (c) Схема F/S/F спинового вентиля с антипараллельной конфигурацией намагниченностей.

(рис. 3). Необходимо сразу сделать оговорку, что в данной диссертации рассматривается гетероструктура вида F/S/F (ферромагнетик/сверхпроводник/ферромагнетик), поэтому и упор в обзоре литературы будет сделан именно на известные эффекты в структуре вида F/S/F. Тем не менее нельзя не отметить, что другой популярной для рассмотрения конфигурацией спинового вентиля является структура F/F/S (ферромагнетик/ферромагнетик/сверхпроводник), где физика несколько отличается от физики в F/S/F структуре.

При экспериментальном исследовании тонкопленочной F/S/F гетероструктуры было обнаружено, что зависимость $T_c(\theta)$ может вести себя качественно по-разному. Можно выделить три физически различных случая, называемых стандартным, обратным и триплетным (неколлинеарным) спин-вентильным эффектом.

Стандартный спин-вентильный эффект

Стандартным спин-вентильным эффектом называется ситуация, когда сверхпроводящая T_c для параллельной конфигурации намагниченностей оказывается меньше, чем для антипараллельной конфигурации намагниченностей, то есть $T_c^P < T_c^{AP}$. Такое соотношение T_c было теоретически предсказано, например, в работе [44], где рассматривалась тонкопленочная структура FI/S/FI (ферромагнитный изолятор/сверхпроводник/ферромагнитный изолятор). Поведение $T_c(\theta)$, при котором $T_c^P < T_c^{AP}$, интуитивно можно понять следующим образом. Как было упомянуто в части 1.1, в тонкопленочной S/F структуре ферромагнетик наводит в сверхпроводнике эффективное обменное поле, подавляющее сверхпроводимость (рис. 2). В F/S/F структуре оба ферромагнетика, прилежащие к сверхпроводнику, наводят в нем каждый свое эффективное обменное

поле. Эффективные поля, наведенные от двух ферромагнетиков, при параллельной конфигурации намагниченностей эффективно складываются, и сверхпроводимость сильно подавляется. При антипараллельной же конфигурации намагниченностей эффективные поля, наведенные от двух ферромагнетиков, эффективно вычитаются, и потому сверхпроводимость под действием меньшего суммарного эффективного поля подавляется слабее.

Стандартный спин-вентильный эффект в тонкопленочной F/S/F структуре был также теоретически получен например в работе [45], где рассматривался грязный предел и задача решалась с использованием уравнения Узаделя. Можно отметить, что, по всей видимости, исходя из теоретических работ, в тонкопленочной F/S/F системе обычно обнаруживается только стандартный спин-вентильный эффект как в диффузионном режиме [46–48], так и в баллистическом [49, 50]. Исключение составляет работа [51], где помимо стандартного спин-вентильного эффекта были получены также обратный и неколлинеарный эффекты, о чем подробнее будет сказано далее. Интересно отметить, что в последней работе толщины двух ферромагнетиков в общем случае рассматривались разными. При рассмотрении же частного симметричного случая с равными толщинами ферромагнетиков в работе обнаруживается только стандартный спин-вентильный эффект.

Стандартный спин-вентильный эффект в тонкопленочной F/S/F системе был многократно продемонстрирован экспериментально [52–60].

Обратный спин-вентильный эффект

Оказывается, что помимо стандартного спин-вентильного эффекта, качественное понимание которого было описано выше, может быть возможен и обратный спин-вентильный эффект. Обратным спин-вентильным эффектом называется ситуация, когда сверхпроводящая T_c для параллельной конфигурации намагниченностей оказывается больше, чем для антипараллельной конфигурации намагниченностей, то есть $T_c^P > T_c^{AP}$. Возможность такого соотношения критических температур объясняется осциллирующим характером волновой функции куперовской пары, распространяющейся в ферромагнитный металл в S/F структуре [1], что является аналогом LOFF состояния. Такие осцилляции в F/S/F структуре возникают в обоих ферромагнетиках. Внутри каждого слоя ферромагнетика волновая функция куперовской пары, отражаясь от границ слоя, интерферирует сама с собой. Такая интерференция в обоих слоях ферромагнетика может быть как конструктивной, так и деструктивной. Поэтому в зависимости от реализации F/S/F структуры, в частности, от толщин слоев в такой структуре, теоретически может наблюдаться как стандартный, так и обратный спин-вентильный эффект. Однако,

как уже было отмечено, теоретические расчеты обычно не предсказывают существование обратного SSE ни в диффузионном, ни в баллистическом случае, за исключением некоторых работ [51].

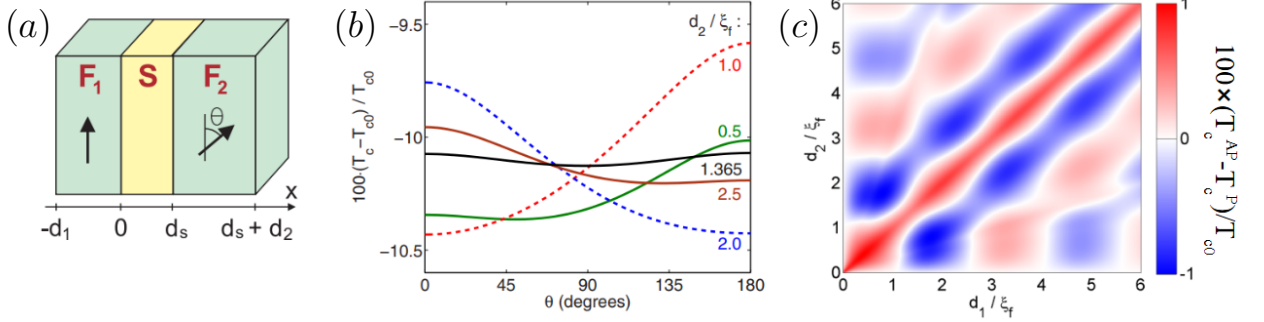


Рис. 4: Схема структуры и результаты ее исследования, представленные в работе [51]. (a) Схема рассматриваемого тонкопленочного F/S/F спинового вентиля. θ —угол между направлениями намагниченностей двух ферромагнетиков. Толщины двух ферромагнетиков d_1 и d_2 варьируются для получения различных видов спин-вентильных эффектов. (b) Зависимость сверхпроводящей критической температуры от угла разориентации намагниченностей θ . Кривые различных цветов построены при различных значениях толщины одного из ферромагнетиков d_2 при фиксированной толщине второго ферромагнетика $d_1 = \xi_F$. ξ_F — масштаб затухания сверхпроводящих корреляций в ферромагнетике. Полученные результаты показывают, что в системе может реализоваться как стандартный спин-вентильный эффект (красная пунктирная кривая), так и обратный спин-вентильный эффект (синяя пунктирная кривая), и даже триплетный SSE (остальные представленные кривые). (c) Диаграмма, показывающая, при каких толщинах двух ферромагнетиков наблюдается стандартный SSE (красный цвет) и обратный SSE (синий цвет). Цветом показана нормированная разность критических температур сверхпроводника для антипараллельной и параллельной конфигураций намагниченностей, а по осям отложены толщины двух ферромагнетиков. Из диаграммы видно, что при $d_1 = d_2$, то есть в симметричном случае, всегда наблюдается стандартный SSE.

В данной работе [51] обратный спин-вентильный эффект был получен в тонкопленочной баллистической F/S/F структуре при помощи уравнений Эйленбергера при фиксированной толщине одного из ферромагнетиков и при определенных значениях толщин второго ферромагнетика. Для получения рис. 4(b) в работе принято $d_1 = \xi_F$, где d_1 — толщина первого ферромагнетика, а ξ_F — длина когерентности в ферромагнетике, то есть масштаб затухания волновой функции куперовской пары в F. Толщина второго ферро-

магнетика d_2 меняется. На рис. 4 (b) видно, что при $d_2/\xi_F = 1$ в системе реализуется стандартный спин-вентильный эффект ($T_c^P < T_c^{AP}$), а при $d_2/\xi_F = 2$ реализуется уже обратный спин-вентильный эффект ($T_c^P > T_c^{AP}$). В общем случае зависимость нормированной разницы между T_c^P и T_c^{AP} от толщин двух ферромагнетиков представлена на рис. 4 (c). Можно видеть осциллирующее поведение разницы между T_c^P и T_c^{AP} от толщин ферромагнетиков. При изменении толщины одного из F при фиксированной толщине второго можно видеть по очереди то стандартный, то обратный SSE, что согласуется с концепцией интерференционной природы спин-вентильного эффекта в баллистическом случае. В этой же работе [51] задача была решена и в диффузионном пределе, рассчитанном при помощи уравнения Узаделя. Авторы выяснили, что в диффузионном пределе реализуется только стандартный спин-вентильный эффект независимо от толщин ферромагнетиков, так как в данном случае чистые интерференционные эффекты, существующие в баллистическом случае, не проявляются.

Несмотря на то, что обратный SSE, судя по всему, теоретически обоснован только в баллистическом случае [51], обратный спин-вентильный эффект в тонкопленочной F/S/F структуре неоднократно обнаруживался экспериментально [61–64]. При этом авторы объясняли свои наблюдения основываясь не на физике эффекта близости между сверхпроводником и ферромагнетиком, а на влиянии других дополнительных факторов. Например, в работе [61] авторы объясняют экспериментально полученный ими обратный спин-вентильный эффект следующим образом. В случае сильных ферромагнетиков (с большими значениями намагниченности) антипараллельная конфигурация намагниченностей приводит к тому, что спин-поляризованные квазичастицы перемещаются из одного ферромагнетика в другой с относительно маленькой вероятностью, накапливаясь внутри слоя сверхпроводника. Авторы другой работы [62] объясняли экспериментально полученный обратный SSE влиянием ферромагнитных полей рассеяния, вызванных наличием доменных стенок.

Неколлинеарный спин-вентильный эффект

Помимо упомянутых стандартного и обратного SSE, выделяют также и триплетный спин-вентильный эффект. Так называют ситуацию, когда сверхпроводящая T_c ведет себя немонотонно в зависимости от угла θ , меняющегося от 0 до π . При этом наличие такого немонотонного поведения не исключает наличие стандартного или обратного SSE в системе, так как последние говорят только о соотношении критических температур в точках 0 и π . Триплетный SSE еще называют неколлинеарным спин-вентильным эффектом, потому что он проявляется при неколлинеарной ориентации двух намагниченностей. Особенностью неколлинеарного спин-вентильного эффекта является появление

минимума на зависимости $T_c(\theta)$ вблизи $\pi/2$. Физически возникновение немонотонного поведения $T_c(\theta)$ связано с образованием нового типа сверхпроводящих триплетных корреляций при неколлинеарной ориентации $\mathbf{h}_1$ и $\mathbf{h}_2$. Канал образования новых триплетных корреляций становится также и каналом утечки для синглетных корреляций, которые формируют сверхпроводящий параметр порядка в случае синглетной сверхпроводимости. Причем новые триплетные корреляции пропорциональны $[\mathbf{h}_1 \times \mathbf{h}_2]$, поэтому они оказываются максимальны вблизи $\theta = \pi/2$, а значит, и подавление сверхпроводимости будет максимально вблизи $\theta = \pi/2$. В результате, можно видеть минимум на зависимости $T_c(\theta)$ вблизи $\theta = \pi/2$.

Существование немонотонных триплетных корреляций в F/S/F вентильях было теоретически показано [45,65]. Однако в тех же работах отмечается, что $T_c(\theta)$ при этом остается монотонной [45] или, может быть, слабо немонотонной [65] зависимостью, то есть выраженного триплетного SSE не наблюдается. В уже упомянутой работе [51] неколлинеарный SSE реализуется в баллистическом режиме, обнаруживая небольшую степень немонотонности в зависимости $T_c(\theta)$ (рис. 4(b)). В диффузионном режиме в той же работе триплетный SSE так же как и обратный SSE исчезает, оставляя возможным для существования в системе только стандартный спин-вентильный эффект.

Неколлинеарный спин-вентильный эффект в тонкопленочной F/S/F структуре наблюдался экспериментально в работе [66].

Спин-вентильный эффект в структурах атомной толщины

До сих пор речь шла про теоретические и экспериментальные работы, в которых исследуются спин-вентильные эффекты в тонкопленочных гетероструктурах. Как было показано в части 1.1, в очень тонких структурах, состоящих из нескольких атомных слоев, физика эффекта близости отличается от физики эффекта близости в тонкопленочных системах. Поэтому отдельный интерес представляет рассмотрение F/S/F структур, состоящих из нескольких атомных слоев. Уже известен ряд теоретических работ, посвященных таким тонким структурам. В работах [67,68] в F/S/F структуре, состоящей из трех атомных слоев, был найден только стандартный спин-вентильный эффект. В других же работах получен также обратный спин-вентильный эффект [69–71] и триплетный спин-вентильный эффект [70]. В некоторых из упомянутых работ вместо F был использован НМ (half-metal), о чем будет сказано далее при более подробном обсуждении всех упомянутых статей.

В работе [67] сравниваются критические температуры и параметры порядка (при $T = 0$) для параллельной и антипараллельной конфигураций намагниченностей. Вначале записывается уравнение самосогласования на параметр порядка с использованием

методики функций Грина. Затем, в *линейном приближении по Δ* , записывается уравнение на сверхпроводящую T_c . Для нахождения явных выражений для T_c в случаях параллельной и антипараллельной конфигураций спектры ферромагнетиков и сверхпроводника рассматриваются одинаковыми с точностью до добавок $\pm \hbar$. Иными словами, наклон спектров вблизи поверхности Ферми считается равным, а сдвиг зон двух F и S относительно друг друга не рассматривается. Далее в F/S/F системе ищутся критические температуры параллельной и антипараллельной конфигураций намагниченностей в терминах величины $\delta T = (T_c - T_{c0})/T_{c0}$. Критические температуры δT_P , δT_{AP} , а также разница между ними находятся в двух различных пределах $\hbar, t \ll T_{c0}$ и $\hbar \gg t, T_{c0}$, причем в обоих случаях *параметр прыжка между слоями t рассматривается малым*. В результате разность $\delta T_P - \delta T_{AP}$ в обоих случаях оказывается отрицательной и пропорциональной t^4 , то есть в системе наблюдается только стандартный эффект близости. Такой результат согласуется и с результатом в работе [72]. В статье [67] также рассматривается система F/S/NM, в которой аналогичным образом обнаруживается только лишь стандартный спин-вентильный эффект. Помимо T_c , в работе исследуется и параметр порядка при $T = 0$. Показывается, что при $T = 0$ реализуется соотношение $\Delta^P > \Delta^{AP}$, что объясняется авторами невозможностью разрушения куперовской пары при параллельной конфигурации намагниченностей, так как при разрушении куперовской пары образуются частицы с разными спинами.

В статье [68] авторы продолжили развивать и обобщать уже рассмотренную работу [67]. В рамках той же модели было произведено обобщение на произвольный угол между намагниченностями ферромагнетиков, в результате чего T_c^{AP} тем не менее снова оказалась наибольшей, то есть снова обнаружен только стандартный SSE. Также в работе выяснено, что знак разницы $\Delta^P - \Delta^{AP}$ зависит от внутреннего обменного поля ферромагнетика h .

В работе [69] авторы ставили себе цель выяснить, как можно объяснить результаты экспериментального наблюдения обратного SSE в F/S/F структуре, полученные в исследовании [63]. Авторы теоретической работы взяли за основу гипотезу, высказанную в экспериментальной статье. Их объяснение заключалось в том, что при параллельной конфигурации намагниченностей спин-поляризованные квазичастицы могут мигрировать из одного слоя ферромагнетика через промежуточный S слой в другой F слой, в то время как в антипараллельном состоянии этот эффект уменьшается, и спин-поляризованные носители отражаются обратно в поглощающий слой, накапливаясь в нем. Чтобы проверить данную гипотезу, авторы теоретической работы [69] ввели зависимость прозрачности S/F границ от спина электрона. Однако решая задачу методом функций Грина с использованием уравнения самосогласования и снова раскладывая

выражение по малому параметру t , был получен только стандартный спин-вентильный эффект. Тогда авторы дополнили свою гипотезу, используя следующее соображение. В случае сильного ферромагнетика расщепление зон может быть настолько сильным, что одна из зон, выходящих на уровень Ферми, станет дырочной. С учетом такой инверсии зоны авторы получили обратный спин-вентильный эффект.

Не только стандартный SSE в структуре со слоями атомной толщины получили и авторы в работах [70, 71]. В работе [70] рассматривалась система F/S/NM. При помощи метода функций Грина, раскладывая выражение по малому параметру прыжка между слоями, были найдены T_c в случаях параллельной и антипараллельной конфигураций. В отличие от предыдущих работ, в данной работе рассматривался сдвиг S и NM зон относительно друг друга на произвольную величину $\Delta\xi$. Было показано, что при $\Delta\xi = 0$ должен наблюдаться триплетный SSE в 8-м порядке по прыжку между слоями, а при $\Delta\xi \neq 0$ стандартный или обратный SSE, в зависимости от знака смещения зон $\Delta\xi$, в 4-м порядке по прыжку между слоями. В работе [71] для системы NM/S/NM аналогичными методами было показано, что возможно проявление как стандартного, так и обратного SSE (в 4-м порядке по межслойному прыжку) в зависимости от смещения зон относительно друг друга, при этом триплетного SSE обнаружено не было.

Вклад диссертации в исследование F/S/F спиновых вентилях со слоями атомной толщины

В данной диссертации исследуется ван-дер-ваальсовый F/S/F спиновый вентиль, в котором ферромагнетик, сверхпроводник и второй ферромагнетик представляют из себя слои атомной толщины. Как было описано выше, подобные структуры уже рассматривались теоретически [67–71]. В нашем исследовании есть несколько важных отличий от работ предшественников.

(1) При получении выражений для критической температуры в упомянутых работах использовалось предположение малости параметра t – прыжка между слоями сверхпроводника и ферромагнетика. Как следствие, полученные спин-вентильные эффекты оказывались довольно малыми: 4-го или 8-го порядка малости по t . Как будет показано в диссертации, при численном нахождении параметра порядка из уравнения самосогласования (без разложения по малому параметру) можно обнаружить значительные спин-вентильные эффекты, вплоть до абсолютного спин-вентильного эффекта (часть 3.2.2). Также можно отметить, что предположение малости параметра t может быть не слишком корректным. Некоторые оценки, полученные, например, при помощи DFT-вычислений, говорят о том, что прыжок между слоями должен существенно превышать величину сверхпроводящей щели [38]. Справедливость предела малого па-

раметра прыжка, например $t \ll T_c$, ряд авторов [67] объясняет тем, что в таком пределе сверхпроводимость не будет подавлена ферромагнетизмом. Однако ряд недавних исследований [38, 43] и данная диссертация показывает, что в тонких ван-дер-ваальсовых структурах эффект близости проявляется не так, как в привычных тонкопленочных структурах, о чем было упомянуто в первой части Введения 1.1. В частности, подавление сверхпроводимости и величина внутреннего обменного поля F в такой структуре связаны не прямо пропорционально. В результате, и предел $t \ll T_c$ не является необходимым условием для сосуществования сверхпроводимости и ферромагнетизма в такой структуре.

(2) В упомянутых работах [67, 68, 70, 71] используется линейаризация функции Грина по Δ . В данной диссертации такой линейаризации не рассматривается, в результате чего оказывается, что зависимость $\Delta(T)$ может вести себя очень по-разному при различных параметрах системы, обнаруживая в том числе нестабильные решения уравнения самосогласования, области бистабильности параметра порядка и появляющийся на конечной температуре параметр порядка (часть 3.2.4).

(3) В диссертации рассматривается модель, учитывающая произвольные сдвиги зон обоих ферромагнетиков, а также произвольные значения внутреннего обменного поля ферромагнетика h . В результате делается вывод о том, как величина h и величины сдвигов зон ферромагнетиков относительно зоны сверхпроводника влияют на спин-вентильный эффект в F/S/F структуре в общем случае. Построена полная фазовая диаграмма областей существования стандартного и обратного спин-вентильного эффектов.

(4) В диссертации обнаружен триплетный спин-вентильный эффект и сделан вывод о том, при каких сдвигах зон ферромагнетиков он существует в общем случае (раздел 3.2.3).

(5) В данной диссертации подробно обсуждаются все виды корреляций, существующие в системе (часть 3.2.1), а также подробно обсуждается физика спин-вентильного эффекта в тонкой F/S/F ван-дер-ваальсовой структуре, где очень важную роль играет гибридизация спектров двух ферромагнетиков со спектром сверхпроводника.

2 Ван-дер-ваальсовая гетероструктура сверхпроводник/ ферромагнетик

2.1 Модель и методы

Гамильтониан

В работе рассматривается ван-дер-ваальсовая структура, состоящая из одного слоя ферромагнетика F и N слоев сверхпроводника S (рис. 5).

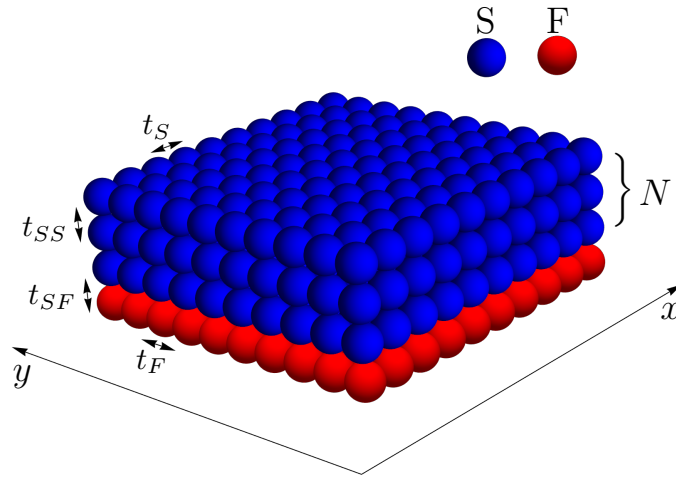


Рис. 5: Рассматриваемая S/F гетероструктура. Структура состоит из одного атомного слоя ферромагнетика (красный) и из N атомных слоев сверхпроводника (синий). В рассматриваемой модели оба материала структуры имеют квадратную решетку с равными параметрами решетки сверхпроводника и ферромагнетика. Материалы описываются в рамках модели сильной связи с прыжками (интегралами перекрытия) внутри слоя $t_{S(F)}$ для S (F) слоев, прыжком между соседними сверхпроводящими слоями t_{SS} и прыжком t_{SF} между S и F слоем, то есть на границе между двумя материалами.

Система описывается в рамках модели сильной связи. Решетка рассматривается квадратной, ее размеры бесконечными в xy плоскости, параметры решетки ферромагнетика и сверхпроводника одинаковыми. Задача решается в чистом (баллистическом) пределе. Прыжковый гамильтониан для описанной F/S системы в модели сильной связи выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}
\hat{H} = & -t_F \sum_{\langle ij \rangle, \sigma} c_{i\sigma}^{F+} c_{j\sigma}^F - t_S \sum_{n=1}^N \sum_{\langle ij \rangle, \sigma} c_{i\sigma}^{S(n)+} c_{j\sigma}^{S(n)} - t_{SS} \sum_{n=1}^{N-1} \sum_{i\sigma} (c_{i\sigma}^{S(n)+} c_{i\sigma}^{S(n+1)} + h.c.) \\
& - t_{SF} \sum_{i\sigma} (c_{i\sigma}^{F+} c_{i\sigma}^{S(1)} + h.c.) - \mu_F \sum_{i\sigma} c_{i\sigma}^{F+} c_{i\sigma}^F - \mu_S \sum_{n=1}^N \sum_{i\sigma} c_{i\sigma}^{S(n)+} c_{i\sigma}^{S(n)} \\
& + \sum_i c_{i\alpha}^{F+} (\mathbf{h}\boldsymbol{\sigma})_{\alpha\beta} c_{i\beta}^F + \sum_{n=1}^N \sum_i (\Delta^{(n)} c_{i\uparrow}^{S(n)+} c_{i\downarrow}^{S(n)+} + h.c.) \quad (1)
\end{aligned}$$

Здесь $c_{i,\sigma}^F$ ($c_{i,\sigma}^{S(n)}$) – операторы уничтожения электронов F слоя (n -ого S слоя с $n \in [1, N]$) на узле $\mathbf{i}$ в плоскости слоя для спина $\sigma = \uparrow, \downarrow$. $\mu_{S,F}$ – химпотенциалы сверхпроводника и ферромагнетика, соответственно, отсчитанные от дна соответствующей зоны. Во избежание путаницы важно отметить, что при этом разница между химпотенциалами сверхпроводника и ферромагнетика не приводит к неравновесию в системе, так как уровни Ферми ферромагнетика и сверхпроводника совпадают. Ненулевая разница $\mu_s - \mu_F$ означает различное положение дна зоны проводимости ферромагнетика и сверхпроводника, то есть их различный уровень заполнения. Такой сдвиг зон можно реализовать экспериментально при помощи приложения напряжения затвора к одному из моноатомных слоев тонкой ван-дер-ваальсовой структуры. При сдвиге дна зоны материала приложением напряжения затвора к соответствующему слою, электроны из дополнительного источника (например, провод) помогают компенсировать появившийся неравновесный заряд между различными материалами структуры. В результате система остается в равновесии. В модели предполагается существование прыжков только между ближайшими соседями. $t_{S(F)}$ – величина прыжка (интеграл перекрытия) между ближайшими атомами в плоскости S(F) слоя. $\langle ij \rangle$ обозначает суммирование по парам ближайших соседей. t_{SF} – величина прыжка между соседними атомами прилежащих S и F слоев. t_{SS} – величина прыжка между соседними атомами двух прилежащих S слоев. $\mathbf{h}$ – внутреннее обменное поле ферромагнетика, которое рассматривается однородным внутри плоскости F слоя. $h.c.$ обозначает эрмитово сопряжение. $\Delta^{(n)}$ это параметр порядка в сверхпроводнике, который удовлетворяет уравнению самосогласования $\Delta^{(n)} = \lambda \langle c_{i\downarrow}^{S(n)} c_{i\uparrow}^{S(n)} \rangle$, где λ это константа спаривания. Вдоль плоскости интерфейса S/F система трансляционно инвариантна, так что $\Delta^{(n)}$ также не меняется вдоль данной плоскости. Однако параметр порядка в рассматриваемой задаче может зависеть от номера сверхпроводящего слоя n , так как номер n регулирует степень удаленности от поверхности интерфейса S/F, поэтому мы вводим соответствующий индекс параметра порядка. Например, $\Delta^{(1)}$ ($n = 1$) соответствует ближайшему к ферромагнетику слою сверхпроводника, и потому магнитный эффект близости может влиять на параметры данного

слоя немного иначе, чем на параметры слоев с более высоким номером. В диссертации будет представлено исследование сверхпроводящего параметра порядка и сверхпроводящей локальной плотности состояний LDOS в рамках описанной модели.

Для численных расчетов мы использовали следующие соотношения параметров: $t_F/t_S = 1.25$, $t_{SS}/t_S = 0.08$ и $t_{SF}/t_S = 0.02 \div 0.04$. Этот выбор соотношений прыжков учитывает главные качественные особенности электронного спектра ван-дер-ваальсовых материалов вблизи поверхности Ферми. Например, результаты DFT расчетов говорят о том, что величина прыжка между соседними слоями ван-дер-ваальсового сверхпроводника NbSe₂ примерно на порядок меньше, чем величина прыжка между соседними атомами одного слоя в данном материале. Следовательно, логично принять величину прыжка между соседними слоями разных материалов еще более маленькой [38], так как решетки различных материалов в реальности не совпадают друг с другом, а также возможно существование дефектов на S/F границе.

Рассматриваемая модель довольно проста и не учитывает некоторых важных свойств реальных материалов, например, спин-орбитальное взаимодействие типа Изинга или Рашбы. Однако такая модель все же оказывается достаточной для того, чтобы качественно исследовать влияние магнитного эффекта близости на сверхпроводящий параметр порядка и сверхпроводящую щель в LDOS, что было показано в случае одного слоя сверхпроводника в структуре S/F [38]. Эффект близости в ван-дер-ваальсовой S/F структуре из нескольких монослоев в основном определяется гибридизацией спектров сверхпроводника и ферромагнетика на S/F границе, что можно изучить в рамках рассматриваемой модели.

Уравнение Горькова на функцию Грина

Для нахождения параметра порядка, спектров квазичастиц и LDOS сверхпроводника в работе используется техника функций Грина. В данном разделе приводится получение уравнения Горькова на функцию Грина S/F системы. Для начала необходимо ввести спинор. Как обсуждалось в предыдущем разделе, рассматриваемая система не трансляционно симметрична по направлению, перпендикулярному S/F границе. Поэтому в данной задаче операторы рождения и уничтожения электронов также зависят от номера слоя сверхпроводника n . Всего в системе присутствует $N + 1$ атомных слоев (N сверхпроводящих и один ферромагнитный). Мацубаровская функция Грина представляет из себя прямое произведение матриц в спиновом (2×2), частично-дырочном (2×2) и слоевом $(N + 1) \times (N + 1)$ пространстве, поэтому она имеет размерность $4(N + 1) \times 4(N + 1)$.

Спинор соответственно имеет размерность $4(N+1) \times 1$ и может быть записан в виде:

$$\check{\psi}_i = (c_{i\uparrow}^F, c_{i\downarrow}^F, c_{i\uparrow}^{F\dagger}, c_{i\downarrow}^{F\dagger}, c_{i\uparrow}^{S(1)}, c_{i\downarrow}^{S(1)}, c_{i\uparrow}^{S(1)\dagger}, c_{i\downarrow}^{S(1)\dagger}, \dots, c_{i\uparrow}^{S(N)}, c_{i\downarrow}^{S(N)}, c_{i\uparrow}^{S(N)\dagger}, c_{i\downarrow}^{S(N)\dagger})^T \quad (2)$$

Функцию Грина определяем следующим образом:

$$\check{G}_{ij}(\tau_1, \tau_2) = -\langle T_\tau \check{\psi}_i(\tau_1) \check{\psi}_j^\dagger(\tau_2) \rangle \quad (3)$$

где $\langle T_\tau \dots \rangle$ означает термодинамическое усреднение упорядоченного по мнимому времени выражения. Можно провести преобразование Фурье функции Грина, так как система имеет трансляционную инвариантность вдоль S/F границы:

$$\check{G}(\mathbf{p}, \tau) = \int d^2r e^{-i\mathbf{p}(\mathbf{i}-\mathbf{j})} \check{G}_{ij}, \quad (4)$$

где $\tau = \tau_1 - \tau_2$, а интегрирование ведется по переменной $\mathbf{i} - \mathbf{j}$.

Далее получим уравнение Горькова на функцию Грина. Введем матрицы σ_k и τ_k ($k = 0, x, y, z$) в спиновом и частично-дырочном пространстве, соответственно. Перейдем к мацубаровскому представлению функции Грина $\check{G}(\mathbf{p}, \tau) = T \sum_{\omega_m} e^{-i\omega_m \tau} \check{G}(\mathbf{p}, \omega_m)$, то есть к представлению в терминах мацубаровских частот $\omega_m = \pi T(2m+1)$, где T это температура. Также для упрощения дальнейших вычислений и представления уравнения Горькова в более привычном виде введем преобразование функции Грина:

$$\check{\check{G}}(\mathbf{p}, \omega_m) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i\sigma_y \end{pmatrix}_\tau \check{G}(\mathbf{p}, \omega_m) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i\sigma_y \end{pmatrix}_\tau, \quad (5)$$

где индекс τ означает, что матрицы представлены явно в частично-дырочном пространстве. Более подробный вывод уравнения Горькова, а именно получение промежуточных результатов выполнения перечисленных преобразований с использованием гамильтониана 1, представлен в Приложении А. В результате, получим уравнение Горькова на функцию Грина $\check{\check{G}}(\mathbf{p}, \omega_m)$ рассматриваемой системы:

$$\check{\check{G}}^{-1} \check{\check{G}}(\mathbf{p}, \omega_m) = 1, \quad (6)$$

$$\check{\check{G}}^{-1} = \begin{pmatrix} i\omega_m \tau_z - \zeta_F - \mathbf{h}\boldsymbol{\sigma}\tau_z & t_{SF} & 0 & \dots \\ t_{SF} & i\omega_m \tau_z - \zeta_S + i\Delta^{(1)}\tau_y & t_{SS} & \dots \\ 0 & t_{SS} & i\omega_m \tau_z - \zeta_S + i\Delta^{(2)}\tau_y & \dots \\ 0 & 0 & t_{SS} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \quad (7)$$

где $\zeta_{S(F)} = -2t_{S(F)}(\cos p_x a + \cos p_y a) - \mu_{S(F)}$ — спектр электронов в нормальном состоянии в S(F) слое, a это параметр решетки (одинаковый для ферромагнетика и сверхпроводника). Каждый элемент в матрице (7) это матрица размерности 4×4 , то есть прямое произведение матриц в спиновом (2×2) и частично-дырочном (2×2) пространствах. В слоевом пространстве матрица представлена явно.

Уравнения для поиска необходимых величин

В нашей системе сверхпроводящий параметр порядка может быть выбран действительным. Для его нахождения было использовано уравнение самосогласования:

$$\Delta^{(n)} = \lambda T \sum_{\omega_m} \int \frac{d^2 p}{(2\pi)^2} \frac{\text{Tr}[\check{G}^{S(n)S(n)}(\mathbf{p}, \omega_m) \sigma_0 \tau_-]}{4}, \quad (8)$$

где $\tau_- = \tau_x - i\tau_y$. $\check{G}^{S(n)S(n)}$ это матрица размерности 4×4 , образованная прямым произведением спинового (2×2) и частично-дырочного (2×2) пространств. Матрица $\check{G}^{S(n)S(n)}$ отвечает $(n+1, n+1)$ -му элементу (включая один слой F) матрицы $\check{G}(\mathbf{p}, \omega_m)$ в слоевом пространстве, иными словами, это функция Грина n -го сверхпроводящего слоя.

Помимо параметра порядка, в исследовании мы также находим спектр квазичастиц и плотность состояний электронов в сверхпроводнике для более глубокого понимания влияния эффекта близости на сверхпроводимость в тонкой ван-дер-ваальсовой S/F структуре. Спектральная функция для электронов со спином σ в n -м слое сверхпроводника определяется выражением:

$$A_{\sigma}^{(n)}(\varepsilon, \mathbf{p}) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \left[\frac{\text{Tr}[\check{G}^{S(n)S(n),R}(\sigma_0 + \sigma \sigma_z)(\tau_0 + \tau_z)]}{4} \right], \quad (9)$$

где матрица $\check{G}^{S(n)S(n),R}$ является запаздывающей функцией Грина и может быть получена из матрицы $\check{G}^{S(n)S(n)}$ заменой $i\omega_m \rightarrow \varepsilon + i\delta$, δ – положительная малая мнимая часть (распаривающий параметр).

Разрешенная по спину LDOS в n -м слое S вычисляется при помощи интегрирования спектральной функции (9) по импульсам:

$$N_{\sigma}^{(n)}(\varepsilon) = \int \frac{d^2 p}{(2\pi)^2} A_{\sigma}^{(n)}(\varepsilon, \mathbf{p}). \quad (10)$$

2.2 Результаты

2.2.1 S/F структура с одним атомным слоем сверхпроводника

Цель изложенного в данной магистерской диссертации исследования ван-дер-ваальсовой S/F гетероструктуры состоит в выяснении того, как число сверхпроводящих слоев влияет на магнитный эффект близости в структуре, в частности на зависимость $\Delta(h)$. Обсуждение результатов по данному вопросу представлено в разделе 2.2.2 диссертации. В текущем же разделе будет разобран предельный случай S/F гетероструктуры с одним атомным слоем сверхпроводника $N = 1$. В разделе будет показано, что эффект близости в такой тонкой структуре связан с гибридизацией спектров сверхпроводника

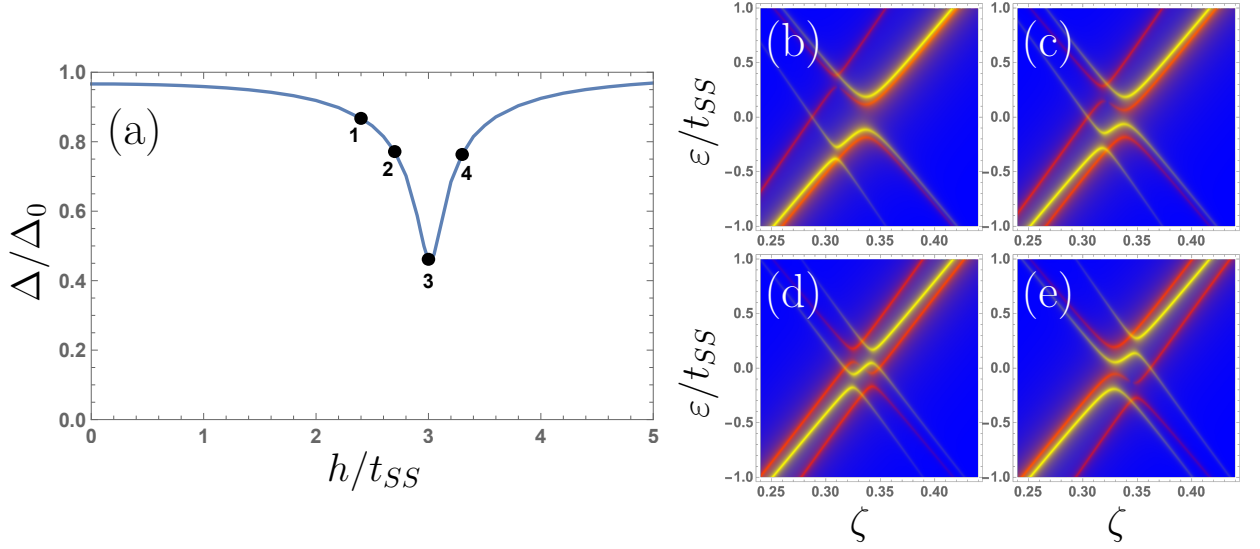


Рис. 6: Сверхпроводящий параметр порядка Δ и электронный спектр для S/F гетероструктуры с одним слоем S ($N = 1$) [43]. (a) Зависимость Δ от внутреннего обменного поля ферромагнетика h . Δ_0 – параметр порядка изолированного атомного слоя S. (b)-(e) Спектральная функция электронов со спином вверх (желтый) и со спином вниз (красный) в зависимости от энергии квазичастиц ε и импульса $\zeta = -2(\cos p_x a + \cos p_y a)$ при различных значениях h . Значения внутреннего обменного поля ферромагнетика h , при которых построены спектры (b)-(e), отмечены на панели (a) точками с соответствующими цифрами: (b) 1, (c) 2, (d) 3 и (e) 4. $t_S = 12t_{SS}$, $t_F = 15t_{SS}$, $t_{SF} = 0.23t_{SS}$, $\mu_S = 4t_{SS}$, $\mu_F = 2t_{SS}$, $T = 0.04t_{SS}$, $\Delta_0 = 0.184t_{SS}$.

и ферромагнетика, а также что такая гибридизация приводит к необычному поведению $\Delta(h)$. Обсуждение эффекта близости в структуре начинается именно со случая $N = 1$, так как эффекты, проявляющиеся в таком простом случае, создают фундамент для понимания физики в более сложной конфигурации структуры с произвольным числом сверхпроводящих слоев N .

В нашем рассмотрении внутреннее обменное поле ферромагнетика направлено вдоль оси z , то есть $\mathbf{h} = h\hat{\mathbf{z}}$. Полученные результаты представлены на рис. 6. Для численного получения параметра порядка (при использовании Wolfram Mathematica) решалось уравнение самосогласования (8), а для получения спектров считалась спектральная функция (9) в каждой точке $(\varepsilon/t_{SS}, \zeta)$ при интересующих параметрах. На рис.6(a) показаны только положительные значения h , однако график можно продолжить и на отрицательные значения, так как он симметричен относительно замены $h \rightarrow -h$, то есть относительно переворота намагниченности ферромагнетика. Видно, что параметр

порядка ведет себя немонотонно при увеличении внутреннего обменного поля ферромагнетика h , а именно, на графике $\Delta(h)$ присутствует один минимум. Этот результат согласуется с результатом, полученным в работе [38], где также в структуре S/F в рамках модели сильной связи на квадратной решетке в пределе одного атомного слоя S обнаруживалось немонотонное поведение параметра порядка.

Для того, чтобы объяснить такое поведение параметра порядка, не совпадающее с его типичным поведением в тонкопленочной структуре (рис. 2), были построены электронные спектры $\varepsilon(\zeta)$ для S слоя в S/F структуре, рис. 6(b)-(e). Желтым цветом показана величина спектральной функции электронов со спином вверх $A_{\uparrow}^{(1)}$ при различных величинах $(\varepsilon/t_{SS}, \zeta)$, а красным цветом показана величина спектральной функции электронов со спином вниз $A_{\downarrow}^{(1)}$. В рассматриваемой модели функция Грина (6)-(7) зависит от импульса только посредством $\zeta = -2(\cos p_x a + \cos p_y a)$, следовательно и спектральная функция зависит от импульса только как функция ζ . Поэтому на рис. 6(b)-(e) представлена зависимость именно от ζ . Рис. 6(b)-(e) построены при значениях h , отмеченных на кривой рис. 6(a) точками 1-4, соответственно.

Вначале опишем, из чего состоит рассматриваемый спектр, на примере рис. 6(b). На рис. 6(b) можно видеть линейную, с положительным наклоном, электронную ветвь красного цвета, которая соответствует расщепленному по спину спектру ферромагнетика со спином вниз. Что касается второй ветви спектра ферромагнетика (линейная зависимость с положительным наклоном) со спином вверх (желтого цвета), то эта часть спектра находится за пределами отображенных на рисунке значений ζ . Из-за большого значения h расщепление спектра ферромагнетика по спину, равное $2h$, также оказывается большим, поэтому вторая ветвь (желтая, со спином вверх) оказалась за пределами рисунка. Также на рис. 6(b) можно увидеть более бледную желтую линейную ветвь спектра с отрицательным наклоном. Эта ветвь соответствует дырочной ветви спектра ферромагнетика, возникающей благодаря эффекту близости со сверхпроводником. Интенсивность дырочной ветви (с отрицательным наклоном) меньше, чем интенсивность электронной ветви (с положительным наклоном), так как мал сверхпроводящий параметр порядка. На 6(b) можно видеть и гиперболические ветви спектра, отвечающие сверхпроводящему спектру БКШ. Эта часть спектра также имеет расщепление по спину (красную и желтую части). Это расщепление связано с гибридизацией сверхпроводящего спектра с ферромагнитным спектром. Получается, что в результате такой гибридизации внутри сверхпроводника появляется эффективное обменное поле h_{eff} , отвечающее расщеплению спектра по спину (и расщеплению когерентных пиков плотности состояний, примерно как на рис. 1). Гибридизация спектров S и F также приводит к появлению расталкивания уровней (антикроссингов) в точках пересечения двух ветвей спектра с

одинаковым спином. На плотности состояний это проявляется в виде щелей на конечной энергии.

Теперь перейдем к объяснению зависимости на рис. 6(a) при помощи спектров. При переходе от рис. 6(b) к рис. 6(c) величина h становится больше. Это приводит к тому, что ферромагнитная часть спектра (ферромагнитный крестик из электронной и дырочной ветвей) сдвигается вправо и становится ближе к сверхпроводящей части спектра. Это приводит к более сильной гибридизации двух спектров, так что на рис. 6(c) видно более сильное расщепление по спину сверхпроводящей части спектра по сравнению с 6(b). А значит в сверхпроводнике наводится и более сильное поле h_{eff} , подавляющее сверхпроводимость. Также при увеличении степени гибридизации спектров усиливается утечка сверхпроводящих корреляций в ферромагнетик. В результате, параметр порядка будет подавляться сильнее. Действительно, точка 2 на рис. 6(a) соответствует меньшему параметру порядка, чем точка 1. При дальнейшем увеличении внутреннего обменного поля ферромагнетика h ферромагнитная часть спектра движется дальше вправо, и при величине h , соответствующей рис. 6(c), ее положение примерно совпадает с положением сверхпроводящей части спектра, так что можно видеть наиболее сильную гибридизацию S и F спектров между собой. При этом значении h параметр порядка будет претерпевать максимально возможное подавление, что соответствует точке 3 в минимуме на рис. 6(a). При еще большем увеличении величины h ферромагнитная часть спектра движется дальше вправо, уже отдаляясь от сверхпроводящей части спектра, что видно на рис. 6(e). Поэтому гибридизация спектров S и F теперь будет уменьшаться, модуль эффективного обменного поля h_{eff} , наведенного в сверхпроводнике, будет также уменьшаться, а параметр порядка будет восстанавливаться, что соответствует точке 4 на рис. 6(a). Важно отметить, что знак h_{eff} (знак спинового расщепления) меняется при переходе ферромагнитного спектра через сверхпроводящий спектр. Это хорошо видно при сравнении рис. 6(c) с рис. 6(e): расщепленные по спину ветви спектра S на этих двух картинках инвертированы по цветам (по спину) относительно друг друга. Такой интересный эффект изменения знака h_{eff} будет играть важную роль при рассмотрении спин-вентильного эффекта в данной диссертации (часть 3).

Значение h_{dip} , при котором наблюдается наибольшее подавление параметра порядка, можно получить аналитически. Для этого необходимо найти значение h , при котором спектры S и F пересекаются на Ферми-уровне. Достаточно рассмотреть более простую систему, в которой $\Delta = 0$ и $t_{FS} = 0$. Условие пересечения спектров на Ферми-уровне:

$$\zeta_F + \sigma h_{dip} = \zeta_S = 0 \quad (11)$$

Отсюда получим (см. Приложение В):

$$h_{dip} = -\sigma \left(\frac{t_F}{t_S} \mu_S - \mu_F \right) \quad (12)$$

Чтобы сравнить такой результат с положением минимума на рис. 6(a), примем $\sigma = -1$ (т.к. имеем дело с электронной красной частью спектра F, то есть со спином вниз), и получим $h_{dip} = (t_F/t_S)\mu_S - \mu_F$, что дает $h_{dip} = 3$ при использовавшихся параметрах. Этот результат хорошо согласуется с положением минимума на рис. 6(a). Именно при достижении h значения h_{dip} происходит упомянутая выше смена знака h_{eff} .

Величину расщепления сверхпроводящего спектра h_{eff} также можно найти аналитически. Спектр квазичастиц определяется из полюсов функции Грина $\check{G}^R$. Для этого необходимо найти нули определителя матрицы $\check{G}^{-1}$, задаваемой выражением (7):

$$\det \begin{pmatrix} -\zeta_F - h\sigma\tau_z + \varepsilon\tau_z & t_{SF} \\ t_{SF} & -\zeta_S + \Delta i\tau_y + \varepsilon\tau_z \end{pmatrix} = 0 \quad (13)$$

Раскладывая решения уравнения выше до лидирующего порядка по t_{SF} , получим четыре ветви электронного спектра (для данного спина σ):

$$\varepsilon_S = \pm \sqrt{\zeta_S^2 + \Delta^2} + \frac{(\Delta^2 + \zeta_S^2 + \zeta_S\zeta_F \mp h\sigma\sqrt{\zeta_S^2 + \Delta^2})t_{SF}^2}{\sqrt{\Delta^2 + \zeta_S^2}((h\sigma \mp \sqrt{\Delta^2 + \zeta_S^2})^2 - \zeta_F^2)}, \quad (14)$$

$$\varepsilon_F = \pm \zeta_F + h\sigma + t_{SF}^2 \frac{\pm h\sigma + \zeta_F + \zeta_S}{\Delta^2 + \zeta_S^2 - (\pm h\sigma + \zeta_F)^2}. \quad (15)$$

В пределе $t_{SF} \rightarrow 0$ первые две ветви отвечают сверхпроводящим ветвям спектра, а вторые две ветви отвечают ферромагнитному спектру.

Теперь найдем спиновое расщепление сверхпроводящих ветвей вблизи когерентных пиков, что на спектрах отвечает значению $\zeta_S = 0$. Запишем только электронные части спектра S, отвечающие верхнему знаку в выражении (14). Получим:

$$\varepsilon_S(\zeta_S = 0) = \Delta + t_{SF}^2 \frac{-h\sigma + \Delta}{(-h\sigma + \Delta)^2 - \zeta_F^2}. \quad (16)$$

Эффективное обменное поле, описывающее спиновое расщепление сверхпроводящей части спектра, можно найти следующим образом:

$$h_{eff} = \frac{\varepsilon_S(\zeta_S = 0, \sigma = 1) - \varepsilon_S(\zeta_S = 0, \sigma = -1)}{2}. \quad (17)$$

Подставляя выражение (16) в такое определение h_{eff} , получим:

$$h_{eff} = \frac{h(\Delta^2 + \zeta_F^2 - h^2)t_{SF}^2}{((-h + \Delta)^2 - \zeta_F^2)((h + \Delta)^2 - \zeta_F^2)}. \quad (18)$$

$\Delta \ll (h, \zeta_F)$, поэтому можно упростить данное выражение, приняв $\Delta = 0$. Тогда выражение примет вид:

$$h_{eff} = \frac{ht_{SF}^2}{\zeta_F^2 - h^2}. \quad (19)$$

Приняв во внимание $\zeta_S = -\mu_S + t_S\zeta = 0$, получим $\zeta_F = -\mu_F + t_F\zeta = -\mu_F + \mu_S(t_F/t_S)$. Подставив такое значение ζ_F в выражение (19), запишем итоговое выражение на h_{eff} :

$$h_{eff} = \frac{ht_{SF}^2}{h^2 - (\mu_S(t_F/t_S) - \mu_F)^2}, \quad (20)$$

что хорошо согласуется со спиновым расщеплением электронного спектра, которое видно на каждом из рис. 6(b),(c) и (e). На рис. 6(d) гибридизация S и F спектров максимальна, что соответствует резонансному значению $h_{dip} = -\sigma(-\mu_F + \frac{t_F}{t_S}\mu_S)$, которое зануляет знаменатель h_{eff} . В этом случае уравнения (19)-(20) не справедливы, так как нарушено условие $|t_{SF}| \ll \sqrt{h^2 - \zeta_F^2}$.

2.2.2 S/F структура с несколькими атомными слоями сверхпроводника

Для структур с несколькими (N) сверхпроводящими слоями результат решения уравнения самосогласования будет отличаться для каждого из слоев $n = 1, 2, \dots, N$ сверхпроводника. Однако разницы в качественном поведении параметра порядка практически нет, и количественная разница параметров порядка для разных слоев не очень большая, поэтому для определенности мы приводим здесь только результаты для внешнего слоя сверхпроводника $\Delta^{n=N} \equiv \Delta$.

Два слоя S ($N = 2$)

Теперь обсудим S/F структуру с $N = 2$ сверхпроводящими слоями. Зависимость $\Delta(h)$ для этого случая показана на рис. 7(a) и (b) для двух разных значений μ_F . В обоих случаях на зависимости видно два минимума вместо одного минимума, который мы видели при рассмотрении одного слоя сверхпроводника $N = 1$. Причина отличия состоит в том, что при $N = 2$ электронный спектр сверхпроводника состоит из двух ветвей, что видно на рис. 8. Каждый из минимумов, как и в рассмотренном случае $N = 1$, появляется при пересечении одной из ферромагнитных ветвей с одной из сверхпроводящих ветвей, то есть при таком h , при котором наблюдается наиболее сильная гибридизация S и F спектров. Поэтому число минимумов в случае $N = 2$ в общем случае будет равно двум. Точно так же, как и в случае $N = 1$, можно найти положение минимумов. Примем $\Delta = 0$, $t_{SF} = 0$, и в случае $N = 2$ получим из полюсов функции Грина (7):

$$\varepsilon_S^\nu = \zeta_S + \nu t_{SS}, \quad (21)$$

где $\nu = \pm 1$. Электронный спектр F слоя принимает вид:

$$\varepsilon_{F,\sigma} = \zeta_F + \sigma h. \quad (22)$$

Снова используем условие на пересечение спектров S и F на поверхности Ферми $\varepsilon_S^\nu = \varepsilon_{F,\sigma} = 0$, в этот раз подставляя выражения для спектров (21) и (22) (см. Приложение В). Получим, что пересечение каждой из двух ветвей S спектра ($\nu = \pm 1$) с ветвью F спектра со спином σ происходит при следующих значениях h :

$$h_{dip,\sigma,\nu}^{N=2} = -\sigma[(t_F/t_S)(\mu_S - \nu t_{SS}) - \mu_F]. \quad (23)$$

Эта формула неплохо согласуется со значениями h , при которых наблюдаются минимумы на рис. 7(a) и (b). Небольшое несоответствие данной простой аналитической формулы с результатами точных численных вычислений, представленными на рис. 7, можно объяснить возмущением спектра ненулевым Δ и t_{SF} , которые были приняты равными нулю в приведенном аналитическом выводе.

Рис. 7(a) и (b) различаются относительным расположением S и F ветвей спектра при $h = 0$. Для случая, показанного на рис. 7(a), две различные по спину электронные ветви F спектра находятся между двумя сверхпроводящими ветвями при $h = 0$. В случае же, показанном на рис. 7(b), две спин-разрешенные F ветви находятся по одну сторону (слева) от обеих ветвей сверхпроводника. Поэтому во втором случае будет более слабая гибридизация F и S ветвей при $h = 0$, и следовательно более слабое подавление сверхпроводимости. Это можно явно видеть при сравнении рис. 7(a) и (b): параметр порядка в первом случае (a) на синей кривой (соответствующей $N = 2$) при $h = 0$ меньше, чем во втором случае (b). Более того, при увеличении h в случае (a) обе ветви S гибридизованы с двумя ветвями F одновременно, в то время как в случае (b) сильная гибридизация происходит только у одной ветви F (красной, со спином вниз, см. рис. 8) по очереди вначале с одной ветвью S, а затем со второй ветвью S. Вторая ветвь F (со спином вверх) в гибридизации практически не участвует, так как находится далеко от сверхпроводящих ветвей, и при увеличении h удаляется все дальше. В результате, в первом случае параметр порядка сильнее подавлен, и минимумы на синих кривых в первом случае более глубокие, чем во втором случае.

Аналогично случаю с $N = 1$ слоем S, для структуры с $N = 2$ спиновое расщепление каждой ветви сверхпроводника меняет знак, когда h преодолевает значение $h_{dip,\sigma,\nu}^{N=2}$ для этой ветви. Это можно видеть при сравнении рис. 8(a)-(b) с рис. 8(d). Интересно отметить, что в общем случае спиновое расщепление разных S ветвей не одинаковое. Например, на рис. 8(c) видно, что одна из S ветвей при таком значении h сильно гибридизована, в то время как вторая почти совсем не гибридизована. Из-за такой неэквивалентности гибридизации всех ветвей S спиновое расщепление LDOS (рис. (9)) не

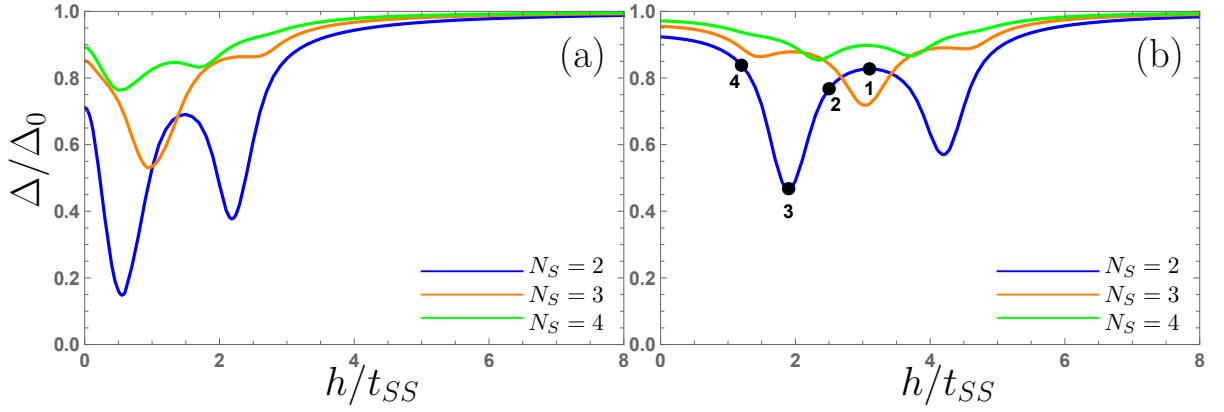


Рис. 7: Зависимость Δ от внутреннего обменного поля ферромагнетика h для S/F гетероструктуры с $N = 2, 3, 4$ слоями S [43]. Различные цвета кривых относятся к различным числам слоев S в структуре (см. легенду). (a) $\mu_F = 4t_{SS}$, (b) $\mu_F = 2t_{SS}$. $t_{SF} = 0.5t_{SS}$ для обеих панелей. Остальные параметры такие же, как и на рис. 6. Точки 1-4 на панели (b) соответствуют электронным спектрам на рис. 8 (a)-(d), соответственно. Δ_0 – параметр порядка изолированного моноатомного слоя S. Параметр порядка найден при использовании той же константы спаривания λ , как и для случая $N = 1$.

может быть описано единственным параметром h_{eff} , который бы описывал сдвиг по энергии между LDOS электронов со спином вниз и LDOS со спином вверх. Спиновое расщепление различных S ветвей может быть найдено приближенно аналитически. В данных вычислениях для простоты используем приближение $\Delta^{(n)} = \Delta^{n=N} = \Delta$, так как параметр порядка не сильно отличается во всех слоях S.

При $N = 2$ точное выражение для нахождения всех ветвей гибридизованного спектра принимает вид:

$$\det \begin{pmatrix} -\zeta_F - h\sigma\tau_z + \varepsilon\tau_z & t_{SF} & 0 \\ t_{SF} & -\zeta_S + \Delta i\tau_y + \varepsilon\tau_z & t_{SS} \\ 0 & t_{SS} & -\zeta_S + \Delta i\tau_y + \varepsilon\tau_z \end{pmatrix} = 0 \quad (24)$$

Уравнение имеет 6 решений, два из которых относятся к спектру ферромагнетика, а остальные 4 относятся к спектру сверхпроводника. Раскладывая решения, связанные со спектром S, до второго порядка по t_{SF} , получим:

$$\varepsilon_S^\nu = \pm \sqrt{\Delta^2 + (\nu t_{SS} + \zeta_S)^2} + t_{SF}^2 \frac{\Delta^2 + (\nu t_{SS} + \zeta_S)(\nu t_{SS} + \zeta_F + \zeta_S) \mp h\sigma \sqrt{\Delta^2 + (\nu t_{SS} + \zeta_S)^2}}{2\sqrt{\Delta^2 + (\nu t_{SS} + \zeta_S)^2}((\pm h\sigma - \sqrt{\Delta^2 + (\nu t_{SS} + \zeta_S)^2})^2 - \zeta_F^2)}. \quad (25)$$

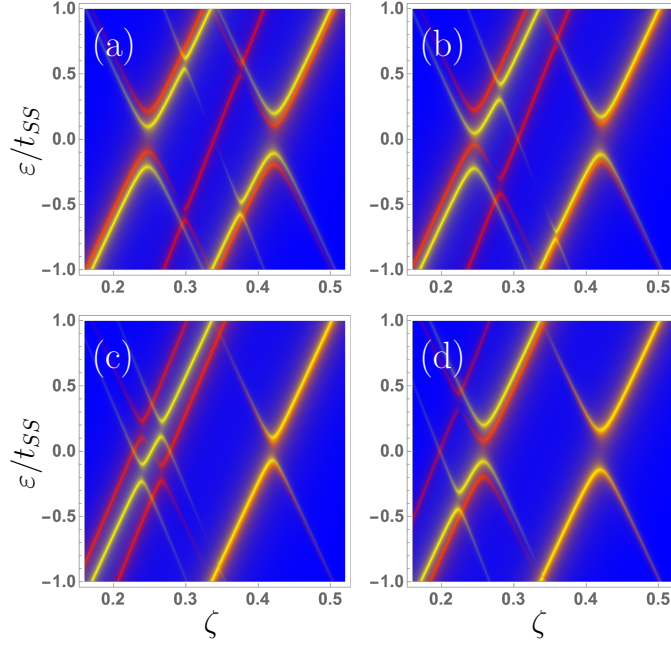


Рис. 8: Электронный спектр S/F гетероструктуры с $N = 2$ сверхпроводящими слоями [43]. (a)-(d) Электронная спектральная функция для спина вверх (желтый) и спина вниз (красный) как функция квазичастичной энергии ε и $\zeta = -2(\cos p_x a + \cos p_y a)$ при значениях h , соответствующих точкам (a) 1, (b) 2, (c) 3 и (d) 4 на рис. 7(b). Численные параметры такие же, как и для рис. (7).

Вблизи когерентных пиков будет справедливо выражение $\zeta_S + \nu t_{SS} = 0$, и тогда уравнение (25) можно упростить:

$$\varepsilon_S^\nu = \Delta + \frac{t_{SF}^2}{2} \frac{-h\sigma + \Delta}{(-h\sigma + \Delta)^2 - (\zeta_F^\nu)^2}, \quad (26)$$

где

$$\zeta_F^\nu = -\mu_F + \frac{t_F}{t_S}(\nu t_{SS} + \mu_S). \quad (27)$$

Еще раз отметим, что сейчас мы работаем только с электронными ветвями S спектра. Аналогично случаю $N = 1$, можно найти выражение для h_{eff} , вычисляя спиновое расщепление каждой из ветвей сверхпроводящего спектра. Как уже было отмечено, для $N = 2$ это расщепление различно для разных ветвей S спектра:

$$h_{eff}^\nu = \frac{\varepsilon_S'(\zeta_S = 0, \sigma = 1) - \varepsilon_S'(\zeta_S = 0, \sigma = -1)}{2}. \quad (28)$$

Подставляя выражение (26) в (28), получим:

$$h_{eff}^\nu = \frac{h(\Delta^2 + (\zeta_F^\nu)^2 - h^2)t_{SF}^2}{2((-h + \Delta)^2 - (\zeta_F^\nu)^2)((h + \Delta)^2 - (\zeta_F^\nu)^2)}, \quad (29)$$

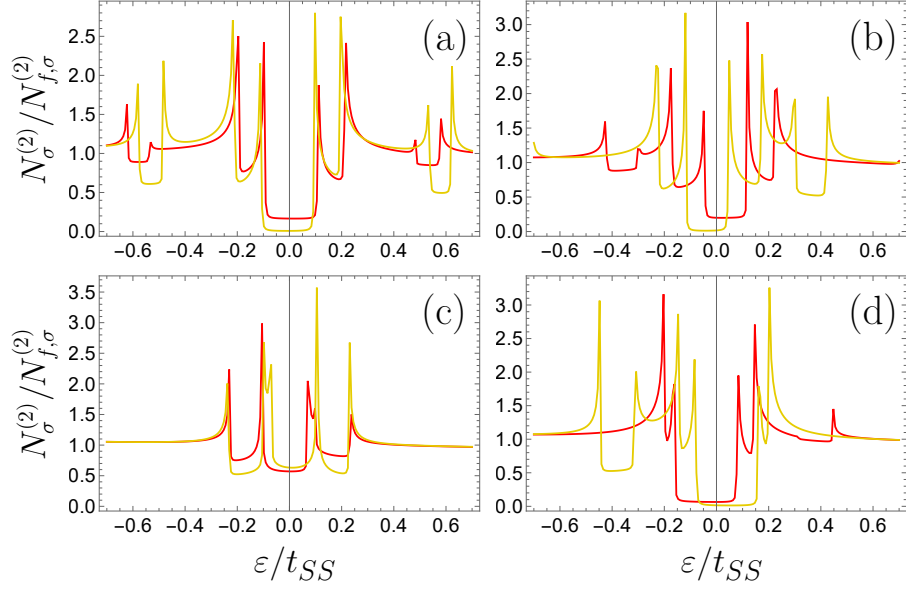


Рис. 9: LDOS в сверхпроводнике для S/F гетероструктуры с $N = 2$ S слоями [43]. LDOS электронов со спином вверх (желтый) и со спином вниз (красный), посчитанные для внешнего S слоя ($n = 2$) как функция квазичастичной энергии. Панели (a)-(d) соответствуют значениям h , отмеченным точками (a) 1, (b) 2, (c) 3 и (d) 4 на рис. 7(b). LDOS нормирована на LDOS изолированного слоя в нормальном состоянии (при $T > T_c$), взятую на уровне Ферми. $N_{f,\sigma}^{(2)} = N_{\sigma}^{(2)}(\varepsilon = \varepsilon_f, T > T_c)$. Численные параметры такие же, как и для рис. 7.

где ζ_F^ν выражается уравнением (27). Упрощение последнего выражения с учетом приближения $\Delta = 0$ приводит к виду:

$$h_{eff}^\nu = \frac{ht_{SF}^2}{2((\zeta_F^\nu)^2 - h^2)}. \quad (30)$$

Как и в случае $N = 1$, данное выражение довольно хорошо описывает спиновое расщепление спектров (рис. 8(a),(b) и (d)), полученных численно. Спектр, представленный на рис. 8(c), отвечает резонансному условию $h = -\sigma\zeta_F^\nu$, поэтому расщепление спектра при таких параметрах не описывается уравнением (30).

LDOS, представленные на рис. 9(a)-(d), соответственно относятся к спектрам на рис. 8(a)-(d), то есть они построены при соответствующих друг другу значениях h и остальных параметрах. На рис. 8(a) при данном значении h две ветви S находятся практически симметрично относительно ветви F. Поэтому при таком значении h спиновое расщепление по модулю почти одинаково у обеих ветвей S, но противоположно по знаку. В результате обе сверхпроводящие ветви вносят равный вклад в LDOS на рис. 9(a). Поэтому LDOS со спином вверх и вниз имеют очень схожие расщепленные когерентные

пики. В результате и суммарная LDOS имеет расщепленные когерентные пики, очень напоминающие привычную картину для пиков LDOS в зеемановски-расщепленном сверхпроводнике, которая имеет вид, подобно представленному на рис. 1. Однако в нашем случае есть большая разница относительно привычного случая в том, как сформировались данные пики. В нашем случае такие расщепленные пики не являются результатом зеемановских сдвигов по энергии LDOS с разным спином относительно энергии Ферми в противоположные стороны. На рис. 9(a) видно, что спиновая поляризация LDOS, возникшая из-за гибридизации с F ветвью, довольно мала. Можно заметить, что внутри области щели присутствует небольшая, но и ненулевая LDOS со спином вниз: так вышло из-за вклада от F ветви со спином вниз в LDOS S слоя.

Двигаясь от рис. 8(a) к рис. 8(b) при уменьшении h , можно видеть перемещение F ветви влево. В результате антисимметрия спинового расщепления двух сверхпроводящих S ветвей оказывается нарушена. Поэтому на рис. 9(b) видна более высокая степень спиновой поляризации при всех энергиях, включая области когерентных пиков. В то же время, как и в предыдущем случае, каждая из спиновых зон на LDOS содержит расщепленные когерентные пики. Это является следствием того, что каждая из двух ветвей сверхпроводящего спектра имеет свое спиновое расщепление. Двигаясь далее к рис. 8(c) при уменьшении h , видим случай сильной гибридизации F ветви с одной из S ветвей. В этом случае щель оказывается закрытой для обоих из спиновых подзон LDOS (рис. 9(c)). В то же время расщепление когерентных пиков в обоих спиновых подзонах все еще существует. Первое обстоятельство объясняется тем, что сильная гибридизация одной из S ветвей с бесщелевой F ветвью приводит к тому, что эта S ветвь теряет свою щель на уровне Ферми. Второе обстоятельство объясняется второй S ветвью, которая только слегка возмущена гибридизацией. Переходя к последнему спектру на рис. 8(d), видим, что F ветвь спектра уже сдвинулась за S ветвь спектра и оказалась слева от нее. Можно заметить, что зеемановское расщепление теперь имеет один и тот же знак у обеих S ветвей, и правая S ветвь практически не изменена гибридизацией. Как следствие, соответствующая данному спектру LDOS (рис. 9(d)) может быть приблизительно описана всего одним параметром зеемановского расщепления h_{eff} , приводящим к сдвигу LDOS со спином вверх и со спином вниз в разные стороны относительно друг друга. Также на данном рисунке для LDOS со спином вверх видна сверхпроводящая щель при ненулевой энергии, что согласуется с рис. 8(d).

Произвольное число слоев S ($N > 2$)

Теперь перейдем к обсуждению S/F структуры с $N > 2$ слоями ферромагнетика. Два примера возможного поведения $\Delta(h)$ при $N = 3$ и $N = 4$ показаны на рис. 7(a) и (b)

оранжевыми и зелеными линиями. В случае N сверхпроводящих слоев сверхпроводящая часть спектра состоит из N ветвей. Их энергии имеют вид:

$$\varepsilon_S = \zeta_S + 2t_{SS} \cos\left[\frac{\pi m}{N+1}\right], \quad m \in [1, \dots, N]. \quad (31)$$

В общем случае, для структуры с N S слоями зависимость $\Delta(h)$ имеет $\leq N$ минимумов. Каждый из минимумов появляется при пересечении одной из F ветвей спектра с одной из S ветвей спектра. По этой причине на оранжевой кривой рис. 7(b), соответствующей случаю $N = 3$, видно три минимума. Однако в некоторых ситуациях минимумов может быть меньше: это будет зависеть от изначального положения вырожденной по спину F ветви при $h = 0$. (Такое положение определяется разницей между μ_F и μ_S .) А именно, может оказаться, что F ветвь при $h = 0$ расположена симметрично между двух S ветвей спектра. Тогда при увеличении h уже расщепленные по спину F ветви будут двигаться в разные стороны относительно друг друга, пересекая две симметричные S ветви одновременно. В такой ситуации два минимума, которые бы получились из-за гибридизации, появляются при одном и том же h , поэтому например на оранжевой кривой рис. 7(a), также соответствующей случаю $N = 3$, виден только один более глубокий минимум при таком h вместо двух неглубоких минимумов.

Другая важная особенность, которую можно отметить на рис. 7(a) и (b), состоит в том, что глубина минимумов становится меньше при увеличении числа сверхпроводящих слоев. Это объясняется тем, что каждая из двух F ветвей спектра может сильно гибридизоваться только с одной из S ветвей спектра одновременно. Другие S ветви при этом гибридизованы с ней гораздо слабее. При этом при вычислении параметра порядка какого-то конкретного слоя сверхпроводника под номером n все S ветви будут вносить вклад в этот параметр порядка, усредняясь между собой. Поэтому подавление сверхпроводимости уменьшается при увеличении числа S слоев. В пределе очень большого числа S слоев зависимость со множеством минимумов будет смазана в один широкий не слишком глубокий минимум, ширина которого определяется общей шириной части энергетической зоны, образуемой S ветвями. Такое предельное поведение $\Delta(h)$ универсально для рассматриваемой модели с простой формой Ферми-поверхностей. Интересно отметить, что полученное предельное поведение $\Delta(h)$ для случая очень большого числа сверхпроводящих слоев не является классическим поведением параметра порядка, который подавляется обменным эффективным полем, в случае тонкопленочной S/F структуры с большим числом слоев ферромагнетика и сверхпроводника [9]. Для того, чтобы от нашего результата перейти к данной классической зависимости, необходимо рассматривать большее число ферромагнитных слоев и предполагать, что величина внутрислойного прыжка такого же порядка, как и величина межслойного прыжка, что

далеко от нашего рассмотрения анизотропного ван-дер-ваальсового материала.

Контроль сверхпроводящей щели напряжением затвора

Фундаментальная физика магнитного эффекта близости в ван-дер-ваальсовых S/F гетероструктурах с ферромагнитным монослоем и несколькими слоями сверхпроводника может быть исследована при экспериментальном измерении LDOS, например, при помощи сканирующей туннельной микроскопии (STM). В эксперименте трудно менять внутреннее обменное поле ферромагнетика, зависимость параметра порядка от которого обсуждалась в диссертации до сих пор. Однако аналогичная физика проявляется и при изменении ферромагнитного химпотенциала μ_F , который уже можно менять в эксперименте посредством приложения напряжения затвора [19, 34, 73]. Изменение μ_F также приводит к смещению F ветви спектра относительно S ветвей спектра. Единственное отличие результатов по сравнению со случаем изменения h состоит в том, что при изменении μ_F ветви спектра F со спином вверх и со спином вниз смещаются как целое в одном направлении, в то время как в случае увеличения h ветви с противоположными спинами разъезжаются в разные стороны.

На рис. 10(a) показана разрешенная по спине LDOS S/F структуры с $N = 2$ сверхпроводящими слоями. На этом рисунке LDOS со спином вверх (вниз), показанная желтым (красным) цветом, построена как функция энергии квазичастиц ϵ и химпотенциала ферромагнетика μ_F . Ярочно-синий цвет отвечает нулевой LDOS, то есть щели в LDOS. Правая панель на 10(a) дополнительно показывает поведение параметра порядка в зависимости от μ_F . На зависимости $\Delta(\mu_F)$ можно заметить, что число минимумов возросло в два раза относительно зависимости $\Delta(h)$, которая подробно обсуждалась ранее. Это объясняется тем, что при изменении μ_F обе F ветви смещаются в одну сторону как целое, и поэтому каждая из S ветвей гибридизуется с каждой из двух F ветвей по очереди, а не только с одной F ветвью, как было в случае зависимости от h .

В зависимости LDOS от μ_F , показанной на рис. 10(a), можно увидеть практически все те же самые эффекты, которые обсуждались в связи с зависимостью от h . На рис. 10(b) и (c) показаны два примера спин-расщепленной LDOS. Эти LDOS построены при значениях μ_F , отмеченных черными пунктирными линиями на рис. 10(a). LDOS, показанная на рис. 10(b), соответствует значению μ_F , при котором достигается максимальная гибридизация F и S ветвей спектров. График демонстрирует все те же самые характерные особенности LDOS при максимальной гибридизации, как и на рис. 9(c). Щель закрыта для обоих спиновых подзон LDOS, и расщепленные когерентные пики присутствуют для обоих спиновых подзон. Для случая, показанного на рис. 10(c), LDOS со спином вверх и LDOS со спином вниз сдвинуты в противоположных направлениях и,

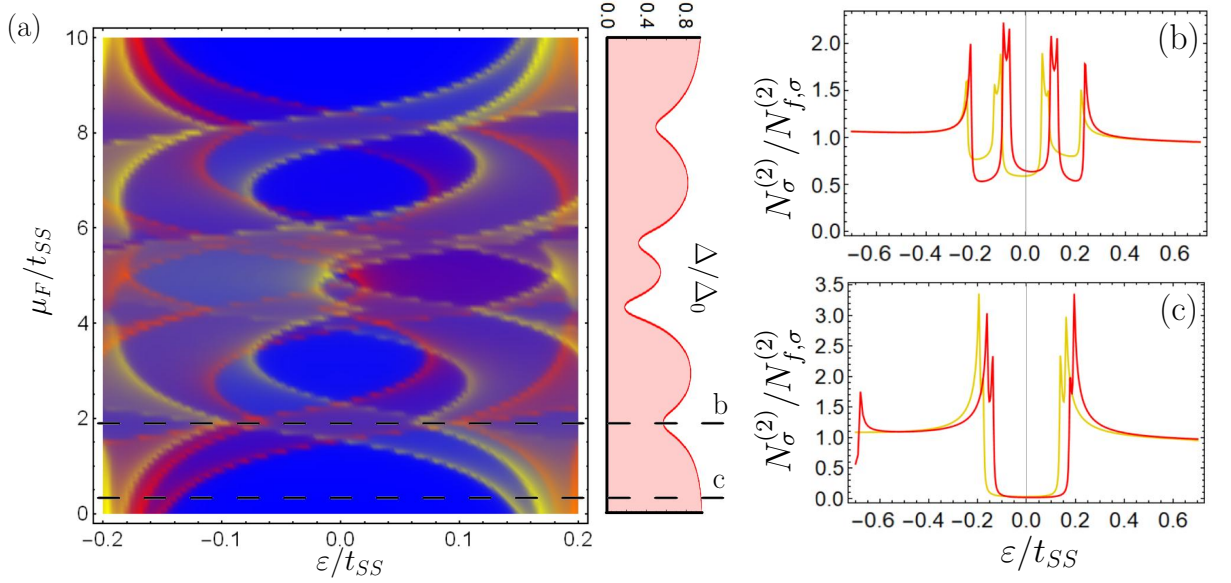


Рис. 10: Контролируемая затвором LDOS и параметр порядка в сверхпроводнике S/F структуры с $N = 2$ S слоями [43]. (a) Левая панель: LDOS электронов со спином вверх (желтый) и со спином вниз (красный) для внешнего S слоя ($n = 2$) как функция квазичастичной энергии и химпотенциала F слоя μ_F . LDOS нормирована на LDOS изолированного слоя сверхпроводника в нормальном состоянии (при $T > T_c$), взятую на уровне Ферми. $N_{f,\sigma}^{(2)} = N_{\sigma}^{(2)}(\varepsilon = \varepsilon_f, T > T_c)$. Правая панель: сверхпроводящий параметр порядка как функция μ_F . Черные пунктирные линии, отмеченные буквами b и c, отвечают значениям μ_F , при которых построены LDOS на панелях (b) и (c), соответственно. (b)-(c) LDOS со спином вверх (желтый) и со спином вниз (красный) для внешнего S слоя ($n = 2$) как функция квазичастичной энергии. $h = 2t_{SS}$. Остальные параметры такие же, как и на рис. (7).

следовательно, могут быть приблизительно описаны одним параметром эффективного зеемановского расщепления h_{eff} . Физически такая ситуация близка к ситуации, показанной на рис. 9(d), когда обе S ветви спектра приобретают зеемановское расщепление одного знака.

3 Ван-дер-ваальсовый спиновый вентиль ферромагнетик/сверхпроводник/ферромагнетик

В предыдущем разделе был изучен эффект близости в S/F структуре с одним моноатомным слоем ферромагнетика и несколькими моноатомными слоями сверхпроводника. Полученные в предыдущем разделе результаты и понимание основ физики магнитного эффекта близости в тонких структурах, состоящих из сверхпроводников и ферромагнетиков, будут служить подспорьем для рассмотрения эффекта близости и спин-вентильного эффекта в F/S/F структуре в данном разделе.

3.1 Модель и методы

Гамильтониан

В данном разделе рассматривается ван-дер-ваальсовая структура, состоящая из одного моноатомного слоя сверхпроводника, помещенного между двумя моноатомными слоями ферромагнетиков (рис. 11). Таким образом, структура представляет из себя одну из двух распространенных конфигураций спинового вентилья (F/S/F).

Система рассматривается в рамках модели сильной связи. Решетка рассматривается квадратной, ее размеры бесконечными в xy плоскости, параметры решетки ферромагнетика и сверхпроводника рассматриваются одинаковыми. Задача решается в чистом (баллистическом) пределе. Прыжковый гамильтониан для описанной F/S/F системы в модели сильной связи выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & -t_F \sum_{n=1}^2 \sum_{\langle ij \rangle, \sigma} c_{i\sigma}^{F_n+} c_{j\sigma}^{F_n} - t_S \sum_{\langle ij \rangle, \sigma} c_{i\sigma}^{S+} c_{j\sigma}^S - t_{SF} \sum_{n=1}^2 \sum_{i\sigma} (c_{i\sigma}^{F_n+} c_{i\sigma}^S + h.c.) \\ & - \sum_{n=1}^2 \mu_{F_n} \sum_{i\sigma} c_{i\sigma}^{F_n+} c_{i\sigma}^{F_n} - \mu_S \sum_{i\sigma} c_{i\sigma}^{S+} c_{i\sigma}^S \\ & + \sum_{n=1}^2 \sum_i c_{i\alpha}^{F_n+} (\mathbf{h}_n \boldsymbol{\sigma})_{\alpha\beta} c_{i\beta}^{F_n} + \sum_i (\Delta c_{i\uparrow}^{S+} c_{i\downarrow}^{S+} + h.c.) \end{aligned} \quad (32)$$

Здесь $c_{i,\sigma}^S$ ($c_{i,\sigma}^{F_n}$) это оператор уничтожения электронов сверхпроводящего (n -го ферромагнитного, $n \in [1, 2]$) слоя на узле $\mathbf{i}$ в плоскости слоя и для спина $\sigma = \uparrow, \downarrow$. μ_S — химпотенциал S слоя, $\mu_{F_{1(2)}}$ — химпотенциал первого (второго) F слоя. Химпотенциалы отсчитываются от дна соответствующей слою проводящей зоны. Мы рассматриваем возможность прыжков только на соседние узлы, при этом $t_{S(F)}$ это величина прыжка между ближайшими соседями в плоскости S(F) слоя. $\langle \mathbf{ij} \rangle$ обозначает суммирование по парам ближайших соседей. $\mathbf{h}_1$ и $\mathbf{h}_2$, которые представлены в гамильтониане в виде $\mathbf{h}_n$

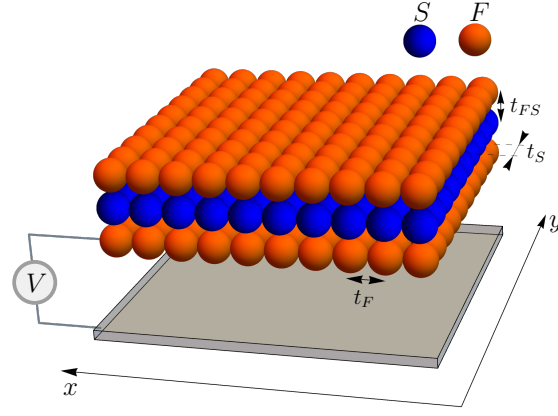


Рис. 11: **Рассматриваемая F/S/F гетероструктура.** Структура состоит из одного атомного слоя сверхпроводника (синий), помещенного между двумя атомными слоями ферромагнетика (оранжевый). В рассматриваемой модели оба материала структуры имеют квадратную решетку с равными параметрами решетки сверхпроводника и ферромагнетика. Материалы рассматриваются в модели сильной связи с прыжками (интегралами перекрытия) внутри слоя $t_{S(F)}$ для S (F) слоев и прыжком t_{SF} между S и F слоями, то есть на границах между двумя материалами. Серая пластина обозначает проводящую пластину, образующую конденсатор с одним из слоев ферромагнетика. Таким образом, рисунок демонстрирует возможность приложения напряжения затвора к слою структуры для регулирования в нем химпотенциала.

с $n \in [1, 2]$, это внутренние обменные поля внутри ферромагнетиков F_1 (F_2). $\mathbf{h}_1$ ($\mathbf{h}_2$) предполагается пространственно однородным в плоскости F_1 (F_2) слоя. $h.c.$ обозначает эрмитово сопряжение. Δ это сверхпроводящий параметр порядка, который в данной задаче будет вычислен при помощи уравнения самосогласования $\Delta = \lambda \langle c_{i\downarrow}^S c_{i\uparrow}^S \rangle$, где λ это константа спаривания. Параметр порядка пространственно однороден в плоскости слоя сверхпроводника, так как F/S/F система трансляционно инвариантна. В рамках описанной модели мы исследуем сверхпроводящий параметр порядка, критическую температуру сверхпроводника и различные виды корреляций в сверхпроводнике в F/S/F структуре.

В рассматриваемой модели вектора намагниченности $\mathbf{h}_1$ и $\mathbf{h}_2$ лежат в плоскости $0yz$, отклоненные друг от друга на угол θ . Такой угол разориентации намагниченностей в данной задаче о спиновом вентиле является важным параметром, при варьировании которого сверхпроводящая T_c может изменяться. Ориентация векторов намагниченности в спиновом пространстве показана на рис. 12, при этом $\mathbf{h}_1$ и $\mathbf{h}_2$ могут быть параметрически заданы следующим образом:

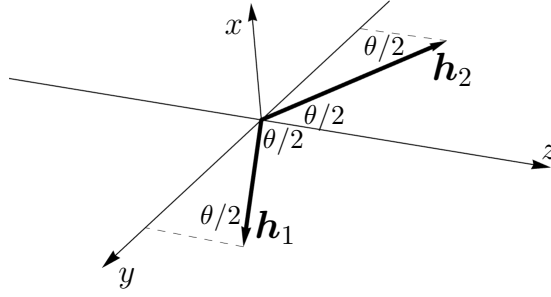


Рис. 12: Вектора намагниченности $\mathbf{h}_1$ и $\mathbf{h}_2$ в спиновом пространстве. $\mathbf{h}_1$ и $\mathbf{h}_2$ лежат в плоскости $0yz$, проекция обоих векторов на ось x равна нулю, θ это угол разориентации двух намагниченностей.

$$\mathbf{h}_1 = h_1 (0, \sin \theta/2, \cos \theta/2)^T \quad (33)$$

$$\mathbf{h}_2 = h_2 (0, -\sin \theta/2, \cos \theta/2)^T \quad (34)$$

В данной задаче мы используем соотношения параметров $t_S/t_F = 0.8$ и $t_{SF}/t_F \approx 0.013$. Такой выбор параметров, также как и в части 2, принимает во внимание качественные особенности электронных спектров ван-дер-ваальсовых структур вблизи поверхности Ферми, о которых более подробно написано в части 2. Также в данной задаче мы рассматриваем равные модули намагниченностей двух ферромагнетиков и принимаем $h/t_F = h_1/t_F = h_2/t_F \approx 0.13$. Однако важно отметить, что полученные в работе результаты очевидным образом обобщаются на случай различных по модулю намагниченностей $h_1 \neq h_2$. Более подробно данное утверждение будет обсуждаться в разделе 3.2.1.

Важная часть данного раздела диссертации 3 посвящена исследованию зависимости сверхпроводящего параметра порядка и корреляций в сверхпроводнике от химпотенциалов μ_{F_1} и μ_{F_2} . Как и в части диссертации 2.2.2, отметим, что химпотенциал может рассматриваться как внешний параметр системы, который можно регулировать приложением напряжения затвора [19, 34, 73]. При приложении напряжения к одному из ферромагнитных слоев в конфигурации, показанной на рис. 11, дно энергетической зоны материала данного слоя сдвинется пропорционально приложенному напряжению. В результате, параметр μ_F данного слоя изменится. При этом электроны из проводящей пластины перемещаются в ферромагнитный слой, компенсируя появившийся неравновесный заряд между различными материалами F/S/F структуры. В результате система остается в равновесии.

Уравнение Горькова на функцию Грина

Для вычисления сверхпроводящего параметра порядка, электронной спектральной функции и корреляций в сверхпроводнике мы используем метод функций Грина. Мы рассматриваем операторы рождения и уничтожения электронов зависящими от слоя структуры, поэтому как и в задаче, рассматриваемой в разделе 2, в Мацубаровской функции Грина в дополнение к спиновому (2×2) и частично-дырочному (2×2) пространству добавляется еще и слоевое пространство. В данной задаче в структуре существует три атомных слоя, так что слоевое пространство имеет размерность 3×3 . В результате, Мацубаровская функция Грина имеет размерность $(4 \cdot 3) \times (4 \cdot 3) = 12 \times 12$. Тогда спинор имеет вид:

$$\check{\psi}_i = (c_{i\uparrow}^{F_1}, c_{i\downarrow}^{F_1}, c_{i\uparrow}^{F_1\dagger}, c_{i\downarrow}^{F_1\dagger}, c_{i\uparrow}^S, c_{i\downarrow}^S, c_{i\uparrow}^{S\dagger}, c_{i\downarrow}^{S\dagger}, c_{i\uparrow}^{F_2}, c_{i\downarrow}^{F_2}, c_{i\uparrow}^{F_2\dagger}, c_{i\downarrow}^{F_2\dagger})^T \quad (35)$$

Функция Грина определяется следующим образом:

$$\check{G}_{ij}(\tau_1, \tau_2) = -\langle T_\tau \check{\psi}_i(\tau_1) \check{\psi}_j^\dagger(\tau_2) \rangle \quad (36)$$

где $\langle T_\tau \dots \rangle$ значит термодинамическое усреднение упорядоченного по мнимому времени выражения. Можно провести преобразование Фурье функции Грина, так как система имеет трансляционную инвариантность вдоль S/F границ:

$$\check{G}(\mathbf{p}, \tau) = \int d^2r e^{-i\mathbf{p}(\mathbf{i}-\mathbf{j})} \check{G}_{ij}, \quad (37)$$

где $\tau = \tau_1 - \tau_2$, а интегрирование производится по переменной $\mathbf{i} - \mathbf{j}$. Далее получим уравнение Горькова на функцию Грина. Введем матрицы σ_k и τ_k ($k = 0, x, y, z$) в спиновом и частично-дырочном пространстве, соответственно. Перейдем к мацубаровскому представлению функции Грина $\check{G}(\mathbf{p}, \tau) = T \sum_{\omega_m} e^{-i\omega_m \tau} \check{G}(\mathbf{p}, \omega_m)$, то есть к представлению в терминах мацубаровских частот $\omega_m = \pi T(2m + 1)$, где T это температура. Также для упрощения дальнейших вычислений и представления уравнения Горькова в более привычном виде введем преобразование функции Грина:

$$\check{\check{G}}(\mathbf{p}, \omega_m) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i\sigma_y \end{pmatrix}_\tau \check{G}(\mathbf{p}, \omega_m) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i\sigma_y \end{pmatrix}_\tau, \quad (38)$$

где индекс τ означает, что матрицы представлены в частично-дырочном пространстве. Более подробный вывод уравнения Горькова, а именно получение промежуточных результатов выполнения перечисленных преобразований с использованием гамильтониана (32), представлен в Приложении С. В результате, получим уравнение Горькова на функцию Грина $\check{\check{G}}(\mathbf{p}, \omega_m)$ рассматриваемой системы:

$$\check{\check{G}}^{-1} \check{\check{G}}(\mathbf{p}, \omega_m) = 1, \quad (39)$$

$$\check{G}^{-1} = \begin{pmatrix} i\omega_m\tau_z - \zeta_{F_1} - \mathbf{h}_1\boldsymbol{\sigma}\tau_z & t_{SF} & 0 \\ t_{SF} & i\omega_m\tau_z - \zeta_S + i\Delta\tau_y & t_{SF} \\ 0 & t_{SF} & i\omega_m\tau_z - \zeta_{F_2} - \mathbf{h}_2\boldsymbol{\sigma}\tau_z \end{pmatrix} \quad (40)$$

где $\zeta_S = -2t_S(\cos p_x a + \cos p_y a) - \mu_S$ и $\zeta_{F_{1(2)}} = -2t_F(\cos p_x a + \cos p_y a) - \mu_{F_{1(2)}}$ – электронные спектры в нормальном состоянии для слоев S и $F_{1(2)}$, соответственно. a – параметр решетки. Каждый элемент в матрице (40) это матрица размерности 4×4 , то есть прямое произведение матриц в спиновом (2×2) и частично-дырочном (2×2) пространствах. В слоевом пространстве выписанная матрица (40) представлена явно.

Уравнения для поиска необходимых величин

В нашей системе сверхпроводящий параметр порядка может быть выбран действительным. Для его нахождения было использовано уравнение самосогласования:

$$\Delta = \lambda T \sum_{\omega_m} \int \frac{d^2 p}{(2\pi)^2} \frac{\text{Tr}[\check{G}^{SS}(\mathbf{p}, \omega_m) \sigma_0 \tau_-]}{4}, \quad (41)$$

где $\tau_- = \tau_x - i\tau_y$. $\check{G}^{SS}$ это матрица размерности 4×4 , образованная прямым произведением спинного (2×2) и частично-дырочного (2×2) пространств. Матрица $\check{G}^{SS}$ отвечает (2, 2)-му элементу матрицы $\check{G}(\mathbf{p}, \omega_m)$ в слоевом пространстве, то есть $\check{G}^{SS}$ является функцией Грина сверхпроводящего слоя.

Электронная спектральная функция S слоя в случае параллельной конфигурации намагниченностей ($\theta = 0$) для данного спина σ вычисляется следующим образом:

$$A_\sigma(\varepsilon, \mathbf{p}) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \left[\frac{\text{Tr}[\check{G}^{SS,R}(\sigma_0 + \sigma\sigma_z)(\tau_0 + \tau_z)]}{4} \right], \quad (42)$$

где матрица $\check{G}^{SS,R}$ является запаздывающей функцией Грина и может быть получена из матрицы $\check{G}^{SS}$ заменой $i\omega_m \rightarrow \varepsilon + i\delta$, δ – положительная малая мнимая часть (распадающийся параметр).

Для случая антипараллельной конфигурации намагниченностей ($\theta = \pi$) необходимо рассматривать положительные и отрицательные проекции спина на ось y вместо оси z из-за соответствующего расположения $\mathbf{h}_1$ и $\mathbf{h}_2$ в спиновом пространстве (рис. 12). В этом случае электронная спектральная функция в S слое для данного спина σ вычисляется следующим образом:

$$A_\sigma(\varepsilon, \mathbf{p}) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \left[\frac{\text{Tr}[\check{G}^{SS,R}(\sigma_0 + \sigma\sigma_y)(\tau_0 + \tau_z)]}{4} \right]. \quad (43)$$

Различные виды корреляций в сверхпроводящем слое могут быть найдены следующим образом:

$$d_k = \int \frac{d^2p}{(2\pi)^2} \frac{\text{Tr}[\tilde{G}^{SS}(\mathbf{p}, \omega_0) \sigma_k (\tau_x - i\tau_y)]}{4}, \quad (44)$$

где $k = 0, x, y, z$. $\omega_0 = \pi T$ это первая мацубаровская частота в случае фермионов. d_0 – синглетные сверхпроводящие корреляции. d_x, d_y, d_z – триплетные сверхпроводящие корреляции. $\mathbf{d} = (d_x, d_y, d_z)^T$ – это $\mathbf{d}$ -вектор, часто используемый для описания эффекта близости. В нашем случае, компонента данного вектора d_x отлична от нуля только в случае неколлинеарного направления намагниченностей двух ферромагнетиков $\mathbf{h}_1$ и $\mathbf{h}_2$. При этом компонента d_x отвечает за неколлинеарный (триплетный) спин-вентильный эффект в системе. d_y и d_z отвечают за реализацию стандартного и обратного спин-вентильного эффекта.

3.2 Результаты

3.2.1 Предварительный анализ

Как обсуждалось в разделе 2, в структуре, состоящей всего из нескольких атомных слоев, ключевую роль в физике магнитного эффекта близости играет гибридизация спектров сверхпроводника и ферромагнетика. В задаче раздела 2 о тонкой S/F структуре оказалось, что степень гибридизации S и F спектров зависит, в числе прочего, от положения этих спектров друг относительно друга на оси импульсов ζ . Такое относительное положение, в свою очередь, определяется внутренним обменным полем ферромагнетика h , а также химпотенциалом ферромагнетика μ_F . Гибридизация S и F спектров приводит к тому, что в сверхпроводнике наводится обменное эффективное поле, подавляющее сверхпроводимость. В случае S/F структуры с одним слоем ферромагнетика и одним слоем сверхпроводника, такое эффективное поле имеет вид (20):

$$h_{eff} = \frac{ht_{SF}^2}{h^2 - (\mu_S(t_F/t_S) - \mu_F)^2}, \quad (45)$$

Теперь мы рассматриваем более сложную задачу о F/S/F структуре со слоями атомной толщины. В отличие от задачи раздела 2, теперь спектры двух различных ферромагнетиков могут гибридизоваться со спектром сверхпроводника. Тогда каждый из ферромагнетиков F_1 и F_2 наводит в сверхпроводнике свое эффективное обменное поле. Богатство рассматриваемой физике добавляет то, что наводимое эффективное поле, как обсуждалось в разделе 2, может быть как положительным, так и отрицательным. Поэтому эффективные поля h_{eff}^1 и h_{eff}^2 , наведенные в сверхпроводнике от F_1 и F_2 , соответственно, могут как дополнять друг друга, сильнее подавляя сверхпроводимость (если h_{eff}^1 и h_{eff}^2 одного знака), так и частично компенсироваться друг другом (если h_{eff}^1 и h_{eff}^2 разного знака).

разных знаков). В данном исследовании F/S/F структуры мы будем делать акцент на регулировании магнитного эффекта близости при помощи изменения μ_{F1} и μ_{F2} — химпотенциалов F_1 и F_2 , соответственно. Изменение параметров μ_{F1} и μ_{F2} может приводить к изменению модуля и знака эффективных полей h_{eff}^1 и h_{eff}^2 , а следовательно и к широкому спектру возможностей для регулирования параметра порядка в сверхпроводнике. При этом параметры μ_{F1} и μ_{F2} могут рассматриваться внешними параметрами системы, так как могут регулироваться в эксперименте приложением напряжения затвора к соответствующему слою ферромагнетика. Возможная схема для такого регулирования представлена на рис. 11.

В данном разделе анализируется, как в ван-дер-ваальсовой F/S/F структуре из трех моноатомных слоев сверхпроводящий параметр порядка и корреляции в сверхпроводнике зависят от химпотенциалов двух ферромагнетиков μ_{F1} и μ_{F2} . Данный анализ важен для дальнейшего обсуждения спин-вентильных эффектов в рассматриваемой системе.

Сверхпроводящий параметр порядка

Поведение сверхпроводящего параметра порядка при изменении химпотенциалов ферромагнетиков различается в зависимости от угла разориентации намагниченностей θ в F/S/F структуре. Это можно видеть на рис. 13, где представлена зависимость $\Delta(\mu_{F1}, \mu_{F2})$ в случаях $\theta = 0$, $\theta = \pi/2$ и $\theta = \pi$.

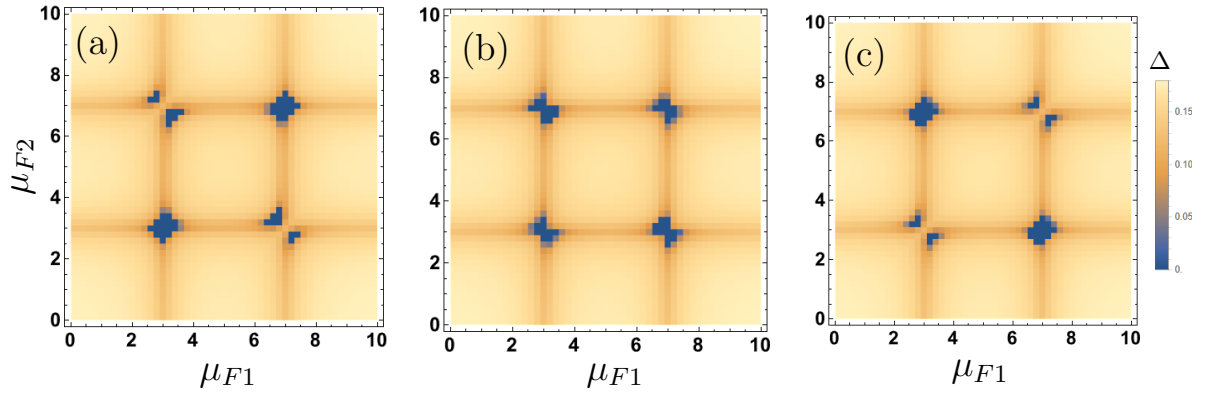


Рис. 13: Сверхпроводящий параметр порядка как функция μ_{F1} и μ_{F2} при различных углах θ . (a) $\theta = 0$. (b) $\theta = \pi/2$. (c) $\theta = \pi$. Для всех панелей: $t_F = 15, t_S = 12, t_{FS} = 0.2, \mu_S = 4, h = 2, T = 0.04$. Параметр порядка изолированного моноатомного слоя сверхпроводника: $\Delta_0 \approx 0.18$.

Данные карты демонстрируют две важных особенности поведения параметра порядка.

(1) Параметр порядка подавлен при некоторых выделенных значениях μ_{F1} и μ_{F2} , в результате чего на картах 13 образуются темно-желтые прямые.

В данном случае, при выбранных параметрах системы, такими значениями получаются $\mu_{F1} = 3, \mu_{F1} = 7$ и $\mu_{F2} = 3, \mu_{F2} = 7$. Значение μ_{F1} (μ_{F2}), при котором происходит такое подавление параметра порядка, соответствует ситуации сильной гибридизации спектра сверхпроводника со спектром ферромагнетика F_1 (F_2). Такие значения μ_{F1} и μ_{F2} могут быть определены из формулы (45): они соответствуют обращению в ноль знаменателя h_{eff} . Поскольку мы рассматриваем внутренние обменные поля двух ферромагнетиков равными, значения μ_{F1} и μ_{F2} , при которых знаменатель (45) обращается в ноль, также получились одинаковыми. Однако стоит отметить, что совершенно аналогичным образом можно вычислить параметры μ_{F1} и μ_{F2} и при различных значениях внутренних обменных полей двух ферромагнетиков. Это не даст никаких качественных изменений карт на рис. 13 и лишь приведет к тому, что значения μ_{F1} и μ_{F2} , при которых наблюдается подавление параметра порядка из-за гибридизации, окажутся разными, соответственно темно-желтые прямые сдвинутся, и карты на рис. 13 уже не будут симметричны относительно замены μ_{F1} на μ_{F2} .

(2) В ситуации сильной гибридизации спектра сверхпроводника сразу с двумя спектрами ферромагнетиков F_1 и F_2 степень подавления параметра порядка зависит от угла разориентации намагниченностей θ .

Речь идет о точках на картах рис. 13, где происходит пересечение двух темно-желтых прямых. Видно, что синие области сильного подавления параметра порядка различаются при разных углах θ . Это происходит из-за того, что ветви ферромагнитных спектров F_1 и F_2 с одинаковым спином, гибридизуясь одновременно со спектром сверхпроводника, приводят к более сильному подавлению параметра порядка, чем при одновременной гибридизации двух ветвей спектров F_1 и F_2 с разными спинами со спектром сверхпроводника. Действительно, на рис. 13 (а), который соответствует параллельной конфигурации намагниченностей двух ферромагнетиков, параметр порядка подавлен в точках пересечения темно-желтых кривых, где $\mu_{F1} = \mu_{F2}$. Так происходит потому, что в этом случае ферромагнетики совершенно эквивалентны, следовательно точки с равными химпотенциалами на пересечении темно-желтых прямых соответствуют гибридизации спектра сверхпроводника с ветвями спектров ферромагнетиков со спинами одного знака. Остальные же две точки пересечения двух темно-желтых прямых на рис. 13 (а) соответствуют одновременной гибридизации спектра сверхпроводника с двумя ветвями спектров ферромагнетиков с противоположными спинами, что приводит к частичной компенсации воздействия двух ветвей на спектр сверхпроводника, и поэтому подавление параметра порядка меньше.

Если теперь сравнить рассмотренную карту с картой на рис. 13 (с), соответствующей антипараллельной конфигурации намагниченностей, то ситуация поменяется на противоположную. Поскольку один из векторов намагниченности перевернулся, то теперь точки пересечения двух темно-желтых кривых при равных химпотенциалах $\mu_{F1} = \mu_{F2}$ соответствуют одновременной гибридизации спектра сверхпроводника со спектрами F_1 и F_2 с противоположными спинами, в результате чего параметр порядка подавлен меньше. Точки же пересечения темно-желтых прямых при неравных химпотенциалах ферромагнетиков F_1 и F_2 теперь соответствуют одновременной гибридизации спектра сверхпроводника с ветвями спектров ферромагнетиков со спинами одного знака, что приводит к сильному подавлению параметра порядка.

Если теперь обратить внимание на рис. 13 (b), то можно заметить, что подавление параметра порядка примерно одинаково во всех точках одновременной гибридизации спектра сверхпроводника с ветвями спектров двух ферромагнетиков. Действительно, в этом случае нельзя выбрать единую ось квантования, вдоль которой бы располагались вектора намагниченности и спины электронов в сверхпроводнике. Также нельзя говорить о ветвях спектра ферромагнетиков с тем или иным знаком внутреннего обменного поля, так как в случае неколлинеарного направления векторов намагниченностей спин может меняться вдоль одной ветви спектра. В результате, параметр порядка будет подавлен примерно одинаково в каждой из точек на карте, соответствующих одновременной гибридизации спектра сверхпроводника с двумя спектрами ферромагнетика.

Уже на данном этапе видно, что при фиксированных параметрах μ_{F1} и μ_{F2} , то есть в конкретной точке на карте рис. 13, параметр порядка при изменении угла разориентации намагниченностей может меняться, что является свидетельством спин-вентильного эффекта. Причем при одних параметрах μ_{F1} и μ_{F2} , например, в точке $\mu_{F1} = 3, \mu_{F2} = 3$, при изменении угла θ от 0 до π параметр порядка увеличивается, в то время как при других параметрах химпотенциалов ферромагнетиков, например в точке $\mu_{F1} = 3, \mu_{F2} = 7$, параметр порядка сильнее подавляется при переходе к антипараллельной конфигурации намагниченностей. Получается, что в системе при различных параметрах μ_{F1} и μ_{F2} может проявляться как стандартный, так и обратный спин-вентильный эффект. Это интересное свойство рассматриваемой структуры будет подробнее обсуждаться в разделе 3.2.2.

Сверхпроводящие корреляции

Для того, чтобы сложить более глубокое представление о физике эффекта близости в F/S/F структуре, были рассмотрены различные типы корреляций, которые присутствуют в слое сверхпроводника. Они представлены на рис. 14 как функции μ_{F1} и μ_{F2}

при $\theta = \pi/2$. Синглетные корреляции d_0 представлены на панели (а). Триpletные корреляции d_x , пропорциональные векторному произведению $[\mathbf{h}_1 \times \mathbf{h}_2]$, представлены на панели (б). Триpletные корреляции d_y и d_z представлены на панелях (с) и (д), соответственно. Данные карты корреляций построены с учетом самосогласования параметра порядка для всех рассматриваемых значений μ_{F1} и μ_{F2} , то есть при подстановке значений параметра порядка на рис. 13 в формулу для корреляций 44. Рассмотрим все виды корреляций по отдельности.

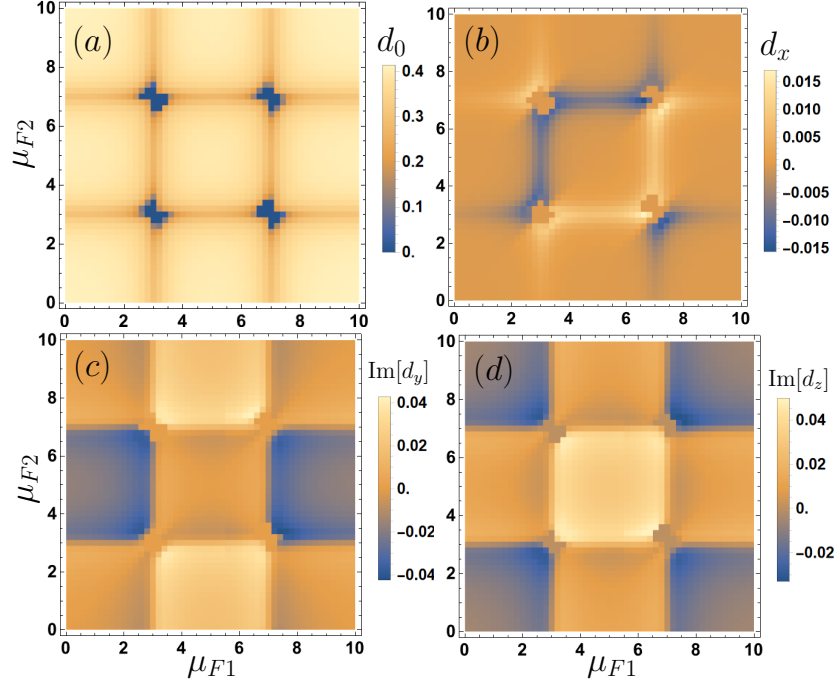


Рис. 14: Зависимость различных типов корреляций от химпотенциалов μ_{F1}, μ_{F2} с учетом самосогласованного параметра порядка. (а) Синглетные корреляции d_0 . (б) Триpletные корреляции d_x . (с) Триpletные корреляции $\text{Im}[d_y]$. (д) Триpletные корреляции $\text{Im}[d_z]$. Для всех панелей: $\theta = \pi/2, t_F = 15, t_S = 12, t_{FS} = 0.2, \mu_S = 4, h = 2, T = 0.04$.

На рис. 14 (а) можно заметить, что получившаяся карта синглетных корреляций при $\theta = \pi/2$ очень напоминает карту параметра порядка при $\theta = \pi/2$ (рис. 13 (б)). Это логичный результат, так как вычисляемый параметр порядка и является суммой синглетных корреляций в слое сверхпроводника. Поэтому на карте синглетных корреляций видны все те же особенности, про которые говорилось выше в контексте карты параметра порядка: области подавления синглетных корреляций в виде темно-желтых линий, а также области сильного подавления в точках пересечения двух темно-желтых линий.

На рис. 14 (b) представлены триплетные корреляции d_x . Как было сказано во введении (раздел 1.2), при $\theta = \pi/2$ такие корреляции максимальны, поэтому данный угол и выбран для построения рис. 14. На рис. 14 (b), как и на рис. 14 (a), можно видеть особенности вблизи параметров $\mu_{F1} = 3, \mu_{F1} = 7$ и $\mu_{F2} = 3, \mu_{F2} = 7$. В данных областях гибридизации спектров триплетные корреляции становятся ненулевыми. Можно также отметить, что данные триплетные корреляции антисимметричны относительно замены μ_{F1} на μ_{F2} , то есть относительно прямой $\mu_{F1} = \mu_{F2}$. Это понятная особенность, так как триплетные корреляции пропорциональны вектору $[\mathbf{h}_1 \times \mathbf{h}_2]$. При замене одного ферромагнетика на другой ($\mu_{F1} \leftrightarrow \mu_{F2}, \mathbf{h}_1 \leftrightarrow \mathbf{h}_2$) векторное произведение $[\mathbf{h}_1 \times \mathbf{h}_2]$ меняет знак, а значит и триплетные корреляции d_x меняют знак. Также в качестве особенности данных триплетных корреляций можно отметить, что по модулю они оказываются на порядок меньше, чем остальные рассматриваемые корреляции. Это согласуется с тем, что даже в присутствии триплетных корреляций триплетный спин-вентильный эффект в виде немонотонного поведения сверхпроводящей T_c проявляется не всегда, так как он нивелируется остальными более выраженными эффектами в структуре. Для того, чтобы более глубоко понять физику возникновения триплетных корреляций, было получено аналитическое выражение для данных корреляций в слое сверхпроводника:

$$f_x^{(4)} = \frac{8 t_{FS}^4 \Delta \omega h_z h_y (\mu_{F2} - \mu_{F1})(h_y^2 + h_z^2 + \mu_{F1}\mu_{F2} + \omega^2)}{K_1 K_2 (\Delta^2 + \mu_S^2 + \omega^2)^2},$$

$$K_1 = (h_y^2 + h_z^2 - (\mu_{F1} - i\omega)^2)(h_y^2 + h_z^2 - (\mu_{F1} + i\omega)^2),$$

$$K_2 = (h_y^2 + h_z^2 - (\mu_{F2} - i\omega)^2)(h_y^2 + h_z^2 - (\mu_{F2} + i\omega)^2). \quad (46)$$

Данное выражение было получено при помощи разложения по малому параметру t_{SF} (см. Приложение D), при этом корреляции возникли только в четвертом порядке по t_{SF} . Данное выражение показывает, что триплетные корреляции пропорциональны $(\mu_{F2} - \mu_{F1})$, что соответствует качественному выводу об изменении знака триплетных корреляций d_x при замене $\mu_{F1} \leftrightarrow \mu_{F2}$, сделанному ранее на основе результатов численных вычислений (рис. 14 (b)). Также зависимость триплетных корреляций от $(\mu_{F2} - \mu_{F1})$ согласуется с особенностью конфигурации F/S/F спинового вентиля, отмечаемой многими авторами: для того, чтобы в такой структуре наблюдался триплетный спин-вентильный эффект, между ферромагнетиками должна присутствовать некоторая асимметрия. В данном случае, при выбранных равных внутренних обменных полях двух ферромагнетиков, такая асимметрия достигается разницей химпотенциалов двух ферромагнетиков.

На рис. 14 (c) и (d) представлены триплетные корреляции d_y и d_z , соответственно. Можно видеть, что также как и на остальных картах корреляций, на значениях химпотенциалов $\mu_{F1} = 3, \mu_{F1} = 7$ и $\mu_{F2} = 3, \mu_{F2} = 7$, соответствующих сильной гибридизации спектров сверхпроводника и ферромагнетика, возникают особенности. В

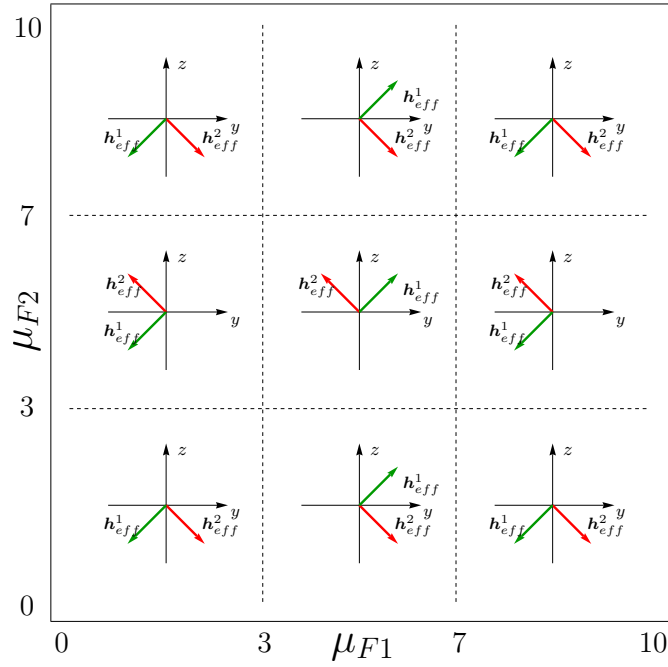


Рис. 15: Диаграмма, иллюстрирующая направления эффективных обменных полей, наведенных в S двумя ферромагнетиками, при различных значениях химпотенциалов μ_{F1}, μ_{F2} . Пунктирные линии на диаграмме делят пространство параметров μ_{F1}, μ_{F2} на сектора, в которых направления двух эффективных полей не меняются. Значения химпотенциалов, при которых нарисованы пунктирные линии, отвечают μ_{F1} и μ_{F2} , при которых возникает сильная гибридизация S и F спектров при рассматриваемых для построения рис. 14 параметрах. Эффективное поле, наведенное в S от F₁ (F₂), обозначено h_{eff}^1 (h_{eff}^2) и вектором зеленого (красного) цвета. Оси z и y обозначают оси в спиновом пространстве, совпадающие с осями на рис. 12.

данном случае эти особенности напрямую связаны с понятием эффективного обменного поля, наводимого каждым из ферромагнетиков в сверхпроводнике. В части диссертации о S/F структуре 2 обсуждалось, что эффективное обменное поле, наведенное в сверхпроводнике ферромагнетиком, меняет знак, когда спектры сверхпроводника и ферромагнетика гибридизуются наиболее сильно, что соответствует обращению в ноль знаменателя в формуле 45. Теперь, когда в структуре присутствует два ферромагнетика, каждый из них наводит в сверхпроводнике свое эффективное обменное поле. Такие наводимые в S эффективные поля при различных значениях химпотенциалов показаны на схематичной диаграмме на рис. 15. Диаграмма показывает, что эффективное поле в сверхпроводнике h_{eff}^1 (h_{eff}^2) меняет знак в спиновом пространстве при переходе через прямые $\mu_{F1} = 3, \mu_{F1} = 7$ ($\mu_{F2} = 3, \mu_{F2} = 7$), отвечающие сильной гибридизации спек-

тров S и F_1 (F_2). В результате, суммарное наводимое в сверхпроводнике эффективное поле также меняет свое направление. Таким образом, данная качественная диаграмма показывает, как именно и по какой причине меняются проекции суммарного эффективного поля, наведенного в S , на оси y и z . Направления суммарных эффективных полей отражаются в триплетных корреляциях на рис. 14 (с) и (d), так как корреляции d_y (d_z) пропорциональны суммарному эффективному полю в сверхпроводнике в проекции на ось $(y)z$. Для более конкретной демонстрации того, как связаны рис. 14 (с), (d) с рис. 15, можно рассмотреть один конкретный сектор значений химпотенциалов ферромагнетиков, например, левый верхний квадрат значений $\mu_{F1} < 3, \mu_{F2} > 7$. В данном секторе, как следует из рис. 15, ожидается отрицательная проекция суммарного эффективного поля $(\mathbf{h}_{eff}^1 + \mathbf{h}_{eff}^2)$ на ось z и нулевая проекция суммарного эффективного поля на ось y . Эти ожидания подтверждаются рис. 14 (с) и (d), где в рассматриваемом секторе значений химпотенциалов корреляции d_y примерно нулевые, а корреляции d_z отрицательные. Аналогично можно проверить, что все секторы диаграммы на рис. 15, построенные из соображений изменения знака эффективного поля от каждого ферромагнетика при соответствующих значениях его химпотенциала, соответствуют секторам на рис. 14 (с), (d). Таким образом, карты корреляций 14 (с) и (d) отражают направление в спиновом пространстве суммарного эффективного поля, наведенного в сверхпроводнике от двух ферромагнетиков.

Стоит отметить, что изложенные выше соображения о сложении двух эффективных полей, наводимых ферромагнетиками в сверхпроводнике, являются качественными и приводится для того, чтобы глубже понять физическую картину эффекта. Все приведенные в диссертации результаты вычислений параметра порядка и сверхпроводящих корреляций получены из строгого решения полного уравнения Горькова для трехслойной системы и не используют приближенное рассмотрение в терминах сложения двух эффективных полей.

3.2.2 Стандартный и обратный спин-вентильный эффект

Говоря о сверхпроводящем спин-вентильном эффекте, обычно подразумевают зависимость сверхпроводящей T_c от угла разориентации намагниченностей двух ферромагнетиков θ . В данном разделе рассматриваются две конфигурации намагниченностей в F/S/F структуре: параллельная ($\theta = 0$) и антипараллельная ($\theta = \pi$). Этих двух случаев достаточно, чтобы говорить о наличии стандартного или обратного спин-вентильного эффекта в структуре. Зависимость сверхпроводящей T_c от химпотенциала второго ферромагнетика для случаев $\theta = 0$ (синяя кривая) и $\theta = \pi$ (оранжевая кривая) представлена на рис. 16 (а). Можно сразу отметить, что каждая из двух рассматриваемых T_c

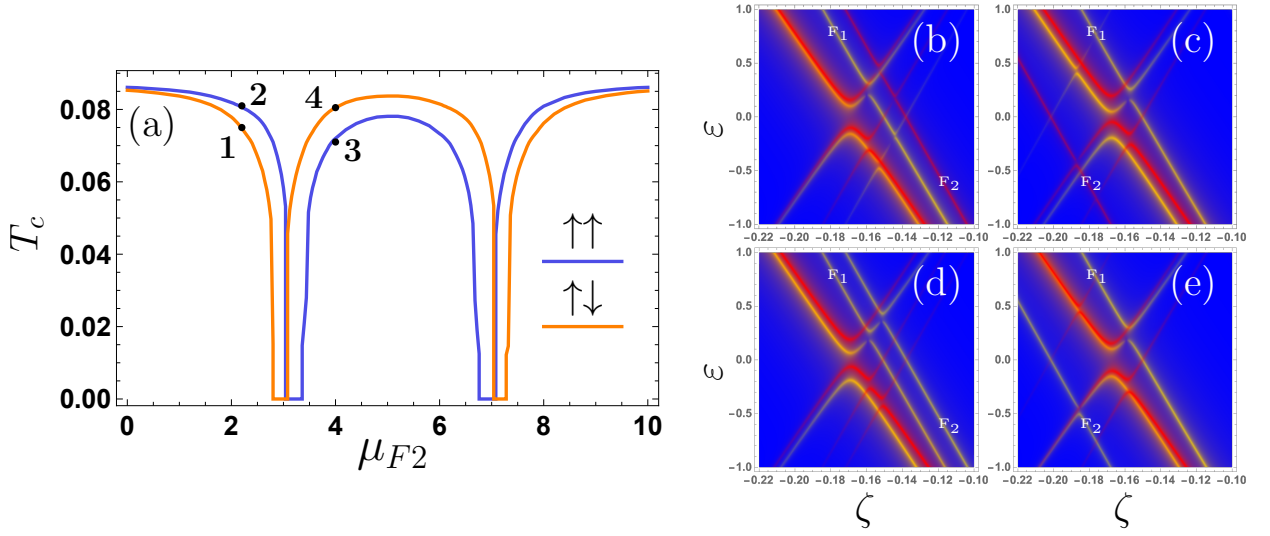


Рис. 16: Зависимость $T_c(\mu_{F2})$ в случае параллельной и антипараллельной конфигураций намагниченностей и электронный спектр для F/S/F структуры (a) Зависимость критической температуры сверхпроводника от химпотенциала второго ферромагнетика в случае $\theta = 0$ (синяя кривая) и $\theta = \pi$ (оранжевая кривая). (b)-(e) Электронные спектры слоя S, построенные при μ_{F2} и θ , соответствующим точкам 1-4 на панели (a): (b) 2, (c) 3, (d) 1, (e) 4. Панели (b)-(e) расположены так, чтобы верхние две панели соответствовали $\theta = 0$, нижние две панели – $\theta = \pi$; левые две панели меньшему из двух рассматриваемых значений μ_{F2} , правые две панели – большему μ_{F2} . Для всех панелей: $t_S = 12$, $t_F = 15$, $t_{FS} = 0.2$, $\mu_S = 4$, $\mu_{F1} = 6.6$, $h = 2$, $T = 0.04$. Критическая температура изолированного моноатомного слоя сверхпроводника: $T_{c0} \approx 0.1$

ведет себя немонотонно, подавляясь и снова восстанавливаясь вблизи значений $\mu_{F2} = 3$, $\mu_{F2} = 7$. Это соотносится с картами для параметра порядка при $\mu_{F1} = 6.6$ на рис. 13 (a) и (c). Такое подавление вызвано, как обсуждалось в разделе 3.2.1, одновременной гибридизацией спектра S с ветвями спектров F_1 и F_2 , так что общий характер поведения $T_c(\mu_{F2})$ уже понятен. Более интересно сейчас для нас то, что на рис. 16 (a) при различных значениях μ_{F2} можно явно видеть как стандартный спин-вентильный эффект (когда $T_c^{AP} > T_c^P$), так и обратный спин-вентильный эффект (когда $T_c^{AP} < T_c^P$).

Для того, чтобы понять, почему в системе возникают различные виды спин-вентильного эффекта при разных параметрах μ_{F2} , рассмотрим спектральные функции для электронов в слое сверхпроводника на рис. 16 (b)-(e), соответствующие параметрам в точках 1-4 на кривых рис. 16 (a). Спектры (b) и (c) отвечают точкам 2 и 3 на синей кривой, а спектры (d) и (e) отвечают точкам 1 и 4 на оранжевой кривой, соответственно. Иными словами, два верхних спектра соответствуют параллельной конфигурации

намагниченностей, а нижние два - антипараллельной; при этом левый столбик спектров соответствует меньшему значению μ_{F2} , а правый столбик – большему значению μ_{F2} . Рассмотрим вначале меньшее значение μ_{F2} , то есть левый столбик спектров, (b) и (d). На панели 16(b) можно видеть спектральную функцию двух цветов. Красным цветом показана спектральная функция для спина вниз, желтым цветом – для спина вверх. Часть спектра параболической формы относится к спектру сверхпроводника, а две линейные ветви относятся к спектрам двух ферромагнетиков. Красная ветвь относится к F_1 , желтая ветвь – к F_2 . Каждый из материалов F_1 и F_2 имеет также по второй ветви спектра, отстоящей на $2\hbar$ от отображаемых ветвей, но они находятся за пределами рисунка. На сверхпроводящей части спектра видно небольшое зеемановское расщепление, образующееся в связи с гибридизацией спектров S , F_1 и F_2 . Переходя к рис. 16(d), мы переворачиваем вектор намагниченности второго ферромагнетика, в результате чего обе линейные ветви двух ферромагнетиков теперь имеют одинаковый спин. Можно видеть, что это приводит к увеличению зеемановского расщепления в спектре сверхпроводника, то есть к увеличению суммарного эффективного обменного поля, наводимого в сверхпроводнике от двух ферромагнетиков. Действительно, на рис. 16(b) ветви двух ферромагнетиков с разным спином, находясь с одной стороны от спектра сверхпроводника, наводят в сверхпроводнике эффективные обменные поля разного знака, которые частично компенсируют друг друга. В то же время на рис. 16(d) ветви двух ферромагнетиков с одинаковым спином, находясь все еще с одной стороны от спектра сверхпроводника, наводят в сверхпроводнике эффективные обменные поля одного знака, в результате чего суммарное эффективное поле оказывается больше, чем в случае на рис. 16(b), зеемановское расщепление оказывается больше, и сверхпроводимость подавляется сильнее. Это видно и на рис. 16(a): точка 2, соответствующая спектру 16(b), находится выше, чем точка 1, соответствующая спектру 16(d). Значит, как и следует из рассуждения выше, критическая температура подавлена сильнее в точке 1, и при данном μ_{F2} наблюдается обратный спин-вентильный эффект.

Теперь увеличим параметр μ_{F2} , перейдя к точкам 3 и 4, соответствующим спектрам (c) и (e). Также проанализируем вначале случай параллельной конфигурации намагниченностей при новом параметре μ_{F2} , отображенный на спектре рис. 16(c). Отличие данного спектра от разобранный спектра на рис. 16(b), соответствующего точке 2 на рис. 16(a), состоит лишь в том, что увеличение химпотенциала μ_{F2} привело к смещению ветви спектра F_2 . Поэтому теперь красная линейная ветвь спектра находится с другой стороны от спектра сверхпроводника. Как подробно разбиралось в разделе диссертации 2, переход ферромагнитной ветви через спектр сверхпроводника приводит к тому, что знак эффективного поля, наведенного соответствующим ферромагнетиком в сверхпро-

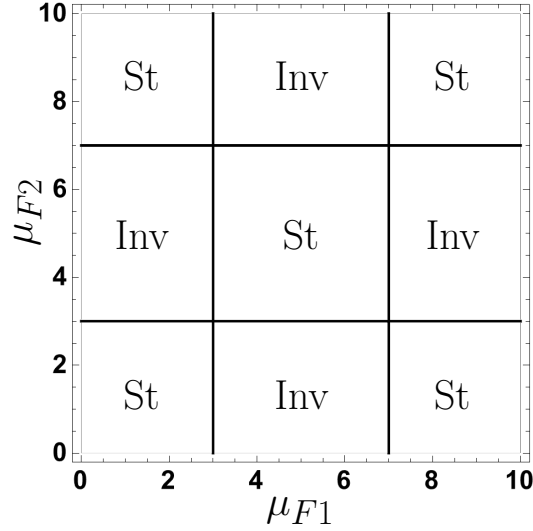


Рис. 17: Диаграмма, показывающая области параметров μ_{F1}, μ_{F2} , в которых реализуется стандартный или обратный спин-вентильный эффект. Черные линии на диаграмме делят пространство параметров μ_{F1}, μ_{F2} на сектора, в которых существует тот или иной вид спин-вентильного эффекта. Значения химпотенциалов, при которых нарисованы черные линии, отвечают μ_{F1} и μ_{F2} , при которых возникает сильная гибридизация S и F спектров при рассматриваемых для построения рис. 16 параметрах. «St» (standart) обозначает стандартный спин-вентильный эффект, «Inv» (inverse) соответствует обратному спин-вентильному эффекту.

воднике, меняется на противоположный, что соответствует формуле 45. На рис. 16(b) ферромагнетики наводили в сверхпроводнике эффективное поле противоположных знаков, значит, после перехода ветви второго ферромагнетика через спектр сверхпроводника, обе ветви теперь на рис. 16(c) наводят в S эффективные обменные поля одного знака. В результате, можно видеть, что зеемановское расщепление стало больше, суммарное эффективное обменное поле стало больше, и значит, сверхпроводимость подавлена более сильно в точке 3 по сравнению с точкой 2, что согласуется с результатом на рис. 16(a). При переходе же от рис. 16(c) к рис. 16(e) намагниченность второго ферромагнетика переворачивается, и теперь эффективные поля, наводимые от двух ферромагнетиков, становятся разного знака, что приводит к их частичной взаимной компенсации. В результате при параллельной конфигурации (рис. 16(c)) сверхпроводимость подавлена сильнее, чем при антипараллельной (рис. 16(e)), так что при данном параметре μ_{F2} реализуется стандартный спин-вентильный эффект.

Резюмируя вышесказанное, возможность реализации в рассматриваемой F/S/F структуре двух типов спин-вентильных эффектов можно объяснить следующим обра-

зом. Степень подавления сверхпроводимости в рассматриваемой структуре зависит как от взаимного направления намагниченностей двух ферромагнетиков (параллельное или антипараллельное), так и от положения ветвей каждого из двух ферромагнетиков относительно сверхпроводящей части спектра, что в свою очередь определяется значениями химпотенциалов этих двух ферромагнетиков. В зависимости от комбинации значений μ_{F1} и μ_{F2} может реализоваться либо стандартный, либо обратный SSE. Обобщенный результат для учета влияния обоих параметров μ_{F1} и μ_{F2} представлен на рис. 17. Данная диаграмма показывает, в каких областях значений химпотенциалов двух ферромагнетиков реализуется стандартный спин-вентильный эффект, а в каких – обратный.

Также важно отметить, что получающиеся спин-вентильные эффекты при правильно подобранных параметрах μ_{F1}, μ_{F2} совсем не малы. Это хорошо видно на рис. 16(а), где вблизи значений $\mu_{F2} = 3$ и $\mu_{F2} = 7$ реализуется даже абсолютный спин-вентильный эффект. А именно, вблизи данных значений параметра μ_{F2} критическая температура сверхпроводника подавляется практически от своего максимального значения до нуля при изменении взаимной ориентации намагниченностей.

3.2.3 Триpletный спин-вентильный эффект

Помимо стандартного и обратного спин-вентильного эффекта, в системе при определенных параметрах μ_{F1} и μ_{F2} можно обнаружить также и триpletный спин-вентильный эффект. Как обсуждалось в секции 1.2, триpletный спин-вентильный эффект выражается в немонотонной зависимости параметра порядка (или T_c) от угла разориентации намагниченностей θ . Триpletный спин-вентильный эффект возникает в связи с тем, что при неколлинеарном направлении намагниченностей двух ферромагнетиков появляются дополнительные триpletные корреляции, что приводит к утечке синглетных корреляций. Данные триpletные корреляции пропорциональны $[\mathbf{h}_1 \times \mathbf{h}_2]$, и потому наиболее выражены при $\theta = \pi/2$. В результате наибольшее подавление сверхпроводимости наблюдается вблизи $\theta = \pi/2$.

В нашей системе можно обнаружить немонотонную зависимость $\Delta(\theta)$, примеры такой зависимости при различных параметрах представлены на рис. 18. Можно заметить, что параметр порядка действительно подавлен сильнее всего вблизи $\theta = \pi/2$, что является свидетельством триpletного спин-вентильного эффекта. Для анализа того, как параметры μ_{F1} и μ_{F2} влияют на возникновение триpletного спин-вентильного эффекта, были построены карты на рис. 19. Синглетный параметр порядка, о котором идет речь в нашем синглетном сверхпроводнике, есть сумма синглетных корреляций, поэтому вначале было исследовано, при каких параметрах μ_{F1} и μ_{F2} синглетные корреляции d_0 ведут

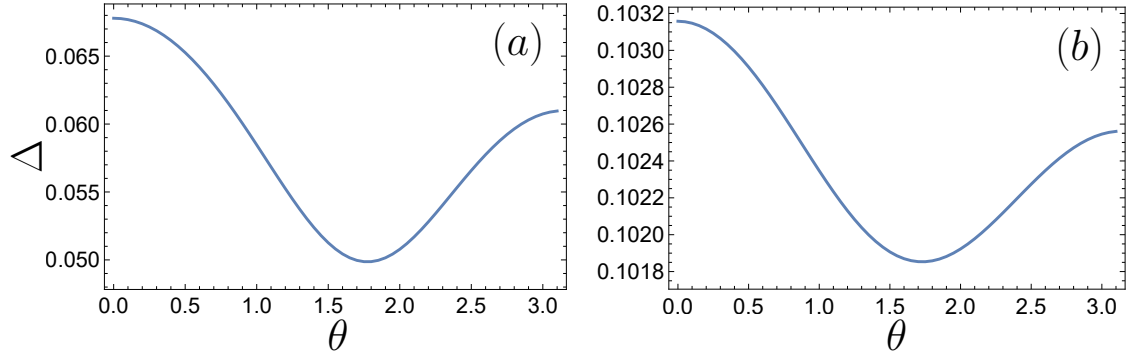


Рис. 18: Зависимость сверхпроводящего параметра порядка Δ от угла разориентации намагниченностей θ . Графики демонстрируют наличие триплетного спин-вентильного эффекта в рассматриваемой F/S/F системе. Угол θ указан в радианах, то есть меняется в диапазоне $[0, \pi]$. (a) $\mu_{F1} = 7.5$, $\mu_{F2} = 2.96$. (b) $\mu_{F1} = 7.0$, $\mu_{F2} = 2.15$. Для обеих панелей: $t_S = 12$, $t_F = 15$, $t_{FS} = 0.2$, $\mu_S = 4$, $h = 2$, $T = 0.04$.

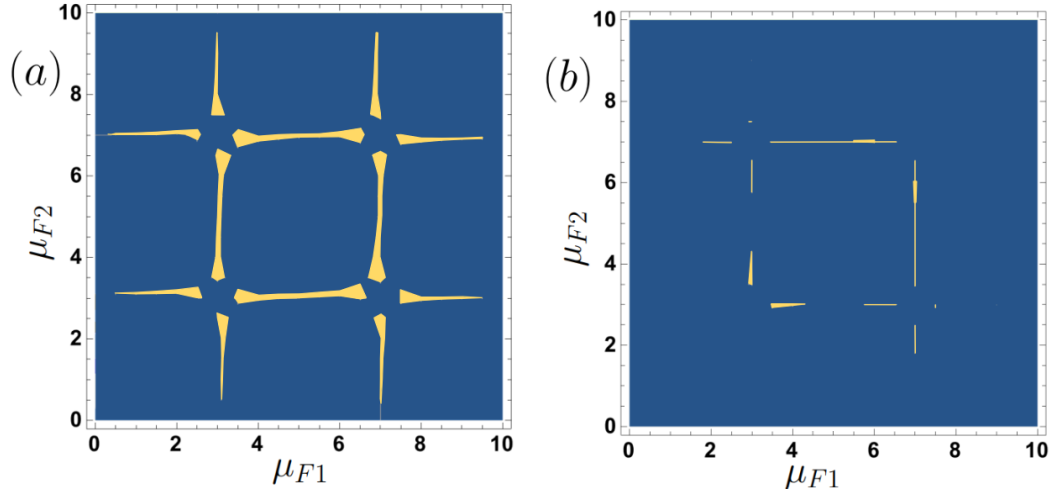


Рис. 19: Карты, отражающие примерные области немонотонного поведения синглетных корреляций и параметра порядка при изменении угла θ . (a) Области немонотонного поведения синглетных корреляций d_0 . (a) Области немонотонного поведения сверхпроводящего параметра порядка Δ . Желтым цветом показаны области в пространстве параметров μ_{F1}, μ_{F2} , где обнаруживается немонотонное поведение величины в зависимости от угла разориентации намагниченностей θ . Для обеих панелей: $t_S = 12$, $t_F = 15$, $t_{FS} = 0.2$, $\mu_S = 4$, $h = 2$, $T = 0.04$.

себя немонотонным образом при изменении θ . Полученная примерная карта существования немонотонных синглетных корреляций представлена на рис. 19 (a). Можно отме-

титель, что данная карта напоминает карту триплетных корреляций на рис. 14 (b), что согласуется с представлениями о связи триплетных корреляций с немонотонным поведением сверхпроводящего параметра порядка от θ . Карта на рис. 19(b) показывает области немонотонного поведения параметра порядка. Данные области лежат внутри областей немонотонности синглетных корреляций на рис. 19 (a), что соответствует соображениям о связи синглетных корреляций с параметром порядка. Однако области немонотонности параметра порядка значительно более узкие, чем области немонотонности синглетных корреляций. Это связано с тем, что синглетные корреляции d_0 при исследовании поведения $d_0(\theta)$ вычислялись только при одной конкретной мацубаровской частоте. При этом при другой мацубаровской частоте область существования немонотонности в зависимости $d_0(\theta)$ может отличаться. Сверхпроводящий же параметр порядка находился суммированием синглетных корреляций по мацубаровским частотам, что привело к сужению его областей немонотонности. В результате, хоть в системе и реализуется триплетный спин-вентильный эффект, но области параметров для его реализации довольно узкие. Можно отметить, что области немонотонности синглетных корреляций расширяются при увеличении t_{FS} , однако вместе с этим увеличение прыжка между соседними слоями приводит и к тому, что сверхпроводимость сильнее подавляется в областях сильной гибридизации S, F_1 и F_2 спектров.

3.2.4 Зависимость сверхпроводящего параметра порядка от температуры

Данный раздел не связан непосредственно с каким-либо типом спин-вентильного эффекта, как предыдущие разделы, но тем не менее он очень важен, так как посвящен интересному проявлению эффекта близости в тонкой ван-дер-ваальсовой F/S/F структуре. А именно, было обнаружено, что зависимость сверхпроводящего параметра порядка от температуры в рассматриваемой структуре может принимать необычные формы.

Все обнаруженные формы зависимостей $\Delta(T)$ представлены на рис. 20. Данные виды зависимостей соответствуют тем же самым параметрам задачи, которые рассматривались до сих пор, при этом они построены при $\theta = 0$ и соответствуют различным значениям параметров μ_{F1} и μ_{F2} . Полная карта, отражающая, какие формы зависимостей $\Delta(T)$ реализуются при различных значениях μ_{F1} и μ_{F2} , представлена на рис. 21. Каждый цвет на данной карте имеет свой номер и соответствует какому-то одному типу зависимости $\Delta(T)$. Номера цветов на рис. 21 соответствуют номерам типов зависимостей, представленным на рис. 20. Номер 0 на рис. 21 соответствует полному подавлению сверхпроводимости, то есть нулевому параметру порядка при всех температурах вплоть до критической температуры изолированного слоя сверхпроводника. Поэтому темно-синий цвет, соответствующий номеру 0, появляется в областях сильной гибриди-

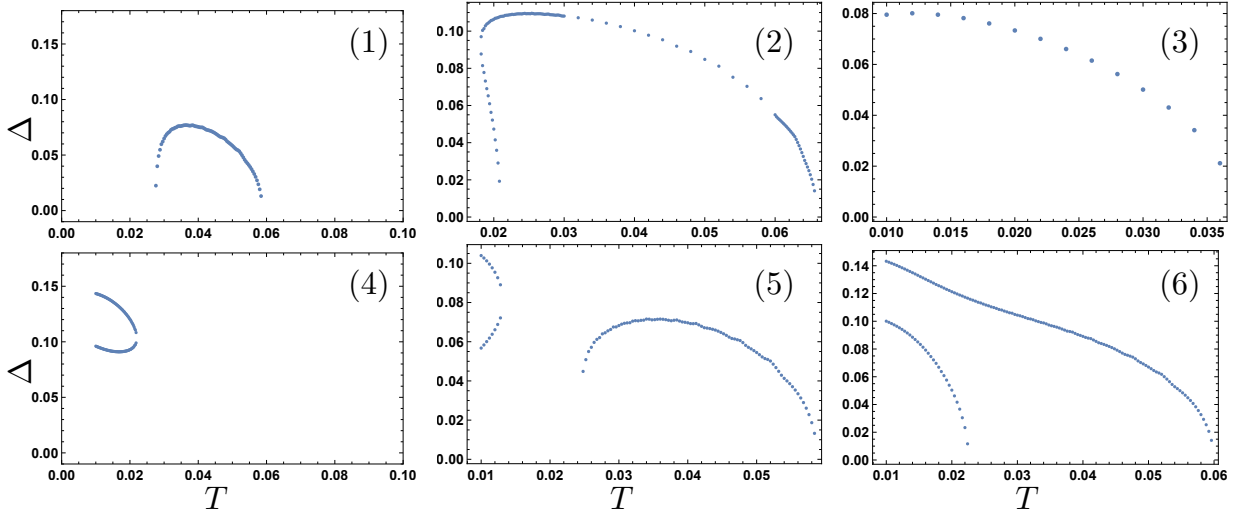


Рис. 20: Различные типы зависимостей сверхпроводящего параметра порядка от температуры в тонкой ван-дер-ваальсовой F/S/F системе. Цифры (1)-(6) обозначают различные типы зависимостей $\Delta(T)$, которые могут реализовываться в структуре. Конкретные представленные на рисунках зависимости построены при параметрах: (1) $\mu_{F1} = 3.0, \mu_{F2} = 3.7$. (2) $\mu_{F1} = 3.05, \mu_{F2} = 2.25$. (3) $\mu_{F1} = 2.8, \mu_{F2} = 3.2$. (4) $\mu_{F1} = 3.25, \mu_{F2} = 3.45$. (5) $\mu_{F1} = 2.45, \mu_{F2} = 7.05$. (6) $\mu_{F1} = 2.9, \mu_{F2} = 2.45$. Для всех панелей: $\theta = 0, t_F = 15, t_S = 12, t_{FS} = 0.2, \mu_S = 4, h = 2$. Параметр порядка и критическая температура изолированного моноатомного слоя сверхпроводника: $\Delta_0 \approx 0.18, T_{c0} \approx 0.1$.

зации спектра S одновременно с двумя ветвями спектров F_1 и F_2 , что, как обсуждалось в разделе 3.2.1, приводит к наиболее сильному подавлению сверхпроводимости. Также можно отметить, что на карте 21 преобладает светло-зеленый цвет под номером 3. Он соответствует форме зависимости на рис. 20(3). Это стандартная зависимость параметра порядка от температуры, характерная для модели БКШ: можно видеть, что параметр порядка подавляется температурой от своего максимального значения при низкой температуре до нуля при некой критической температуре (не представленные на графике точки при больших значениях T соответствуют $\Delta = 0$). Такая стандартная зависимость $\Delta(T)$ реализуется во всех точках, достаточно далеких от областей сильной гибридизации спектра S с ветвями спектров F_1 и F_2 . Вблизи же параметров μ_{F1} и μ_{F2} , соответствующих сильной гибридизации спектров, возникает целый «зоопарк» различных форм зависимостей $\Delta(T)$. Стоит еще раз подчеркнуть, что все данные необычные зависимости возникают уже в случае $\theta = 0$, то есть в случае обычного параллельного направления намагниченностей двух ферромагнетиков. Рассмотрим нетривиальные виды зависимостей $\Delta(T)$ немного подробнее. На рис. 20(1) можно видеть появление

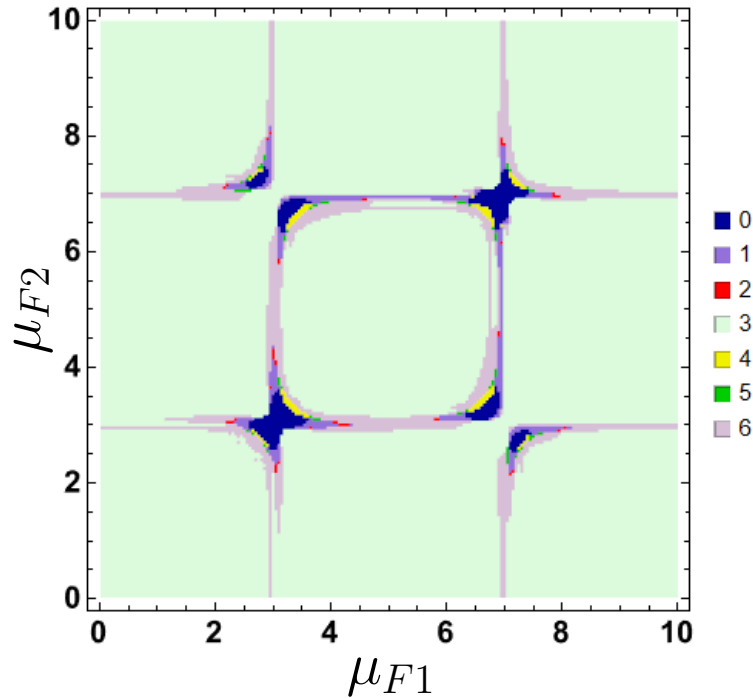


Рис. 21: Карта, демонстрирующая области параметров μ_{F1}, μ_{F2} , в которых существуют различные типы зависимостей $\Delta(T)$. Цифрами 0-6 отмечены цвета, обозначающие различные типы зависимостей $\Delta(T)$, соответствующие типам зависимостей (1)-(6) на рис. 20. Цифра 0 обозначает константную зависимость $\Delta(T) = 0$ вплоть до критической температуры изолированного моноатомного слоя сверхпроводника $T_{c0} \approx 0.1$.

параметра порядка при ненулевой температуре, а затем его подавление. Аналогичная ситуация видна на части зависимости на рис. 20(5), а также на рис. 20(2). Такое появление параметра порядка при ненулевой температуре – не очень частое явление, поэтому заслуживает отдельного внимания. Также на рис. 20(2),(4),(5),(6) присутствуют области, где уравнение самосогласования при одной температуре имеет сразу два ненулевых решения. При этом большее значение параметра порядка соответствует стабильному решению, а меньшее – нестабильному. В данных областях как сверхпроводящее решение, так и нормальное, отвечающее $\Delta = 0$, являются стабильными. Точнее говоря, одно из них стабильно, а другое – метастабильно, то есть это области реализации бистабильности между сверхпроводящим и нормальным состояниями.

Таким образом, при значениях химпотенциалов μ_{F1}, μ_{F2} , лежащих в областях сильной гибридизации спектра сверхпроводника с ветвями спектров двух ферромагнетиков, наблюдаются различные интересные зависимости $\Delta(T)$, заслуживающие изучения.

Заключение

В данной диссертации был теоретически исследован эффект близости в тонких ван-дер-ваальсовых гетероструктурах из сверхпроводников и ферромагнетиков. А именно, исследовалась структура S/F, состоящая из одного моноатомного слоя ферромагнетика и нескольких моноатомных слоев сверхпроводника, а также F/S/F структура, состоящая из двух моноатомных слоев ферромагнетиков, между которыми помещен моноатомный слой сверхпроводника. В ходе исследования выяснилось, что в структурах из сверхпроводников и ферромагнетиков, состоящих всего из нескольких атомных слоев, магнитный эффект близости проявляется иначе, чем в тонкопленочных структурах, содержащих десятки и сотни атомных слоев. А именно, в случае настолько тонких гетероструктур, в магнитном эффекте близости ключевую роль играют эффекты гибридизации S и F спектров. В результате, сверхпроводящий параметр порядка в рамках рассматриваемых систем ведет себя иначе по сравнению со случаем тонкопленочной структуры.

В S/F структуре с N моноатомными слоями сверхпроводника параметр порядка не всегда подавляется при увеличении внутреннего обменного поля ферромагнетика. Вместо этого оказывается, что параметр порядка может как подавляться, так и восстанавливаться при увеличении h . Это выражается в том, что на зависимости $\Delta(h)$ обнаруживаются минимумы, число которых в общем случае равно числу моноатомных слоев сверхпроводника в структуре N . Если же при фиксированном значении h изменять значение химпотенциала ферромагнетика μ_F , то параметр порядка также будет подавляться и восстанавливаться, создавая характерные минимумы на зависимости $\Delta(\mu_F)$, число которых, в общем случае, будет равно $2N$.

В рассматриваемой F/S/F структуре обнаруживается спин-вентильный эффект, то есть зависимость критической температуры сверхпроводника от угла разориентации намагниченностей θ . Оказывается, что из-за эффектов гибридизации S, F_1 и F_2 спектров, в структуре может реализовываться как стандартный, так и обратный спин-вентильный эффект, а также триплетный (неколлинеарный) спин-вентильный эффект. Переход между режимами различных спин-вентильных эффектов может осуществляться изменением химпотенциалов двух ферромагнетиков μ_{F1} и μ_{F2} . Также в F/S/F структуре, даже при $\theta = 0$, реализуются различные необычные зависимости сверхпроводящего параметра порядка от температуры. Переход между различными формами зависимости $\Delta(T)$ также достигается изменением параметров μ_{F1} и μ_{F2} .

Таким образом, в рассматриваемых S/F и F/S/F ван-дер-ваальсовых структурах, состоящих из нескольких моноатомных слоев, обнаруживается новая интересная физика,

которой не наблюдается в тонкопленочных гетероструктурах. Кроме того, важно отметить, что химпотенциалы в рассматриваемых структурах являются внешними параметрами системы. Параметр μ_F в S/F (μ_{F1}, μ_{F2} в F/S/F) структуре можно регулировать экспериментально, меняя напряжение затвора, так что магнитный эффект близости в тонких структурах можно контролировать, и, как следствие, контролировать сверхпроводимость и спин-вентильный эффект.

Приложение

А Вывод уравнения Горькова для S/F структуры с несколькими атомными слоями сверхпроводника

В этом разделе представлены основные шаги для вывода уравнения Горькова на функцию Грина для ван-дер-ваальсовой S/F системы с одним моноатомным слоем ферромагнетика и N моноатомными слоями сверхпроводника. Запишем дифференциальное уравнение на функцию Грина (3):

$$\frac{d\check{G}_{ij}}{d\tau_1} = -\delta(\tau_1 - \tau_2)\delta_{ij} - \langle T_\tau \frac{d\check{\psi}_i(\tau_1)}{d\tau_1} \check{\psi}_j^\dagger(\tau_2) \rangle \quad (47)$$

Рассматриваемая система описывается прыжковым гамильтонианом в модели сильной связи (1). Тогда уравнение движения Гейзенберга на спинор $\check{\psi}_i$ (2) имеет вид:

$$\frac{d\check{\psi}_i}{d\tau} = [\hat{H}, \check{\psi}_i] = \tau_z \hat{M}_{ij} \check{\psi}_i = \tau_z \begin{pmatrix} M_{ij}^F & t_{SF} & 0 & 0 & 0 & \dots \\ t_{SF} & M_{ij}^{S(1)} & t_{SS} & 0 & 0 & \dots \\ 0 & t_{SS} & M_{ij}^{S(2)} & t_{SS} & 0 & \dots \\ 0 & 0 & t_{SS} & M_{ij}^{S(3)} & t_{SS} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \check{\psi}_i \quad (48)$$

$$M_{ij}^F = t_F \hat{j} + \mu_F - \mathbf{h} \check{\sigma}, \quad M_{ij}^{S(n)} = t_S \hat{j} + \mu_S - \check{\Delta}^{(n)} i \sigma_y,$$

где $\check{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}(1 + \tau_z)/2 + \boldsymbol{\sigma}^*(1 - \tau_z)/2$ это квазичастичный спиновый оператор; $\check{\Delta}^{(n)} = \Delta^{(n)} \tau_+ + \Delta^{(n)*} \tau_-$, где $\tau_\pm = (\tau_x \pm i\tau_y)/2$. Оператор $\hat{j}$ действует на спинор $\check{\psi}_i$ следующим образом:

$$\hat{j} \check{\psi}_i = \sum_{\langle ij \rangle} \check{\psi}_i = \sum_{\langle \mathbf{a} \rangle} \check{\psi}_{i+\mathbf{a}}. \quad (49)$$

Здесь $\mathbf{a} \in \{\pm \mathbf{a}_x, \pm \mathbf{a}_y, 0\}$ это базисные вектора в плоскости слоев сверхпроводника и ферромагнетика. Подставив выражение (48) в уравнение (47), получим:

$$G_i^{-1} \check{G}_{ij}(\tau_1 - \tau_2) = \delta_{ij} \delta(\tau_1 - \tau_2), \quad (50)$$

$$G_i^{-1} = \tau_z \hat{M}_{ij} - \frac{d}{d\tau_1} \quad (51)$$

Оператор $\hat{j}$ действует на функцию Грина $\check{G}_{ij}$ следующим образом:

$$\hat{j} \check{G}_{ij} = \sum_{\mathbf{a}} \check{G}_{i+\mathbf{a},j} \quad (52)$$

Теперь проведем преобразование Фурье функции Грина (4). Член $\hat{j} \check{G}_{ij}$ в смешанном представлении имеет вид:

$$\sum_{\mathbf{a}} \int d^2 \mathbf{r} e^{-i\mathbf{p}(\mathbf{i}-\mathbf{j})} \check{G}_{i+\mathbf{a},j} = 2\check{G}(\mathbf{p}, \tau) [\cos(a_x p_x) + \cos(a_y p_y)], \quad (53)$$

где $\tau = \tau_1 - \tau_2$. Далее, перейдя от функции Грина $\check{G}(\mathbf{p}, \tau)$ к представлению мацубаровских частот $\omega_m = \pi T(2m + 1)$, получим уравнение Горькова на функцию Грина:

$$G_{\mathbf{p}}^{-1}(\omega_m) \check{G}(\mathbf{p}, \omega_m) = 1, \quad (54)$$

$$G_{\mathbf{p}}^{-1}(\omega_m) = \tau_z \hat{M}_{\mathbf{p}} + i\omega_m, \quad (55)$$

$$\hat{M}_{\mathbf{p}} = \begin{pmatrix} M_{\mathbf{p}}^F & t_{SF} & 0 & 0 & 0 & \dots \\ t_{SF} & M_{\mathbf{p}}^{S(1)} & t_{SS} & 0 & 0 & \dots \\ 0 & t_{SS} & M_{\mathbf{p}}^{S(2)} & t_{SS} & 0 & \dots \\ 0 & 0 & t_{SS} & M_{\mathbf{p}}^{S(3)} & t_{SS} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}, \quad (56)$$

$$\begin{aligned} M_{\mathbf{p}}^F &= 2t_F [\cos(a_x p_x) + \cos(a_y p_y)] + \mu_F - \hbar \check{\sigma}, \\ M_{\mathbf{p}}^{S(n)} &= 2t_S [\cos(a_x p_x) + \cos(a_y p_y)] + \mu_S - \check{\Delta}^{(n)} i \sigma_y. \end{aligned} \quad (57)$$

Для того, чтобы упростить дальнейшие вычисления и представить уравнение Горькова в более привычном виде, далее вводится преобразованная согласно выражению (5) функция Грина $\check{\check{G}}(\mathbf{p}, \omega_m)$. В результате, получим уравнение Горькова, представленное в уравнениях (6)-(7).

В Получение аналитического выражения для h_{dip}

Один слой сверхпроводника ($N = 1$).

Получим h_{dip} – положение минимума в зависимости $\Delta(h)$. Условие на пересечение спектров на поверхности Ферми:

$$\zeta_F + \sigma h_{dip} = \zeta_S = 0 \quad (58)$$

Тогда h_{dip} выражается следующим образом:

$$h_{dip} = \frac{\zeta_S - \zeta_F}{\sigma} \quad (59)$$

Условие на $\zeta_S = 0$ с учетом $\zeta_{S(F)} = -2t_{S(F)}(\cos p_x a + \cos p_y a) - \mu_{S(F)}$ дает:

$$h_{dip} = -\frac{\zeta_F}{\sigma} \quad (60)$$

$$t_S \zeta - \mu_S = 0 \quad (61)$$

Комбинируя два последних выражения, получим:

$$h_{dip} = -\frac{1}{\sigma} \left(\frac{t_F}{t_S} \mu_S - \mu_F \right) \quad (62)$$

Два слоя сверхпроводника ($N = 2$).

Условие пересечения S и F спектров на поверхности Ферми:

$$\varepsilon_S^\nu = \zeta_S + \nu t_{SS} = \varepsilon_{F,\sigma} = \zeta_F + \sigma h = 0, \quad (63)$$

где $\nu = \pm 1$. Откуда:

$$h = \frac{\varepsilon_S^\nu - \zeta_F}{\sigma} = \sigma(\varepsilon_S^\nu - \zeta_F) \quad (64)$$

Используя $\zeta_F + \sigma h = \zeta_S + \nu t_{SS} = 0$, получим:

$$h = -\sigma \zeta_F \quad (65)$$

$$\zeta_S = -\nu t_{SS} \quad (66)$$

Подставим $\zeta_S = t_S \zeta - \mu_S$ в 66:

$$\zeta = \frac{-\nu t_{SS} + \mu_S}{t_S} \quad (67)$$

Подставив последнее выражение в 65 с учетом $\zeta_F = t_F \zeta - \mu_F$, получим:

$$h_{dip,\sigma}^{N=2} = -\sigma[(t_F/t_S)(\mu_S - \nu t_{SS}) - \mu_F]. \quad (68)$$

С Вывод уравнения Горькова для F/S/F спинового вентиля

В этом разделе представлены основные шаги для вывода уравнения Горькова на функцию Грина для ван-дер-ваальсовой F/S/F структуры с одним моноатомным слоем сверхпроводника, помещенным между двумя моноатомными слоями ферромагнетика. Запишем дифференциальное уравнение на функцию Грина (36):

$$\frac{d\check{G}_{ij}}{d\tau_1} = -\delta(\tau_1 - \tau_2)\delta_{ij} - \langle T_\tau \frac{d\check{\psi}_i(\tau_1)}{d\tau_1} \check{\psi}_j^\dagger(\tau_2) \rangle \quad (69)$$

Рассматриваемая система описывается прыжковым гамильтонианом в модели сильной связи (32). Тогда уравнение движения Гейзенберга на спинор $\check{\psi}_i$ (35) имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\check{\psi}_i}{d\tau} &= [\hat{H}, \check{\psi}_i] = \tau_z \hat{M}_{ij} \check{\psi}_j = \\ &= \tau_z \begin{pmatrix} t_F \hat{j} + \mu_{F_1} - \mathbf{h}_1 \check{\sigma} & t_{SF} & 0 \\ t_{SF} & t_S \hat{j} + \mu_S - \check{\Delta} i \sigma_y & t_{SF} \\ 0 & t_{SF} & t_F \hat{j} + \mu_{F_2} - \mathbf{h}_2 \check{\sigma} \end{pmatrix} \check{\psi}_i \end{aligned} \quad (70)$$

где $\check{\sigma} = \sigma(1 + \tau_z)/2 + \sigma^*(1 - \tau_z)/2$ это квазичастичный спиновый оператор; $\check{\Delta}^{(n)} = \Delta^{(n)}\tau_+ + \Delta^{(n)*}\tau_-$, где $\tau_{\pm} = (\tau_x \pm i\tau_y)/2$. Оператор $\hat{j}$ действует на спинор $\check{\psi}_{\mathbf{i}}$ следующим образом:

$$\hat{j}\check{\psi}_{\mathbf{i}} = \sum_{\langle ij \rangle} \check{\psi}_{\mathbf{i}} = \sum_{\langle \mathbf{a} \rangle} \check{\psi}_{\mathbf{i}+\mathbf{a}}. \quad (71)$$

Здесь $\mathbf{a} \in \{\pm\mathbf{a}_x, \pm\mathbf{a}_y, 0\}$ это базисные вектора в плоскости слоев сверхпроводника и ферромагнетика. Подставив выражение (70) в уравнение (69), получим:

$$G_{\mathbf{i}}^{-1}\check{G}_{ij}(\tau_1 - \tau_2) = \delta_{ij}\delta(\tau_1 - \tau_2), \quad (72)$$

$$G_{\mathbf{i}}^{-1} = \tau_z \hat{M}_{ij} - \frac{d}{d\tau_1} \quad (73)$$

Оператор $\hat{j}$ действует на функцию Грина $\check{G}_{ij}$ следующим образом:

$$\hat{j}\check{G}_{ij} = \sum_{\mathbf{a}} \check{G}_{\mathbf{i}+\mathbf{a},j} \quad (74)$$

Теперь проведем преобразование Фурье функции Грина (40). Член $\hat{j}\check{G}_{ij}$ в смешанном представлении имеет вид:

$$\sum_{\mathbf{a}} \int d^2\mathbf{r} e^{-i\mathbf{p}(\mathbf{i}-\mathbf{j})} \check{G}_{\mathbf{i}+\mathbf{a},j} = 2\check{G}(\mathbf{p}, \tau) [\cos(a_x p_x) + \cos(a_y p_y)], \quad (75)$$

где $\tau = \tau_1 - \tau_2$. Далее, перейдя от функции Грина $\check{G}(\mathbf{p}, \tau)$ к представлению мацубаровских частот $\omega_m = \pi T(2m + 1)$, получим уравнение Горькова на функцию Грина:

$$G_{\mathbf{p}}^{-1}(\omega_m)\check{G}(\mathbf{p}, \omega_m) = 1, \quad (76)$$

$$G_{\mathbf{p}}^{-1}(\omega_m) = \tau_z \hat{M}_{\mathbf{p}} + i\omega_m, \quad (77)$$

$$\hat{M}_{\mathbf{p}} = \begin{pmatrix} M_{\mathbf{p}}^{F_1} & t_{SF} & 0 \\ t_{SF} & M_{\mathbf{p}}^S & t_{SF} \\ 0 & t_{SF} & M_{\mathbf{p}}^{F_2} \end{pmatrix}, \quad (78)$$

$$M_{\mathbf{p}}^{F_{1(2)}} = 2t_F [\cos(a_x p_x) + \cos(a_y p_y)] + \mu_{F_{1(2)}} - \mathbf{h}_{1(2)} \check{\sigma}, \quad (79)$$

$$M_{\mathbf{p}}^S = 2t_S [\cos(a_x p_x) + \cos(a_y p_y)] + \mu_S - \check{\Delta} i\sigma_y. \quad (80)$$

Для того, чтобы упростить дальнейшие вычисления и представить уравнение Горькова в более привычном виде, далее вводится преобразованная согласно выражению (38) функция Грина $\check{G}(\mathbf{p}, \omega_m)$. В результате, получим уравнение Горькова, представленное в уравнениях (39)-(40).

D Получение аналитического выражения для сверхпроводящих триплетных корреляций

Для того, чтобы найти аналитическое выражение для триплетных корреляций в рассматриваемой F/S/F ван-дер-ваальсовой гетероструктуре, воспользуемся разложением матричной функции Грина (40) по малому параметру t_{SF} . Уравнение Горькова в нулевом порядке по t_{SF} (невозмущенное) будет иметь вид:

$$\check{G}_0^{-1}\check{G}_0 = 1 \quad (81)$$

$$\check{G}_0^{-1} = \begin{pmatrix} i\omega\tau_z + 2t_F\zeta + \mu_{F1} - \mathbf{h}_1\boldsymbol{\sigma}\tau_z & 0 & 0 \\ 0 & i\omega\tau_z + 2t_S\zeta + \mu_S + \Delta i\tau_y & 0 \\ 0 & 0 & i\omega\tau_z + 2t_F\zeta + \mu_{F2} - \mathbf{h}_2\boldsymbol{\sigma}\tau_z \end{pmatrix} \quad (82)$$

При этом матрица-возмущение будет выглядеть следующим образом:

$$\check{t} = \begin{pmatrix} 0 & t_{SF} & 0 \\ t_{SF} & 0 & t_{SF} \\ 0 & t_{SF} & 0 \end{pmatrix} \quad (83)$$

Вектора намагниченности в двух слоях ферромагнетиков пока зададим в общем виде, лишь только учтем, что они лежат в $0yz$ плоскости:

$$\mathbf{h}_1 = (0, h_{y1}, h_{z1})^T \quad (84)$$

$$\mathbf{h}_2 = (0, h_{y2}, h_{z2})^T \quad (85)$$

Будем искать функцию Грина $\check{G}$ разложением в ряд по малому параметру $\check{t}$. Определим, в каком порядке по малому параметру появляются триплетные корреляции $f_x = \frac{1}{2}\text{Tr}[\hat{\hat{F}}\hat{\sigma}_x]$ и как они выражаются аналитически.

Первый порядок по t_{SF}

$$[\check{G}_0^{-1} + \check{t}] \check{G}_1 = 1 \quad (86)$$

$$[\check{G}_0^{-1} + \check{t}][\check{G}_0 + \delta\check{G}^{(1)}] = 1 \quad (87)$$

$$\check{G}_0^{-1}\check{G}_0 + \check{t}\check{G}_0 + \check{G}_0^{-1}\delta\check{G}^{(1)} + \check{t}\delta\check{G}^{(1)} = 1 \quad (88)$$

Используем (81) и отбросим второй порядок малости:

$$\check{t}\check{G}_0 + \check{G}_0^{-1}\delta\check{G}^{(1)} = 0 \quad (89)$$

Выразим первую поправку и функцию Грина с учетом первой поправки:

$$\delta\check{G}^{(1)} = -\check{G}_0\check{t}\check{G}_0 \quad (90)$$

$$\check{G}_1 = \check{G}_0 + \delta\check{G}^{(1)} = \check{G}_0 - \check{G}_0\check{t}\check{G}_0 \quad (91)$$

Второй порядок по t_{SF}

$$[\check{G}_0^{-1} + \check{t}] \check{G}_2 = 1 \quad (92)$$

$$[\check{G}_0^{-1} + \check{t}][\check{G}_1 + \delta\check{G}^{(2)}] = 1 \quad (93)$$

$$\check{G}_0^{-1}\check{G}_0 - \check{t}\check{G}_0 + \check{t}\check{G}_0 - \check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0 + \check{G}_0^{-1}\delta\check{G}^{(2)} + \check{t}\delta\check{G}^{(2)} = 1 \quad (94)$$

Используем (81), отбросим третий порядок малости и сократим одинаковые слагаемые:

$$\delta\check{G}^{(2)} = \check{G}_0\check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0 \quad (95)$$

$$\check{G}_2 = \check{G}_1 + \delta\check{G}^{(2)} = \check{G}_0 - \check{G}_0\check{t}\check{G}_0 + \check{G}_0\check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0 \quad (96)$$

Третий порядок по t_{SF}

$$[\check{G}_0^{-1} + \check{t}] \check{G}_3 = 1 \quad (97)$$

$$[\check{G}_0^{-1} + \check{t}][\check{G}_2 + \delta\check{G}^{(3)}] = 1 \quad (98)$$

$$\check{G}_0^{-1}\check{G}_0 - \check{t}\check{G}_0 + \check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0 + \check{G}_0^{-1}\delta\check{G}^{(3)} + \check{t}\check{G}_2 + \check{t}\delta\check{G}^{(3)} = 1 \quad (99)$$

Используем (81), отбросим четвертый порядок малости и сократим одинаковые слагаемые:

$$\delta\check{G}^{(3)} = -\check{G}_0\check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0 \quad (100)$$

$$\check{G}_3 = \check{G}_2 + \delta\check{G}^{(3)} = \check{G}_0 - \check{G}_0\check{t}\check{G}_0 + \check{G}_0\check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0 - \check{G}_0\check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0 \quad (101)$$

Четвертый порядок по t_{SF}

$$[\check{G}_0^{-1} + \check{t}] \check{G}_4 = 1 \quad (102)$$

$$[\check{G}_0^{-1} + \check{t}][\check{G}_3 + \delta\check{G}^{(4)}] = 1 \quad (103)$$

$$\begin{aligned} \check{G}_0^{-1}\check{G}_0 - \check{t}\check{G}_0 + \check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0 - \check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0 + \check{G}_0^{-1}\delta\check{G}^{(4)} + \check{t}\check{G}_0 - \\ - \check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0 + \check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0 - \check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0 + \check{t}\delta\check{G}^{(4)} = 1 \end{aligned} \quad (104)$$

Используем (81), отбросим пятый порядок малости и сократим одинаковые слагаемые:

$$\delta\check{G}^{(4)} = \check{G}_0\check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0 \quad (105)$$

$$\begin{aligned} \check{G}_4 = \check{G}_3 + \delta\check{G}^{(4)} = \\ \check{G}_0 - \check{G}_0\check{t}\check{G}_0 + \check{G}_0\check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0 - \check{G}_0\check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0 + \check{G}_0\check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0\check{t}\check{G}_0 \end{aligned} \quad (106)$$

Аналитическое выражение для триплетных корреляций

При помощи Wolfram Mathematica были посчитаны корреляции $f_1 = \frac{1}{2}\text{Tr}[\hat{F}\hat{\sigma}_x]$, они оказались нулевыми для всех порядков по t_{SF} ниже четвертого. Также выражение $f_1^* = \frac{1}{2}\text{Tr}[\hat{G}\hat{\sigma}_x]$ оказалось равно нулю во всех порядках малости, включая четвертый.

Ниже приводится аналитическое выражение для триплетных корреляций после его приведения к удобному виду. Для получения данного выражения для простоты было взято $\zeta = 0$:

$$f_x^{(4)} = \frac{4 t_{FS}^4 \Delta \omega (h_{y1}h_{z2} - h_{z1}h_{y2}) (h_{y1}^2[\mu_{F2} - (h_{y2}/h_{y1})^2\mu_{F1}] + h_{z1}^2[\mu_{F2} - (h_{z2}/h_{z1})^2\mu_{F1}] + [\mu_{F1}\mu_{F2} + \omega^2][\mu_{F2} - \mu_{F1}])}{(h_{y1}^2 + h_{z1}^2 - (\mu_{F1} - i\omega)^2)(h_{y1}^2 + h_{z1}^2 - (\mu_{F1} + i\omega)^2)(h_{y2}^2 + h_{z2}^2 - (\mu_{F2} - i\omega)^2)(h_{y2}^2 + h_{z2}^2 - (\mu_{F2} + i\omega)^2)(\Delta^2 + \mu_S^2 + \omega^2)^2} \quad (107)$$

Видно, что данное выражение пропорционально проекции векторного произведения намагниченностей на ось x (у нас $h_x = 0$, так что векторное произведение намагниченностей и ось x коллинеарны), то есть выражению $h_{y1}h_{z2} - h_{z1}h_{y2}$, что соответствует представлениям о триплетных корреляциях.

В нашей модели намагниченности направлены таким образом, что $h_{y1} = h_y$, $h_{y2} = -h_y$, $h_{z1} = h_{z2} = h_z$ (рис. 12 и уравнение (34)), поэтому можно упростить выражение:

$$\begin{aligned} f_x^{(4)} &= \frac{8 t_{FS}^4 \Delta \omega h_z h_y (\mu_{F2} - \mu_{F1})(h_y^2 + h_z^2 + \mu_{F1}\mu_{F2} + \omega^2)}{K_1 K_2 (\Delta^2 + \mu_S^2 + \omega^2)^2}, \\ K_1 &= (h_y^2 + h_z^2 - (\mu_{F1} - i\omega)^2)(h_y^2 + h_z^2 - (\mu_{F1} + i\omega)^2), \\ K_2 &= (h_y^2 + h_z^2 - (\mu_{F2} - i\omega)^2)(h_y^2 + h_z^2 - (\mu_{F2} + i\omega)^2). \end{aligned} \quad (108)$$

Из последней записи видно, что выражение для триплетных корреляций пропорционально разности химпотенциалов двух ферромагнетиков ($\mu_{F2} - \mu_{F1}$). Тогда выражение должно менять знак при $\mu_{F2} = \mu_{F1}$, что и наблюдается на карте триплетных корреляций на рис. 14(b).

Список литературы

- [1] A. I. Buzdin, “Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 77, no. 3, pp. 935–976, sep 2005. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.77.935>
- [2] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, “Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 77, pp. 1321–1373, Nov 2005. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.77.1321>
- [3] F. S. Bergeret, M. Silaev, P. Virtanen, and T. T. Heikkilä, “Colloquium: Nonequilibrium effects in superconductors with a spin-splitting field,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 90, p. 041001, Oct 2018. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.90.041001>
- [4] T. T. Heikkilä, M. Silaev, P. Virtanen, and F. S. Bergeret, “Thermal, electric and spin transport in superconductor/ferromagnetic-insulator structures,” *Progress in Surface Science*, vol. 94, no. 3, p. 100540, Aug 2019. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079681619300115>
- [5] E. Strambini, V. N. Golovach, G. De Simoni, J. S. Moodera, F. S. Bergeret, and F. Giazotto, “Revealing the magnetic proximity effect in eus/al bilayers through superconducting tunneling spectroscopy,” *Phys. Rev. Mater.*, vol. 1, p. 054402, Oct 2017. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevMaterials.1.054402>
- [6] T. Tokuyasu, J. A. Sauls, and D. Rainer, “Proximity effect of a ferromagnetic insulator in contact with a superconductor,” *Phys. Rev. B*, Nov 1988. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.38.8823>
- [7] A. Cottet, D. Huertas-Hernando, W. Belzig, and Y. V. Nazarov, “Spin-dependent boundary conditions for isotropic superconducting green’s functions,” *Phys. Rev. B*, vol. 80, p. 184511, Nov 2009. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.80.184511>
- [8] M. Eschrig, A. Cottet, W. Belzig, and J. Linder, “General boundary conditions for quasiclassical theory of superconductivity in the diffusive limit: application to strongly spin-polarized systems,” *New Journal of Physics*, vol. 17, no. 8, p. 083037, Aug 2015. [Online]. Available: <https://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/17/8/083037>
- [9] G. Sarma, “On the influence of a uniform exchange field acting on the spins of the conduction electrons in a superconductor,” *Journal of Physics and*

- Chemistry of Solids*, vol. 24, no. 8, pp. 1029–1032, Aug 1963. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022369763900076>
- [10] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, “Enhancement of the josephson current by an exchange field in superconductor-ferromagnet structures,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, pp. 3140–3143, Apr 2001. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.3140>
 - [11] A. K. Geim and I. V. Grigorieva, “Van der waals heterostructures,” *Nature*, vol. 499, no. 7459, pp. 419–425, Jul 2013. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/nature12385>
 - [12] K. S. Novoselov, A. Mishchenko, A. Carvalho, and A. H. Castro Neto, “2d materials and van der waals heterostructures,” *Science*, vol. 353, no. 6298, p. aac9439, Jul 2016. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1126/science.aac9439>
 - [13] M. Gibertini, M. Koperski, A. Morpurgo, and et al., “Magnetic 2d materials and heterostructures,” *Nat. Nanotechnol.*, 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/s41565-019-0438-6>
 - [14] R. Zhang and F. R. Willis, “Thickness-dependent curie temperatures of ultrathin magnetic films: Effect of the range of spin-spin interactions,” *Phys. Rev. Lett.*, 2001. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.2665>
 - [15] H. L. Zhuang, P. R. C. Kent, and R. G. Hennig, “Strong anisotropy and magnetostriction in the two-dimensional stoner ferromagnet Fe_3GeTe_2 ,” *Phys. Rev. B*, vol. 93, p. 134407, Apr 2016. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.93.134407>
 - [16] S. Liu, X. Yuan, Y.-C. Zou, Y. Sheng, C. Huang, E. Zhang, J. Ling, Y. Liu, W. Wang, C. Zhang, J. Zou, K. Wang, and F. Xiu, “Wafer-scale two-dimensional ferromagnetic Fe_3GeTe_2 thin films were grown by molecular beam epitaxy,” *npj 2D Materials and Applications*, vol. 1, 12 2017.
 - [17] Y. Wang, C. Xian, J. Wang, B. Liu, L. Ling, L. Zhang, L. Cao, Z. Qu, and Y. Xiong, “Anisotropic anomalous hall effect in triangular itinerant ferromagnet Fe_3GeTe_2 ,” *Phys. Rev. B*, vol. 96, p. 134428, Oct 2017. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.96.134428>
 - [18] B. Chen, Y. Jinhu, H. Wang, M. Imai, H. Ohta, C. Michioka, K. Yoshimura, and M. Fang, “Magnetic properties of layered itinerant electron ferromagnet Fe_3GeTe_2 ,” *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 82, p. 124711, 12 2013.

- [19] Y. Deng, Y. Yu, Y. Song, J. Zhang, N. Z. Wang, Z. Sun, Y. Yi, Y. Z. Wu, S. Wu, J. Zhu, J. Wang, X. H. Chen, and Y. Zhang, “Gate-tunable room-temperature ferromagnetism in two-dimensional Fe_3GeTe_2 ,” *Nature*, 2018.
- [20] J. Yi, H. Zhuang, Q. Zou, Z. Wu, G. Cao, S. Tang, S. Calder, P. Kent, D. Mandrus, and Z. Gai, “Competing antiferromagnetism in a quasi-2d itinerant ferromagnet: Fe_3GeTe_2 ,” *2D Materials*, vol. 4, p. 011005, 11 2016.
- [21] Z. Fei, B. Huang, P. Malinowski, W. Wang, T. Song, J. Sanchez, W. Yao, D. Xiao, X. Zhu, A. May, W. Wu, D. Cobden, J. Chu, and X. Xu, “Two-dimensional itinerant ferromagnetism in atomically thin Fe_3GeTe_2 ,” *Nature materials*, vol. 17, no. 9, pp. 778–782, Sep. 2018, publisher Copyright: © 2018, The Author(s).
- [22] M. Bonilla, S. Kolekar, Y. Ma, H. Coy Diaz, V. Sankar, R. Das, T. Eggers, H. Rodriguez Gutierrez, M.-H. Phan, and M. Batzill, “Strong room-temperature ferromagnetism in VSe_2 monolayers on van der waals substrates,” *Nature Nanotechnology*, vol. 13, 04 2018.
- [23] Y. Ma, Y. Dai, M. Guo, C. Niu, Y. Zhu, and B. Huang, “Evidence of the existence of magnetism in pristine Vx_2 monolayers ($x = \text{S}, \text{Se}$) and their strain-induced tunable magnetic properties,” *ACS nano*, vol. 6, pp. 1695–701, 02 2012.
- [24] X. Zhang, Q. Lu, W. Liu, W. Niu, J. Sun, J. Cook, M. Vaninger, P. Miceli, D. Singh, S.-W. Lian, T.-R. Chang, X. He, J. Du, L. He, G. Bian, and Y. Xu, “Room-temperature intrinsic ferromagnetism in epitaxial CrTe_2 ultrathin films,” *Nature Communications*, vol. 12, p. 2492, 05 2021.
- [25] R.-Z. Zhang, Y.-Y. Zhang, and S.-X. Du, “Thickness-dependent magnetic order and phase transition in V_5S_8^* ,” *Chinese Physics B*, vol. 29, no. 7, p. 077504, jun 2020. [Online]. Available: <https://dx.doi.org/10.1088/1674-1056/ab8db1>
- [26] X. Xi, L. Zhao, Z. Wang, H. Berger, L. Forró, J. Shan, and K. Mak, “Strongly enhanced charge-density-wave order in monolayer NbSe_2 ,” *Nature Nanotechnology*, vol. 10, p. 765, 01 2015.
- [27] F. Soto, H. Berger, L. Cabo, C. Carballeira, J. Mosqueira, D. Pavuna, P. Toimil, and F. Vidal, “Electric and magnetic characterization of NbSe_2 single crystals: anisotropic superconducting fluctuations above T_c ,” *arXiv:cond-mat/0607383v2*, 09 2006.
- [28] Y. Saito, Y. Nakamura, M. S. Bahramy, Y. Kohama, J. Ye, Y. Kasahara, Y. Nakagawa, M. Onga, M. Tokunaga, T. Nojima, Y. Yanase, and Y. Iwasa, “Superconductivity

- protected by spin–valley locking in ion-gated mos₂,” *Nature Physics*, vol. 12, no. 2, pp. 144–149, Feb 2016. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/nphys3580>
- [29] J. Lu, O. Zheliuk, Q. Chen, I. Leermakers, N. E. Hussey, U. Zeitler, and J. Ye, “Full superconducting dome of strong ising protection in gated monolayer ws₂,” *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 115, no. 14, pp. 3551–3556, Apr 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1073/pnas.1716781115>
- [30] K. Ueno, S. Nakamura, H. Shimotani, A. Ohtomo, N. Kimura, T. Nojima, H. Aoki, Y. Iwasa, and M. Kawasaki, “Electric-field-induced superconductivity in an insulator,” *Nature Materials*, vol. 7, no. 11, pp. 855–858, Nov 2008. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/nmat2298>
- [31] J. T. Ye, S. Inoue, K. Kobayashi, Y. Kasahara, H. T. Yuan, H. Shimotani, and Y. Iwasa, “Liquid-gated interface superconductivity on an atomically flat film,” *Nature Materials*, vol. 9, no. 2, pp. 125–128, Feb 2010. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/nmat2587>
- [32] J. Zeng, E. Liu, Y. Fu, Z. Chen, C. Pan, C. Wang, M. Wang, Y. Wang, K. Xu, S. Cai, X. Yan, Y. Wang, X. Liu, P. Wang, S.-J. Liang, Y. Cui, H. Y. Hwang, H. Yuan, and F. Miao, “Gate-induced interfacial superconductivity in 1t-snse₂,” *Nano Letters*, vol. 18, no. 2, pp. 1410–1415, Feb 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.7b05157>
- [33] Y. J. Zhang, J. T. Ye, and Y. Iwasa, “Field-induced superconductivity in mos₂,” *MRS Online Proceedings Library*, vol. 1549, no. 1, pp. 79–84, Dec 2013. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1557/opl.2013.709>
- [34] H. Matsuoka, S. Kajihara, Y. Wang, Y. Iwasa, and M. Nakano, “Gate-tunable ferromagnetism in a van der waals magnetic semimetal,” 2023.
- [35] C. Tan, W.-Q. Xie, G. Zheng, N. Aloufi, S. Albarakati, M. Algarni, J. Li, J. Partridge, D. Culcer, X. Wang, J. B. Yi, M. Tian, Y. Xiong, Y.-J. Zhao, and L. Wang, “Gate-controlled magnetic phase transition in a van der waals magnet fe₅gete₂,” *Nano Letters*, vol. 21, no. 13, pp. 5599–5605, Jul 2021. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.1c01108>
- [36] D. Wickramaratne, M. Haim, M. Khodas, and I. I. Mazin, “Magnetism-driven unconventional effects in ising superconductors: Role of proximity, tunneling, and nematicity,” *Phys. Rev. B*, vol. 104, p. L060501, Aug 2021. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.104.L060501>

- [37] F. Aikebaier, T. T. Heikkilä, and J. L. Lado, “Controlling magnetism through ising superconductivity in magnetic van der waals heterostructures,” *Phys. Rev. B*, vol. 105, p. 054506, Feb 2022. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.105.054506>
- [38] G. A. Bobkov, K. A. Bokai, M. M. Otrokov, A. M. Bobkov, and I. V. Bobkova, “Gate-controlled proximity effect in superconductor/ferromagnet van der waals heterostructures,” *Phys. Rev. Mater.*, vol. 8, p. 104801, Oct 2024. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevMaterials.8.104801>
- [39] J. Jo, P. Yuan, H. Yang, S. Mañas-Valero, J. J. Baldoví, Y. Lu, E. Coronado, F. Casanova, F. Bergeret, M. Gobbi, and L. Hueso, “Local control of superconductivity in a nbse2/crsbr van der waals heterostructure,” *Nature Communications*, vol. 14, 11 2023.
- [40] D. Jiang, T. Yuan, Y. Wu, X. Wei, G. Mu, Z. An, and W. Li, “Strong in-plane magnetic field induced reemergent superconductivity in the van der waals heterointerface of nbse2 and crcl3,” 11 2020.
- [41] S. Kezilebieke, M. N. Huda, V. Vaño, M. Aapro, S. Ganguli, O. José Silveira Júnior, S. Głodzik, A. Foster, T. Ojanen, and P. Liljeroth, “Topological superconductivity in a van der waals heterostructure,” *Nature*, vol. 588, pp. 424–428, 12 2020.
- [42] L. Ai, E. Zhang, J. Yang, X. Xie, Y. Yang, Z. Jia, Y. Zhang, S. Liu, Z. Li, P. Leng, X. Cao, X. Sun, T. Zhang, X. Kou, Z. Han, F. Xiu, and S. Dong, “Van der waals ferromagnetic josephson junctions,” *Nature Communications*, vol. 12, no. 1, p. 6580, Nov 2021. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/s41467-021-26946-w>
- [43] A. S. Ianovskaia, G. A. Bobkov, A. M. Bobkov, and I. V. Bobkova, “Magnetic proximity effect in superconductor/ferromagnet van der waals heterostructures: Dependence on the number of superconducting monolayers,” *Phys. Rev. B*, Dec 2024. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.110.214503>
- [44] P. De Gennes, “Coupling between ferromagnets through a superconducting layer,” *Physics Letters*, vol. 23, no. 1, pp. 10–11, 1966. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031916366902290>
- [45] Y. V. Fominov, A. A. Golubov, and M. Y. Kupriyanov, “Triplet proximity effect in fsf trilayers,” *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 2003. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1134/1.1591981>

- [46] L. R. Tagirov, “Low-field superconducting spin switch based on a superconductor/ferromagnet multilayer,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, pp. 2058–2061, Sep 1999. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.2058>
- [47] A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, and N. V. Ryzhanova, “Spin-orientation-dependent superconductivity in f/s/f structures,” *Europhysics Letters*, vol. 48, no. 6, p. 686, dec 1999. [Online]. Available: <https://dx.doi.org/10.1209/epl/i1999-00539-0>
- [48] I. Baladić and A. Buzdin, “Thermodynamic properties of ferromagnet/superconductor/ferromagnet nanostructures,” *Phys. Rev. B*, vol. 67, p. 014523, Jan 2003. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.67.014523>
- [49] M. Božović and Z. Radović, “Ferromagnet-superconductor proximity effect: The clean limit,” *Europhysics Letters*, vol. 70, no. 4, p. 513, apr 2005. [Online]. Available: <https://dx.doi.org/10.1209/epl/i2004-10511-0>
- [50] K. Halterman and O. T. Valls, “Nanoscale ferromagnet-superconductor-ferromagnet switches controlled by magnetization orientation,” *Phys. Rev. B*, vol. 72, p. 060514, Aug 2005. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.72.060514>
- [51] S. V. Mironov and A. Buzdin, “Standard, inverse, and triplet spin-valve effects in $F_1/s/f_2$ systems,” *Phys. Rev. B*, vol. 89, p. 144505, Apr 2014. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.89.144505>
- [52] G. Nowak, H. Zabel, K. Westerholt, I. Garifullin, M. Marcellini, A. Liebig, and B. Hjörvarsson, “Superconducting spin valves based on epitaxial fe/v superlattices,” *Phys. Rev. B*, vol. 78, p. 134520, Oct 2008. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.78.134520>
- [53] R. Kinsey, G. Burnell, and M. Blamire, “Active supercurrent control in superconductor/ferromagnet heterostructures,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 11, no. 1, pp. 904–907, 2001.
- [54] J. Y. Gu, C.-Y. You, J. S. Jiang, J. Pearson, Y. B. Bazaliy, and S. D. Bader, “Magnetization-orientation dependence of the superconducting transition temperature in the ferromagnet-superconductor-ferromagnet system: CuNi/Nb/CuNi,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, p. 267001, Dec 2002. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.267001>

- [55] A. Potenza and C. H. Marrows, “Superconductor-ferromagnet CuNiNbCuNi trilayers as superconducting spin-valve core structures,” *Phys. Rev. B*, vol. 71, p. 180503, May 2005. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.71.180503>
- [56] I. C. Moraru, W. P. Pratt, and N. O. Birge, “Magnetization-dependent T_c shift in ferromagnet/superconductor/ferromagnet trilayers with a strong ferromagnet,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, p. 037004, Jan 2006. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.037004>
- [57] —, “Observation of standard spin-switch effects in ferromagnet/superconductor/ferromagnet trilayers with a strong ferromagnet,” *Phys. Rev. B*, vol. 74, p. 220507, Dec 2006. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.74.220507>
- [58] D. H. Kim and T. Hwang, “Domain stability effect on magnetoresistance in ferromagnet/superconductor/ferromagnet trilayers,” *Physica C: Superconductivity and its Applications*, vol. 455, no. 1, pp. 58–62, 2007. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921453407000536>
- [59] Y. Luo and K. Samwer, “Superconductive spin-valve effect in cofeh/pb/cofeh layered structures,” *Europhysics Letters*, vol. 91, no. 3, p. 37003, aug 2010. [Online]. Available: <https://dx.doi.org/10.1209/0295-5075/91/37003>
- [60] J. Zhu, I. N. Krivorotov, K. Halterman, and O. T. Valls, “Angular dependence of the superconducting transition temperature in ferromagnet-superconductor-ferromagnet trilayers,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, p. 207002, Nov 2010. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.207002>
- [61] A. Y. Rusanov, S. Habraken, and J. Aarts, “Inverse spin switch effects in ferromagnet-superconductor-ferromagnet trilayers with strong ferromagnets,” *Phys. Rev. B*, vol. 73, p. 060505, Feb 2006. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.73.060505>
- [62] R. Steiner and P. Ziemann, “Magnetic switching of the superconducting transition temperature in layered ferromagnetic/superconducting hybrids: Spin switch versus stray field effects,” *Phys. Rev. B*, vol. 74, p. 094504, Sep 2006. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.74.094504>
- [63] A. Singh, C. Sürgers, and H. v. Löhneysen, “Superconducting spin switch with perpendicular magnetic anisotropy,” *Phys. Rev. B*, vol. 75, p. 024513, Jan 2007. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.75.024513>

- [64] P. V. Leksin, R. I. Salikhov, I. A. Garifullin, H. Vinzelberg, V. Kataev, R. Klingeler, L. R. Tagirov, and B. Büchner, “Observation of the “inverse” spin valve effect in a ni/v/ni trilayer system,” *JETP Letters*, 2009. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1134/S0021364009130128>
- [65] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, “Manifestation of triplet superconductivity in superconductor-ferromagnet structures,” *Phys. Rev. B*, vol. 68, p. 064513, Aug 2003. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.68.064513>
- [66] M. G. Flokstra, T. C. Cunningham, J. Kim, N. Satchell, G. Burnell, P. J. Curran, S. J. Bending, C. J. Kinane, J. F. K. Cooper, S. Langridge, A. Isidori, N. Pugach, M. Eschrig, and S. L. Lee, “Controlled suppression of superconductivity by the generation of polarized cooper pairs in spin-valve structures,” *Phys. Rev. B*, vol. 91, p. 060501, Feb 2015. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.91.060501>
- [67] A. Buzdin and M. Daumens, “Inversion of the proximity effect in hybrid ferromagnet-superconductor-ferromagnet structures,” *Europhysics Letters*, vol. 64, no. 4, p. 510, nov 2003. [Online]. Available: <https://dx.doi.org/10.1209/epl/i2003-00252-0>
- [68] S. Tollis, M. Daumens, and A. Buzdin, “Inversion of the proximity effect in atomic-scale ferromagnet/superconductor/ferromagnet trilayers,” *Phys. Rev. B*, vol. 71, p. 024510, Jan 2005. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.71.024510>
- [69] X. Montiel, D. Gusakova, M. Daumens, and A. Buzdin, “Proximity effect in atomic-scaled hybrid superconductor/ferromagnet structures: Crucial role of electron spectra,” *Europhysics Letters*, vol. 86, no. 6, p. 67002, jul 2009. [Online]. Available: <https://dx.doi.org/10.1209/0295-5075/86/67002>
- [70] Z. Devizorova and S. Mironov, “Spin-valve effect in superconductor/ferromagnet/ferromagnet and ferromagnet/superconductor/ferromagnet structures of atomic thickness,” *Phys. Rev. B*, vol. 95, p. 144514, Apr 2017. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.95.144514>
- [71] —, “Crossover between standard and inverse spin-valve effect in atomically thin superconductor/half-metal structures,” *Phys. Rev. B*, vol. 100, p. 064519, Aug 2019. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.100.064519>

- [72] I. Baladié, A. Buzdin, N. Ryzhanova, and A. Vedyayev, “Interplay of superconductivity and magnetism in superconductor/ferromagnet structures,” *Phys. Rev. B*, vol. 63, p. 054518, Jan 2001. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.63.054518>
- [73] X. Xi, H. Berger, L. Forró, J. Shan, and K. F. Mak, “Gate tuning of electronic phase transitions in two-dimensional nbse₂,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 117, p. 106801, Aug 2016. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.106801>