На правах рукописи

Карминская Татьяна Юрьевна

Эффект Джозефсона в контактах, содержащих многослойные FN структуры

Специальность 01.04.04 - физическая электроника

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Москва - 2009

Работа выполнена на кафедре атомной физики, физики плазмы и микроэлектроники физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,
профессор **Куприянов Михаил Юрьевич**

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
Лукичев Владимир Федорович,

кандидат физико-математических наук
Фоминов Яков Викторович

Ведущая организация:

Институт Физики твердого тела
Российской Академии Наук

Защита состоится 23 апреля 2009 г. в 16 час. 00 мин. на заседании диссертационного совета Д 501.001.66 при Московском государственном университете имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы, МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, аудитория 5-19.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова.

Автореферат разослан 2009 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 501.001.66,
доктор физико-математических наук В.М. Шибков

Общая характеристика работы

Актуальность темы В настоящее время значительный интерес проявляется к джозефсоновским структурам, содержащим ферромагнитные (F) материалы в области слабой связи [1]-[3]. Вследствие осциллирующего характера волновой функции критический ток I_c перехода, содержащего F прослойку, должен также испытывать затухающие осцилляции, переходя из состояния с положительным значением I_c в состояние с отрицательным значением ($0-\pi$-переход). Это явление было теоретически предсказано в [4] и впервые нашло экспериментальное подтверждение в работах [5]-[6].

Существование осцилляционной зависимости критического тока от расстояния между сверхпроводящими электродами надежно подтверждено в целом ряде экспериментов с использованием как различных ферромагнитных материалов, так и типов джозефсоновских связей [7]-[22]. Однако, все эти структуры имеют ряд существенных недостатков, сдерживающих их применение в практически значимых слаботочных устройствах.

К первому из них следует отнести малость характерного масштаба проникновения сверхпроводимости в ферромагнетик. Действительно, анализ существующих экспериментальных данных [7]-[22] показывает, что в используемых до настоящего времени ферромагнитных материалах величина обменной энергии H лежит в интервале от 850 K до 2300 K. Столь большие значения H приводят к тому, что характерная длина проникновения сверхпроводящих корреляций, $\xi_F^{-1} = \xi_{F1}^{-1} + i\xi_{F2}^{-1}$, наведенных в ферромагнетик вследствие эффекта близости, составляет несколько нанометров ($\xi_{F1} \approx 1.2 \div 4.6\ nm$, $\xi_{F2} \approx 0.3 \div 2\ nm$). Эти значения существенно меньше типичных длин проникновения $\xi_N \approx 10 \div 100\ nm$ сверхпроводимости в нормальный (N) металл. Именно эти длины (ξ_{F1}, ξ_{F2}) определяют характерный масштаб убывания критического тока I_c SFS (сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник) контактов с увеличением расстояния между электродами L и период осцилляций $I_c(L)$, соответственно. Столь малые значения ξ_{F1} и ξ_{F2} существенно усложняют технологию изготовления SFS переходов с воспроизводимыми параметрами и приводят к деградации высокочастотных

свойств таких контактов.

Ко второму недостатку имеющихся SFS структур следует отнести сложность в организации управления величиной их критического тока посредством изменения направления намагничения входящих в эти структуры ферромагнитных слоев. Так, в работах [23]-[25] было показано, что в SFIFS джозефсоновских структурах, представляющих собой два разделенных изолятором (I) сэндвича из сверхпроводящей и ферромагнитной пленок, изменение взаимной ориентации намагниченности F-слоев с параллельной на антипараллельную может привести к переключению из состояния с конечным критическим током I_c не только в состояние с $I_c = 0$, но и состояние с отрицательным значением I_c. К сожалению, геометрия SFIFS структур такова, что практически реализовать в них изменение угла α между направлениями векторов намагниченности F пленок оказывается весьма затруднительным. Более удобными с этой точки зрения являются исследованные в [26]-[28] SFSF структуры, в которых одна из F-пленок экранирована от внешнего поля сверхпроводящим электродом. В таких контактах при значении угла α между направлениями векторов намагниченности F слоев отличных от 0 или π возникает дальнодействующая триплетная компонента в I_c. Характерный масштаб ее затухания в F слое $((D_F/2\pi T)^{1/2})$ существенно превосходит характерную длину спадания критического тока $((D_F/H)^{1/2})$ при $\alpha = 0, \pi$. Это позволяет управлять параметрами структуры путем изменения угла α. К сожалению, для реализации такого управления необходимо разделить ферромагнетики достаточно тонким S-электродом. Это приводит как к деградации его критической температуры, так и к существенной связанности направлений намагниченности F-пленок, затрудняющей независимое изменение их ориентаций.

Цель работы

Проведенные в данной работе исследования были направлены на нахождение решений, позволяющих устранить сформулированные выше недостатки, имеющиеся в SFS джозефсоновских переходах с традиционной геометрией.

С этой целью был предложен новый тип SFS джозефсоновских контактов,

в которых область слабой связи представляла собой заключенную между двумя сверхпроводящими электродами многослойную NF или FNF структуру, геометрия которой позволяла осуществить задание направления протекающего через контакт сверхтока вдоль ее FN границ. Данная работа была направлена на проведение теоретических исследований процессов в таких структурах и на доказательство принципиальной возможности как увеличения периода осцилляций и масштаба затухания критического тока до значений порядка ξ_N, так и организации эффективного управления величиной I_c.

Задачи работы

При выполнении работы ставились следующие задачи.

1. В рамках квазиклассических уравнений сверхпроводимости в форме уравнений Узаделя в приближении тонких F и N слоев рассчитать зависимости критического тока S-FN-S джозефсоновских структур от расстояния между сверхпроводящими электродами L при произвольных значениях параметров подавления на FN границе и определить условия, при выполнении которых возможно увеличение характерной длины спадания критического тока $I_c(L)$ и периода его пространственных осцилляций до длин порядка ξ_N.

2. В рамках квазиклассических уравнений сверхпроводимости в форме уравнений Узаделя в приближении тонких F и N слоев рассчитать зависимости критического тока S-FNF-S джозефсоновских структур от расстояния между сверхпроводящими электродами L при произвольных значениях параметров подавления на FN границе и определить условия, при выполнении которых возможно осуществить эффективное управление величиной и знаком I_c посредством изменения направления намагниченности одной из F пленок на противоположное.

3. В рамках квазиклассических уравнений Узаделя в приближении тонких F и N слоев провести теоретический анализ влияния взаимной ориентации векторов намагниченностей F пленок S-FNF-S переходов на величину и знак I_c с учетом возникновения в спектре сверхпроводящих корреляций нечетной по мацубаровской частоте триплетной компоненты и исследовать влияние этой компоненты на организацию управления критическим током в S-FNF-S

контакте.

4. В рамках квазиклассических уравнений Узаделя теоретически исследовать влияние конечной толщины ферромагнитной и нормальной пленок в области слабой связи S-FN-S джозефсоновских структур на поведение их критического тока.

Положения, выносимые на защиту

1. Впервые предложены S-FN-S и S-FNF-S джозефсоновские структуры нового типа, и теоретически доказана возможность осуществления в них существенного (на один - два порядка) увеличения масштабов затухания и осцилляций критического тока как функции расстояния между сверхпроводящими электродами L.

2. Впервые доказана возможность осуществления эффективного управления как знаком, так и величиной критического тока в джозефсоновских S-FNF-S переходах путем изменения взаимной намагниченности ферромагнитных слоев как по знаку так и по величине.

3. Впервые показано, что в S-FNF-S джозефсоновских переходах, в которых вектора намагниченности ферромагнитных пленок лежат в плоскости F слоев и неколлинеарны, учет триплетной компоненты в спектре сверхпроводящих корреляций приводит к возникновению в них π-контакта нового типа, возникающего за счет суперпозиции неосциллирующих с расстоянием между S электродами вкладов в критический ток.

4. Впервые установлено, что в S-FNF-S джозефсоновских переходах эффективное управление величиной и знаком критического тока может быть достигнуто при достаточно малых углах разворота векторов намагниченностей из антиферромагнитной конфигурации. В этом случае возможно существенное увеличение критического тока в π-состоянии по сравнению со значениями I_c в ферромагнитной конфигурации.

5. Впервые теоретически исследовано влияние конечности толщины N и F слоев на характер затухания и осцилляций критического тока S-NF-S структур. Определены условия на толщину нормальной пленки, при

которой сохраняется осциллирующий характер затухания $I_c(L)$. Установлено, что вблизи критических расстояний между сверхпроводящими электродами, отвечающих точке перехода между 0 и π-состояниями в структурах с бесконечно толстой ферромагнитной пленкой, имеет место быстрая смена как знака, так и величины критического тока при малых изменениях расстояния между сверхпроводящими электродами. Установлены границы таких областей и доказано, что вне их как знак, так и величина критического тока не зависят от толщины F пленки, если она сравнима с длиной когерентности.

Научно-практическая ценность диссертации

Полученные в данной диссертации результаты важны как с научной, так и с практической точек зрения. Их научная ценность состоит в получении ряда новых фундаментальных результатов в области развития теории джозефсоновских переходов с ферромагнитными слоями в области слабых связей.

К ним прежде всего относится предсказание существования π-контактов нового типа, возникающих в S-FNF-S переходах за счет суперпозиции неосциллирующих с расстоянием между S электродами вкладов в критический ток. Экспериментальное обнаружение такого π-контакта может служить доказательством существования дальнодействующей триплетной компоненты.

Вторым, безусловно важным, результатом является доказательство возможности осуществления эффективного управления величиной и знаком критического тока S-(FNF)-S перехода при достаточно малом отклонении направлений намагниченности F слоев от их антиферромагнитной конфигурации. Такое управление является не только более энергетически выгодным по сравнению с полным перемагничиванием структуры, но и позволяет добиться существенного увеличение критического тока в π-состоянии по сравнению со значением I_c, получаемым в ферромагнитной конфигурации, т.е. при полном перемагничивании одной из F пленок.

Наконец, в диссертации теоретически доказано, что создание в SFS джозефновских контактах пространственных неоднородностей в направлении перпендикулярном направлению сверхтока сопровождается генерацией ряда

новых эффектов, одним из которых является доказанная в работе возможность существенного увеличения масштабов затухания и осцилляций критического тока как функции расстояния между сверхпроводящими электродами.

Практическое значение сформулированных в дисссертации результатов определяется тем, что они фактически переводят проблему исследований взаимодействия ферромагнетизма и сверхпроводимости из чисто фундаментальной в практическую плоскость. Так, в предложенных структурах сняты имевшиеся ранее существенные с технологической точки зрения ограничения на расстояние между сверхпроводящими электродами L, найден эффективный способ управления параметрами структур, определены области толщин N и F слоев и расстояний L, в которых реализуется слабая зависимость I_c от разброса как геометрических, так и транспортных параметров материалов структур, которые присущи любому технологическому процессу. Фактически, в ходе выполнения данной работы предложен и детально исследован новый тип управляемого джозефсоновского перехода - спиновый джозефсоновский вентиль не имеющий аналогов в современной спинтронике. На данное устройство получен патент Российской Федерации, и подана заявка на патент РФ, прошедшая стадию формальной экспертизы.

Апробация работы

Результаты работы докладывались на

- симпозиуме "Nanoscale Phenomena - Fundamentals and Applications", Кишинев, Молдова, 2007;

- симпозиуме "Physics of Nanoscale Superconducting Heterostructures", Лейден, Нидерланды, 2007;

- международной конференции "Micro- and nanoelectronics - 2007" (ICMNE-2007), Звенигород, 2007;

- 11-ом международном симпозиуме "Нанофизика и наноэлектроника", Нижний Новгород, 2008;

- международном симпозиуме "Moscow international symposium of magnetism", Москва, 2008;

- 25-ой международной конференции "Low temperature physics", Амстердам,

Нидерланды, 2008.

Результаты диссертации отражены в 10 публикациях, в том числе в трех статьях в научных реферируемых журналах [A1]-[A3], рекомендованных ВАК, а также в 6 тезисах докладов конференций [A5]-[A10]. По результатам работы получен патент РФ [A4].

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Объем диссертации - 86 стр., включая 28 рисунков. Список литературы состоит из 90 наименований.

Содержание работы

Во **введении** дан краткий обзор теоретических и экспериментальных работ, относящихся к теме диссертации, обоснована ее актуальность, сформулированы цели и задачи работы, перечислены основные результаты, представляемые на защиту, дано краткое описание содержания глав диссертации.

В **главе 1** рассматриваются S-FN-S джозефсоновские переходы, представляющий собой два массивных сверхпроводящих электрода, соединенных между собой двухслойной NF структурой. Предполагается, что сверхток задается в направлении, параллельном FN-границам композитной области слабой связи.

В разделе 1.1 развит подход к описанию исследуемого S-FN-S перехода в рамках квазиклассических уравнений Узаделя в пределе тонких ферромагнитного и нормального слоев. Предположение малой толщины слоев позволило существенно упростить задачу и найти аналитические выражения для функций Грина, через которые далее было получено выражение для критического тока исследуемой структуры. Критический ток удалось представить в виде суммы двух слагаемых, каждое из которых соответствовало одному из собственных волновых чисел системы.

В разделе 1.2 анализируются волновые числа и критический ток перехода, полученные в разделе 1.1 для ряда предельных случаев. Показывается, что в пределе большого сопротивления FN границы пленки практически

независимы и сверхток протекает по двум каналам. В ферромагнитной пленке происходит незначительное увеличение масштаба затухания и периода осцилляций критического тока, а в нормальной появляются осцилляции, но с периодом гораздо большим ξ_N. В пределе малого сопротивления FN границы рассматриваются два случая: случай сильной ферромагнитной и сильной нормальной пленки. В первом случае структура аналогична SFS переходу, и критический ток убывает очень резко, а во втором случае один из волновых векторов при соответствующем подборе параметров перехода может давать осцилляции критического тока с периодом и масштабом затухания порядка ξ_N. Таким образом, в главе 1 доказано, что как масштаб затухания, так и период осцилляций критического тока могут быть существенно увеличены в S-FN-S переходе по сравнению с теми же параметрами для SFS перехода, так как использование FN структуры в качестве материала слабой связи позволяет уменьшить эффективную обменную энергию ферромагнитной пленки.

В **главе 2** рассмотрен джозефсоновский переход, представляющий собой два массивных сверхпроводящих электрода, соединенных между собой трехслойной FNF структурой. Сверхток задается в направлении, параллельном FN-границам композитной области слабой связи. В данной главе исследуется возможность управления критическим током в таких джозефсоновских переходах. Направление намагниченности одного из F-слоев может быть запининговано использованием антиферромагнитной подложки. Предполагается, что вектор намагниченности другого F слоя может изменяться как по величине, так и по знаку, оставаясь коллинеарным первому.

В разделе 2.1 развит подход к описанию исследуемого S-FNF-S перехода в рамках квазиклассических уравнений Узаделя в пределе тонких ферромагнитного и нормального слоев, а также предполагается выполнение других условий, заданных в главе 1. В предположении малой толщины слоев найдены аналитические выражения для функций Грина, через которые далее было получено выражение для критического тока исследуемой структуры. Критический ток был представлен в виде суммы трех слагаемых, каждое из которых соответствовало одному из собственных волновых чисел системы.

В разделе 2.2 анализируются волновые числа и критический ток перехода для различных предельных случаев. Показано, что при равенстве намагниченностей как по знаку, так и по абсолютной величине структура аналогична рассмотренной в главе 1. В пределе большого сопротивления FN границ практически нет влияния пленок друг на друга. В пределе сильной нормальной пленки два волновых числа практически соответствуют парциальным волновым числам ферромагнитных пленок, в то время как третье волновое число может описывать осцилляции критического тока с периодом и масштабом затухания порядка ξ_N. Показано, что при строго антипараллельной ориентации намагниченностей происходит усреднение обменной энергии таким образом, что осцилляции критического тока отсутствуют. Также они отсутствуют при значении обменной энергии одного из ферромагнитных слоев обратно пропорциональном значению обменной энергии другой F пленки и квадрату сопротивления FN границы. Установлено, что критический ток при равных по абсолютной величине и противоположных по направлению намагниченностях всегда положителен. Поэтому при переключении намагниченностей из параллельной в антипараллельную конфигурацию возможен как переход из 0 в 0 состояние, так и переход из 0 в π состояние в зависимости от расстояния между сверхпроводящими электродами. При этом также возможно существенное изменение величины критического тока. Также установлено, что максимальная абсолютная величина критического тока достигается при неравных по абсолютному значению намагниченностях как для 0 состояния, так и для π состояния. Таким образом, в главе 2 доказано, что в S-FNF-S переходе возможно эффективное управление как величиной, так и знаком критического тока, при этом, сохраняются преимущества S-FN-S, рассмотренные в главе 1.

В **главе 3** рассмотрен S-FNF-S джозефсоновский переход с неколлинеарными векторами намагниченностей F слоев в пределе малой толщины пленок в области слабой связи. Исследуется возможность осуществления управления критическим током при развороте векторов намагниченностей F слоев на некоторый угол. При угле разориентации

векторов намагниченностей $\alpha \neq 0, \pi$ помимо четных по импульсу и мацубаровской частоте синглетной и триплептной компонент $\sim \langle\psi_\uparrow\psi_\downarrow\rangle + \langle\psi_\downarrow\psi_\uparrow\rangle$ и $\sim \langle\psi_\uparrow\psi_\downarrow\rangle - \langle\psi_\downarrow\psi_\uparrow\rangle$ возникает также и четная по импульсу и нечетная по мацубаровской частоте триплетная компонента $\sim \langle\psi_\uparrow\psi_\uparrow\rangle \sim \langle\psi_\downarrow\psi_\downarrow\rangle$, которая также дает вклад в критический ток перехода. В главе 3 показывается, как учет таких корреляций влияет на критический ток структуры.

В разделе 3.1 развит подход к описанию исследуемого S-FNF-S перехода в рамках квазиклассических уравнений Узаделя в матричном виде в пределе тонких ферромагнитного и нормального слоев. Показывается, каким образом могут быть получены компоненты матричных функций Грина для ферромагнитных и нормального слоев при учете нечетной по мацубаровской частоте триплетной компоненты сверхпроводящих корреляций.

В разделе 3.2 показывается, что в пределе сильной нормальной пленки выражения для функций Грина, полученные в разделе 3.1, существенно упрощаются. Как следует из рассмотрения, проведенного в главах 1 и 2, именно такое приближение приводит к практически интересным результатам для зависимостей критического тока от параметров исследуемых структур. В этом пределе получены аналитические выражения для критического тока перехода и для волновых чисел структуры.

В разделе 3.3 проведен анализ волновых чисел для предельного случая, отвечающего приближению сильной нормальной пленки. Показано, что учет нечетной по мацубаровской частоте триплетной компоненты приводит к заметному изменению поведения волнового числа в зависимости от угла разориентации векторов намагниченностей. Появление второго волнового числа, слабо зависящего от обменной энергии и имеющего меньшее значение действительной части в некоторой области углов, явно свидетельствует о его связи с триплетной компонентой. Также, период осцилляций обращается в бесконечность не строго при антипараллельной ориентации векторов намагниченностей, а при некотором угле.

В разделе 3.4 для того же предельного случая проведен анализ критического тока структуры. Показано, что учет нечетной по мацубаровской

частоте триплетной компоненты приводит к появлению перехода из 0 в π состояние вблизи антипараллельной конфигурации намагниченностей. Доказано, что при угле разориентации большем критического в структуре возможна реализация π состояния нового типа, обусловленного суперпозицией неосциллирующих вкладов, затухающих на длинах порядка ξ_N, от нечетной триплетной компоненты и от компоненты, обусловленной присутствием нормального металла. Расстояние между сверхпроводящими электродами, при котором реализуется 0-π переход, зависит от угла α, и при антипараллельной ориентации намагниченностей это расстояние стремится к бесконечности. Таким образом, в главе 3 доказано, что возможна реализация эффективного управления критическим током S-FNF-S перехода при малых углах разворота векторов намагниченностей из антипараллельной конфигурации, а также доказано существование нового π перехода.

В **главе 4** теоретически исследованы процессы в S-FN-S джозефсоновских переходах при произвольной толщине F и N пленок в области слабой связи.

В разделе 4.1 развит подход к описанию исследуемого S-FN-S перехода в рамках квазиклассических уравнений Узаделя для произвольных толщин ферромагнитной и нормальной пленок. Найдены функций Грина, через которые далее было получено выражение для критического тока исследуемой структуры.

В разделе 4.2 показано, что учет конечной толщины пленок приводит к появлению бесконечного числа волновых чисел структуры. Установлено, что вследствие этого критический ток представляет собой сумму бесконечного числа слагаемых. Показано, что выражение для критического тока упрощается в том случае, когда основной вклад в ток дают слагаемые, отвечающие минимальным волновым числам. Определяются ограничения на толщину нормальной пленки, при котором справедливо такое предположение, и находится аналитическое выражение, определяющее зависимость минимального волнового числа от транспортных параметров FNF области слабой связи.

Показано, что выражение для критического тока перехода имеет такую же

структуру, как и полученное ранее в главе 1 и отличается от него лишь более сложной зависимостью входящего в него волнового числа от толщины F и N пленок и параметров, характеризующих свойства FN границы.

В разделе 4.3 проведен анализ найденного в разделе 4.2 волнового числа в зависимости от параметров перехода. Определяются параметры, при которых справедлив количественно рассмотренный в главе 1 предел тонких пленок. Показано, что поскольку структура выражения для критического тока остается такой же, то и результаты, полученные в предыдущих главах, остаются качественно верными не только в приближении малых толщин пленок. Показано, что при значениях толщины ферромагнитной пленки больших ξ_F волновое число практически перестает зависеть от этой толщины.

В разделе 4.4 проведен анализ поведения критического тока перехода. Показано, что вблизи критических расстояний между сверхпроводящими электродами, т.е. таких, при которых критический ток равен нулю при бесконечно толстой ферромагнитной пленке, происходит быстрая смена как знака, так и величины критического тока при малых изменениях расстояния между сверхпроводящими электродами. Вдали же от таких узких критических областей как знак, так и величина критического тока не зависят от толщины F пленки при толщине F большей ξ_F.

В **заключении** сформулированы основные результаты работы.

Заключение

1. В рамках линеаризованных уравнений Узаделя рассчитан критический ток I_C S-(FN)-S джозефсоновской структуры как функция температуры T, обменной энергии ферромагнентика H, расстояния между сверхпроводящими электродами L и параметров подавления на FN границе. Расчет проведен в пределе тонких ферромагнитной (F) и нормальной (N) пленок, толщины которых d_F и d_N считались меньше их длин когерентности ξ_F и ξ_N, соответственно.

2. Доказано, что использование тонкопленочных двуслойных FN структур в качестве материала слабой связи S-(FN)-S контактов может привести к

уменьшению эффективной обменной энергии и к существенному, до длин масштаба ξ_N, увеличению (по сравнению с аналогичными структурами, содержащими лишь ферромагнитную пленку) как длины затухания, так и периода осцилляций зависимости критического тока $I_C(L)$.

3. В рамках линеаризованных уравнений Узаделя в пределе тонких ферромагнитной (F) и нормальной (N) пленок рассчитан критический ток I_C S-(FNF)-S джозефсоновской структуры как функция температуры T, обменной энергии ферромагнентика H, расстояния между сверхпроводящими электродами L и параметров подавления на FN границе в геометрии с коллинеарным направлением векторов намагниченности F пленок.

4. Впервые установлено, что в джозефсоновских структурах S-FNF-S типа возможно не только эффективное увеличение (по сравнению с SFS переходами) эффективной длины спадания критического тока и периода его осцилляций, но и управление как величиной, так и знаком I_C, если изменение намагниченности пленки происходит без разворота вектора намагниченности в плоскости пленки, т.е. перемагничивание осуществляется посредством уменьшения магнитного момента одной из ферромагнитных пленок до нуля и последующего его увеличения в направлении противоположном изначальному.

5. В рамках линеаризованных уравнений Узаделя в пределе тонких ферромагнитной (F) и нормальной (N) пленок рассчитан критический ток I_C S-(FNF)-S джозефсоновской структуры как функция температуры T, обменной энергии ферромагнентика H, расстояния между сверхпроводящими электродами L и параметров подавления на FN границе в геометрии с произвольной взаимной ориентацией векторов намагниченности F пленок.

6. Впервые доказано, что при осуществлении перемагничивания ферромагнитных пленок с разворотом векторов намагниченности в плоскости пленок в S-(FNF)-S структурах может генерироваться триплетная сверхпроводящая компонента, нечетная по мацубаровской частоте и затухающая на длинах порядка длины когенрентности нормальной пленки. Впервые установлено, что в таких структурах возможна реализация нового типа "триплетного" π контакта, который возникает как результат

взаимодействия двух не осциллирующих с координатой вкладов в критический ток, каждый из которых спадает на длинах порядка длины когерентности нормального металла, что, как правило, на несколько порядков превосходит длину ξ_F.

7. Впервые доказано, что наличие "триплетного" π контакта в S-(FNF)-S структурах позволяет реализовать эффективное управление критическим током S-(FNF)-S спинового вентиля путем разворота векторов намагниченности F пленок из их исходной антиферромагнитной конфигурации на относительно небольшой угол. Показано, что в этом случае можно достичь значительно больших значений разности между величинами критических токов в "0" ($I_c > 0$) и "π" ($I_c < 0$) состояниях, чем при изменении направления намагниченности $\mathbf{M}_1$ одной из F пленок путем ее перемагничивания, т.е. посредством перехода от $\mathbf{M}_1$ к $\mathbf{-M}_1$ посредством изменения величины этого вектора.

8. В рамках линеаризованных уравнений Узаделя рассчитан критический ток I_C S-(FN)-S джозефсоновской структуры как функция температуры T, обменной энергии ферромагнентика H, расстояния между сверхпроводящими электродами L и параметров подавления на FN границе при произвольной толщине ферромагнитной и нормальной пленок. Показано, что качественно сохраняется осциллирующее поведение критического тока с изменением расстояния между сверхпроводящими электродами, но характерный масштаб затухания и период осцилляций существенно зависят от толщины пленок.

9. Уточнены границы применимости использованного при предыдущих рассчетах приближения тонких пленок. Показано, что при толщине ферромагнетика, сравнимой с длиной когерентности, как характерный масштаб затухания, так и период осцилляций перестают зависеть от толщины F пленки. Установлено, что вблизи критических расстояний между сверхпроводящими электродами, т.е. таких, при которых критический ток равен нулю при бесконечно толстой ферромагнитной пленке, происходит быстрая смена как знака, так и величины критического тока при малых изменениях L. Доказано, что вне таких узких критических областей как знак, так и величина критического тока не зависят от толщины F пленки.

Результаты диссертации отражены в следующих публикациях

[A1] Т.Ю. Карминская, М.Ю. Куприянов, "Эффективное уменьшение обменной энергии в S-(FN)-S джозефсоновских структурах", Письма в ЖЭТФ, том **85**, вып. 6, с. 343-348, 2007. [JETP Lett. **85**, 286 (2007)].

[A2] Т.Ю. Карминская, М.Ю. Куприянов, "Переход из 0 в π -состояние в S-(FNF)-S джозефсоновских структурах", Письма в ЖЭТФ, том **86**, вып. 1, с. 65-70, 2007. [JETP Lett. **86**, 61 (2007)].

[A3] Т.Ю. Карминская, М.Ю. Куприянов, А.А. Голубов, "Критический ток S-(FNF)-S джозефсоновских структур с неколлинеарными векторами намагниченности ферромагнитных пленок", Письма в ЖЭТФ, том **87**, вып. 10, с. 657-663, 2008. [JETP Lett., **87**, 570 (2008)].

[A4] Т.Ю. Карминская, М.Ю. Куприянов, В.В. Рязанов, "Сверхпроводящий прибор с джозефсоновским переходом", Патент РФ є 2343591 Ru от 26.06.2007, Бюллетень изобретений є1 от 10.01 (2009).

[A5] T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, A.A. Golubov, A.S. Sidorenko, V.V. Ryazanov, "Enhancement of complex decay length in S-(FNF)-S Josephson junctions", Proceedings of NANO Symposium Nanoscale Phenomena - Fundamentals and Applications, Kishinev, Moldova, September 20-22, p.37, 2007.

[A6] T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, A.A. Golubov, A.S. Sidorenko, V.V. Ryazanov, "Transition from "0" to "π" states in S-(FNF)-S Josephson junctions", Lorentz Center Workshop Physics of Nanoscale Superconducting Heterostructures, Leiden, The Netherlands, July 2 - 6, p.37, 2007.

[A7] T. Karminskaya, M. Kupriyanov, N.Pugach, "Josepson effect in laterally inhomogeneous structures with ferromagnetic materials", The International Conference Micro- and nanoelectronics - 2007 (ICMNE-2007), Zvenigorod, Moscow region, October 1-5, p.O1-41, 2007.

[A8] Т.Ю. Карминская, М.Ю. Куприянов, "Управление переходом из 0 в π- состояние в S-(FNF)-S джозефсоновских переходах", 11-ый международный симпозиум нанофизика и наноэлектроника, материалы симпозиума, т. 2, с. 380-381, Нижний Новгород, 10-14 марта, 2008.

[A9] T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, A.A. Golubov, "Novel type of π-junctions oh the base of josephson S-(FNF)-S structures", Moscow international symposium of magnetism, Book of abstracts, June 20-25, p. 253-254, 2008.

[A10] T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, A.A. Golubov, "Josephson S-(FNF)-S structures as a novel type of π-junctions", 25th-International conference on Low temperature physics, Amsterdam, The Netherlands, August 6-13, p. 24, 2008.

Список литературы

[1] A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).

[2] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).

[3] A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).

[4] L. N. Bulaevskii, V. V. Kuzii and A. A. Sobjanin, JETP Lett. **25**, 290 (1977).

[5] V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov, A. V. Veretennikov, A. A. Golubov, and J. Aarts, Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).

[6] T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, F. Genet, B. Stephanidis, and R. Boursier, Phys. Rev. Lett. **89**, 137007 (2002).

[7] S. M. Frolov, D. J. Van Harlingen, V. A. Oboznov, V. V. Bolginov, and V. V. Ryazanov, Phys. Rev. B **70**, 144505 (2004).

[8] S. M. Frolov, D. J. Van Harlingen, V. V. Bolginov, V. A. Oboznov, and V. V. Ryazanov, Phys. Rev. B **74**, 020503 (2006).

[9] T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 137007 (2002).

[10] H. Sellier, C. Baraduc, F. Lefloch, and R. Calemczuck, Phys. Rev. B **68**, 054531 (2003).

[11] Y. Blum, A. Tsukernik, M. Karpovski, et al., Phys. Rev. B **70**, 214501 (2004).

[12] C. Surgers, T. Hoss, C. Schonenberger, et al., J. Magn. Magn. Mater. **240**, 598 (2002).

[13] C. Bell, R. Loloee, G. Burnell, and M. G. Blamire Phys. Rev. B **71**, 180501 (R) (2005).

[14] V. Shelukhin, A. Tsukernik, M. Karpovski, Y. Blum, K. B. Efetov, A. F. Volkov, T. Champel, M. Eschrig, T. Löfwander, G. Schön, and A. Palevski, Physical Review B 73 174506 (2006).

[15] V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, A. K. Feofanov, V. V. Ryazanov, and A. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **96**, 197003 (2006).

[16] M. Weides, K. Tillmann, and H. Kohlstedt, Physica C 437-438, 349-352 (2006).

[17] M. Weides, M. Kemmler, H. Kohlstedt, A. Buzdin, E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, Appl. Phys. Lett. **89**, 122511 (2006).

[18] M. Weides, M. Kemmler, E. Goldobin, H. Kohlstedt, R. Waser, D. Koelle, R. Kleiner, cond-mat/0605656, submitted to PRL.

[19] H. Sellier, C. Baraduc, F. Lefloch, and R. Calemczuck, Phys. Rev. Lett. **92**, 257005 (2004).

[20] F. Born, M. Siegel, E. K. Hollmann, H. Braak, A. A. Golubov, D. Yu. Gusakova, and M. Yu. Kupriyanov, Phys. Rev. B. **74**, 140501 (2006).

[21] J. W. A. Robinson, S. Piano, G. Burnell, C. Bell, and M. G. Blamire, Phys. Rev. Lett. **97**, 177003 (2006).

[22] M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, M. Siegel, Proc. SPIE **6260** p. 227-238 (2006).

[23] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. Lett. **86**, 3140 (2001).

[24] V. N. Krivoruchko and E. A. Koshina, Phys. Rev. B **63**, 224515 (2001); **64**, 172511 (2001).

[25] A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and Ya. V. Fominov. Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz., **75**, 223 (2002) [JETP Letters, **75**, 190 (2002)].

[26] A. F. Volkov, F. S. Bergeret, and K. B. Efetov, Phys. Rev. Lett. **90**, 117006 (2003).

[27] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov. Phys. Rev. B **64**, 134506 (2001).

[28] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. B **68**, 064513 (2003).