

На правах рукописи

ГОЛИКОВА Татьяна Евгеньевна

**Эффект близости и когерентные явления в
гибридных структурах
сверхпроводник-нормальный
металл-ферромагнетик**

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Черноголовка – 2014

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики твердого тела Российской академии наук.

Научный руководитель: **Рязанов Валерий Владимирович**

д-р физ.-мат. наук, профессор

Официальные оппоненты: **Овсянников Геннадий Александрович**

д-р физ.-мат. наук, профессор, ИРЭ РАН

(г. Москва), ведущий научный сотрудник

Мельников Александр Сергеевич

д-р физ.-мат. наук, профессор, ИФМ РАН

(г. Нижний Новгород),

заместитель директора

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук

Защита состоится «_____» _____ 2014 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 002.100.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики твердого тела Российской академии наук, расположенном по адресу: 142432, Московская обл., г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д. 2

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте <http://www.issp.ac.ru/main/dis-council.html> ИФТТ РАН.

Автореферат разослан «_____» _____ 2014 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,

д-р физ.-мат. наук

Зверев В. Н.

©Голикова Т. Е., 2014

©ИФТТ РАН, 2014

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Одним из важных открытий в исследовании свойств сверхпроводников, получившим в дальнейшем широкое практическое применение, является эффект Джозефсона [1]. Этот эффект связан с возможностью протекания сверхпроводящего тока через различные виды слабых связей, соединяющих сверхпроводящие (S) электроды, в том числе через туннельный барьер I, короткое сужение C и нормальный металл N (контакты S-I-S, S-C-S, S-N-S) [2]. В случае, например, S-I-S контакта сверхпроводящий джозефсоновский ток I_s связан с разностью фаз сверхпроводящих волновых функций φ между двумя сверхпроводящими берегами соотношением $I_s = I_c \sin \varphi$, где I_c - максимально возможный, сверхпроводящий критический ток через контакт. Сверхпроводящие структуры с джозефсоновскими контактами в последнее время также привлекают значительный интерес как с фундаментальной, так и с практической точек зрения, в связи с развитием новых, высокотехнологичных методов получения таких структур и возможностью проводить эксперименты на мезоскопических системах. Проблема взаимного существования сверхпроводимости и ферромагнетизма, как двух систем с противоположно-различным порядком спинового упорядочения, также активно исследуется последние десятилетия. Существенным продвижением стала экспериментальная реализация джозефсоновского π - контакта в тонкопленочной системе Nb/Cu_{1-x}Ni_x/Nb, x=0.52 [3]. В таком контакте разность фаз волновых функций сверхпроводящего параметра порядка Δ в противоположных сверхпроводящих обкладках при отсутствии внешнего тока и магнитного потока имеет спонтанный сдвиг, равный π , а джозефсоновское соотношение для сверхпроводящего тока контакта вы-

глядит следующим образом: $I = I_c \sin(\varphi + \pi) = -I_c \sin\varphi$. Использование джозефсоновских π -контактов в сверхпроводящей криоэлектронике открывает новые возможности уменьшения ячеек квантовой и цифровой логики и улучшения архитектурных схем на их основе. Так в работах [4], [5] был реализован и использован сверхпроводящий инвертор фазы на основе π -контакта, как компонент RSFQ-логики (от англ. Rapid Single Flux Quantum). Другая важнейшая задача связана с использованием джозефсоновских π -контактов в логических элементах квантового компьютера - сверхпроводящих кубитах, предложенная в [6] и реализованная в [7].

В настоящее время существует множество методов микро- и наноструктурирования, такие как оптическая и электронная литографии, ионная литография, магнетронное распыление, осаждение из газовой фазы, молекулярно-пучковая эпитаксия, теневое напыление и другие. Использование сфокусированного ионного пучка является довольно простым способом изготовления джозефсоновских переходов типа S-N-S [8], S-C-S [9] и даже S-F-S [10], однако при этом методе портятся характеристики контактов в связи с проникновением ионов в область слабой связи. Этот способ не позволяет использовать в качестве барьера металлы с хорошей проводимостью, контакты получаются с делокализованной областью слабой связи. В то же время, S-I-S переходы [11] обладают вольтамперной характеристикой с сильным гистерезисом, и для использования в сверхпроводящей электронике их приходится шунтировать. Изготовление торцевых S-N-S мостиков сталкивается со значительными технологическими трудностями, а также со сложным контролем параметров и невоспроизводимостью результатов. Использование метода магнетронного распыления также не позволяет изготавливать структуры с высоким качеством границ между материалами и хорошо воспроизводимыми параметрами. Развитие современной технологии теневого напыления [12]

позволяет решить многие из этих проблем изготовления субмикронных структур, а также открывает новые возможности проектировать и изготавливать сложные многотерминальные схемы. Кроме того, эта технология обладает большим преимуществом: можно изготавливать гибридные структуры за один вакуумный цикл, тем самым обеспечивая хорошее качество границ, воспроизводимые параметры и, в то же время, высокую гибкость и простоту в изменении дизайна структур. К недостаткам можно отнести то, что этот метод сложно приспособить к изготовлению структур в промышленных масштабах, однако он очень удобен для исследовательских целей.

По сравнению с нормальными металлами длина когерентности куперовских пар в ферромагнитных материалах (F), которые могут использоваться для изготовления джозефсоновских S-F-S контактов, довольно мала и составляет всего несколько нанометров. По этой причине технологически очень сложно изготовить такие контакты с контролируемыми и воспроизводимыми параметрами. Лишь несколько экспериментальных групп в мире достигли успехов в этой области: были изготовлены π -контакты на основе SFS или SIFS джозефсоновских контактов [3], [13], [14], [15]. Согласно [16], существует два возможных решения, как можно увеличить длину затухания в ферромагнетике. Во-первых, это создание структур с неоднородной намагниченностью, где будет возможно существование триплетной сверхпроводимости [17]. Этот способ довольно сложен в экспериментальной реализации и требует поиска соответствующих магнитных материалов с различной магнитной анизотропией [18–21]. Второе решение связано с использованием двойного N/F - слоя (или тройного F/N/F-слоя) в качестве слабой связи. Этому подходу посвящен целый цикл теоретических работ, обобщенный в работе [22] (см. также ссылки в этой статье), и он заключается в эффективном умень-

шении обменного поля в ферромагнетике за счет “эффекта близости” с нормальным металлом.

Развитие исследований гибридных структур с ферромагнетиками и нормальными металлами обусловлено в настоящее время, с одной стороны, значительным интересом к явлениям, связанным со спин-зависимым транспортом [23, 24], в частности, со спиновой диффузией и аккумуляцией, в том числе и в структурах со сверхпроводниками, а, с другой стороны, интересом к явлениям, связанным с когерентными нелокальными эффектами, такими как нелокальное андреевское отражение [25–27], которые в дальнейшем могут найти применение в обработке квантовой информации. В связи с довольно малыми длинами, характерными для указанных эффектов, длины и сигналы, связанные с неравновесными эффектами на границе сверхпроводника с нормальным металлом и ферромагнетиком, зачастую оказываются больше по величине даже при температурах, существенно ниже температуры сверхпроводящего перехода T_c . Неравновесные явления в сверхпроводниках довольно интенсивно изучались, начиная в 1970-х годов, но как экспериментальные, так и теоретические исследования явлений, связанных, в частности, с зарядовым разбалансом на NS- границе, в основном, были выполнены при температурах, близких к критической температуре сверхпроводника T_c [28, 29]. Преимуществами исследований неравновесных эффектов при температурах вблизи T_c являются довольно легко измеряемые сигналы в экспериментах и точные теоретические приближения, позволяющие описать эти эффекты. В настоящее время есть интерес и необходимость продолжения исследования этих эффектов [27, 30], тем более, что пока не существует подробных экспериментов и хорошего теоретического описания низкотемпературного зарядового разбаланса ($T \ll T_c$).

Настоящая диссертационная работа посвящена экспериментальному

исследованию когерентных явлений в планарных субмикронных S-N-S и S-(N/F)-S джозефсоновских контактах, т.е. контактах с бислойной N/F слабой связью, а также исследованию неравновесных нелокальных эффектов в более сложных многотерминальных структурах с джозефсоновскими контактами и инжекторами неравновесных квазичастиц.

Цель работы состояла в изготовлении субмикронных планарных S-N-S джозефсоновских контактов, планарных гибридных структур на основе сверхпроводника, нормального металла и ферромагнетика, исследовании особенностей эффекта близости и сверхпроводящего транспорта через такие структуры, реализации S-(N/F)-S - джозефсоновского контакта с ферромагнитным монодоменным подслоем (F), исследовании влияния ферромагнитного подслоя на парный и квазичастичный транспорт через джозефсоновский S-(N/F)-S контакт, изучении нелокальных неравновесных эффектов в многотерминальных SNS структурах, связанных с инжекцией квазичастиц в один из берегов джозефсоновского S-N-S контакта.

Основные результаты диссертации, выносимые на защиту, состоят в следующем:

1. Исследованы джозефсоновские вольтамперные характеристики (ВАХ) субмикронных планарных S-N-S мостиков на основе сверхпроводящего алюминия и нормальной меди. Подробно изучены при помощи измерения дифференциальной проводимости особенности на резистивной части ВАХ, связанные с влиянием эффекта близости в SN-системе и эффектом многократного андреевского отражения и зависящие от длины нормального барьера. Проведено сравнение с имеющимися в литературе теоретическими расчетами подобных систем.

2. Проведены измерения температурных зависимостей критического тока S-N-S структур джозефсоновских контактов Al-Cu-Al для различных длин L между сверхпроводящими электродами в режиме, так называемого, мостика промежуточной длины, т.е. когда $L \approx \xi_N$, где ξ_N - длина когерентности в нормальном металле. Обнаружено резкое повышение критического тока структур при понижении температуры, связанное с изменением эффективного размера слабой связи за счет включения дополнительных участков алюминиевых электродов, подавленных при более высоких температурах за счет эффекта близости. Полученные экспериментальные результаты сравниваются с расчетами на основе предложенных теоретических моделей и демонстрируют хорошее соответствие.
3. В гибридных планарных структурах Al-(Cu/Fe)-Al с бислойной (N/F) слабой связью, содержащей монодоменный ферромагнетик (Fe), впервые удалось пронаблюдать сверхпроводящую джозефсоновскую связь. Были измерены температурные зависимости сверхпроводящего критического тока для разной длины N/F-барьеров.
4. На дифференциальном сопротивлении структур Al-(Cu/Fe)-Al была обнаружена двойная (“расщепленная”) особенность, соответствующая наведенной сверхпроводящей “минищели”, которая была объяснена двойным эффектом близости: минищель в нормальном металлическом слое возникает из-за эффекта близости со сверхпроводником, а ее расщепление - в связи со спиновой поляризацией из-за близости ферромагнетика. Было продемонстрировано, что двойная особенность переходит в одинарную при внешнем магнитном поле, соответствующем коэрцитивному полю ферромагнитного слоя, т.е. когда его средняя намагниченность равна нулю.

5. При инъекции неравновесных квазичастиц в один из берегов мезоскопического джозефсоновского SNS контакта (Al-Cu-Al) был обнаружен нелокальный сверхпроводящий ток при отсутствии внешнего транспортного тока через контакт. Наблюдаемый эффект связан с возникновением сверхпроводящего противотока, компенсирующего поток неравновесных квазичастиц через SNS контакт. Величины нелокальных критических токов были измерены при различных расстояниях от инжектора до контакта и при разных температурах существенно ниже критической температуры T_c . По этим данным была оценена длина зарядовой релаксации неравновесных квазичастиц и ее температурная зависимость.

Научная новизна и достоверность. Результаты диссертационной работы, выносимые на защиту, получены впервые, ее выводы обоснованы надежностью применявшихся при исследовании различных современных методов экспериментальной физики, они согласуются с теоретическими расчетами и не вызвали принципиальных возражений в ходе апробации работы.

Научная и практическая ценность. Изученные в работе структуры могут быть перспективны в качестве элементов сверхпроводящей электроники, например, для изготовления субмикронных СКВИДов и всевозможных датчиков на их основе.

Исследованные параметры и температуры удобны для практического использования: планарные субмикронные S-N-S системы с конечной длиной нормального барьера в пределе промежуточных длин $L \approx \xi_N$ и относительно высоких температур практически не были исследованы ранее. Продемонстрированная возможность температурного переключения между двумя разными по свойствам сверхпроводящими электродами,

формирующими разнородные токовые каналы, также может найти практическое применение. Например, в подобных структурах с ферромагнетиком в качестве джозефсоновского барьера в такой точке температурного переключения, по нашему мнению, возможен переход в состояние с инверсией фазы ($0-\pi$ переход).

Начатые в диссертации исследования джозефсоновских S-(N/F)-S структур являются только первым шагом для создания нового типа π -контактов, теоретически предложенных и подробно исследованных в работах [16], [22], а также различных многотерминальных устройств, которые могут найти практическое приложение в спинтронике. Дальнейшие исследования сверхпроводящего транспорта через S-(N/F)-S структуры с реализацией неоднородной намагниченности в F-слое могут быть полезными для поиска экспериментальных доказательств существования триплетной сверхпроводимости, а также создания нового типа спиновых переключателей.

Обнаружение нелокального сверхпроводящего тока в планарных мультитерминальных SN структурах, возникающего при инжекции квазичастиц в один из сверхпроводящих берегов джозефсоновского SNS контакта открывает возможность нелокальной регулировки джозефсоновских характеристик в наноустройствах при низких температурах, гораздо меньших T_c . Разработанная двухжидкостная модель неравновесного состояния в сверхпроводниках может применяться в дальнейшем для других подобных систем, а также может быть распространена и на более сложные случаи с неравновесностью не только заряда, но и спина в гибридных системах, содержащих ферромагнетики.

Апробация работы. Основные результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на следующих конференциях, симпозиумах и научных семинарах: международная конференция DICNMA

2013 “Conference on Nanoscaled Magnetism and Applications” (Сан Себастьян, Испания, 2013); симпозиум «Нанофизика и нанoeлектроника» (Нижний Новгород, 2010, 2012); международная конференция “Нанофизика и нанoeлектроника. Мезоскопические структуры в фундаментальных и прикладных исследованиях (МСФП’2010)” (Новосибирск, 2010); Российско-немецкий симпозиум “Future Trends in Nanoelectronics” (Германия, Юлих 2011); Российско-украинский семинар “Физика сверхпроводниковых гетероструктур”, (Черноголовка, 2011); Совещание по физике низких температур НТ-35 (Черноголовка, 2009); Международная конференция “Mesoscopic and strongly correlated electron systems” Meso-09,12 (Черноголовка, 2009, 2012), а также на летней школе European School On Nanosciences and Nanotechnologies “ESONN 2009” (Гренобль, Франция) и на семинарах в ИФТТ РАН и в Институте технологий Карлсруэ (Германия).

Публикации. По материалам диссертации опубликованы 3 научные работы, список которых приведен в конце реферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы.

Содержание работы

Во **Введении** содержится краткий обзор основных экспериментальных и теоретических работ и направлений исследований по теме диссертации, обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

Глава 1 посвящена изучению особенностей эффекта близости и

джозефсоновского поведения планарных субмикронных S-N-S структур на основе алюминия (сверхпроводник) и меди (нормальный металл), изготовленных при помощи электронной литографии и теневого напыления. Приводится литературный обзор по предшествующим экспериментальным и теоретическим работам, сравниваются различные методы изготовления структур.

Одной из основных технологических задач было изготовление планарных субмикронных структур Al-Cu-Al. Схема образца показана на Рис. 1 а). В качестве метода изготовления применялась электронная литография на двойном резисте PMMA/MMA и последующее теневое напыление под двумя углами в установке сверхвысокого вакуума. Приводятся параметры технологических процессов, используемые при теневом напылении. Кроме того, собраны в таблицы основные используемые в работе физические величины для алюминия и меди, взятые из литературы или же определенные экспериментально при помощи дополнительных тестовых измерений. Изображение структуры, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа (СЭМ), показано на Рис. 1 б). В качестве основного метода экспериментального исследования использовались транспортные измерения при низких температурах вплоть до 0.3 К в экранированном криостате He-3. Для подавления электромагнитных шумов в dc-линии на держателе образца были встроены специальные RC-фильтры, в диссертации приводятся их параметры и схема подключения. Это ключевое решение сделало возможным наблюдение сверхпроводящих критических токов в исследуемых структурах, составляющих единицы и десятки микроампер.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) всех исследуемых джозефсоновских S-N-S контактов Al-Cu-Al с диапазоном длин слабой связи $L=35\div 230$ нм по мере понижения температуры становились гистерезис-

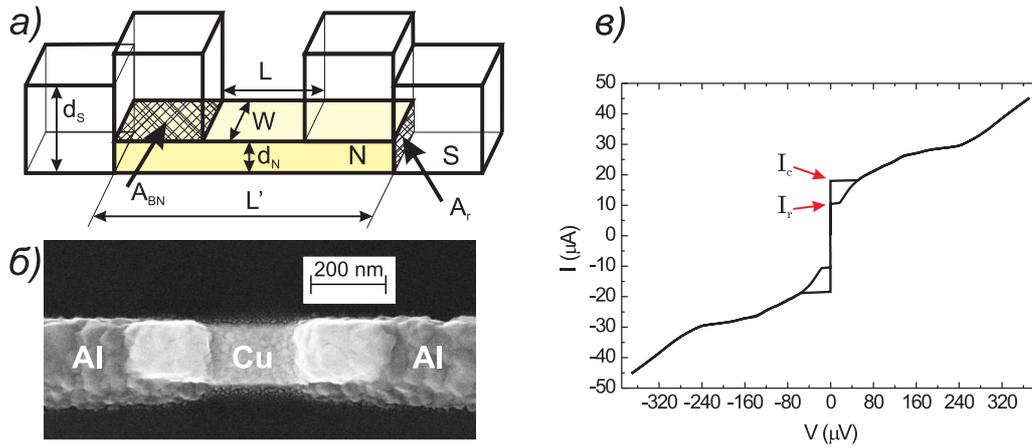


Рис. 1. а) Схема планарного S-N-S контакта. d_S , d_N - толщины пленок сверхпроводника и нормального металла, соответственно; L - расстояние между сверхпроводящими электродами; L' - полная длина полоски N металла; W - ширина полоски N металла; A_{BN} и A_r - плоскостная и торцевая SN - границы, соответственно. б) СЭМ изображение контакта Al-Cu-Al. в) Гистерезисная вольтамперная характеристика структуры A5 с $L=230$ нм при $T=0.4$ К

ными (см. Рис. 1 в)). Подробно были изучены зависимости критических токов $I_c(T)$ и токов возврата $I_r(T)$ для разных длин структур, и анализ характера этих зависимостей подтверждал вывод, сделанный в [31], о том, что причина гистерезиса - увеличение температуры электронной подсистемы нормального металла при переходе SNS мостика в резистивное состояние, а охлаждение в SNS системе осуществляется, в основном, за счет отвода тепла через S- электроды через SN-интерфейсы квази-частицами над сверхпроводящей щелью Δ [31, 32]. Этот же результат был также подтвержден при помощи нелокальных измерений, которые рассматриваются и обсуждаются в главе 3.

На резистивной части ВАХ исследуемых джозефсоновских структур Al-Cu-Al во всем изученном диапазоне длин L был обнаружен и подробно исследован ряд особенностей. Результат в виде спектров диф-

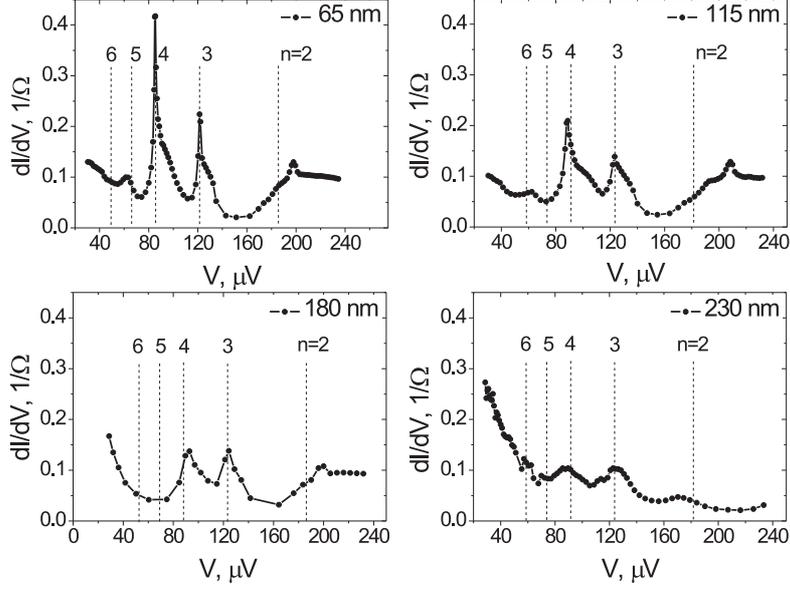


Рис. 2. Дифференциальная проводимость $dI/dV(V)$ для структур Al-Cu-Al с различными значениями длины L при $T=0.4$ К. Штриховыми линиями обозначен ряд напряжений, соответствующий многократному андреевскому отражению $2\Delta/en$ ($\Delta=180$ μeV), целые числа n отмечены над соответствующей линией.

Дифференциальной проводимости S-N-S мостиков приведен на Рис. 2. Как видно из графиков, некоторые особенности наблюдаются строго при напряжениях $2\Delta/en$ (где n - целое число), соответствующих многократному андреевскому отражению [33], однако максимумы в дифференциальной проводимости наблюдаются отчетливо не для всех значений n , что связано с влиянием эффекта близости в случае промежуточных длин мостиков $L \approx \xi$ в диффузионных S-N-S системах, подробно изученных в теоретической работе [34]. Полученный результат качественно сходится с теорией [34]. Измерения дифференциальной проводимости при разных температурах также подтвердили влияние как эффекта многократного андреевского отражения, так и эффекта близости на структуру наблюдаемых особенностей.

Основным результатом, представленным в данной главе, является

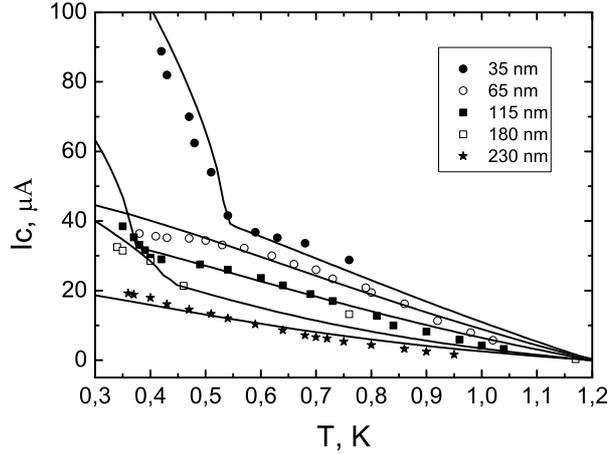


Рис. 3. Температурные зависимости критического тока I_c для образцов Al-Cu-Al A1-A5, отличающихся длиной $L=35\div 230$ нм. Символами обозначены экспериментальные данные, а непрерывными линиями - результаты численного моделирования.

обнаружение точки перегиба на температурных зависимостях сверхпроводящих критических токов $I_c(T)$ для субмикронных джозефсоновских Al-Cu-Al контактов планарной геометрии (Рис. 3). Особенностью геометрии планарных S-N-S структур является присутствие двух разных SN-границ, обеспечивающих транспорт сверхтока и эффект близости: 1) торцевая SN-граница A_r ; и 2) плоскостная SN-граница A_{BN} (см. Рис. 1 а)). В случае с торцевой границей, где к нормальному слою прилегает массивный S-электрод, подавление сверхпроводника слабое, в случае плоскостной границы A_{BN} мы имеем дело уже с SN-бислоем, в котором сверхпроводимость в тонком слое алюминия $d_S=100$ нм (сравнима с длиной когерентности в алюминии $\xi_{Al}=130$ нм) может быть существенно подавлена [35–37]. Это предположение было подтверждено экспериментально при помощи измерений тестовых бислойных пленок Al/Cu, в которых температура перехода в сверхпроводящее состояние T_c^* составляла 0.7К, что значительно ниже, чем температура сверхпроводящего перехода отдельной пленки алюминия $T_c = 1.2$ К. Таким образом, при

понижении температуры ниже T_c^* (немного отличающейся для каждого конкретного образца) меняется эффективный размер слабой связи: алюминий над плоскостью нормального металла также становится сверхпроводящим и, тем самым, открывается новый канал для сверхпроводящего тока, а эффективный размер области слабой связи уменьшается. В тексте диссертации приводится расчет-моделирование в рамках уравнений Узалея, выполненный теоретиками МГУ в совместной работе [38], хорошо подтверждающий экспериментальные данные и приведенное объяснение возникновения резких перегибов на зависимостях $I_c(T)$ S-N-S мостиков.

В **Главе 2** рассматривается когерентный транспорт через гибридные планарные структуры S-(N/F)-S, представляющие собой планарные мостики с бислоем N/F (нормальный металл/ферромагнетик) в качестве слабой связи, изучается влияние ферромагнитного подслоя на транспортные характеристики, такие как сверхпроводящий ток, дифференциальное сопротивление. В основе этих исследований лежит теоретическая работа Т. Ю. Карминской и соавторов [16], где рассматривается несколько типов планарных контактов с N/F-бислойнными барьерами в разных геометриях.

В исследуемых структурах использовались: алюминий - в качестве сверхпроводника, медь - в качестве нормального металла и железо - в качестве ферромагнетика. По своей геометрии структуры Al-(Cu/Fe)-Al представляли субмикронные планарные мостики, похожие на представленные в предыдущей главе контакты Al-Cu-Al, с тем лишь отличием, что в качестве слабой связи применялся уже N/F-бислой. Образцы были изготовлены методом электронной литографии на двойном резисте РММА/ММА и последующего теневого напыления под тремя углами, подобранными таким образом, чтобы слой меди попал в точности на слой железа, образуя Cu/Fe - бислой. СЭМ-изображение структуры и

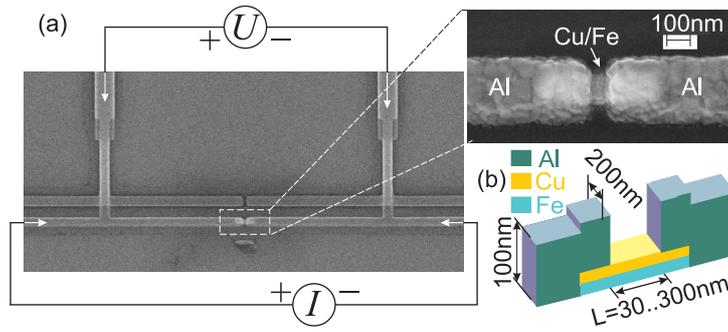


Рис. 4. (а) СЭМ-изображение Al-(Cu/Fe)-Al мостика (увеличенная часть), вместе со схемой измерения. (б) Схематическое изображение образца с геометрическими размерами.

схематическое изображение приведены на Рис. 4 (а) и (б), соответственно. Для дополнительных измерений были также изготовлены S-F-S образцы Al-Fe-Al точно такой же геометрии, но без слоя Cu, а также субмикронные полоски Fe, соответствующие размерам мостиков. Толщина пленки железа в структурах составляла $d_F=10$ нм, и такой выбор был обусловлен тем, что субмикронные полоски железа с такой толщиной и размерами, указанными на Рис. 4, можно было изготовить монодоменными [39]. Толщины пленок контролировались при помощи атомно-силовой микроскопии. Все транспортные измерения, в том числе и в магнитном поле, проводились по стандартной 4-точечной методике при низких температурах вплоть до 0.3 К в экранированном криостате со сверхпроводящим соленоидом, измерительные dc-линии имели встроенные системы RC-фильтров при комнатной температуре и при низкой температуре на держателе перед образцом.

Были проведены исследования субмикронных полосок железа при помощи магнито-силового микроскопа (МСМ) при отсутствии внешнего магнитного поля. На магнитном изображении хорошо видны два полюса (Рис. 5 (а)), что свидетельствует о том, что полоска находится в квази-монодоменном состоянии [39], [40]. Кроме того, были проведены исследо-

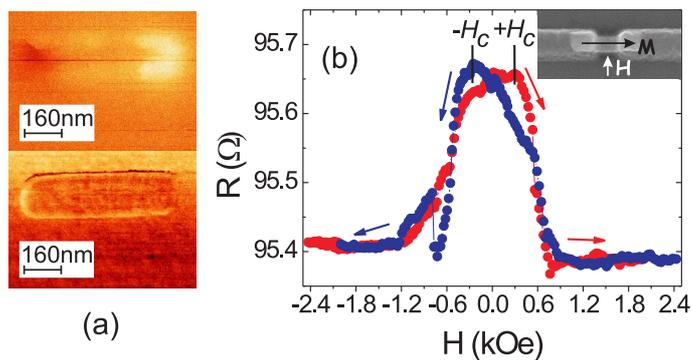


Рис. 5. (a) Магнитное изображение (верхнее) и топологическое (нижнее) полоски железа толщиной $d_F = 10$ нм, полученные при помощи МСМ. Изображения были отредактированы при помощи программы WSxM [41]. (b) Сопротивление R мостика Al-Fe-Al в зависимости от внешнего магнитного поля H при температуре 4.2 К. Стрелками указано направление развертки магнитного поля. Вставка: СЭМ-изображение образца со схемой, отображающей направление внешнего магнитного поля H и намагниченности M полоски железа

вания массива субмикронных полосок при помощи СКВИД-магнетометра, а также транспортные измерения магнетосопротивления на тестовых структурах Al-Fe-Al с такой же геометрией, как и основные структуры Al-(Cu/Fe)-Al. По полученным данным было определено коэрцитивное поле ферромагнитного слоя ($H_c \approx 300$ Э) (Рис. 5 (b)) при направлении внешнего магнитного поля в плоскости образца перпендикулярно мостику.

В работе экспериментально был исследован транспорт через гибридные планарные структуры Al-(Cu/Fe)-Al. На ВАХ контактов с длиной L от 30 нм и вплоть до 130 нм наблюдался сверхпроводящий ток, который резко уменьшался с увеличением L . Джозефсоновский сверхпроводящий ток оказывается довольно сильно подавленным в случае S-(N/F)-S структур со слоем железа по сравнению с аналогичными S-N-S структурами. На Рис. 6 представлены зависимости критического тока I_c от длины L для образцов Al-(Cu/Fe)-Al в сравнении с зависимостью $I_c(L)$ для структур Al-Cu-Al такой же геометрии и изготовленных по аналогичной технологии за исключением лишь наличия слоя железа под слоем меди. Такое сильное подавление эффекта близости в N-металле в гибридной структуре S-(N/F)-S возникает из-за проникновения спин-поляризованных электронов в слой нормальной меди из монодоменной полоски железа, расположенной под слоем меди. Действительно, данные из [42] свидетельствуют о том, что длина спиновой диффузии в меди порядка 1 μm при температуре 1 К, что в несколько раз больше геометрических размеров исследуемых структур.

Для того, чтобы исследовать особенности в плотности состояний в структурах Al-(Cu/Fe)-Al, связанные с “двойным” эффектом близости (т.е., с одной стороны, с влиянием сверхпроводника на свойства N-металла, с другой стороны, с влиянием ферромагнетика) были измерены диф-

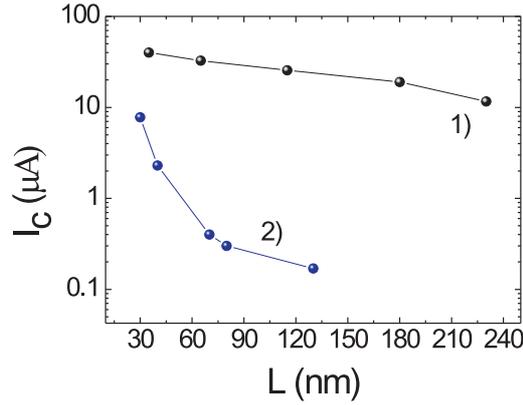


Рис. 6. Зависимости критического тока I_c от длины образцов L для 1) Al-Cu-Al (см предыдущую главу) и 2) Al-(Cu/Fe)-Al при $T=0.4$ К.

ференциальные вольтамперные характеристики, в том числе и во внешнем магнитном поле, направленном в плоскости образца перпендикулярно мостику. На зависимости $dU/dI(U)$ видно две особенности (Рис. 7 (а)). Первая большая особенность соответствует сверхпроводящей щели в алюминии $\Delta=180$ $\mu\text{эВ}$. Вторая раздвоенная особенность, отмеченная линиями, наблюдается в подщелевой области спектра на энергии $\varepsilon \approx 60$ $\mu\text{эВ}$, гораздо меньшей чем Δ . Предположительно, эта двойная особенность на транспортных характеристиках S-(N/F)-S структур связана с присутствием двух спин-зависимых минищелей [43] в слое нормального металла, заключенного между сверхпроводником и ферромагнетиком в комплексном трехслойном SNF-электроде. Это предположение подтверждают измерения во внешнем магнитном поле, направленном в плоскости образца перпендикулярно мостику (Рис. 7 (b)). В магнитном поле, близком к коэрцитивному ($H_c \approx 300$ Э), когда средняя намагниченность полоски железа минимальна, расстояние между пиками в двойной особенности существенно уменьшается, а затем, при дальнейшем увеличении поля снова возрастает практически до начальной величины. На

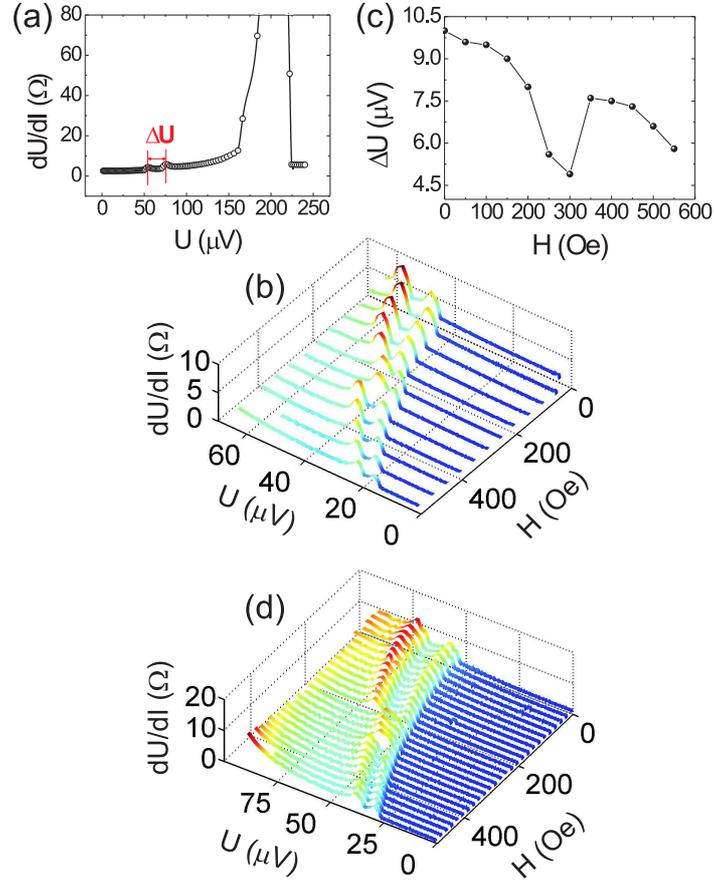


Рис. 7. (а) Дифференциальное сопротивление dU/dI в зависимости от напряжения U гибридного наномостика S1 Al-(Cu/Fe)-Al с расстоянием $L=130$ нм при температуре $T=0.4$ К. Двойная особенность помечена линиями. (б) Дифференциальное сопротивление dU/dI в зависимости от напряжения U и внешнего магнитного поля H образца S2. (с) Расстояние между двумя особенностями (расщепление) ΔU в зависимости от внешнего магнитного поля H . (д) Дифференциальное сопротивление dU/dI в зависимости от напряжения U и внешнего магнитного поля H образца S3. Двойная особенность становится одинарной при $H = H_c \approx 300$ Э

некоторых образцах раздвоенность при коэрцитивном поле исчезает полностью ((Рис. 7 (d))). Приводится также расчет расщепления минищели в SNF-NF структуре с трехслойным электродом из нашей работы [44], подтверждающий появление двух минищелей для спиновых подсистем со “спином вверх” и со “спином вниз” в N-слое из-за эффекта близости со стороны сверхпроводника и “магнитного” эффекта близости из-за контакта с ферромагнетиком.

Глава 3 посвящена изучению нелокальных неравновесных явлений в планарных субмикронных SNS структурах с джозефсоновскими контактами Al-Cu-Al при низких температурах $T \ll T_c$. В работе используется метод нелокальной детекции, предложенный в работах [45, 46]. Он связан с использованием джозефсоновского контакта в качестве детектора инжектированных неравновесных квазичастиц и заключается в измерении нелокального критического тока SNS контакта.

Изображение многотерминальной планарной структуры и измерительная схема приведены на Рис. 8 (а). Структура состоит из джозефсоновского контакта Al-Cu-Al, подробно изученного в главе 1, к левому сверхпроводящему берегу которого присоединены инжекторы из нормального металла (Cu), удаленные от джозефсоновского контакта на расстояние d . Эти структуры, также как и предыдущие, были изготовлены при помощи электронной литографии на двойном резисте и теневого напыления в сверхвысоком вакууме. Геометрия электродов была просчитана заранее. В образцах типа I было два инжектора в левой части структуры с расстоянием d примерно 1.5 и 0.5 μm , в образцах типа II эти расстояния составляли 1.5 и 1 μm , соответственно. Такой выбор расстояний d позволяет заведомо исключить когерентные эффекты нелокального андреевского отражения и упругого котуннелирования [26], а также эффект близости, поскольку эти расстояния гораздо больше, чем длина

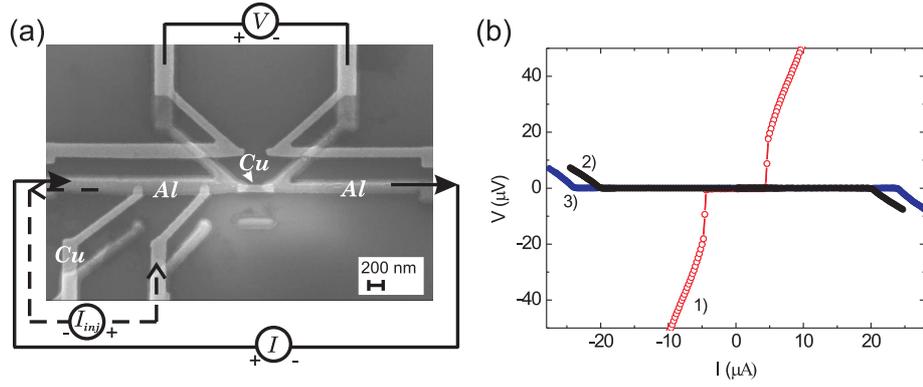


Рис. 8. (a) СЭМ изображение многотерминальной структуры Al-Cu-Al, показана также схема измерений в локальном случае (непрерывная линия) и в нелокальном (пунктир). (b) ВАХ джозефсоновского контакта Al-Cu-Al, показанного слева, при $T = 0.4$ К. Кривая 1 - обычное измерение по локальной схеме; кривая 2 - нелокальное измерение, ток инжектируется из ближней (R - right) полоски Cu; кривая 3 - нелокальное измерение, ток инжектируется из дальней (L - left) полоски Cu

когерентности в алюминии $\xi_S \approx 130$ нм. С другой стороны, неравновесные эффекты, которые характеризуются длиной зарядового разбаланса $\lambda_{Q^*} \sim 1 \mu\text{m}$ [27], должны всё ещё проявляться при таком выборе расстояний. Все измерения по локальной и нелокальной схемам были проведены при низких температурах вплоть до 0.3 К (техника эксперимента подробно описана в главе 1).

Основным экспериментальным результатом является наблюдение нелокального сверхпроводящего тока в планарных субмикронных SNS структурах с инжекторами из нормального металла при низких температурах, гораздо меньших температуры перехода T_c . На Рис. 8 (b) представлены ВАХ одного из образцов в случае локального и нелокальных измерений при температуре $T = 0.4$ К. При локальной схеме измерений ток пропускаться напрямую через джозефсоновский S-N-S контакт, через горизонтальные алюминиевые подводы. Напряжение на контакте измеря-

лось при помощи двух дополнительных сверхпроводящих линий, таким образом осуществлялась 4-х точечная конфигурация. В этом случае наблюдались обычные вольт-амперные характеристики, которые являются довольно типичными для подобных субмикронных джозефсоновских S-N-S контактов [31, 38] с критическим током $I_c \simeq 4 \mu\text{A}$ (кривая 1). В нелокальной конфигурации ток пропусклся через один из инжекторов из нормального металла и выводился в левую часть горизонтального алюминиевого электрода (кривые 2 и 3), а напряжение измерялось на джозефсоновском контакте так же, как и в случае локальной конфигурации. Кривые 2 и 3 представляют нелокальные ВАХ при инжекции из ближнего к S-N-S контакту “правого” (R) инжектора и из дальнего “левого” (L) инжектора с расстояниями $d=0.5 \mu\text{m}$ и $1.5 \mu\text{m}$, соответственно. В нелокальном случае измеренные критические токи также оказались существенно больше, чем при локальной конфигурации и напряжение имело противоположный знак. Объяснение наблюдаемого эффекта состоит в следующем. Существенная часть квазичастиц, инжектируемая из нормального металла в сверхпроводник имеет энергию больше, чем сверхпроводящая щель Δ и, следовательно, проникает в сверхпроводник. Возникновение зарядового разбаланса и соответствующее уменьшение химического потенциала сверхпроводящих пар μ_S приводят к появлению в сверхпроводнике продольного электрического поля $E = \nabla\mu_s/e$ (где e - это заряд электрона). Длина зарядового разбаланса λ_{Q^*} - это характерная длина конверсии неравновесных квазичастиц в пары, т.е. длина проникновения потока квазичастиц в обоих направлениях от нормального инжектора. Квазичастицы проникают также в область джозефсоновского контакта и в правый сверхпроводящий электрод за S-N-S мостиком в случае, если расстояние d между инжектором и джозефсоновским контактом меньше чем λ_{Q^*} . Суммарный ток через джозефсоновский контакт

в нелокальной схеме измерений равен нулю, и, таким образом, должен возникать противоток куперовских пар для того, чтобы скомпенсировать ток квазичастиц, до тех пор пока его величина не достигнет значения критического тока. Кроме того, нелокальное напряжение V , равное падению электрохимического потенциала пар, имеет противоположный знак по сравнению с локальным экспериментом, что соответствует направлению токов, показанному на Рис. 8 (а), и подтверждается результатами, представленными на графике Рис. 8 (б). Наблюдаемый “инжекционный критический ток” I_c^{inj} по величине гораздо больше обычного критического тока I_c , т.к. только малая часть от тока из инжектора достигает джозефсоновского контакта из-за андреевского отражения на NS-границе, а также конверсии квазичастиц между инжектором и джозефсоновским контактом. По той же причине инжекционный критический ток I_{cL}^{inj} из дальнего инжектора больше, чем соответствующий из ближнего инжектора I_{cL}^{inj} .

Для оценки длины зарядового разбаланса λ_{Q^*} в алюминии и объяснения неравновесных эффектов был применен подход двухжидкостной модели неравновесного сверхпроводника в рамках эквивалентной схемы [47], который был расширен для изучения эффекта неравновесного квазичастичного потока в джозефсоновских SNS контактах в статье [46] и модифицирован для планарной геометрии в настоящей работе (см. [48]). При помощи такого подхода в условиях неравновесной инжекции было получено следующее джозефсоновское уравнение для обсуждаемого нелокального эксперимента:

$$\frac{\hbar\dot{\varphi}}{2e\tilde{R}} + I_c \sin\varphi = -\frac{R\lambda_{Q^*}\beta I_{inj} e^{-d/\lambda_{Q^*}}}{\tilde{R}}, \quad (1)$$

где $\tilde{R}=R_0+2R\lambda_{Q^*}$, здесь R - сопротивление на единицу длины алюми-

ниевых электродов в нормальном состоянии и R_0 - сопротивление полоски меди, составляющей слабую связь, коэффициент $\beta = I_{n,inj}/I_{inj}$ - доля инжектируемых квазичастиц, которые не сконденсировались в пары из-за андреевского отражения непосредственно на границе инжектор/сверхпроводник, $V \equiv \frac{\hbar\dot{\varphi}}{2e}$ и φ - разность фаз на джозефсоновском контакте. Из уравнения (1) получается значение критического тока инжекции I_c^{inj} :

$$\frac{I_c}{I_c^{inj}} = \frac{R\beta\lambda_{Q^*}e^{-d/\lambda_{Q^*}}}{\tilde{R}} \quad (2)$$

Если коэффициент β известен при конкретных условиях для границы инжектор/сверхпроводник, то, в принципе, можно оценить значение λ_{Q^*} непосредственно из уравнения (2). Однако, для того, чтобы вычислить β нужно точно знать довольно большое число экспериментальных параметров, не все из которых поддаются непосредственному измерению в проведенных исследованиях. В представленной геометрии структур можно было использовать другой метод определения λ_{Q^*} из экспериментальных данных. Предполагая, что параметры NS- границ, соответствующих правому и левому инжектору, приблизительно одинаковы, из уравнения (2) получаем для λ_{Q^*} простое соотношение, содержащее только нелокальные критические токи и расстояния до инжекторов:

$$\lambda_{Q^*} = \frac{d_L - d_R}{\log(I_{cL}^{inj}/I_{cR}^{inj})} . \quad (3)$$

В таблице 1 приведены результаты для λ_{Q^*} , полученные при помощи уравнения (3), наряду с необходимыми параметрами, определенными из эксперимента.

Все величины были измерены при температуре 0.4 К. Оцененные величины $\lambda_{Q^*} \simeq 5\mu\text{m}$ находятся в приемлемом согласии с данными для алюминия, полученными ранее при $T \ll T_c$ [30].

Таблица 1. Характерные параметры трех образцов (А-С) и результаты оценки λ_{Q^*} и β при $T=0.4$ К. Индекс L соответствует дальнему(левому) инжектору, а индекс R - ближнему (правому) инжектору.

	d_L (μm)	d_R (μm)	R ($\Omega/\mu\text{m}$)	R_0 (Ω)	I_c (μA)	I_{cL}^{inj} (μA)	I_{cR}^{inj} (μA)	λ_{Q^*} (μm)	β
A	1.47	0.56	0.65	5.5	4.4	24	20	4.99 ± 0.31	0.91
B	1.53	0.59	0.69	5.6	4.4	23.6	19.7	5.20 ± 0.31	0.89
C	1.48	1.02	1.07	6.0	3.7	24.2	22.4	5.95 ± 0.71	0.58

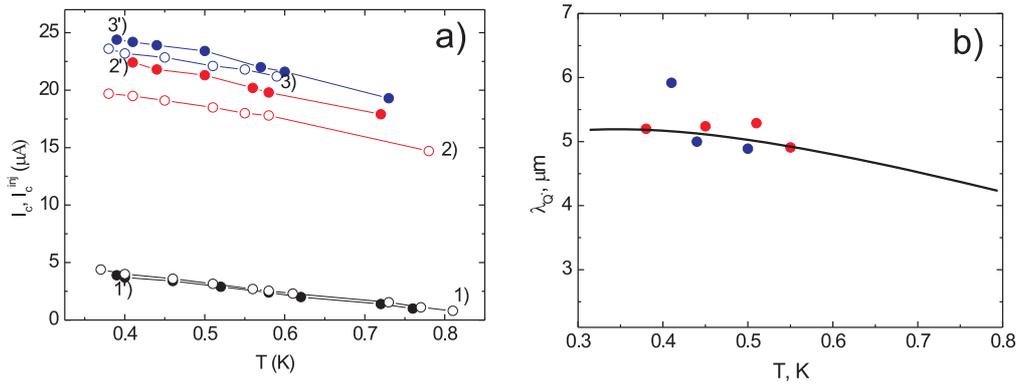


Рис. 9. (а) Температурные зависимости критических токов I_c и критических инжекционных токов I_c^{inj} для образцов В (открытые символы) и С (закрашенные символы). Кривые 1), 2), 3) соответствуют локальному, нелокальному R (ближний инжектор), нелокальному L (дальний инжектор) измерениям для образца В, соответственно; и кривые 1'), 2'), 3') аналогично для образца С (б) Температурная зависимость длины λ_{Q^*} по экспериментальным данным (точки), рассчитанная с использованием уравнения (3). Непрерывная линия - результат теоретических вычислений.

Для того чтобы уточнить детали явления зарядового разбаланса и неравновесного распределения квазичастиц в наших структурах были также исследованы температурные зависимости критических токов и λ_Q^* . Результаты измерений локальных и нелокальных критических токов при разных температурах приведены на Рис. 9 (а). Температурная зависимость длины зарядового разбаланса, рассчитанная по экспериментальным данным на Рис. 9 (а) с использованием уравнения (3), представлена на Рис. 9 (б). Расчеты и сравнение с экспериментальными данными были выполнены в сотрудничестве с И. В. Бобковой и А. М. Бобковым в работе [48].

В Заключение сформулированы основные результаты работы.

Выводы.

1. Изготовлены и исследованы планарные субмикронные джозефсоновские S-N-S контакты Al-Cu-Al. На температурной зависимости критического тока этих структур обнаружен перегиб, который связан с переключением в когерентном транспорте между SN границами разного типа. Температурное переключение между ними меняет распределение токов и эффективную длину слабой связи. Этот вывод подтвержден теоретическими расчетами и дополнительными экспериментами.
2. Исследованы особенности спектра дифференциальной проводимости контактов Al-Cu-Al с различной длиной слабой связи при энергиях ниже сверхпроводящей щели алюминия. Показано, что при длине, сравнимой с длиной когерентности, имеет место влияние как эффекта близости, так и многократного андреевского отражения. Полученные экспериментальные результаты согласуются с опубликованными в литературе теоретическими данными.

3. Изготовлены гибридные планарные Al-(Cu/Fe)-Al структуры S-(N/F)-S типа со слабой связью в виде N/F-бислоя. На планарных структурах с бислойным джозефсоновским барьером, включающим сильный ферромагнетик, впервые был обнаружен сверхпроводящий критический ток и исследована его температурная зависимость для нескольких длин образцов. Проведено сравнение с результатами для аналогичных S-N-S структур Al-Cu-Al той же геометрии, но с однослойным N-барьером, а также с теоретическими расчетами. Обнаружено сильное подавление критического тока в присутствии ферромагнитного подслоя в барьере
4. Экспериментально при помощи измерений дифференциального сопротивления в магнитном поле в планарной S-(N/F)-S структуре обнаружено спиновое расщепление наведенной сверхпроводящей минищели в N-слое, который находится в контакте со сверхпроводником с одной стороны и с ферромагнетиком с другой. Было продемонстрировано, что это расщепление исчезает при включении внешнего магнитного поля, близкого к коэрцитивному полю ферромагнитного слоя, при котором средняя намагниченность последнего близка к нулю.
5. Изготовлены многотерминальные субмикронные структуры на основе планарных S-N-S контактов Al-Cu-Al с дополнительными электродами-инжекторами из нормального металла (Cu), присоединенными к одному из берегов джозефсоновского контакта. На таких структурах впервые был обнаружен нелокальный сверхпроводящий ток через джозефсоновский переход при температурах значительно меньших критической температуры сверхпроводника.

6. При помощи многотерминальных сверхпроводящих структур с несколькими медными инжекторами неравновесных квазичастиц, находящихся на различном удалении от джозефсоновского контакта Al-Cu-Al, экспериментально исследована релаксация квазичастиц в сверхпроводнике, измеренная путем детектирования нелокального сверхпроводящего тока в джозефсоновском контакте. Для количественного описания наблюдаемых явлений разработана двухжидкостная модель и, соответствующая исследуемой структуре, эквивалентная схема, которые позволили количественно определить по экспериментальным данным длину релаксации квазичастичного тока в сверхпроводнике (зарядового разбаланса) и ее температурную зависимость.

Публикации по теме диссертации

1. Т. Е. Голикова, F. Hübler, D. Beckmann, Н. В. Кленов, С. В. Бакурский, М. Ю. Куприянов, И. Е. Батов, В. В. Рязанов. “Критический ток в планарных джозефсоновских S-N-S системах.” Письма в ЖЭТФ **96**, 743748 (2012)
2. Т. Е. Golikova, F. Hübler, D. Beckmann, I. E. Batov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, and V. V. Ryazanov. “Double proximity effect in hybrid planar superconductor - (normal metal /ferromagnet)-superconductor structures”. PHYSICAL REVIEW B **86**, 064416 (2012)
3. Т. Е. Golikova, M. J. Wolf, D. Beckmann, I. E. Batov, I. V. Bobkova, A. M. Bobkov, and V. V. Ryazanov. “Nonlocal supercurrent in mesoscopic multiterminal SNS Josephson junction in the low-temperature limit”. PHYSICAL REVIEW B **89**, 104507 (2014).

Литература

1. Josephson B. D. // Phys. Lett. 1962. Vol. 1. P. 251.
2. Шмидт В. В. Введение в физику сверхпроводников. Изд. 2-е, испр. и доп. М.: МЦНМО, 2000.
3. Ryazanov V. V., Oboznov V. A., Rusanov A. Y. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86. P. 2427.
4. Ryazanov V. V., Oboznov V. A., Veretennikov A. V., Rusanov A. Y. // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65. P. 020501.
5. Khabipov M. I., Balashov D. V., Maibaum F. et al. // Supercond. Sci. Technol. 2010. Vol. 23. P. 045032.
6. Blatter G., Geshkenbein V. B., Ioffe L. // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 63. P. 174511.
7. Feofanov A. K., Oboznov V. A., Bol'ginov V. V. et al. // Nature Physics. 2010. Vol. 6. P. 593–597.
8. Moseley R. W., Booij W. E., Tarte E. J., Blamire M. G. // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 75. P. 262.
9. Hao L., Macfarlane J. C., Gallop J. C. et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 92. P. 192507.
10. Krasnov V. M., Ericsson O., Intiso S. et al. // Physica C. 2005. Vol. 418. P. 16–22.
11. Gurvitch M., Washington M. A., Huggins H. A. // Appl. Phys. Lett. 1983. Vol. 42. P. 472.

12. Dolan G. J. // Appl. Phys. Lett. 1977. Vol. 31. P. 337.
13. Kontos T., Aprili M., Lesueur J. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. P. 137007.
14. Weides M., Kemmler M., Goldobin E. et al. // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 89. P. 122511.
15. Robinson J. W. A., Piano S., Burnell G. et al. // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 76. P. 94522.
16. Karminskaya T. Y., Golubov A. A., Kupriyanov M. Y., Sidorenko A. // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 79. P. 214509.
17. Bergeret F. S., Volkov A. F., Efetov K. B. // Rev. Mod. Phys. 2005. Vol. 77. P. 1321.
18. Keizer R. S., Goennenwein S. T. B., Klapwijk T. M. et al. // Nature. 2006. Vol. 439. P. 825.
19. Sosnin I., Cho H., Petrashov V. T., Volkov A. F. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 96. P. 157002.
20. Khaire T. S., Khasawneh M. A., Jr. W. P. P., Birge N. O. // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 104. P. 137002.
21. Halasz G. B., Blamire M. G., Robinson J. W. A. // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 84. P. 024517.
22. Karminskaya T. Y., Golubov A. A., Kupriyanov M. Y., Sidorenko A. S. // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 81. P. 214518.
23. Johnson M. // Appl. Phys. Lett. 1994. Vol. 65. P. 1460.

24. Poli N., Morten J. P., Urech M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 100. P. 136601.
25. Deutscher G., Feinberg D. // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 76. P. 487.
26. Beckmann D., Weber H. B., v. Löneysen H. // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93. P. 197003.
27. Cadden-Zimansky P., Chandrasekhar V. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 97. P. 237003.
28. Clarke J. // Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 28. P. 1363.
29. Tinkham M., Clarke J. // Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 28. P. 1366.
30. Hübler F., Lemyre J. C., Beckmann D., v. Löneysen H. // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 81. P. 184524.
31. Courtois H., Meschke M., Peltonen J. T., Pekola J. P. // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 101. P. 067002.
32. Chiodi F., Aprili M., Reulet B. // Phys. Rev. Lett. 2009. Vol. 103. P. 177002.
33. Octavio M., Blonder G., Tinkham M., Klapwijk T. // Phys. Rev. B. 1983. Vol. 27. P. 6739–6746.
34. Cuevas J. C., Hammer J., Kopu J. et al. // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 73. P. 184505.
35. Golubov A. A., Kupriyanov M. Y., Lukichev V. F. // Mikroelektronika. 1983. Vol. 12. P. 342.
36. Golubov A. A., Kupriyanov M. Y., Lukichev V. F. // Mikroelektronika. 1983. Vol. 12. P. 355.

37. Golubov A. A., Kupriyanov M. Y., Lukichev V. F. // *Mikroelektronika*. 1986. Vol. 15. P. 328.
38. Голикова Т. Е., Hübler F., Beckmann D. // *Письма в ЖЭТФ*. 2012. Т. 96. С. 743748.
39. Hanson M., Kazakova O., Blomqvist P. et al. // *Phys. Rev. B*. 2002. Vol. 66. P. 144419.
40. Rave W., Hubert A. // *EEE Trans. Magn.* 2000. Vol. 36. P. 3886.
41. Horcas I., Fernandez R., Gomez-Rodriguez J. M. et al. // *Rev. Sci. Instrum.* 2007. Vol. 78. P. 013705.
42. Kimura T., Sato T., Otani Y. // *Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 100. P. 066602.
43. Golubov A. A., Kupriyanov M. Y., Fominov Y. V. // *Pisma v ZhETF*. 2002. Vol. 75. P. 223.
44. Golikova T. E., Hübler F., Beckmann D. et al. // *Phys. Rev. B*. 2012. Vol. 86. P. 064416.
45. Kaplunenko V. K., Ryazanov V. V. // *Phys. Lett.* 1985. Vol. A110. P. 3.
46. Kaplunenko V. K., Ryazanov V. V., Shmidt V. V. // *Sov. Phys. JETP*. 1985. Vol. 62. P. 804.
47. Kadin A. M., Smith L. N., Skocpol W. J. // *J. Low Temp. Phys.* 1980. Vol. 38. P. 497.
48. Golikova T. E., Wolf M. J., Beckmann D. et al. // *Phys. Rev. B*. 2014. Vol. 89. P. 104507.

