

Джозефсоновские π -контакты и "инженерия" андреевского токопереноса в $S-N/F-S$ наноструктурах*

В.В. Рязанов, Т.Е. Голикова, В.В. Больгинов, И.В. Бобкова, А.М. Бобков

Представлен обзор исследований двух типов джозефсоновских π -контактов, т.е. джозефсоновских структур с инверсным ток-фазовым соотношением. Обсуждаются, в частности, особенности перехода в π -состояние джозефсоновских сэндвичей сверхпроводник–ферромагнетик–сверхпроводник (джозефсоновских SFS контактов). Вместе с тем наибольшее внимание в обзоре уделяется "андреевскому" когерентному транспорту в планарных структурах сверхпроводник–нормальный металл–сверхпроводник (джозефсоновских SNS контактах) и переходам в π -состояние, вызванным неравновесным электронным распределением в нормально-металлическом джозефсоновском барьере. Подробно обсуждаются различные типы неравновесных распределений, возникающих в гибридных джозефсоновских $S-N/F-S$ структурах при инжекции спин-поляризованных носителей в джозефсоновский барьер, а также особенности андреевского токопереноса, вызванные контактом нормального металла и ферромагнетика в джозефсоновском барьере. Обзор основан главным образом на работах, выполненных с участием авторов.

Ключевые слова: сверхпроводимость, эффект Джозефсона, переходы с инверсией разности фаз, π -контакты, джозефсоновские барьеры с неравновесным электронным распределением

PACS numbers: 72.25.Hg, 74.78.-w, 74.45.+c

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.12.039922>

Содержание

1. Введение (766).
 2. Джозефсоновские π -контакты (767).
 3. Магнитный и сверхпроводящий эффекты близости в джозефсоновских $S-N/F-S$ структурах с барьером из бислоя нормальный металл/ферромагнетик (768).
 4. Андреевский токоперенос в контактах сверхпроводник–нормальный металл–сверхпроводник в диффузном пределе. Влияние наведённого обменного поля (770).
 5. Влияние неравновесной квазичастичной инжекции на свойства джозефсоновских контактов сверхпроводник–нормальный металл–сверхпроводник. Особенности функции распределения при инжекции спин-поляризованных носителей в N -барьер (772).
 6. Заключение (775).
- Список литературы (776).

В.В. Рязанов^{(1,2,*), Т.Е. Голикова^{(1), В.В. Больгинов^{(1), И.В. Бобкова^{(2), А.М. Бобков⁽²⁾}}}}

⁽¹⁾ Институт физики твёрдого тела РАН,
ул. Академика Осипяна 2, 142432 Черноголовка,
Московская обл., Российская Федерация

⁽²⁾ Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет),
Институтский пер. 9, 141701 Долгопрудный, Московская обл.,
Российская Федерация

E-mail: (*) valery.ryazanov@gmail.com

Статья поступила 18 декабря 2024 г.

1. Введение

Среди перспективных направлений развития принципиально новых видов электроники будущей "пост-кремниевой эпохи" сверхпроводниковая электроника выделяется преимуществами, связанными с высоким быстродействием, энергоэффективностью, возможностью создавать квантовые когерентные структуры (кубиты) и т.п. Элементы сверхпроводниковой электроники используют сверхпроводниковые джозефсоновские ("туннельные") переходы, в которых наряду с тонким диэлектрическим слоем в качестве барьеров применяются также нормальные металлы и ферромагнетики. Перенос когерентного (сверхпроводящего) тока в джозефсоновских переходах сверхпроводник–нормальный металл–сверхпроводник (джозефсоновских SNS контактах) осуществляется посредством "андреевского отражения" на NS-границах таких контактов. Андреевское отражение на границе раздела нормального металла и сверхпроводника — удивительно красивое явление, впервые описанное А.Ф. Андреевым в 1964 г. [1]. Когерентный токоперенос через NS-границу происходит за счёт отражения (превращения) электрона в дырку в нормальном ме-

* Обзор написан на основе доклада, представленного на совместном заседании Научной сессии Отделения физических наук РАН и Учёного совета Института физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, посвящённом 90-летию ИФП РАН, 18 декабря 2024 г. (см. УFN 195 (7) 747 (2025)).

талле (или, наоборот, дырки в электрон) и появления (исчезновения) одной куперовской пары с зарядом $2e$ в сверхпроводнике. В джозефсоновском SNS контакте две NS границы, и отражающиеся от них носители (электрон — в дырку и затем снова в электрон) представляют собой связанную "андреевскую" электрон-дырочную пару, зажатую в потенциальном ящике в джозефсоновском N-слое между двумя сверхпроводниками. Это приводит к появлению дискретных "андреевских" уровней, обеспечивающих сверхпроводящий токоперенос через нормально-металлический барьер [2]. Соотношение между сверхпроводящим током I_S и разностью фаз ϕ сверхпроводящей волновой функции в джозефсоновском переходе 2π -периодично (в простейшем случае $I_S = I_c \sin \phi$), т.е. сверхпроводящий ток меняет знак при достижении разности фаз $\phi = \pi$ на переходе (т.е. соотношение $I_S = I_c \sin \phi$ переходит в $I_S = I_c \sin(\phi + \pi) = -I_c \sin \phi$), поэтому андреевские уровни должны возникать парами, один из них переносит ток в направлении, который задаёт источник тока, подсоединённый к джозефсоновскому переходу, а соседний (более высокий по энергии) переносит ток противоположного направления. Подробнее ток-фазовое соотношение для SNS контакта и андреевские состояния в N-барьере в диффузном пределе будут обсуждаться в последующих разделах.

В [3] в 1999 г. был реализован эксперимент, в котором неравновесное электронное распределение в N-барьере, задаваемое напряжением поперёк N-слоя, перевело SNS контакт на более высокий уровень, переносящий встречный ток, соответствующий сдвигу ток-фазового соотношения на π , т.е. соответствующий π -состоянию. В 2001 г. при участии соавтора этого обзора был реализован также другой π -контакт на основе джозефсоновского перехода с ферромагнитным слоем в качестве барьера (SFS контакта) [4–7], в котором инверсия ток-фазового соотношения была связана с появлением под действием обменного поля ненулевого суммарного импульса куперовской пары при прохождении F-слоя, приводящего к набегу фазы π на SFS контакте.

Объединение описанных подходов было выполнено в ряде работ с участием авторов этого обзора [8, 9]. Реализация планарных субмикронных S–N/F–S переходов с ферромагнитным подслоем в области джозефсоновского N-барьера позволила создавать наведённую спиновую поляризацию в барьере и существенно изменять когерентный андреевский токоперенос через N-слой. Обсуждению полученных результатов и теоретическому описанию структуры состояний, переносящих сверхпроводящий ток в таких переходах, посвящён настоящий обзор.

2. Джозефсоновские π -контакты

Джозефсоновские π -контакты [10] — слабосвязанные (джозефсоновские) сверхпроводящие структуры с разностью фаз $\phi = \pi$ макроскопической волновой функции на их "берегах" в основном состоянии (т.е. в отсутствие внешних полей и токов). Как отмечалось во введении, они характеризуются инвертированным ток-фазовым соотношением (ТФС): $I_S = I_c \sin(\phi + \pi) = -I_c \sin \phi$, т.е. номинально "отрицательным" критическим током $-I_c$, а также отрицательной джозефсоновской энергией $E_\pi = -E_J \cos \phi$, где $E_J = I_c \Phi_0 / (2\pi)$, $\Phi_0 = h/2e$ — квант магнитного потока. Инверсное ТФС и энергия связи $E = E_J (1 + \cos \phi)$ в π -контакте представлены на рис. 1б.

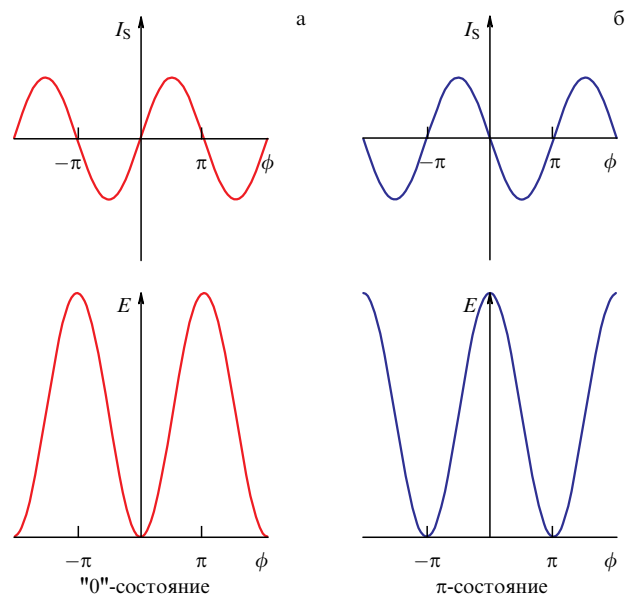


Рис. 1. Зависимость сверхпроводящего тока I_S и энергии связи E от разности фаз для джозефсоновского контакта (а) в обычном ("0"-) и (б) в π -состоянии.

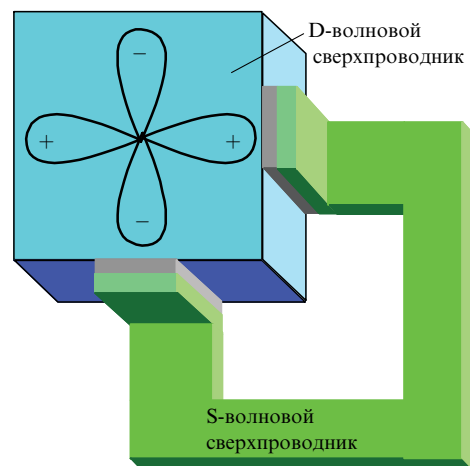


Рис. 2. Схематическое изображение "углового СКВИДа" [11], в котором S-волновой сверхпроводник с изотропным параметром порядка замыкает две перпендикулярные грани кристалла D-волнового сверхпроводника, характеризующегося разными знаками параметра порядка в двух перпендикулярных направлениях k -пространства.

Инверсия разности сверхпроводящих фаз (π -состояние) активно исследовалась в трёх типах джозефсоновских структур: в "угловом СКВИДе" с замыканием обычным S-волновым сверхпроводником двух перпендикулярных граней высокотемпературного сверхпроводника с D-волновой симметрией сверхпроводящей волновой функции (параметра порядка) [11], как показано схематически на рис. 2; в SNS контакте с неравновесным электронным распределением в N-барьере [3] (см. разделы 4, 5) и в π -контакте на основе джозефсоновского SFS сэндвича с F-барьером из слабого ферромагнетика [5, 7]. В первом случае возникновение π -состояния связано с зависимостью знака сверхпроводящего параметра порядка от направления в кристалле D-волнового сверхпроводника [11]; во втором — с созданием неравновесного распределения носителей в джозефсоновском барьере

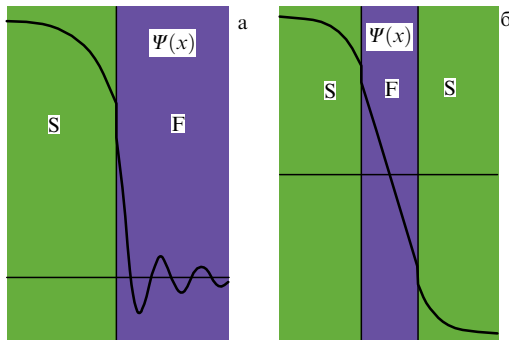


Рис. 3. Знакопеременная сверхпроводящая волновая функция Ψ (сверхпроводящий параметр порядка): (а) в SF-бислое вблизи SF-границы раздела и (б) в SFS π -контакте.

ре, приводящим к смещению SNS системы в область андреевского токопереноса с инверсией знака сверхпроводящего тока (подробнее см. разделы 4 и 5); а в третьем — с пространственными осцилляциями (периодическим изменением знака) наведённого сверхпроводящего параметра порядка в слабом ферромагнетике вблизи S/F-интерфейса [12–14] (см. [15, 16] в качестве обзора).

Физической причиной пространственных осцилляций вблизи SF-границы раздела является воздействие на куперовскую пару (пару электронов с противоположными спинами) обменного поля h в ферромагнетике, которое приводит к возникновению ненулевого суммарного импульса $\hbar Q$ куперовской пары и непрерывному изменению фазы параметра порядка Qx при удалении от S/F-интерфейса. Из-за этих осцилляций разные знаки параметра порядка могут возникать на двух берегах SFS сэндвича, когда толщина ферромагнитного слоя составляет порядка половины периода осцилляций (рис. 3), что соответствует изменению знака сверхпроводящего тока и отрицательной энергии джозефсоновской связи.

Нужно отметить, что в джозефсоновских переходах с непосредственной проводимостью (SNS, SFS контактах, сверхпроводящих микромостиках), в отличие от

туннельных джозефсоновских SIS контактов с диэлектрическим барьером (I), ток-фазовое соотношение не является чисто синусоидальным, т.е. разложение в ряд Фурье соответствующего 2π -периодического ТФС содержит заметные более высокие фурье-компоненты: $I_J = I_{c1} \sin \phi + I_{c2} \sin(2\phi) + \dots$. При этом при переходе из "0"- в π -состояние (см. рис. 1) через ноль проходит только первая фурье-компонента. Таким образом, в точке "0– π "-перехода возможно "выживание" $\sin(2\phi)$ -компоненты с π -периодическим ТФС (рис. 4) [17].

3. Магнитный и сверхпроводящий эффекты близости в джозефсоновских S–N/F–S структурах с барьером из бислоя нормальный металл/ферромагнетик

Непосредственный электрический контакт ферромагнетика и нормального металла приводит к появлению нескольких эффектов ("магнитных эффектов близости"). Один из них — перетекание спин-поляризованных электронов из F в N и возникновение наведённой спиновой поляризации в N. Контакт ферромагнетика и нормального металла приводит к гибридизации электронных состояний и перестройке спектральных плотностей состояний в нормальном металле (или сверхпроводнике) вблизи границы раздела с ферромагнетиком с появлением расщепления по спину. Данный эффект имеет атомарный масштаб и с точки зрения теории может описываться введением δ -образного зеемановского поля на границе раздела. Для тонких слоёв нормального металла (N) или сверхпроводника (S) с толщиной $d \ll \xi_{N,S}$ (где $\xi_{N,S}$ — сверхпроводящая длина когерентности в N или S) это может рассматриваться как введение однородного эффективного зеемановского расщепления $\hbar_{\text{eff}}$ в таком тонком слое с амплитудой $\propto d^{-1}$. Вторым эффектом является набег сверхпроводящей разности фаз для двух связанных электронов куперовской пары при прохождении через ферромагнитный несверхпроводящий слой или при отражении от него. В качестве третьего эффекта сюда надо включить возможность разрушения

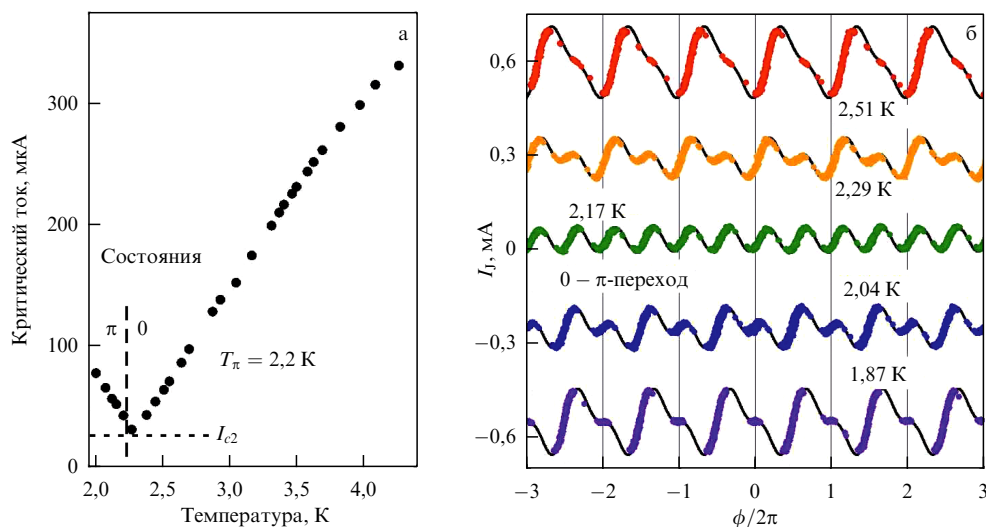


Рис. 4. (а) Температурная зависимость критического тока джозефсоновского SFS контакта Nb–CuNi–Nb с переходом при $T_\pi = 2,2$ К в π -состояние. В точке 0– π -перехода отмечена амплитуда второй фурье-компоненты. (б) Переход от 2π -периодического ТФС к π -периодическому вблизи T_π .

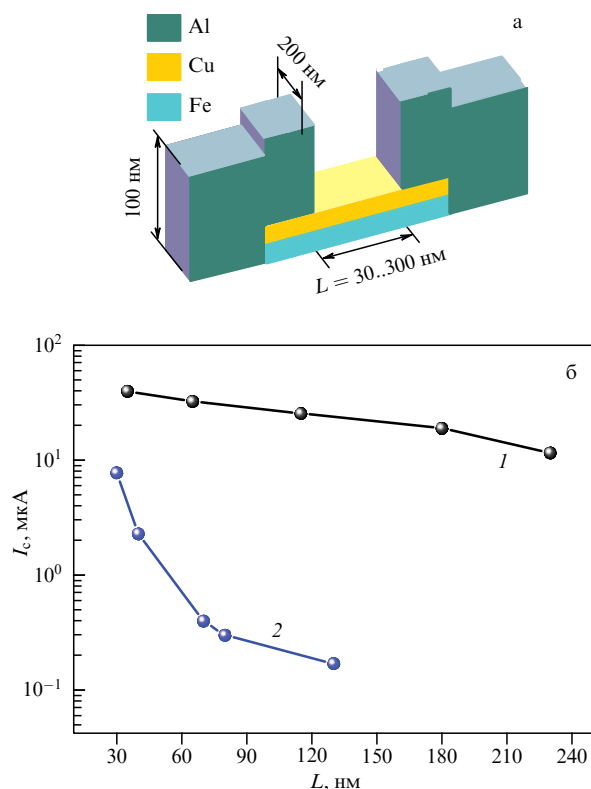


Рис. 5. (а) Схематическое изображение джозефсоновской S–N/F–S структуры Al–Cu/Fe–Al. (б) Зависимости критических токов от расстояния между сверхпроводящими алюминиевыми берегами, "нахлестнутыми" с двух сторон на N/F-бислой (кривая 2) для структуры, показанной на рис. а, и для S–N–S структуры Al–Cu–Al с такой же геометрией, в которой F-подслой отсутствовал (кривая 1).

куперовской пары при прохождении через магнетик. В тонких слоях нормального металла или сверхпроводника два последних эффекта могут быть описаны введением эффективного зеемановского (обменного) поля h_{eff} и эффективного распаривающего параметра Γ соответственно.

В [18] было предложено использовать N/F-бислои в качестве джозефсоновского барьера для изготовления планарных джозефсоновских "магнитных" переходов. Дело в том, что применение барьера из ферромагнетика (даже слабого) возможно только в SFS сэндвичах, где толщина F-слоя определяет длину барьера. Например, SFS сэндвич Nb–CuNi–Nb, результаты для которого представлены на рис. 4, имел толщину F-слоя, равную 7 нм, хотя использовался сплав CuNi с температурой Кюри всего 60 К. Для реализации многотерминальных структур, обсуждаемых в следующих разделах, необходимы планарные структуры, в которых для создания дополнительных вводов-инжекторов квазичастиц требуются планарные размеры барьеров, превышающие 50 нм. При использовании S–N/F–S структур, одна из которых [8] изображена схематически на рис. 5, сверхпроводящий (андреевский) транспорт осуществляется, фактически, по низкоомному медному N-слою за счёт сверхпроводящего эффекта близости, а ферромагнитный F-подслой из однодоменной железной полоски, имеющий заметно более высокое сопротивление, обеспечивает наведённое в N-слое обменное поле h_{eff} и обуславливает распаривание, характеризующееся параметром Γ .

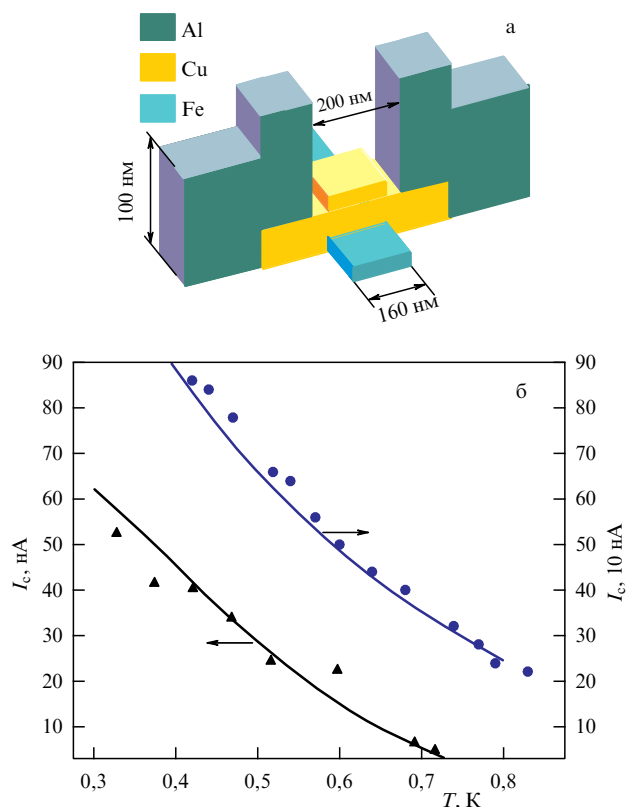


Рис. 6. (а) Схематическое изображение джозефсоновской S–N/F–S структуры Al–Cu/Fe–Al. (б) Температурные зависимости критических токов для структуры, показанной на рис. а (нижняя кривая), и для S–N–S структуры Al–Cu–Al с такой же геометрией, в которой F-подслой отсутствовал (верхняя кривая).

Сравнение экспериментальных зависимостей критических токов от расстояния между сверхпроводящими алюминиевыми берегами для структуры, показанной на рис. 5а, и для S–N–S структуры Al–Cu–Al с такой же геометрией, в которой F-подслой отсутствовал, представлено на рис. 5б [8]. Можно видеть существенное подавление наведённой сверхпроводимости в N-барьере, связанное с индуцированными F-подслоем h_{eff} и Γ .

Сравнение температурных зависимостей критического тока для S–N/F–S структуры с F-подслоем, схематически изображённой на рис. 6а, и аналогичной S–N–S структуры без F-подслоя можно видеть на рис. 6б [9]. Сплошными линиями представлены теоретические расчёты, выполненные на основе уравнений Узалея для функций Грина в келдышевской технике [9].

Сравнение экспериментальных и численных результатов позволило определить следующие важные параметры, использованные при совмещении теоретических и экспериментальных кривых: наведённое обменное поле h_{eff} ; эффективная длина контакта [19]; сопротивления SN и NF интерфейсов; распаривающий параметр Γ , связанный с уткой в F-слое и разрушением там куперовских пар.

Возникновение спиновой поляризации, обусловленной контактом N- и F-слоёв в S–N/F–S структурах, было подтверждено путём обнаружения расщепления на две спиновые ($\uparrow$ и $\downarrow$) компоненты (рис. 7) сверхпроводящей энергетической щели и мини-щели [8] на зависимо-

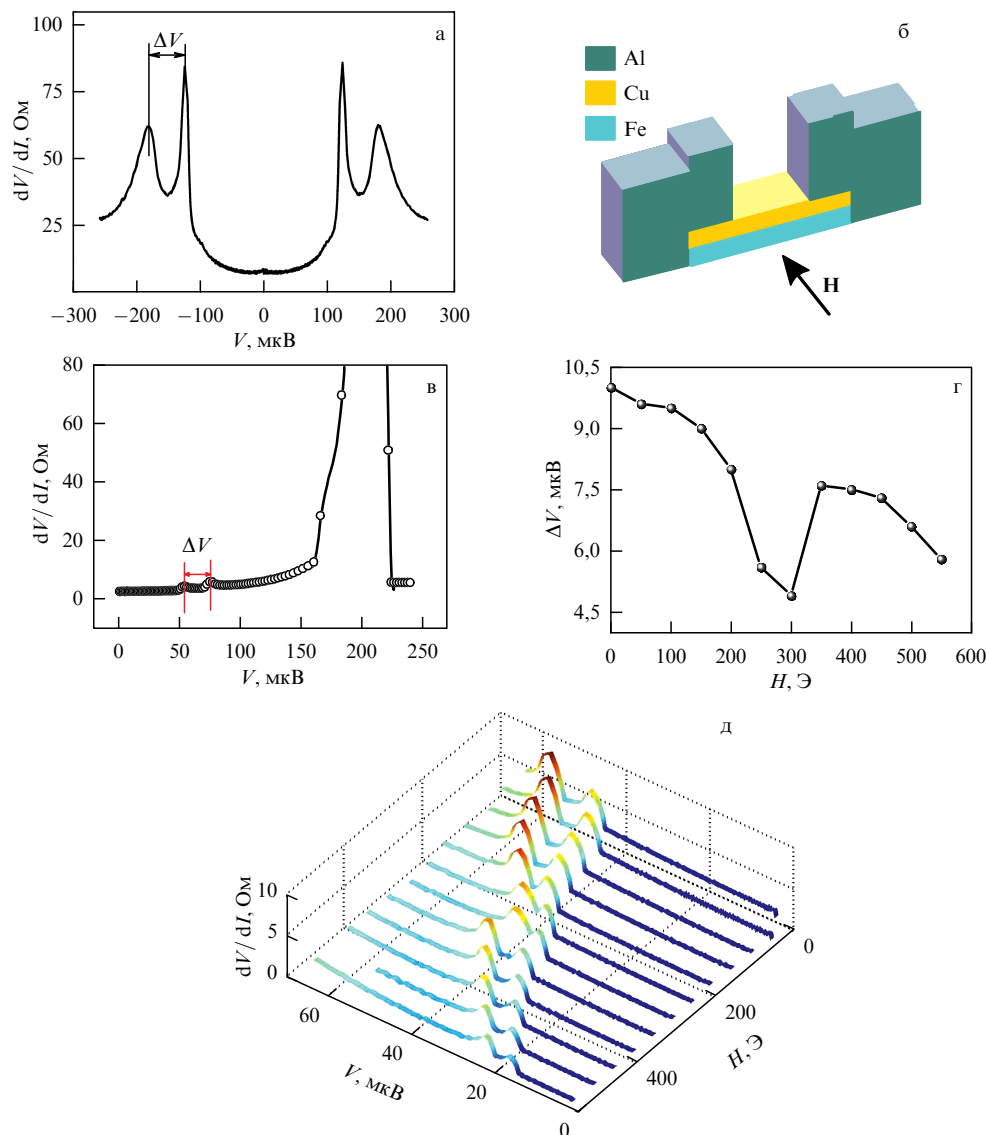


Рис. 7. (а) Расщепление щелевой особенности на две спиновые компоненты. (б) "Размагничивание" F-слоя полем, перпендикулярным лёгкой оси. (в) Спиновое расщепление сверхпроводящей мини-щели, наведённой в N-слое. (г) Зависимость спинного расщепления мини-щели ΔV от магнитного поля, приложенного в плоскости N/F-бислоя перпендикулярно магнитной лёгкой оси F-подслоя, как показано на рис. 7б. (д) Характеристики дифференциального сопротивления $dV/dI(V)$ в зависимости от внешнего магнитного поля H , использованные для определения расщепления ΔV на рис. 7г.

стях от напряжения V дифференциального сопротивления dV/dI структур, показанных на рис. 5а и 6а. На рисунке 7а представлено экспериментально обнаруженное расщепление щелевой особенности на два пика, связанное с разницей величины энергетической щели для компонент со спином вверх и спином вниз, а на рис. 7в — спиновое расщепление сверхпроводящей мини-щели, наведённой в N-слое.

Чтобы убедиться, что наблюдаемое расщепление связано именно со спиновой поляризацией, наводимой в медном N-слое за счёт магнитного эффекта близости с однодоменным F-слоем железа, с помощью магнитно-силовой микроскопии было проверено, что лёгкая магнитная ось лежит вдоль железного подслоя и он может быть перемангничен внешним магнитным полем, перпендикулярным магнитной лёгкой оси в плоскости N/F-бислоя, как показано на рис. 7б. Измерение анизотроп-

ного магнетосопротивления отдельного железного слоя соответствующей геометрии показало, что наибольшее магнитное разупорядочение достигается при $H = H_{\text{coercive}} \approx 300$ Э для слоя с размерами 700×200 нм², использованного в S–N/F–S структуре, расщепление $\Delta V(H)$ для которой представлено на рис. 7г и д. Можно видеть, что при этом поле ΔV минимально, а затем увеличивается при перемангничивании в перпендикулярном направлении.

4. Андреевский токоперенос в контактах сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник в диффузном пределе. Влияние наведённого обменного поля

Во введении обсуждалось, что когерентный перенос сверхтока в SNS контакте через N-барьер в чистом

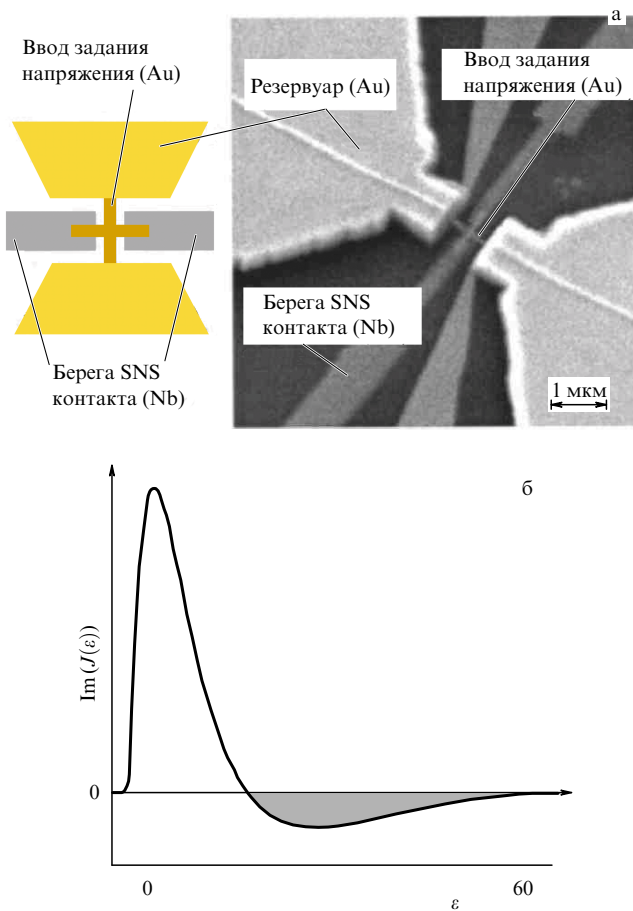


Рис. 8. (а) Схематическое изображение и микрофотография SNS структуры, использованной в эксперименте [20]. (б) Двухзонная SCDOS для этой структуры. Энергия ϵ нормирована на энергию Таулесса E_{th} .

(баллистическом) пределе осуществляется за счёт андреевского отражения от двух NS-границ раздела и возникновения пар андреевских уровней, переносящих сверхпроводящие токи противоположных направлений. В диффузном пределе уровни размываются в энергетические зоны, и когерентный электронный транспорт определяется "сверхтоко-несущей плотностью состояний" SCDOS (Supercurrent-Carrying Density Of States), простейшая из которых для структуры [20], показанной на рис. 8а, представлена на рис. 8б. Можно видеть, что в случае SNS структуры SCDOS имеет только две зоны с разными знаками, ответственными за два противоположных направления сверхтока, т.е. возможен только один "0- π "-переход с инверсией ток-фазового соотношения. Такой переход, впервые наблюдавшийся в [3], представлен на рис. 9.

Реально в [3, 20] измерялись вольтамперные характеристики $V_{\text{SNS}}(I_{\text{SNS}})$ между двумя S-берегами SNS контакта (рис. 9б), представленные на вставке к рис. 9а, из которых можно было извлечь только абсолютные величины критического сверхпроводящего тока I_c . Однако авторы [3] отразили значения I_c для $V_{\text{control}} > 0,5$ МВ в отрицательную область графика (рис. 9а), предполагая, что эти значения соответствуют инвертированному ток-фазовому соотношению $I_s = I_c \sin(\phi + \pi) = -I_c \sin \phi$.

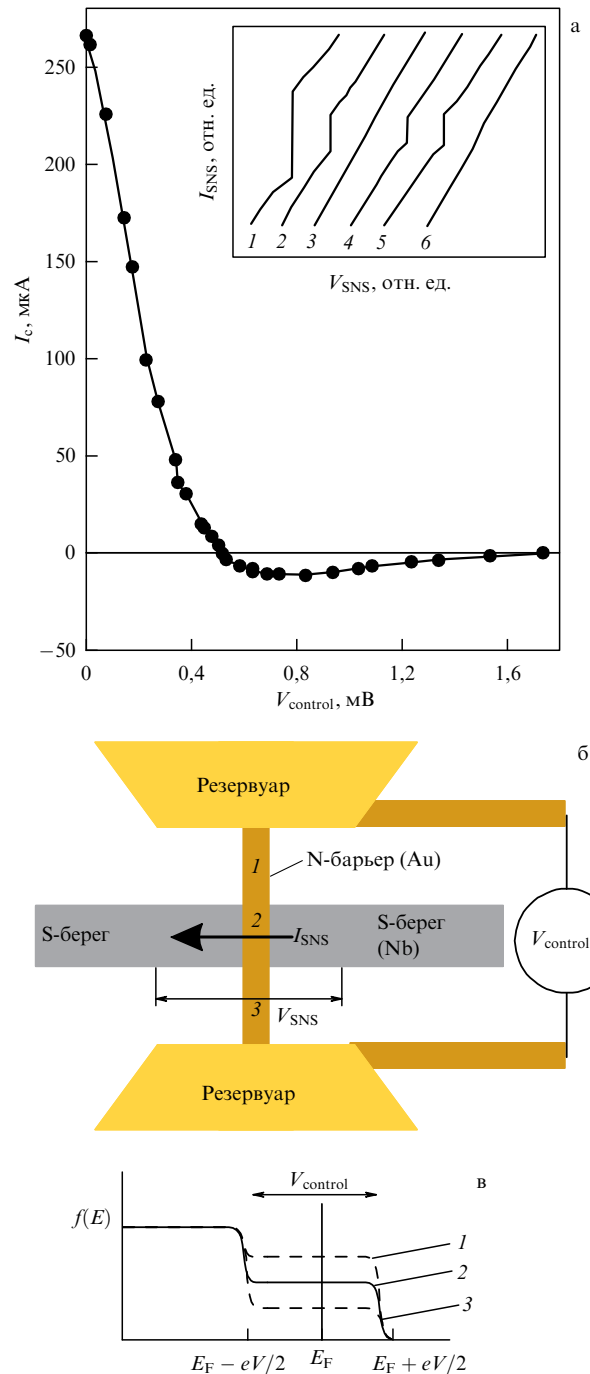


Рис. 9. (а) Зависимость критического тока I_c SNS контакта Nb – Au – Nb от управляющего напряжения V_{control} ; на вставке представлены ВАХ, из которых извлекались значения I_c . (б) Схематическое изображение измеряемой структуры с геометрией задания тока, управляющего напряжения V_{control} и измеряемого напряжения V_{SNS} . (в) Ступенчатые неравновесные функции распределения, возникающие в N-барьере при приложении напряжения V_{control} между электронными резервуарами (расширениями); цифрами 1, 2, 3 обозначены три ступенчатых распределения в соответствующих местах вдоль N-барьера (из работы [3]).

Вид SCDOS (точнее, энергетическая зависимость $\text{Im}(J(\epsilon))$, как это представлено на рис. 8б, рассчитывается на основе микроскопической теории квазиклассических функций Грина [21, 22]. Критический ток I_c SNS контакта в случае неравновесной квазичастичной функции

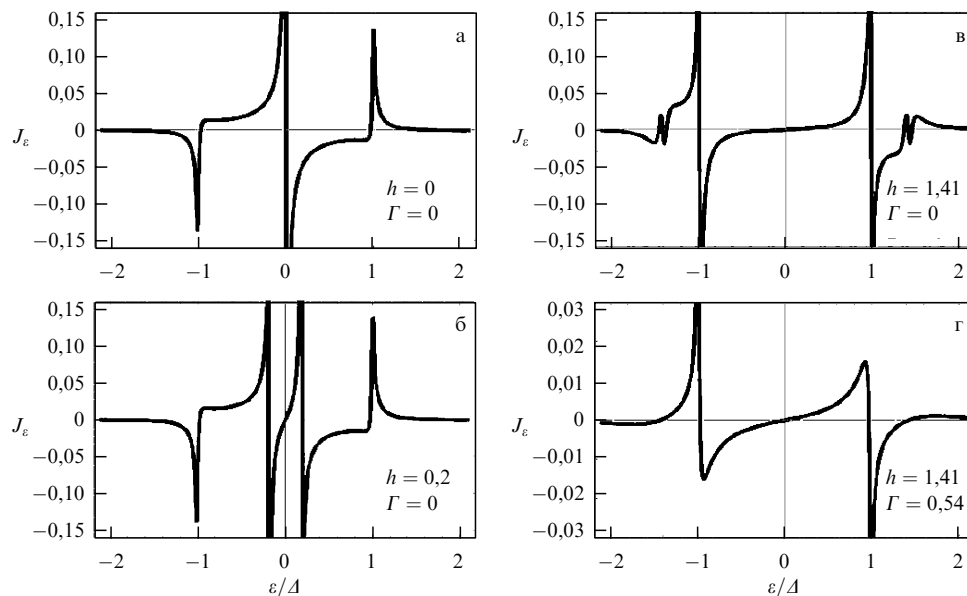


Рис. 10. Эволюция SCDOS при добавлении к джозефсоновскому барьеру SNS контакта ферромагнитного подслоя, обуславливающего появление в N-барьере наведённого обменного поля h . (а) Двухзонная SCDOS для SNS перехода без ферромагнитного (F) железного подслоя с геометрией медного (N) барьера и алюминиевых (S) берегов, соответствующей рис. 6а. (б) SCDOS для подобной структуры с F-подслоем, обеспечивающим небольшую величину наведённого обменного поля $h = 0,2$ в отсутствие утечек сверхпроводящих носителей в F-подслой ($\Gamma = 0$). (в) SCDOS для структуры с F-подслоем при $h = 1,41$ (обменная энергия соответствует эксперименту и превышает энергетическую щель Δ в S-берегах), $\Gamma = 0$. (г) SCDOS, рассчитанная на основе геометрии структуры (рис. 6а) и параметров $h = 1,41$, $\Gamma = 0,54$, полученных из сравнения экспериментальных и численных результатов $I_c(T)$ (рис. 6б).

распределения $f(\varepsilon)$ рассчитывается по формуле:

$$I_c = \frac{1}{R_n} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon [1 - 2f(\varepsilon)] \operatorname{Im} \left[J\left(\varepsilon, \phi = \frac{\pi}{2}\right) \right], \quad (1)$$

где R_n — нормальное сопротивление SNS контакта, $1 - 2f(\varepsilon)$ — функция распределения для сверхпроводящих носителей, $\operatorname{Im} [J(\varepsilon, \phi)]$ — SCDOS.

Как отмечено во введении, в работе [9] нами была исследована более сложная S – N/F – S структура (рис. 6а), расчёты SCDOS для которой показаны на рис. 10г. Рисунок 10а показывает SCDOS для исследованной структуры с учётом реальной прозрачности границ и длины N-прослойки, но без учёта наведённых h_{eff} и Γ . Рисунок 10б показывает изменение SCDOS при появлении небольшого наведённого обменного поля $h = 0,2\Delta$ (где Δ — энергетическая щель в S-берегах). При этом видно, что в области энергий, меньших по модулю, чем эффективное обменное поле, происходит расщепление SCDOS, при $\varepsilon > 0$ появляется пик противоположного знака, что обеспечивает возможность дополнительного $0 - \pi$ перехода при управлении функцией распределения. Рисунок 10в показывает изменение SCDOS при значениях $h = 1,41\Delta$, полученное из фита экспериментальных данных. По-прежнему присутствуют два перехода (при $\varepsilon > 0$) с изменением знака SCDOS. И, наконец, рис. 10г показывает учёт распаривающего фактора Γ , т.е. утечки куперовских пар в слой железа с последующим их разрушением в этом слое. Как можно видеть, появление распаривания Γ приводит к размыванию SCDOS, но не меняет качественно ситуацию.

При фитировании экспериментальных данных в работе [9] определялись следующие параметры системы: прозрачность S/N границ, наведённые в N-слое эффектом близости с железным подслоем эффективные h_{eff} и Γ , коэффициент чувствительности системы к перегреву

из-за тока инжекции, а также эффективная длина контакта. Последнее стоит отметить отдельно, так как такая длина не совпадает с реальным физическим расстоянием L между S берегами, а превышает его (рис. 5а и 6а). Причиной этого является сложная геометрия контакта, когда сверхпроводящие слои нахлёстываются сверху на нормальный слой и протекание сверхтока идёт не по минимальному расстоянию между сверхпроводниками [19].

5. Влияние неравновесной квазичастичной инжекции на свойства джозефсоновских контактов сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник. Особенности функции распределения при инжекции спин-поляризованных носителей в N-барьер

Для перевода джозефсоновской системы на более высокую энергетическую зону SCDOS в [3] и [20] использовалось напряжение V_{control} (точнее, энергия $\varepsilon = eV_{\text{control}}$), прикладываемое между нормально-металлическими контактами-резервуарами, показанными на рис. 8а и 9б. Наличие расширений-резервуаров позволяет создавать электронное распределение в форме резкой ступеньки на джозефсоновском N-барьере. Увеличение напряжения V_{control} даёт возможность передвигать эту ступеньку распределения вдоль оси энергии ε (горизонтальной оси на графиках SCDOS (рис. 11)) и перемещать её по андреевским зонам. На рисунке 11 слева можно видеть, что "размазанное" ("термальное") распределение (в отличие от ступенчатого) "замечает" обе андреевские зоны и не обеспечивает инверсию токового соотношения, хотя может видоизменять ТФС. Такая ситуация наблюдалась, например, в [23],

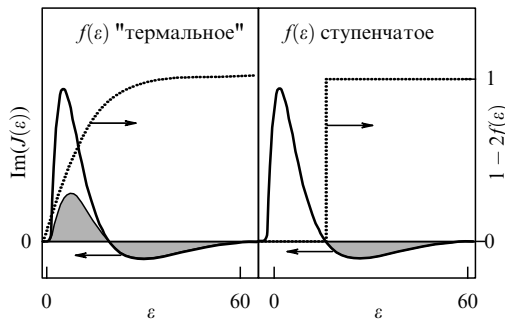


Рис. 11. SCDOS для SNS контакта с "размазанным" ("термальным") и со ступенчатым распределением сверхпроводящих носителей $1 - 2f(\varepsilon)$.

где для создания неравновесной функции распределения применялось микроволновое облучение SNS контакта.

Для теоретического описания неравновесной функции распределения, возникающей в структуре, использованной для эксперимента [9] (её сечение вдоль F-подслоя показано на рис. 12а) было выполнено моделирование для упрощённой структуры, представленной на рис. 12б (т.е. F/N/F спинного клапана с параллельными намагниченностями). Такая замена вполне справедлива, поскольку весь ток I_{inj} , задаваемый управляющим напряжением $V_{control}$ между резервуарами, протекает, фактически, по N-слою, как показано на рис. 12а, поскольку сопротивление медного слоя (с $\rho_N = 4,5$ мкОм см и толщиной 60 нм) много меньше сопротивления железного подслоя (с $\rho_F = 70$ мкОм см и толщиной 10 нм).

В случае инжекции спин-поляризованных носителей функции распределения двух спиновых подзон $\varphi_{\uparrow, \downarrow}$ становятся различными в N-слое (рис. 13).

В таком случае выражение для джозефсоновского тока в терминах SCDOS и неравновесной функции распределения несколько модифицируется по сравнению с формулой (1):

$$j_c = \frac{d}{8eR_{NF}} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \sum_{\sigma} (\varphi_{\sigma}(\varepsilon) + \tilde{\varphi}_{\sigma}(\varepsilon)) \text{Im}[J_{\varepsilon, \sigma}], \quad (2)$$

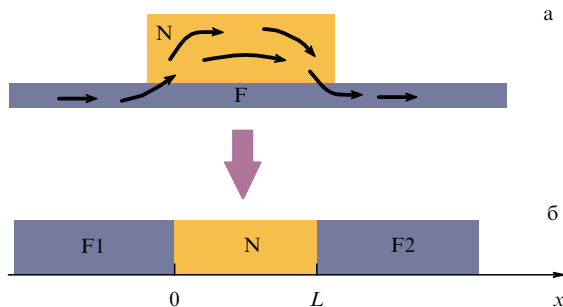


Рис. 12. (а) Схематическое сечение вдоль F-подслоя реальной структуры, использованной в [9] (рис. 6а). (б) Схематическое изображение упрощённой структуры, использованной для моделирования.

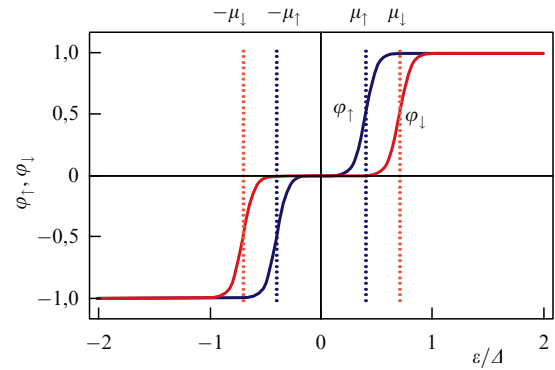


Рис. 13. Функции распределения $\varphi_{\uparrow, \downarrow}$ для двух спиновых подзон, рассчитанные в идеальном ("нетермализованном") случае.

где R_{NF} — нормальное сопротивление бислошной N/F прослойки, $\varphi_{\sigma}(\varepsilon) + \tilde{\varphi}_{\sigma}(\varepsilon)$ — эффективное квазичастичное распределение, $\text{Im}[J_{\varepsilon, \sigma}]$ — SCDOS для данной спиновой подзоны σ . В работе [9] было показано, что для рассматриваемой конфигурации спинного клапана с параллельными намагниченностями слоёв эти функции должны быть антисимметричными по энергии электрона ε . Их характерный вид представлен на рис. 13.

Чтобы понять физический смысл неравновесия, создаваемого пропусканием тока через параллельный спиновый клапан, рассмотрим возможные физические различные способы создания неравновесного распределения квазичастиц в произвольной ферми-жидкостной системе. Любое неравновесное распределение квазичастиц можно разложить по четырём так называемым неравновесным модам, описывающим физически различные способы создать неравновесное распределение квазичастиц в системе [24, 25]. В литературе их обычно обозначают как ϕ_L , ϕ_T , $\phi_{L, 3}$, $\phi_{T, 3}$. Полная неравновесная функция распределения представляет собой сумму всех этих мод и равновесного значения $1 - 2f_0(\varepsilon)$, где $f_0(\varepsilon)$ — функция Ферми.

Физический смысл отдельных неравновесных мод схематически поясняется на рис. 14. Рисунок 14а, б изображает равновесное фермиевское распределение квазичастиц в электронной подсистеме, отвечающее данной температуре T . На рисунке 14а равновесное распределение представлено на языке боголюбовских квазичастиц в сверхпроводнике. Чёрные точки — электронные возбуждения, пустые — дырочные, серые точки — электронно-дырочные возбуждения вблизи края щели. Электронная и дырочная ветви спектра возбуждений заселены одинаково. Ветви спина, отвечающие спину вверх и вниз, также заселены одинаково (правая и левая колонки на рис. 14а и далее). На рисунке 14б представлено то же самое распределение на языке электронного распределения $\varphi(\varepsilon) = [1 - 2f(\varepsilon)]$, входящего в теоретическое описание в терминах уравнений Узаделя и выражение для тока. Физический смысл $\varphi(\varepsilon)$ — это разность дырочных и электронных функций распределений $f_h(\varepsilon) - f_e(\varepsilon)$, т.е. φ отлична от ± 1 на тех энергиях, где присутствуют какие-либо квазичастицы.

Мода ϕ_L называется энергетической модой и описывает любые не зависящие от спина и симметричные по

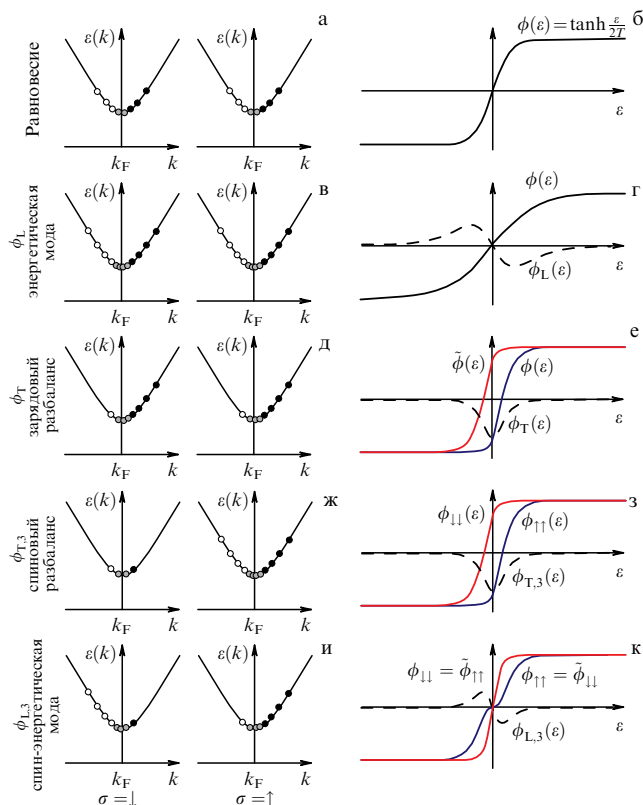


Рис. 14. Различные неравновесные моды: (а, в, д, ж, и) на языке боголюбовских квазичастиц, (б, г, е, з, к) на языке электронного распределения, входящего в уравнение Узаделя. Чёрные точки — электронные возбуждения, пустые — дырочные, серые точки — электронно-дырочные возбуждения вблизи края щели. Дальнейшее описание мод см. в тексте. (Рисунок взят из [26].)

числу электроподобных и дырочноподобных возбуждений отклонения распределения в электронной подсистеме от фермиевского, соответствующего температуре окружения (рис. 14в, г). Например, эта мода описывает перегрев электронной подсистемы или нетермализованное двухступенчатое распределение квазичастиц, представленное на рис. 9в.

Мода ϕ_T — это хорошо известный зарядовый разбаланс. Она соответствует разному количеству электроподобных и дырочноподобных возбуждений квазичастичного спектра (рис. 14д, е). На рисунке 14д зарядовый разбаланс виден просто как разное количество электронных и дырочных возбуждений. На рисунке 14е он проявляется как противоположный энергетический сдвиг электронной $\phi(\epsilon)$ и дырочной $\tilde{\phi}(\epsilon)$ функций распределения, которые обозначены синим и красным цветом соответственно. То есть данная мода соответствует появлению ненулевого квазичастичного заряда в системе, и она может быть получена из равновесного фермиевского распределения без перераспределения возбуждений по энергетическим уровням. ϕ_T , также как и ϕ_L , не зависит от спина квазичастицы.

Мода $\phi_{T,3}$ — это спиновый разбаланс. Она представлена на рис. 14ж, з. В данной моде возбуждается одинаковое количество электроподобных и дырочноподобных квазичастиц, но количество возбуждений различно для спина вверх и вниз. Таким образом, в

системе появляется ненулевой суммарный квазичастичный спин.

Мода $\phi_{L,3}$ называется в литературе [24, 25] спин-энергетической модой. Она также даёт расщеплённое по спину распределение квазичастиц, но не приводит к накоплению суммарного спина. Хотя по отдельности квазичастицы со спином вверх и вниз в этой моде и имеют зарядовый разбаланс (рис. 14и), но просуммированный по обоим спинам зарядовый разбаланс в данной системе равен нулю.

Моды ϕ_L и $\phi_{L,3}$ всегда нечётны по энергии, в то время как моды ϕ_T и $\phi_{T,3}$ чётны. В то же время просуммированная по спину часть SCDOS нечётна по ϵ , а антисимметричная по спину часть SCDOS чётна по ϵ . Поэтому можно показать, что энергетические моды ϕ_L и $\phi_{L,3}$ взаимодействуют при вычислении критического тока только с усреднённой по спину частью SCDOS, зарядовая мода ϕ_T в рамках формулы (2) не даёт вклада в критический ток, а спиновый разбаланс $\phi_{T,3}$ чувствует только антисимметричную по спину часть SCDOS [27, 28].

Обращаясь вновь к рисунку 13, можно понять, основываясь на приведённой классификации неравновесных мод, что пропускание электрического тока через спиновый клапан в параллельной конфигурации создаёт некоторую комбинацию энергетической и спин-энергетической неравновесных мод. Для такого типа неравновесного распределения полный заряд и спин квазичастиц равны нулю. В работе [9] были проведены оценки величин вкладов энергетической и спин-энергетической неравновесных мод в неравновесное распределение, созданное током квазичастичной инжекции I_{inj} через F-слой. Результаты расчётов, выполненных для параметров эксперимента [9], представлены на рис. 15. Разность электрохимических потенциалов $\mu_L - \mu_T = (\alpha_L - \alpha_T)I_{inj}$ оказалась довольно мала, поскольку $(\alpha_L - \alpha_T)$ ограничивается сравнительно низкой поляризацией в железе, которая ещё уменьшается после прохождение в N-слой через F/N границы. В результате основной вклад в неравновесие давался энергетической модой (рис. 15а), рассчитанная спин-энергетическая мода $\phi_{L,3}$, представленная на рис. 15б, оказалась пренебрежимо малой.

Используя параметры, полученные для случая [9], по формуле (2) мы рассчитали критическую плотность тока S–N/F–S структуры. В случае антисимметричного по энергии распределения можно показать, что эффективная функция распределения, которая входит в формулу для тока (2), имеет вид $\phi_\sigma(\epsilon) + \tilde{\phi}_\sigma(\epsilon) = \phi_T + \phi_L$, т.е. определяется только энергетической неравновесной модой. Энергетическая неравновесная мода ϕ_L (рис. 15а) сохранила ступенчатую форму функции распределения (хотя и "размазанную" в результате нагрева области прослойки током инжекции), по крайней мере до $I_{inj} = 2$ мкА. Этого оказалось достаточно, чтобы наблюдать проявление третьей "андреевской" зоны, обнаруженной в расчёте (см. рис. 10) и связанной со спиновым расщеплением SCDOS.

Результат расчёта, показанный на рис. 17, качественно повторяет экспериментальную зависимость $I_c(I_{inj})$, представленную на рис. 16а, которая свидетельствует о наблюдении двойного $0-\pi-0$ перехода, однако количественное соответствие отсутствует в связи со сложной геометрией реальной S–N/F–S структуры.

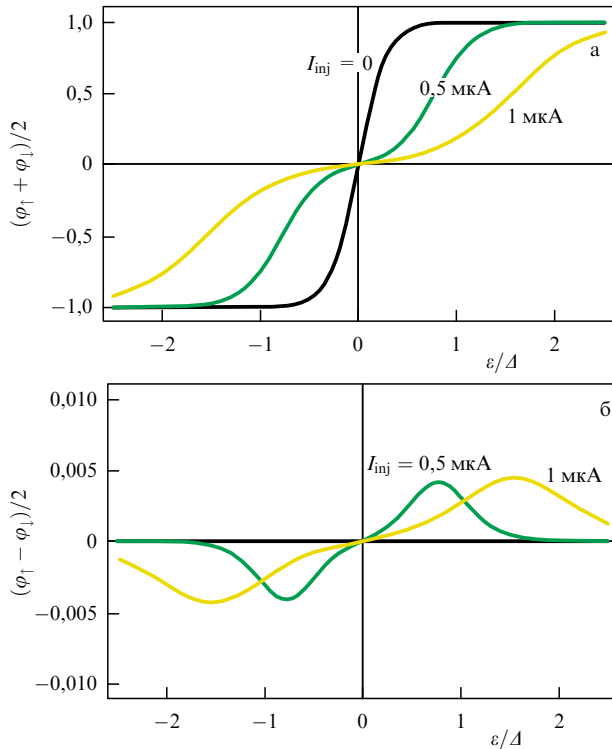


Рис. 15. Неравновесные квазичастичные распределения (а) $f_L = 1/2(\varphi_\uparrow + \varphi_\downarrow)$ и (б) $f_{L,3} = 1/2(\varphi_\uparrow - \varphi_\downarrow)$, рассчитанные для параметров эксперимента [9].

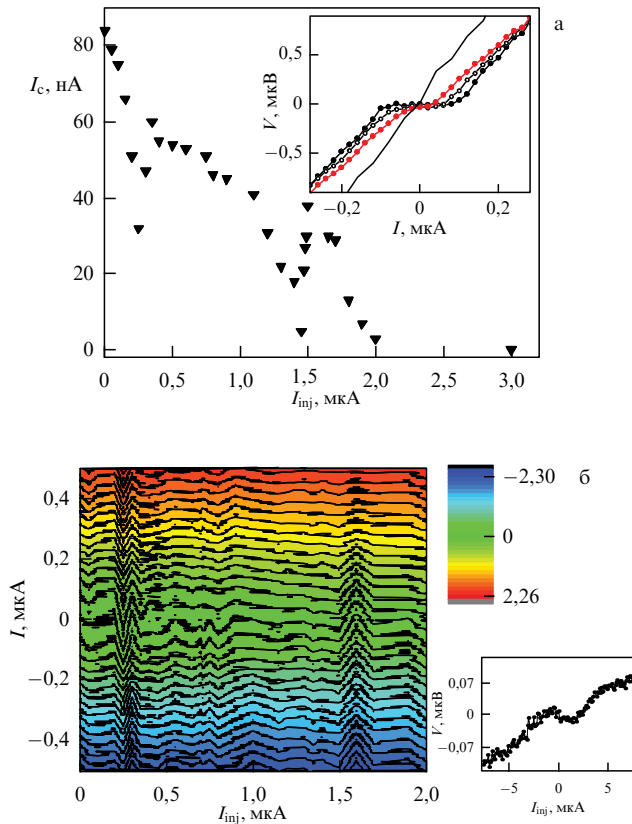


Рис. 16. (а) Критический ток I_c для джозефсоновской S–N/F–S структуры Al–Cu/Fe–Al в зависимости от тока инъекции I_{inj} в Cu/Fe барьер при $T = 0,3$ К. На вставке вольт-амперные характеристики (ВАХ) вдоль джозефсоновской структуры для разных I_{inj} : 0 (чёрные точки), 1 мкА (серые точки), 1,7 мкА (красные точки). (б) Трёхмерное представление ВАХ в зависимости от тока инъекции.

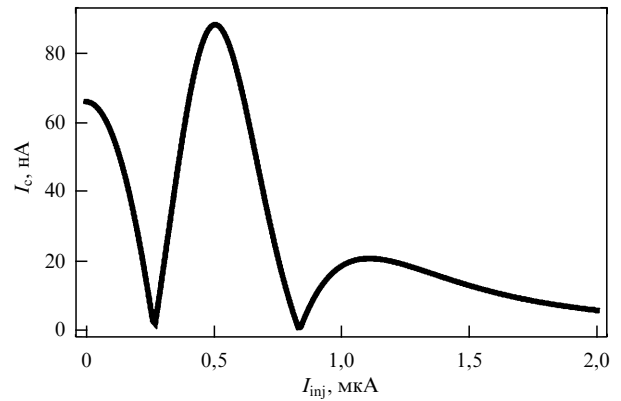


Рис. 17. Критический ток I_c для S–N/F–S структуры, рассчитанный на основе SCDOS, представленной на рис. 10г, и функции распределения, показанной на рис. 15.

6. Заключение

Когерентный токоперенос через несверхпроводящий барьер, впервые предсказанный Б.Д. Джозефсоном [29] для туннельного SIS контакта с диэлектрическим (I) барьером, имеет значительно более сложную и интересную природу в случае джозефсоновских контактов с барьерами из нормального металла (SNS контактов) и ферромагнетика (SFS контактов). На понимание сверхпроводящего транспорта в этих джозефсоновских системах оказало существенное влияние открытие двух удивительных явлений: андреевского отражения и возникновения неоднородной "знакопеременной" сверхпроводимости под влиянием зеемановского (спинового) расщепления. Описание указанных явлений существенно расширило первоначальные представления об эффекте Джозефсона и сверхпроводящей (куперовской) электронной паре Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) [30]. Прежде всего, в 1964 г. А.Ф. Андреев [1] объяснил "андреевским отражением" когерентный токоперенос через отдельную NS-границу, а в 1969 г. И.О. Кулик [2] показал, что андреевское отражение приводит к возникновению системы уровней ("андреевских уровней"), ответственных за сверхпроводящий транспорт через SNS структуры. Позднее было показано, что изменения энергетического и магнитного (спинового) состояния электронов в джозефсоновском барьере могут существенно изменять предсказанное Б.Д. Джозефсоном соотношение $I_S = I_c \sin \varphi$ между сверхпроводящим током I_S и разностью фаз φ на джозефсоновском контакте. Наиболее радикальное изменение ток-фазового соотношения происходит при переходе в " π -состояние", с инверсией разности фаз: от $I_S = I_c \sin \varphi$ к $I_S = I_c \sin(\varphi + \pi) = -I_c \sin \varphi$. Такой переход из обычного ("0-состояния") в π -состояние происходит в равновесном случае в SFS контакте за счёт взаимодействия проникающих в ферромагнетик куперовских пар (или, в "андреевской" терминологии, связанных электронно-дырочных пар) с обменным полем h в ферромагнетике [12, 13] за счёт возникновения ненулевого суммарного импульса $\hbar Q$ и набегу фазы параметра порядка $Qd \propto \pi$ на толщине ферромагнитного барьера d . Такая неоднородная "знакопеременная" сверхпроводимость (LOFF-состояние) в присутствии

обменного или внешнего приложенного магнитного поля, обусловленная зеемановским расщеплением "вырожденного" по спину состояния куперовской пары БКШ, была предсказана впервые в 1964 г. в работах Ларкина–Овчинникова и Фульде–Феррелла [31, 32]. Подробные эксперименты с наблюдением и исследованием 0– π -переходов в SFS сэндвичах были выполнены в работах [5, 7, 17] и др. с участием авторов настоящего обзора.

В 1999 г. в экспериментах Базельманса и др. [3, 20] было показано, что переход в π -состояние в джозефсоновском SNS контакте можно индуцировать неравновесным энергетическим электронным распределением в N-барьере, задаваемым напряжением V поперёк N-слоя. Приложенная энергия eV , сравнимая с расстоянием между соседними андреевскими уровнями (зонами в диффузном случае), переводит SNS систему на более высокий уровень (зону), отвечающий за перенос сверхпроводящего тока противоположного направления, что соответствует сдвигу ток-фазового соотношения на π : от $I_S = I_c \sin \varphi$ к $I_S = I_c \sin (\varphi + \pi) = -I_c \sin \varphi$. Как показано в [21, 22], сверхпроводящий транспорт в джозефсоновских структурах с нормально-металлическими барьерами и диффузным электронным транспортом определяется "сверхтоко-несущей плотностью состояний" SCDOS, которая в простейшем случае SNS контакта имеет только две зоны, отвечающие за перенос сверхпроводящих токов противоположных знаков.

В обсуждаемых в этом обзоре работах нашей группы [8, 9] структура андреевских токонесящих состояний была модифицирована из-за наличия контакта медного N-слоя в джозефсоновском барьере с ферромагнитным железным F-подслоем. Наведённое обменное поле за счёт спиновой диффузии из F- в N-слой позволило усложнить структуру плотности состояний, переносящих сверхпроводящий ток через N/F-барьер, увеличив количество зон, переносящих сверхпроводящие токи противоположных знаков. Увеличение тока инжекции в джозефсоновский барьер позволило последовательно проходить ступенькой неравновесного энергетического распределения три андреевских токонесящих состояния и наблюдать два перехода: первый из обычного (0-состояния) в π -состояние и второй обратно из π - в 0-состояние. Таким образом, экспериментально и теоретически было показано, что спиновая диффузия и инжекция неполяризованных и спин-поляризованных носителей в джозефсоновский барьер позволяет существенно менять когерентный андреевский токоперенос в джозефсоновских SNS структурах.

В то же время ещё остались неисследованными многие возможности как со стороны инженерии SCDOS, так и со стороны управления неравновесием, в первую очередь в смысле их экспериментальной реализации. Интересным, но пока не реализованным представляется создание расщеплённой по спину SCDOS в бислоях нормальный металл–ферромагнитный изолятор. В отличие от рассмотренных в данном обзоре бислоев с ферромагнитным металлом, там предполагается практически полное отсутствие распаривающего параметра Γ из-за отсутствия разрушения пар в ферромагнетике. Отсутствие Γ должно привести к более резко выраженной спин-зависимой SCDOS и более эффективному управлению джозефсоновскими 0– π -переходами. К настоящему времени экспериментально

исследовались только бислои ферромагнитный изолятор–сверхпроводник, в которых наблюдалось хорошо выраженное спиновое расщепление локальной плотности состояний (DOS) при очень незначительной величине Γ [24, 25]. Также ещё не реализовано управление джозефсоновскими переходами с помощью спинового разбаланса [27, 28]. Для этого необходим несимметричный по спину (в отличие от симметричного в [9]) завод тока инжекции через ферромагнетики в область слабой связи.

Список литературы

1. Андреев А Ф *ЖЭТФ* **46** 1823 (1964); Andreev A F *Sov. Phys. JETP* **19** 1228 (1964)
2. Кулик И О *ЖЭТФ* **57** 1745 (1969); Kulik I O *Sov. Phys. JETP* **30** 944 (1970)
3. Baselmans J J A et al. *Nature* **397** 43 (1999)
4. Рязанов В В *УФН* **169** 920 (1999); Ryazanov V V *Phys. Usp.* **42** 825 (1999)
5. Ryazanov V V et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 2427 (2001)
6. Рязанов В В и др. *УФН* **174** 795 (2004); Ryazanov V V et al. *Phys. Usp.* **47** 732 (2004)
7. Oboznov V A et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 197003 (2006)
8. Golikova T E et al. *Phys. Rev. B* **86** 064416 (2012)
9. Golikova T E et al. *Supercond. Sci. Technol.* **34** 095001 (2021)
10. Булаевский Л Н, Кузий В В, Собянин А А *Письма в ЖЭТФ* **25** 314 (1977); Bulaevskii L N, Kuzii V V, Sobyenin A A *JETP Lett.* **25** 290 (1977)
11. Wollman D A et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 2134 (1993)
12. Бuzдин А И, Булаевский Л Н, Панюков С В *Письма в ЖЭТФ* **35** 147 (1982); Buzdin A I, Bulaevskii L N, Panyukov S V *JETP Lett.* **35** 178 (1982)
13. Buzdin A I, Bujicic B, Kupriyanov M Yu *ЖЭТФ* **101** 231 (1992); *Sov. Phys. JETP* **74** 124 (1992)
14. Изюмов Ю А, Прошин Ю Н, Хусаинов М Г *УФН* **172** 113 (2002); Izyumov Yu A, Proshin Yu N, Khusainov M G *Phys. Usp.* **45** 109 (2002)
15. Buzdin A I *Rev. Mod. Phys.* **77** 935 (2005)
16. Мельников А С и др. *УФН* **192** 1339 (2022); Mel'nikov A S et al. *Phys. Usp.* **65** 1248 (2022)
17. Stoutimore M J A et al. *Phys. Rev. Lett.* **121** 177702 (2018)
18. Карминская Т Ю, Куприянов М Ю *Письма в ЖЭТФ* **85** 343 (2007); Karminskaya T Yu, Kupriyanov M Yu *JETP Lett.* **85** 286 (2007)
19. Bakurskiy S et al. *Mesosci. Nanotechnol.* **1** (1) 01003 (2024)
20. Baselmans J J A, van Wees B J, Klapwijk T M *Phys. Rev. B* **63** 094504 (2001)
21. Volkov A F *Phys. Rev. Lett.* **74** 4730 (1995)
22. Wilhelm F K, Schön G, Zaikin A D *Phys. Rev. Lett.* **81** 1682 (1998)
23. Fuechsle M et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 127001 (2009)
24. Bergeret F S et al. *Rev. Mod. Phys.* **90** 041001 (2018)
25. Heikkilä T T et al. *Prog. Surf. Sci.* **94** 100540 (2019)
26. Бобкова И В, Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (Черноголовка: ИФТТ РАН, 2023)
27. Bobkov A M, Bobkova I V *Phys. Rev. B* **84** 054533 (2011)
28. Bobkova I V, Bobkov A M *Phys. Rev. B* **82** 024515 (2010)
29. Josephson B D *Phys. Lett.* **1** 251 (1962)
30. Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R *Phys. Rev.* **108** 1175 (1957)

31. Ларкин А И, Овчинников Ю Н *ЖЭТФ* **47** 1136 (1964); Larkin A I, Ovchinnikov Yu N *Sov. Phys. JETP* **20** 762 (1965)
32. Fulde P, Ferrell R A *Phys. Rev.* **135** A550 (1964)

Josephson π junctions and "engineering" of Andreev conductance in S–N/F–S nanostructures

V.V. Ryazanov^(1,2,*), T.E. Golikova⁽¹⁾, V.V. Bol'ginov⁽¹⁾, I.V. Bobkova⁽²⁾, A.M. Bobkov⁽²⁾

⁽¹⁾ *Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Sciences,
ul. Akademika Osip'yana 2, 142432 Chernogolovka, Moscow region, Russian Federation*

⁽²⁾ *Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University),
Institutskii per. 9, 141701 Dolgoprudny, Moscow region, Russian Federation*

E-mail: (*) valery.ryazanov@gmail.com

We present a review of studies of two types of Josephson π junctions, i.e., Josephson structures with an inverse current–phase relation. In particular, we discuss the features of the transition to the π state of Josephson superconductor–ferromagnet–superconductor sandwiches (Josephson SFS junctions). At the same time, much attention is devoted to the ‘Andreev’ conductance in planar superconductor–normal metal–superconductor structures (Josephson SNS junctions) and transitions to the π state caused by a nonequilibrium electron distribution in a Josephson junction with a normal metal barrier. We also discuss in detail various types of nonequilibrium distributions arising in hybrid Josephson S–N/F–S structures upon injection of spin-polarized carriers into the Josephson barrier and the features of Andreev conductance arising in junctions between a normal metal and a ferromagnet in the Josephson barrier. The review relies mainly on the work performed with the participation of the authors.

Keywords: superconductivity, Josephson effect, inverse phase difference across junctions, π junctions, Josephson barriers with nonequilibrium electron distribution

PACS numbers: 72.25.Hg, **74.78.**–w, **74.45.**+c

Bibliography — 32 references

Received 18 December 2024

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195** (7) 766–777 (2025)

Physics – Uspekhi **68** (7) (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.12.039922>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2024.12.039922>