

Замораживание и квантование тока, проходящего через двухсвязный сверхпроводник с точечным контактом

В.П. Коверя, С.И. Бондаренко, А.В. Кревсун, Н.М. Левченко, И.С. Бондаренко

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: bondarenko@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 14 января 2010 г.

Экспериментально исследованы особенности прохождения постоянного тока через структуру в виде двухсвязного сверхпроводника (ДСП) с асимметричными по протяженности и критическому току ветвями. Короткой ветвью, имеющей меньший критический ток, являлся прижимной точечный контакт ниобий–ниобий, протяженность которого сопоставима с длиной когерентности сверхпроводника. В отличие от ранее исследованного ДСП с короткой ветвью, много большей длины когерентности, обнаружено, что при достижении током короткой ветви критической величины токи в ветвях ДСП не совершают автоколебаний; ток, превышающий критическое значение, поступает в длинную ветвь при его увеличении порциями (квантуется), а при последующем уменьшении частично или полностью замораживается в контуре ДСП.

Експериментально досліджено особливості проходження постійного струму через структуру у вигляді двозв'язного надпровідника (ДНП) з асиметричними за протяжністю та критичним струмом гілками. Короткою гілкою, що має менший критичний струм, був притискний точковий контакт ніобій–ніобій, протяжність якого порівняна з довжиною когерентності надпровідника. На відміну від раніше дослідженого ДНП з короткою гілкою, багато більшої довжини когерентності, виявлено, що при досягненні струмом короткої гілки критичної величини струми в гілках ДНП не здійснюють автоколивань; струм, що перевищує критичне значення, поступає в довгу гілку при його збільшенні порціями (квантується), а при подальшому зменшенні частково або повністю заморожується в контурі ДНП.

PACS: 74.25.F– Транспортные свойства;

74.81.Fa Решетка джозефсоновских контактов и проволочные сети.

Ключевые слова: двухсвязный сверхпроводник, замороженный ток, точечный контакт Джозефсона.

Введение

Физика двухсвязных сверхпроводящих структур представляет важный раздел фундаментальной и прикладной сверхпроводимости. Достаточно упомянуть процессы, происходящие в сверхпроводящих кольцах в магнитном поле [1] и в сверхпроводящих квантовых интерферометрах [2]. Недавно нами было обнаружено [3–5], что в двухсвязном сверхпроводнике (ДСП), через который пропускается постоянный транспортный ток I , при достижении критического тока одной из его ветвей возникают автоколебания тока. ДСП состоял из двух различающихся по критическому току и индуктивностям ветвей (соотношение индуктивностей 1:500). Длина короткой ветви, имеющей меньший кри-

тический ток, составляла около 1 мм, а индуктивность — 10^{-8} Гн.

Представляет интерес исследовать, как может повлиять на распределение тока I в ДСП уменьшение длины короткой ветви до значения, сопоставимого с длиной когерентности используемых сверхпроводников, при достижении критического тока этой ветви.

Требуемая ветвь может быть выполнена в виде либо крестообразного пленочного туннельного контакта Джозефсона, либо сверхпроводящего точечного контакта (СТК) прижимного типа [6]. Ввиду более простой технологии изготовления в наших экспериментах использован СТК.

Цель работы — определение распределения тока I в ветвях ДСП, когда он вводится в него через СТК, достигает, а затем и превосходит его критический ток.

Постановка эксперимента

На рис. 1 представлены электрическая схема исследованного ДСП и вольт-амперная характеристика (ВАХ) используемого СТК.

Контур двухсвязного сверхпроводника изготовлен из ниобиевого микропровода диаметром 70 мкм, концы которого укладывались друг на друга крестообразно и сжимались механически металлическим зажимом. В месте их пересечения возникал СТК. Транспортный ток I подавался к свободным концам ниобиевого провода, как показано на рис. 1,а. Ветвь с большей индуктивностью $L_1 = 5 \cdot 10^{-6}$ Гн выполнена в виде катушки с диаметром 8 мм и числом витков $W = 5$. Внутри катушки расположен детектор магнитного поля тока, текущего по ней. Детектором являлся феррозонд (ФЗ) с чувствительностью 10^{-5} Э. Ток катушки определялся по измеряемому детектором полю с помощью заранее определенного соотношения между током в катушке и показаниями ФЗ. Индуктивность L_2 части контура ДСП с СТК считалась равной индуктивности контакта. Она оценивалась по формуле индуктивности контакта Джозефсона $L_2 = \Phi_0/2\pi I_{c2}$ [7] и для рассматриваемого в работе контакта оказалось равной 10^{-14} Гн. Таким образом, соотношение индуктивностей ветвей ДСП составило около $1:10^9$. Ток I мог задаваться от источника тока в пределах от 10^{-5} до 1 А. Основная информация о распределении тока в ветвях ДСП была получена путем регистрации магнитного поля, создаваемого током через упомянутую катушку, при увеличении и уменьшении тока I . ДСП располагался в жидком гелии при $T = 4,2$ К. Критический ток ветви с меньшей индуктивностью, определяемый критическим током СТК, в различных образцах контура составлял от 20 до 120 мА, что определялось чистотой поверхности микропроводов в месте их сжатия и силой сжатия. Определение критического тока и вольт-амперной характеристики СТК, включенного в контур ДСП,

производилось в следующей последовательности. Вначале выяснялась стабильность ВАХ подобных прижимных контактов Nb–Nb к температурным циклам 300 К–4,2 К–300 К без включения контакта в контур ДСП. Выяснилось, что для контактов с исходным критическим током в диапазоне 20–120 мА его изменения после циклов составляют не более 5%, а ВАХ не имеет гистерезиса вплоть до токов 150–180 мА. Контакт, описанный в статье, включен в контур, охлажден вместе с ним до $T = 4,2$ К, по зависимости на рис. 2 (см. ниже) был измерен его критический ток I_{c2} (он оказался равным 80 мА), затем контур был отогрет до $T = 300$ К, разрезан и вновь охлажден до $T = 4,2$ К для измерения ВАХ контакта, изображенной на рис. 1,б. Оказалось, что критический ток сохранился и ВАХ в пределах точности ее измерения не имела гистерезиса при изменениях тока через контакт от нуля до 160 мА и от 160 мА до нуля. Критический ток ниобиевого микропровода I_{c1} и соответственно ветви с большей индуктивностью L_1 составил около 4 А. Криостат с исследуемым ДСП экранирован от земного поля и его флуктуаций магнитным экраном. Амплитуда остаточных низкочастотных флуктуаций окружающего магнитного поля не превышала 10^{-4} Э, что соответствовало изменению тока в катушке с феррозондом на 10 мкА. ВАХ не включенного в контур СТК и зависимости тока в катушке с ФЗ от тока I регистрировали с помощью электромеханического самописца Н-309.

Результаты эксперимента и их обсуждение

После включения контакта в контур (рис. 1,а) и при транспортном токе $I < 80$ мА токи I_1 и I_2 в ветвях ДСП распределяются в соответствии с соотношением [6]

$$I_2/I_1 = L_1/L_2, \quad (1)$$

что при $L_1/L_2 \approx 10^9$ означает протекание транспортного тока практически полностью через СТК ($I_2 \approx I$). Начи-

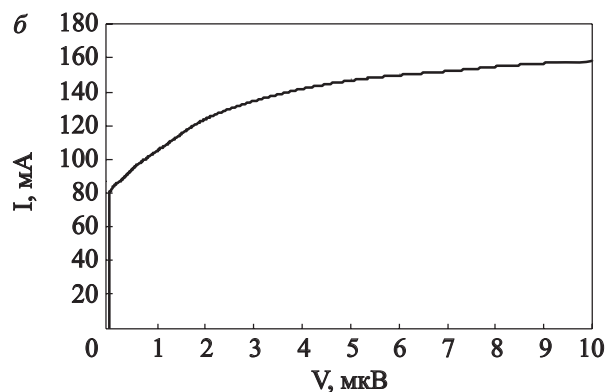
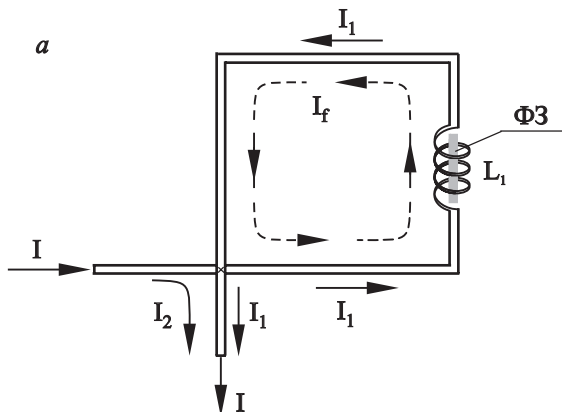


Рис. 1. а — Схема двухсвязного сверхпроводника (ДСП) с точечным контактом, через который пропускается постоянный транспортный ток I ; I_1 и I_2 — токи в ветвях сверхпроводящего контура ДСП с индуктивностями L_1 и L_2 ; I_f — замораживаемый в контуре ДСП ток; ФЗ — феррозонд для измерения магнитного поля тока ветви с индуктивностью L_1 ; × — положение точечного контакта между проводниками из ниобия. б — Вольт-амперная характеристика точечного контакта при разомкнутом контуре ДСП.

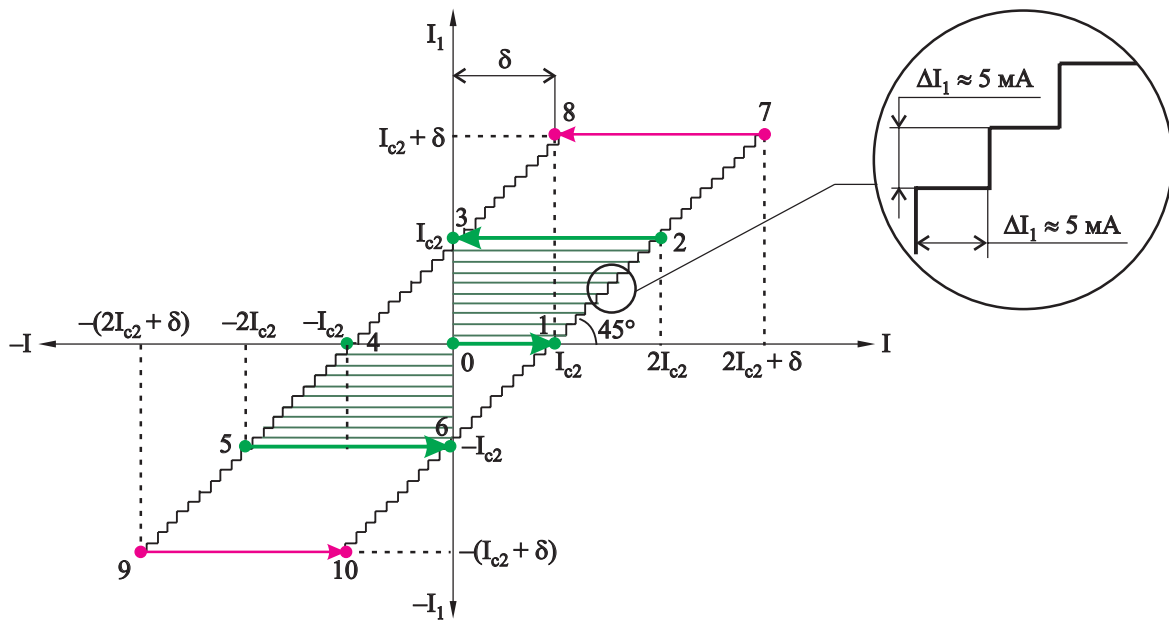


Рис. 2. Экспериментальная зависимость величины тока I_1 в ветви №1 с ФЗ (ветвь с индуктивностью L_1) от величины транспортного тока I через ДСП, δ — некоторое добавочное к величине $I = 2I_{c2}$ значение транспортного тока, при котором участок «плато» 7-8 смещен относительно оси I_1 на δ , в отличие от подобных «плато», возникающих при уменьшении тока I от значений $I \leq 2I_{c2}$ (линии нескольких «плато» в областях 1-2-3-0 и 4-5-6-0)

ная с $I \cong I_{c2}$, в ветви 1 появляется ток I_1 , ступенчато нарастающий по мере увеличения I от точки 1 к точке 7, как показано на рис. 2.

В отличие от ДСП, исследованного в [3,4], никаких автоколебаний тока I_1 при достижении критического тока короткой ветви ДСП ($I \geq I_{c2}$) не наблюдается. Период (ΔI) ступенчатого приращения тока I_1 на величину ΔI_1 составляет несколько процентов от величины I_{c2} , при этом $\Delta I \approx \Delta I_1$ (см. вставку на рис. 2). Увеличение основной части тока I_1 (по сравнению с размером токовых ступеней) в первом квадранте системы координат, образованной пересечением осей I и I_1 , происходит пропорционально росту тока I . При уменьшении до нуля тока I , значения которого находились в пределах $I = I_{c2} - 2I_{c2}$, в контуре ДСП замораживается ток $I_f = I_1$ в диапазоне $I_1 = 0 - I_{c2}$. Назовем эту область значений I первой областью. Во второй области, при значениях $I_{c1} + I_{c2} > I > 2I_{c2}$ (в частности, при $I = 2I_{c2} + \delta$, где δ — некоторая добавка к току I на рис. 2), уменьшение I до нуля также приводит к замораживанию тока I_1 , равного I_{c2} . При этом особенностью данной области является наличие переходного участка 8-3 с уменьшением I_1 от уровня «плато» с протяженностью $2I_{c2}$ до значения тока $I_1 = I_{c2}$ при $I = 0$. Изменение полярности и величины тока I , начиная с замороженного значения тока $I_f = I_{c2}$ в точке 3, как видно на рис. 2, позволяет получить симметричную часть зависимости $I_1(I)$, проходящую через точки 4-5-9-10 в третьем квадранте.

Рассмотрим вначале процессы, связанные с изменением тока основной, большей части тока I_1 в зависимо-

сти от I , считая, что ступенчатая модуляция тока существенно меньше критического тока контакта (как и было в эксперименте). В этом случае на моделирующей процесс изменения I_1 зависимости $I_1(I)$ участки со ступенями можно заменить линиями (рис. 3). Тем более, как будет показано ниже, модуляция $I_1(I)$ при определенных свойствах точечного контакта может вообще отсутствовать. Вначале остановимся на измене-

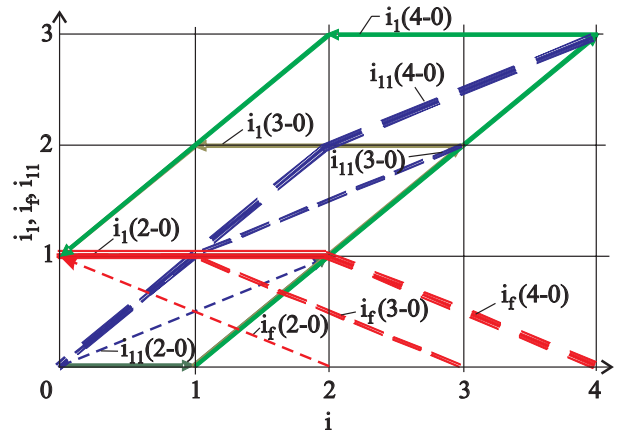


Рис. 3. Модельные зависимости приведенных (к I_{c2}) значений токов: полного тока в ветви №1 с ФЗ ($i_1 = I_1 / I_{c2}$), части тока в той же ветви в виде замороженного тока в контуре ДСП ($i_f = I_f / I_{c2}$) и части транспортного тока этой ветви ($i_{11} = I_{11} / I_{c2}$), уменьшающейся в связи с уменьшением I , от величины приведенного транспортного тока $i = I / I_{c2}$. Цифры в скобках указывают начальное и конечное значения величины транспортного тока i при его уменьшении. Стрелками показаны направления изменений токов i и i_1 при увеличении i от нуля до четырех и при его уменьшении от $i = 2, 3, 4$ до нуля.

нии I_1 только при увеличении I со значения $I = I_{c2}$. Этот участок зависимости $I_1(I)$ является следствием переключения в ветвь с индуктивностью L_1 той части тока I , которая превышает I_{c2} . Поэтому угол между осями зависимости $I_1(I)$ равен 45° . Линейный рост I_1 по мере увеличения I ограничен только критическим током I_{c1} ветви с индуктивностью L_1 .

В первом квадранте зависимости $I_1(I)$, т.е. при положительных значениях токов I и I_1 , наибольший интерес представляет поведение тока I_1 при уменьшении I , начиная с появления I_1 и далее от всех больших его значений.

Замораживание тока в контуре при уменьшении I до нуля в первой области его значений можно объяснить возникновением и сохранением после выключения тока I незатухающего сверхпроводящего тока I_f в контуре ДСП (рис. 1,а), равного по величине существовавшему до выключения транспортному току I_1 в ветви с ФЗ. Ток I_f индуцируется в замкнутом через СТК сверхпроводящем контуре в силу закона сохранения магнитного потока, созданного током I_1 . В данном контуре это возникает в силу того, что указанный поток практически полностью пронизывает площадь контура, так как длина контура с током I_1 отличается от длины полностью замкнутого контура только на длину СТК, соизмеримую с длиной когерентности используемого сверхпроводника. Подобного замораживания тока в контуре ДСП, имевшего короткую ветвь с размером, существенно большим длины когерентности, не происходило [3–5], поскольку ток до выключения или уменьшения проходил только по части контура ДСП и его магнитный поток был существенно меньше того потока, который возник бы при протекании тока по всему контуру.

Как показано на рис. 3, в первой области значений i указанный процесс объясняет наличие «плато» на зависимости $I_1(I)$. Например, уменьшение транспортного тока от $i = 2$ до $i = 1$ и соответственно тока в ветви №1 от $i_{11} = 1$ до $i_{11} = 0,5$ вызывает появление в контуре равного значения индуцированного незатухающего тока $i_f = 0,5$, компенсирующего уменьшение тока i_{11} . В результате сумма приращений этих токов, регистрируемая ФЗ и равная $i_1 = 1$, остается постоянной вплоть до значения $i = 0$. Как видно на рис. 3, где изображено уменьшение i_{11} (2-0) и увеличение индуцированного тока i_f (2-0) при изменении i от двух до нуля, указанный процесс приводит к тому, что длина «плато» по оси i равна двум, что и наблюдается в эксперименте (рис. 2). Из тех же соображений ясно, что при уменьшении i от значений, меньших двух, до нуля величина плато будет находиться между $i = 2$ и $i = 1$, а ток i_f — между единицей и нулем. Следует заметить, что в этом процессе индуцированный ток I_f течет в СТК навстречу току I_2 , который не ответвляется в контур с ФЗ. Их алгебраическая сумма поддерживается на уровне кри-

тического тока контакта I_{c2} . При этом ток через контакт меняется от $I_2 = I_{c2}$ в начале процесса уменьшения I до $I_f = -I_{c2}$ в конце, когда $I = 0$.

Зависимость $I_1(I)$ во второй области значений I при его уменьшении определяется аналогичными процессами с той лишь разницей, что максимально возможный индуцированный ток, равный критическому току контакта, не может уже скомпенсировать возросшее значение тока I во всем диапазоне его уменьшения вплоть до нуля. В результате при уменьшении I на зависимости $I_1(I)$ возникает «плато» той же длины $2I_{c2}$, а оставшийся ее участок (8-3 на рис. 2) представляет собой уменьшение тока I_1 через ветвь с ФЗ, равное уменьшению тока I до нуля. На зависимости $i_1(i)$, показанной на рис. 3, это соответствует уменьшению тока от $i_1 = 3$ до $i_1 = 1$ при уменьшении i от двух до нуля и от $i_1 = 2$ до $i_1 = 1$ при уменьшении i от единицы до нуля. Это приводит к тому, что при $I = 0$ вновь получаем $I_f = I_{c2}$, что также соответствует эксперименту.

Область «плато» со строго стабилизированным значением тока I_1 в ветви №1 с ФЗ можно назвать областью квазизамороженного тока, так как ток I_1 в этой ветви является суммой токов: незатухающего индуцированного I_f и транспортного $I = I_{11}$. Эта сумма автоматически поддерживается неизменной при любых колебаниях тока I в пределах «плато».

Зависимость $I_1(I)$ в области второго, третьего и четвертого квадрантов рис. 2 с изменением направления тока I может быть объяснена с учетом сохранения критического состояния СТК, возникновения индуцированного тока различного направления в контуре ДСП, замораживания и квазизамораживания тока I_1 подобно тому, как это рассматривалось по отношению к этой зависимости в первом квадранте. Из изложенного понятна также причина отсутствия автоколебаний тока в данном типе ДСП. Она объясняется тем, что любое уменьшение тока I_1 , попавшего в ветвь с большей индуктивностью, типичное для процесса автоколебаний в другом типе ДСП [3–5], здесь невозможно из-за квазизамораживания тока I_1 в контуре ДСП.

Теперь обсудим механизм появления ступеней тока на зависимости $I_1(I)$. Указанная модуляция этой зависимости может быть объяснена с помощью особенности микроструктуры прижимного СТК. Как правило, реальный прижимной сверхпроводящий контакт между проводниками с естественной неоднородностью поверхностей осуществляется в нескольких точках, в результате чего СТК представляет собой сверхпроводящий квантовый интерферометр (СКИ) с двумя или более параллельно включенными точечными микроконтактами джозефсоновского типа с различными критическими токами, расположенными на микронных или субмикронных расстояниях друг от друга.

Процессы, происходящие в ДСП с короткой ветвью в виде СКИ, можно объяснить на основе упрощенной схе-

мы ДСП, показанной на рис. 4,а. Согласно этой схеме, предполагается, что СКИ имеет два одинаковых точечных микроконтакта 1, 2, по которым может течь транспортный ток $I = I_0$ в диапазоне значений $I_0 = 0 - I_{c2}$. При $I_0 > I_{c2}$ транспортный ток, превышающий I_{c2} , получает возможность ответвляться в ветвь с ФЗ. Критические токи каждого микроконтакта равны I_{c0} . Критический ток I_{c2} прижимного контакта в виде СКИ равен сумме критических токов микроконтактов. Ток I , который проходит по участкам ниобиевого провода, входящим в состав микроконтура образовавшегося СКИ, создает магнитное поле H , воздействующее на СКИ. Изменение тока I приводит к изменению H и магнитной квантовой модуляции критического тока СКИ $I_{c2}(I)$ [8] на величину ΔI . Таким образом, на линейную зависимость $I_1(I)$, существующую при $I > I_{c2}$ и типичную для ДСП, не имеющего СКИ на входе, в данном случае накладывается модулированная часть, обусловленная зависимостью $I_{c2}(I)$. Если $I < I_{c2}$, то период (ΔH) квантовых осцилляций I_{c2} по полю H равен

$$\Delta H = \Phi_0 / \mu_0 S_0, \quad (1)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн, S_0 — площадь контура квантования СКИ, Φ_0 — квант магнитного потока. С другой стороны, поле, создаваемое транспортным током, протекающим по проводнику диаметром d , на его поверхности приближенно можно оценить с помощью известной формулы, описывающей поле длинного проводника с током:

$$\Delta H \approx \Delta I / \pi d, \quad (2)$$

где ΔI — период осцилляций по току. Учитывая, что ток проходит встречно по двум участкам провода в контуре СКИ, поле увеличивается вдвое по сравнению с формулой (2). При этом ток, создающий поле в СКИ, составляет, как видно на рис. 4,а, только половину транспортного тока I , и по этой причине поле надо уменьшить вдвое. В результате формула (2) правильно описывает поле в случае $I < I_{c2}$. Из (1) и (2) получаем

$$\Delta I \approx \pi \Phi_0 / \mu_0 (d/S_0). \quad (3)$$

Глубину модуляции ΔI_{c2} можно оценить по формуле [2,8]

$$\Delta I_{c2} = \Phi_0 / 2L_0, \quad (4)$$

где L_0 — индуктивность контура СКИ. Форма периодической зависимости $I_{c2}(I)$ зависит от различных параметров СКИ (в частности, от ток-фазовой характеристики каждого из контактов и их критических токов), которые не представлялось возможным определить в рамках данной работы. Для качественного объяснения возникающих на зависимости $I_1(I)$ токовых ступеней (рис. 4,д) ограничимся одной из возможных форм зависимости $I_{c2}(I)$ [2,8], показанной на рис. 4,б в виде спрямленной для простоты построения синусоиды (по-

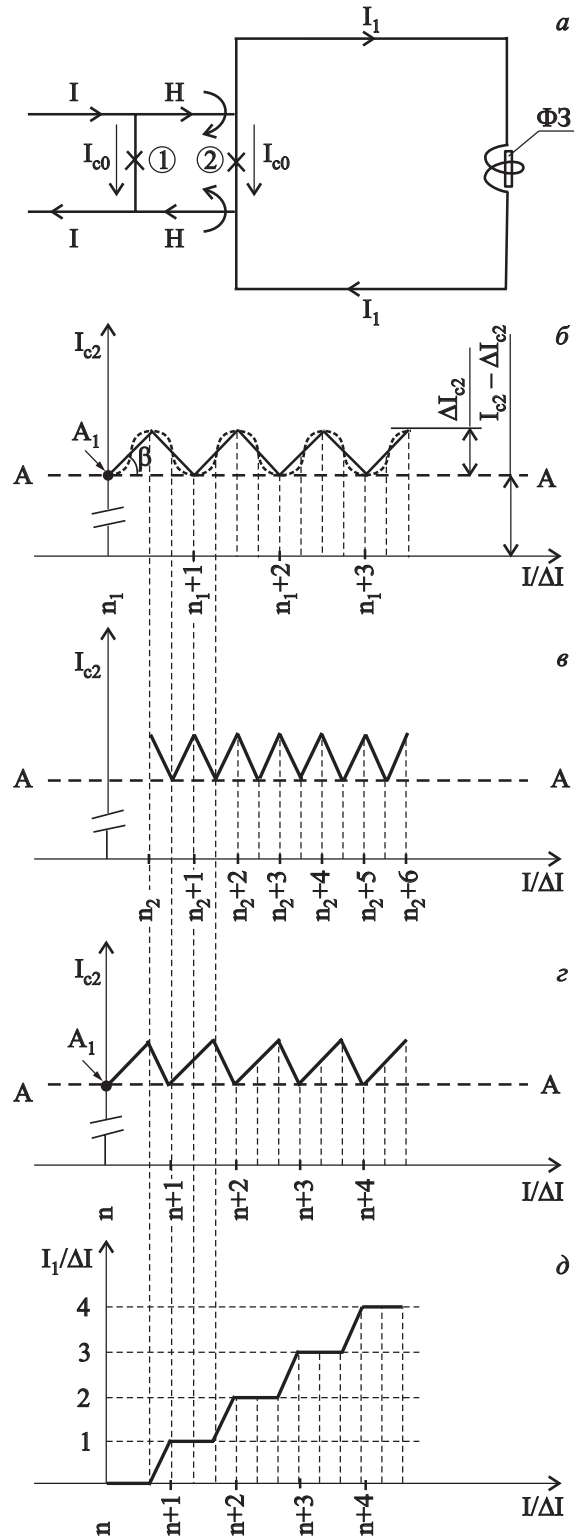


Рис. 4. а — Схема двухсвязного сверхпроводника с вводом транспортного тока I через сверхпроводящий интерферометр с двумя контактами Джозефсона (1, 2), имеющими критический ток I_{c0} . б, в, г — Модельные зависимости критического тока интерферометра I_{c2} от относительной величины транспортного тока $I/\Delta I$ при $I < I_{c2}$; $I \geq I_{c2}$ и при чередовании значений транспортного тока от $I < I_{c2}$ до $I \geq I_{c2}$ соответственно. д — Зависимость относительной величины тока в ветви №1 с ФЗ ($I_1/\Delta I$) от величины $I/\Delta I$, построенная на основе зависимости, приведенной на рис. 4,г.

казана пунктирной линией), где изображено несколько квантов изменения I_{c2} в промежутке квантовых периодов $I/\Delta I$ от n_1 до $n_1 + 3$, где n_1 — целое число. Рассмотрим случай увеличения тока I начиная с точки A_1 на рис. 4,б, в которой I несколько меньше I_{c2} , т.е. $I = I_{c2} - \delta I$, где $\delta I \ll I_{c2}$. Если параметры СКИ таковы, что $\text{tg } \beta = \Delta I_{c2}/\Delta I \geq 1$, то при увеличении $I/\Delta I$ от n_1 до $n_1 + 1/2$ ток не будет поступать в ветвь с ФЗ, так как он не достигает критической величины и СКИ находится в сверхпроводящем состоянии. На зависимости $I_1/\Delta I$ ($I/\Delta I$) этому увеличению тока I соответствует «плато» (рис. 4,д). При достижении током I величины $I/\Delta I = n_1 + 1/2$ критический ток СКИ начинает уменьшаться, ток I через СКИ начинает превышать I_{c2} ($I > I_{c2}$) и поступать в ветвь с ФЗ (этот ток нами обозначен I_1). При этом меняется связь между током, протекающим по обоим проводникам, входящим в контур СКИ, и создаваемым им полем. Действительно, как видно на рис. 4,а, поле H создается теперь полным током I , а не половиной, как было при $I < I_{c2}$. Поле в контуре вместо формулы (2) теперь описывается формулой

$$\Delta H \approx 2\Delta I/\pi d, \quad (5)$$

а период по току вместо (3) — формулой

$$\Delta I \approx \pi\Phi_0/2\mu_0(d/S_0). \quad (6)$$

Таким образом, зависимость критического тока СКИ от транспортного тока, проходящего через ветвь с ФЗ, имеет период вдвое меньший, чем от тока, проходящего только по ветви с СКИ. Это показано на рис. 4,в. В результате квантовые осцилляции критического тока СКИ в пределах одного периода изменения I_{c2} приобретают несимметричный вид с более резким (по сравнению с осцилляциями на рис. 4,б) уменьшением критического тока при $I/\Delta I > n_1 + 1/2$. Это приводит, в свою очередь, к резкому, в виде ступени, увеличению тока I_1 на зависимости $I_1(I)$ (рис. 4,д). При дальнейшем увеличении тока I от значения $I/\Delta I = n_2 + 1/2$ из-за более быстрого увеличения критического тока СКИ по сравнению с приращением I интерферометр вновь становится сверхпроводящим, а возникший ранее в контуре ДСП ток I_1 , как следует из приведенного выше объяснения вида зависимости $I_1(I)$, квазизамораживается, образуя «плато» до следующего уменьшения критического тока СКИ. В совмещенном виде моделируемые осцилляции I_{c2} представлены на рис. 4,з. При продолжении увеличения $I/\Delta I$ процесс возникновения ступеней и «плато» периодически повторяется в соответствии с рис. 4,д. Видно, что рис. 4,д подобен наблюдаемой в эксперименте ступенчатой зависимости $I_1(I)$ (рис. 2). Меньшая крутизна ступеней по сравнению с экспериментом может быть связана с тем, что реальные микроконтакты в СКИ имеют ток-фазовую характеристику, отличную от синусоидальной, которую мы приняли при модельном описании процессов в

ДСП. Несмотря на это, экспериментально измеренные значения «плато» и высоты ступеней (см. вставку на рис. 2) оказались близкими по величине, что соответствует условию их возникновения при $\Delta I_{c2}/\Delta I \geq 1$ и модельной зависимости $I_1(I)$ на рис. 4,д.

Используя экспериментальные значения ΔI и ΔI_{c2} , по формулам (3) и (4) можно оценить величины S_0 и L_0 интерферометра, возникшего в месте расположения СТК. Они оказались равными соответственно 10^{-13} м^2 и $2 \cdot 10^{-13} \text{ Гн}$, что подтверждает предположение о субмикронных размерах СКИ. Из изложенного также понятно, что в случае реализации единственной точки контактирования микропроводов в прижимном СТК интерферометр не формируется и ступени указанного происхождения на зависимости $I_1(I)$ возникнуть не могут, а сама зависимость приобретет линейный вид, совпадающий с ее моделью, показанный на рис. 3.

Заключение

Проведенные исследования распределения транспортного тока I через несимметричный двухсвязный сверхпроводник с точечным контактом в роли слабого звена ДСП позволяют установить ограничение на применимость принципа минимума магнитной энергии к определению токового состояния ДСП; демонстрируют новые способы замораживания тока в сверхпроводящих замкнутых контурах; позволяют описать физические процессы, происходящие в квантовой структуре в виде СКВИДа постоянного тока, шунтированного сверхпроводящей индуктивностью. Рассмотрим подробнее указанные основные результаты работы.

Как было показано ранее [5], зависящее от времени распределение транспортного тока в ветвях ДСП при достижении током критической величины в одной из макроскопических по размеру ветвей (т.е. с размером слабого звена, существенно превышающем длину когерентности применяемых сверхпроводников), имеющее вид автоколебаний (АК) тока, вызвано стремлением системы в виде ДСП понизить до нуля свою магнитную энергию. Если же транспортный ток начинает поступать в ДСП через ветвь в виде точечного контакта (ветвь №2 в данной работе), длина которой соизмерима с длиной когерентности ($\zeta_{\text{Nb}} \approx 40 \text{ нм}$ [9]), то при достижении критического тока контакта I_{c2} система реагирует на это совершенно по-другому. После ответвления части транспортного тока в ветвь №1 с большим критическим током I_{c1} последующего его уменьшения в этой ветви и соответственно уменьшения магнитной энергии системы не происходит, АК не возникают. Вместо этого исходная токовая система распадается на две: на первоначальную в виде ДСП с разветвлением транспортного тока по двум ветвям и вторую без разветвлений тока, в виде замкнутого контура, способного нести замороженный сверхпроводя-

ший ток, индуцируемый любыми уменьшениями тока в ветви №1. Подобная самоорганизующаяся токовая система является квантовой макроскопической системой, которая имеет набор разрешенных квантовых токовых уровней, соответствующих квантам магнитного потока, в виде которых поток, создаваемый током, только и может существовать в сверхпроводящем замкнутом контуре. Таким образом, если нестационарное распределение тока в ДСП, в котором одна из макроскопических ветвей периодически переходит в критическое состояние, является следствием классического стремления системы достичь минимума магнитной энергии, то в случае ДСП, в котором имеется одна микроскопическая ветвь в критическом состоянии, распределение токов в ветвях является стационарным и определяется разрешенными квантовыми энергетическими уровнями замкнутого сверхпроводящего контура, образованного обеими ветвями ДСП. При увеличении транспортного тока система переходит на все более высокорасположенные по магнитной энергии уровни. В исследованном ДСП с макроскопическими размерами замкнутого контура указанные уровни отстоят друг от друга на очень малые промежутки по энергии ($\delta\varepsilon = \Phi_0^2/2L_1 \approx 10^{-6}$ эВ) и по току ($\delta I = \Phi_0/L_1 \approx 10^{-10}$ А) и поэтому на экспериментальной зависимости $I_1(I)$ соответствующие этим уровням ступени тока не наблюдаются.

Что касается замораживания тока в ДСП, то известно, что он обладает двумя преимуществами: для его поддержания не требуется подвода энергии и он обладает рекордной стабильностью во времени. До настоящего времени были известны следующие методы замораживания тока в одно- или многосвязных сверхпроводящих кольцах и отчасти в многосвязных сверхпроводниках типа ВТСП керамик [10,11]:

1) подача магнитного поля на кольцо при температуре выше критической, охлаждение кольца до температуры ниже критической и выключение поля (метод FC — field cooling);

2) охлаждение кольца без внешнего поля до температуры ниже критической, подача на кольцо магнитного поля выше критического и выключение поля (метод ZFC — zero field cooling);

3) подача необходимого транспортного тока в незамкнутое сверхпроводящее кольцо с последующим его замыканием с помощью теплового сверхпроводящего ключа и выключение транспортного тока.

Последний метод получил наиболее широкое практическое применение.

Настоящие исследования ДСП с точечным контактом позволили обнаружить еще один метод замораживания тока в диапазоне $0-I_{c2}$ после выключения транспортного тока, превышающего критический ток контакта I_{c2} , а также возможность квазизамораживания тока в сверхпроводящем контуре без выключения

транспортного тока, реализуемую в диапазоне $0-I_{c1}$, со стабилизацией квазизамороженного тока в пределах изменения транспортного тока $\pm I_{c2}$. При этом оба указанных метода получения стабилизированного тока в сверхпроводящей цепи не требуют использования специального теплового ключа, позволяют осуществлять непрерывное и плавное регулирование этого тока без подвода тепловой энергии к криоагенту.

Наконец, реализация микроскопической по длине (сопоставимой с длиной когерентности) ветви ДСП в виде сверхпроводящего интерферометра позволила установить, что СКИ, шунтированный сверхпроводящей индуктивностью (индуктивностью L_1 в данном эксперименте), выполняет роль квантового электронного клапана, пропускающего транспортный ток I_1 , превышающий критический ток СКИ, в ветвь с индуктивностью L_1 порциями (квантами). Величина порций определяется параметрами СКИ. В частности, высота токовых ступеней на зависимости $I_1(I)$ равняется глубине магнитной модуляции критического тока СКИ. Можно предположить, что их крутизна связана с формой ток-фазовой характеристики интерферометра. Для выяснения этого необходимы дополнительные исследования ДСП с интерферометром, имеющим заранее известные характеристики.

1. Д. Шенберг, Сверхпроводимость, Изд-во иностр. лит., Москва (1955).
2. Слабая сверхпроводимость. Квантовые интерферометры и их применение, Б.Б. Шварц, С. Фонер (ред.), Мир, Москва (1980).
3. S.I. Bondarenko, V.P. Koverya, N.M. Levchenko, A.V. Krevsun, and A.A. Shablo, *Workshop Program of the Mini-Colloquium and International Workshop «Modern Challenges in Microwave Superconductivity, Photonic and Electronics»*, 11–12 June 2009, Kharkov, Ukraine.
4. В.П. Коверя, С.И. Бондаренко, Н.М. Левченко, А.В. Кревсун, А.А. Шабло, *Тез. докл. 2-й Всеукраинской научной конференции молодых ученых*, 1–5 июня 2009 г., ФТИНТ НАН Украины, Харьков, стр. 47.
5. С.И. Бондаренко, В.П. Коверя, А.В. Кревсун, Н.М. Левченко, А.А. Шабло, *ФНТ* **36**, 202 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 159 (2010)].
6. А. Роуз-Инс, Е. Родерик, *Введение в сверхпроводимость*, Мир, Москва (1972).
7. Л. Солимар, *Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение*, Мир, Москва (1974).
8. И.М. Дмитренко, С.И. Бондаренко, Т.П. Нарбут, *ЖЭТФ* **57**, 1513 (1969).
9. В.В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, Наука, Москва (1982).
10. С.И. Бондаренко, А.А. Шабло, В.П. Коверя, *ФНТ*, **32**, 825 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 628 (2006)].
11. С.И. Бондаренко, А.А. Шабло, В.П. Коверя, Д.Ю. Фомин, *Известия РАН (серия физическая)* **71**, 1162 (2007).

Freezing and quantization of current passing through a two-connected superconductor with a point contact

V.P. Koverya, S.I. Bondarenko, A.V. Krevsun,
N.M. Levchenko, and I.S. Bondarenko

The features of direct current passage through the structure in the form of a two-connected superconductor (TCS) with branches asymmetric in extent and critical current are experimentally investigated. A short branch of TCS with lower critical current is a squeezing point contact niobium–niobium the extent of which is comparable to the coherence length of the superconductor. Unlike the previously investigated TCS

with a short branch, much greater than the coherence length, it is revealed, that when the short branch current reaches a critical value, the currents in TCS branches do not execute self-oscillations; the current exceeding the critical value, flows in a long branch in regular portions with its increasing (it is quantized), and with its subsequent reduction it is partially or completely frozen in the TCS circuit.

PACS: 74.25.F– Transportation properties;
74.81.Fa Josephson junction arrays and wire networks.

Keywords: two-connected superconductor, frozen current, Josephson point contact.