

# О возможности измерения энергетической щели сверхпроводников с помощью квантового интерференционного устройства

С.И. Бондаренко, В.П. Коверя, А.В. Кревсун, Л.В. Гнездилова

*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 20 октября 2014 г., после переработки 7 ноября 2014 г., опубликована онлайн 27 января 2015 г.

Экспериментально установлено влияние температуры на вид дискретных изменений тока в высокоиндуктивном ( $\sim 10^{-6}$  Гн) двухсвязном сверхпроводнике (ДСП) с прижимным точечным контактом (ПТК) ниобий–ниобий. Измерена величина и длительность импульса напряжения на ДСП, возникающего в момент дискретного изменения его токового состояния. Величина импульса близка к значению энергетической щели сверхпроводника  $2\Delta/e$ , а его длительность ( $\sim 10^{-6}$  с) соответствует минимально возможному времени ( $\sim 10^{-12}$  с) изменения состояния контакта при достижении тока распаривания через него. Результаты измерений обсуждаются на основе модельных представлений об особенностях квантовой интерференции токов в ДСП с ПТК в виде квантового интерферометра.

Экспериментально встановлено вплив температури на вигляд дискретних змін струму у високоіндуктивному ( $\sim 10^{-6}$  Гн) двозв'язному надпровіднику (ДНП) з притискним точковим контактом (ПТК) ніобій–ніобій. Виміряно величину й тривалість імпульсу напруги на ДНП, що виникає у момент дискретної зміни його струмового стану. Величина імпульсу близька до значення енергетичної щілини надпровідника  $2\Delta/e$ , а його тривалість ( $\sim 10^{-6}$  с) відповідає мінімально можливому часу ( $\sim 10^{-12}$  с) зміни стану контакту при досягненні струму розпарювання через нього. Результати вимірювань обговорюються на основі модельних уявлень про особливості квантової інтерференції струмів в ДНП з ПТК у вигляді квантового інтерферометра.

PACS: 74.25.F– Транспортные свойства;  
74.81.Fa Матрица джозефсоновских контактов и проволочные сети.

Ключевые слова: двухсвязный сверхпроводник, прижимной точечный контакт, энергетическая щель сверхпроводника, импульс напряжения.

## 1. Введение

В 60-е годы прошлого столетия появились сообщения о периодических, в том числе дискретных, изменениях тока в низкоиндуктивных ( $L_0 < 10^{-9}$  Гн при  $T = 4,2$  К) сверхпроводящих контурах в виде колец с точечными контактами [1–3] под действием внешнего магнитного поля. Причина таких изменений — квантование  $z$ -компоненты канонического момента ( $M_z$ ) куперовской пары, движущейся вокруг оси  $Z$  по замкнутому сверхпроводящему контуру с радиусом  $r$ :

$$\oint M_z d\varphi = \oint \mathbf{p} r d\varphi = \oint \mathbf{p} d\mathbf{l} = Nh, \quad (1)$$

где  $\mathbf{p}$ ,  $h$ ,  $N$  — соответственно импульс пары, постоянная Планка и целое число. Если учесть, что в магнит-

ном поле, перпендикулярном плоскости кольца,  $\mathbf{p} = 2m\mathbf{v} + 2e\mathbf{A}$  (где  $2m$ ,  $\mathbf{v}$ ,  $2e$  — масса, скорость, заряд куперовской пары,  $\mathbf{A}$  — вектор-потенциал магнитного поля), то из (1) можно получить выражение, связывающее возникающий в таком контуре циркулирующий ток  $i$  и магнитный поток  $\Phi$  через контур [2]. В линейном приближении эта связь дается формулой

$$i = (n\Phi_0 - \Phi)/\gamma L_0, \quad (2)$$

где  $\gamma = (m/ne^2)(t/\sigma L_0)$ ,  $\Phi_0$  — квант магнитного потока  $h/2e$ ,  $n$  — плотность куперовских пар,  $t$  и  $\sigma$  — длина и сечение точечного контакта в контуре,  $L_0$  — индуктивность контура. В нелинейном джозефсоновском приближении эта связь определяется формулой

$$i = -i_c \sin [2\pi (L_0 i + \Phi_x - n\Phi_0)/\Phi_0], \quad (3)$$

где  $\Phi_x = \Phi - L_0 i$ ,  $\Phi_x$  — магнитный поток внешнего магнитного поля. В линейном приближении, в отличие от джозефсоновского, плотность куперовских пар ( $n$ ) не зависит от тока. В линейном приближении из (2) следует, что при  $i_c = \Phi_0/[2(1+\gamma)L_0]$  (и при больших значениях  $i_c$ ) периодические знакопеременные изменения тока  $i$  в функции потока  $\Phi_x$  становятся дискретными. В реальных низкоиндуктивных кольцах с точечным контактом  $\gamma \ll 1$ . Дискретное переключение тока  $i$  происходит при  $\Phi_x = 1/2 \Phi_0$ . При этом максимальное отрицательное и положительное значения тока  $\delta i$  равны

$$\delta i = \Phi_0/2L_0, \quad (4)$$

если выполняется соотношение

$$i_c \approx \delta i = \Phi_0/(2L_0). \quad (5)$$

Из уравнения (3) следует, что в джозефсоновском приближении аналогичные изменения наступают начиная с

$$i_c = \Phi_0/(2\pi L_0). \quad (6)$$

Как видно из (5) и (6), эти соотношения близки в обоих приближениях. Дискретным изменениям тока  $i$  соответствуют дискретные (скачкообразные) изменения магнитного потока в контуре. Предполагается [2], что при соблюдении этих условий время дискретного переключения  $\delta t$  токового состояния кольца с контактом соизмеримо с минимально возможным временем  $\tau$  переключения тока через контакт, обусловленным достижением в нем тока распаривания, а возникающее в этот момент на контуре напряжение  $V_i$  соответствует энергетической щели сверхпроводника  $\Delta = eV_i$  эВ:

$$V_i = \frac{L_0 \delta i}{\delta t} = \frac{L_0 \delta i}{\tau} = \frac{L_0 i_c}{\tau} \approx \frac{L_0 i_c}{L_0/R_N} \approx i_c R_N \approx \frac{\Delta}{e}, \quad (7)$$

где  $R_N$  — нормальное сопротивление контакта. В частности, с учетом соотношения (5)

$$V_i \approx \Delta/e \approx \Phi_0/\tau. \quad (8)$$

В известных нам публикациях отсутствуют данные о величине  $V_i$  для случаев

$$i_c > \Phi_0/(2L_0) \text{ или } i_c > \Phi_0/(2\pi L_0). \quad (9)$$

Следует отметить, что малые размеры рассматриваемых сверхпроводящих колец и малые ожидаемые значения  $\tau$  (например, для ниобия  $\tau \approx 10^{-12}$  при  $T = 4,2$  К) и  $V_i$  не позволяли до настоящего времени проводить прямые измерения  $i(\Phi_x)$ ,  $\tau$  и  $V_i$ .

Для наглядности рассматриваемых процессов на рис. 1 приведены некоторые расчетные зависимости  $\Phi(\Phi_x)$ ,  $i(\Phi_x)$ ,  $V_i(t)$ , полученные в линейном приближении [2].

Магнитный поток  $\Phi_x$  через контур с контактом можно создавать не только внешним магнитным по-

лем, но и постоянным транспортным током  $I$  через контур. Для этого выводы для  $I$  должны быть расположены вблизи контакта. В этом случае часть тока  $I$ , протекающая по большей ветви контура, будет создавать  $\Phi_x \neq 0$ . В результате возникает интерференция тока  $I$  и циркулирующего тока  $i$ . Аналогичные показанные на рис. 1 зависимости имеют место в низкоиндуктивных контурах с двумя параллельно соединенными сверхпроводящими контактами [4–6]. В таких контурах ток  $I$  может создавать  $\Phi_x$  как в связи с асимметрией индуктивностей его ветвей, так и в связи с различием критических токов контактов. Общими свойствами упомянутых зависимостей для контуров с одним или двумя контактами являются их периодичность от воздействующего магнитного потока с периодом  $\Phi_0$ , а также определяющая роль величины модуляции  $\delta i$  циркулирующего тока  $i(\Phi_x)$ .

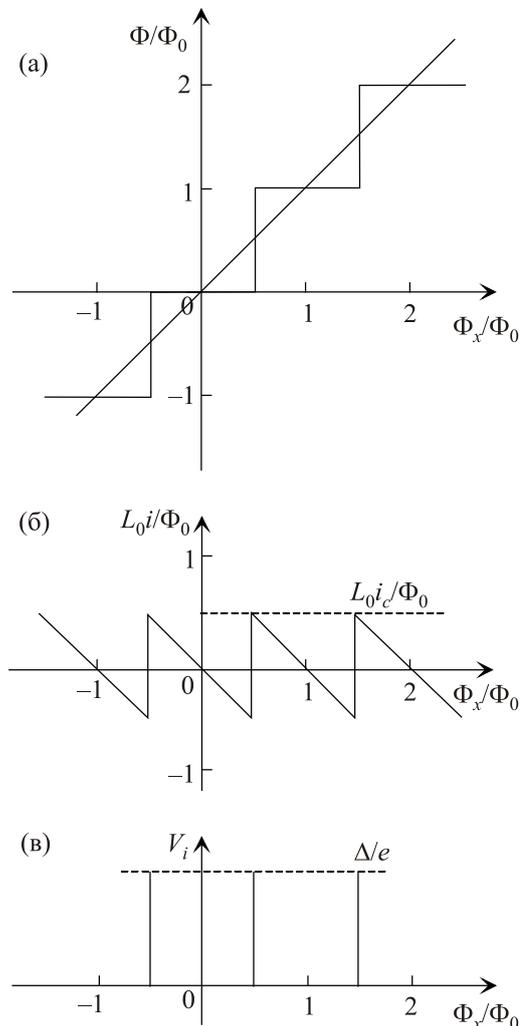


Рис. 1. Расчетные зависимости относительных значений магнитного потока  $\Phi/\Phi_0$  (а) и циркулирующего тока  $L_0 i/\Phi_0$  (б), а также импульсного напряжения  $V_i$  (в) от внешнего магнитного потока  $\Phi_x$  через низкоиндуктивный контур с точечным контактом, полученные в линейном приближении Сильвером и Циммерманом [2] для случая  $i_c \approx \Phi_0/(2L_0)$ .

В последние несколько лет нами проводятся исследования дискретных изменений тока  $I_1$  в высокоиндуктивной ( $L \gg 10^{-9}$  Гн) ветви двухсвязного сверхпроводника (ДСП) с одним и двумя прижимными точечными контактами (ПТК) [7–9] при пропускании транспортного тока  $I$  через ДСП. При этом короткой ветвью ДСП является прижимной контакт, через который протекает ток  $I_2$  ( $I = I_1 + I_2$ ). Важную роль в понимании причины указанных изменений играет микроструктура прижимного точечного контакта. Циммерман и Сильвер [1] первыми обратили внимание на то, что ПТК обычно представляет собой своеобразный миниатюрный сверхпроводящий квантовый интерферометр (СКИ) с несколькими микроконтактами с различными критическими токами, соединенными параллельно. В работах [7–9], выполненных при одной фиксированной температуре (4,2 К), предполагается, что периодические дискретные изменения тока  $I_1$  в ДСП — следствие модуляции критического тока ( $I_{c2}$ ) ПТК-СКИ магнитным полем изменяющегося транспортного тока  $I$  через ДСП. Эта модуляция происходит в результате квантовой интерференции тока  $I$  через ДСП и циркулирующего в ПТК-СКИ тока  $i$ . Особенностью ПТК-СКИ и необходимым условием указанной модуляции является его асимметрия, обеспечивающая выполнение соотношения  $\Phi_x = \Phi = \Phi_1 - \Phi_2 \geq \Phi_0/2$  между магнитными потоками  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ , создаваемыми токами  $I_A$  и  $I_B$  ветвей интерферометра с индуктивностями  $L_A$  и  $L_B$  ( $L_A + L_B = L_0$ ), и квантом потока  $\Phi_0$ .

В отличие от низкоиндуктивных СКИ в исследуемых нами высокоиндуктивных ДСП с ПТК существует возможность прямого измерения амплитуды дискретных изменений тока  $I_1$  (равных дискретным изменениям циркулирующего тока  $i$ ), их длительности  $\delta t$  и сопутствующих им значений напряжения. В свою очередь, это может явиться новым альтернативным методом измерения  $\Delta$  и  $t_c$ .

Цель настоящей работы — экспериментальная проверка указанной возможности, а также выяснение температурной зависимости наблюдаемых дискретных изменений тока в высокоиндуктивном ДСП с ПТК.

## 2. Постановка экспериментов

Экспериментальные измерения выполнены с помощью ДСП, показанного на рис. 2(а). На рис. 2(б) представлена схема замещения того же ДСП в том случае, когда ПТК представляет собой СКИ с двумя микроконтактами (А и В) с различными критическими токами ( $I_{cA}$  и  $I_{cB}$ ). Нормальное сопротивление ( $R_N$ ) изолированного от ДСП контакта измерялось традиционным четырехзондовым методом при  $T = 10$  К и составляло около 0,25 Ом.

Высокоиндуктивный контур ДСП из ниобиевого микропровода содержит две сверхпроводящие катушки с индуктивностями  $L_3 \approx 0,6 \cdot 10^{-6}$  Гн и  $L_4 \approx 10^{-6}$  Гн. Сумма ( $L$ ) этих индуктивностей в основном определяет геометрическую индуктивность контура ДСП. Катушка с индуктивностью  $L_3$  намотана на сердечнике датчика феррозонда (ФЗ), как описано в [7]. Катушка из 10 витков с индуктивностью  $L_4$  является первичной обмоткой криогенного импульсного трансформатора. Трансформатор представляет собой тороидальный магнитопровод с двумя одинаковыми обмотками. Трансформатор предназначен для преобразования скачка тока  $I_1$  в большой ветви ДСП в импульс напряжения на его вторичной обмотке. Коэффициент трансформации равен 0,5. Магнитопровод изготовлен из высокочастотного феррита. Феррит выбран после анализа литературных данных о высокочастотных и температурных свойствах магнитных материалов [10,11] и измерений температурной зависимости магнитной проницаемости нескольких марок отечественных ферритов в диапазоне 300–4,2 К. Выбранный феррит имеет

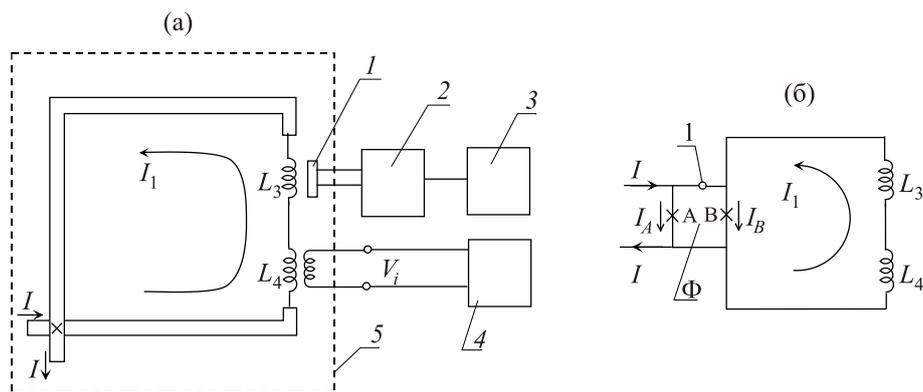


Рис. 2. (а) Измерительная схема для исследования токовых состояний ДСП с прижимным точечным контактом в точке пересечения (х) микропроводов контура ДСП: 1 — детектор феррозонда для измерения магнитного поля тока  $I_1$  через индуктивность  $L_3$ , 2 — усилитель сигнала детектора, 3 — регистратор величины измеряемого магнитного поля, 4 — осциллограф для измерения импульсов напряжения  $V_i$  на вторичной обмотке трансформатора в момент дискретного изменения тока  $I_1$  через его первичную обмотку с индуктивностью  $L_4$ , 5 — криостат. (б) Электрическая схема замещения контура ДСП, в которой ПТК представлен в виде асимметричного СКИ (1) с двумя микроконтактами А и В, имеющими различные критические токи и включенные в ветви с различной индуктивностью,  $\Phi$  — магнитный поток через контур СКИ.

наименьшее падение проницаемости при понижении температуры до 4,2 К. Импульсное напряжение на вторичной обмотке трансформатора регистрировалось с помощью осциллографа С1-83 с чувствительностью 0,1 мВ на 1 мм отклонения электронного луча на его экране. В месте пересечения ниобиевых микропроводов образован ПТК ниобий–ниобий. Методика формирования ПТК описана в [7]. Основная информация о транспортных и динамических свойствах ДСП получена из анализа зависимостей тока  $I_1$  в большой ветви ДСП от транспортного тока  $I$  в диапазоне температур 4,2–10 К и зависимостей импульсного напряжения на вторичной обмотке трансформатора  $V_{i4}^*$  от времени  $t$  при  $T = 4,2$  К. Промежуточные температуры получены расположением ДСП в газовой среде криостата на различных расстояниях от поверхности жидкого гелия. При измерении зависимости  $I_1(I)$  через ДСП пропускали постоянный транспортный ток и регистрировали значение  $I_1$ , пропорциональное величине магнитного поля, измеряемого феррозондом. Зависимость  $I_1(I)$  регистрировалась с помощью электро-механического самописца типа Н-309. Для измерения зависимости  $V_i(t)$  через ДСП пропускали низкочастотный переменный транспортный ток  $I$  с различной амплитудой, превышающий критический ток ПТК. Схема, поясняющая принцип получения наблюдаемых зависимостей  $V_{i4}^*(t)$ , приведена на рис. 4.

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Вначале приведем результаты измерений зависимостей  $I_1(I)$  при различных температурах. На рис. 3 показаны зависимости  $I_1(I)$  при температурах 4,2; 8,0; 8,5 К.

На рис. 3(а) зависимость  $I_1(I)$  подобна зависимостям с периодическими ступенями тока  $I_1$ , наблюдавшимся нами ранее при  $T = 4,2$  К [7,8]. При достижении транспортным током  $I$  критического тока ПТК ( $I_{c2}$ ) происходит первый скачок тока  $I_1$ . Скачки тока происходят столь резко, что заставляют двигаться по вертикали каретку самописца с пером по инерции до значений тока  $I_1$ , превышающих истинное значение высоты ступени. Затем происходит самопроизвольный возврат пера к истинному значению тока ступени (один из таких участков зависимости выделен на рис. 3(а) кружком). При  $T > 4,2$  К на зависимостях  $I_1(I)$  наблюдается уменьшение  $I_{c2}$  и изменение формы ступеней вплоть до их полного исчезновения (рис. 3(в)).

Перед тем, как объяснять влияние температуры на вид зависимости  $I_1(I)$ , остановимся на нашей модели ее формирования. Из прошлых наших экспериментов известно, что высота ( $\delta I_1$ ) и ширина ( $\delta I$ ) ступеней на зависимостях  $I_1(I)$  равны друг другу. Учитывая периодический характер зависимостей, можно предположить, что каждый из этих токов соответствует формированию

кванта магнитного потока  $\Phi_0$  в интерферометре, содержащем два микроконтакта. Это означает, что ток  $\delta I$  создает возбуждающий магнитный поток, а ток  $\delta I_1$  равен максимальному значению циркулирующего в интерферометре тока  $\delta i$  и является диамагнитным откликом на поток возбуждения. Поток этого отклика равен величине потока возбуждения.

Эти потоки создаются токами, протекающими по одинаковым участкам ниобиевых микропроводов, формирующих ПТК. Таким образом обеспечивается равенство  $\delta I = \delta I_1$ . На рис. 3(а) видно, что  $I_{c2}/\delta I_1 \approx 3$ . Транспортный ток  $I$  выполняет две функции: обеспечивает состояние ПТК, близкое к критическому, и создает магнитный поток  $\Phi = \Phi_x$ , действующий на контур ПТК-СКИ. При сверхпроводящем состоянии ПТК ток  $I$  распределяется по двум ветвям ДСП обратно пропорционально их индуктивностям  $L_1$  и  $L_2$ . В связи с тем, что  $L_1 \gg L_2$ , ток  $I$  течет в основном через ПТК. При достижении тока  $I$ , близкого к  $I_{c2}$ , циркулирующий ток  $i$  за время, сопоставимое с  $\tau$ , достигает своего максимального значения согласно формуле (4). На это время возникает резистивность ПТК. Это вызывает переключение части транспортного тока  $\delta I = \delta I_1$  в большую сверхпроводящую ветвь ДСП на величину

$$\delta I = \delta I_1 = \delta i = \Phi_0/2L_0. \quad (10)$$

Ток  $I_2$  через ПТК-СКИ уменьшается на  $\delta I$ , и контакт вновь становится сверхпроводящим. При дальнейшем увеличении тока  $I$  и соответствующего потока  $\Phi = \Phi_x$  циркулирующий ток уменьшается подобно картине, показанной на рис. 1(б). При этом ток  $I_1 = \delta I_1$  не может измениться в силу закона сохранения магнитного потока в большом контуре ДСП и сохраняется неизменным, пока не произойдет при увеличении  $\Phi$  новый скачок тока  $i$  в интерферометре. Таким образом, после изменения  $\Phi$  на один квант потока картина повторяется и возникает следующая ступень тока  $I_1$ . Из приведенного описания процесса изменения токового состояния ДСП видно, что транспортный ток  $I_2$  через ПТК никогда не достигает критической величины. Он только поддерживает состояние контакта в близком к критическому при всех значениях тока  $I$ , при которых на зависимости  $I_1(I)$  наблюдаются дискретные изменения тока  $I_1$ . Близость к критическому состоянию составляет долю  $\delta i$  (10). Определить величину этой доли с помощью классической модели распределения тока  $I$  в цепи с параллельными ветвями невозможно, так как возникновение дискретного переключения его части в ветвь с индуктивностью  $L_1$  — чисто квантовое явление.

Таким образом, критическое состояние с появлением резистивности контакта вызывается только квантовым скачком тока  $i$  на величину  $\delta i = i_c$ .

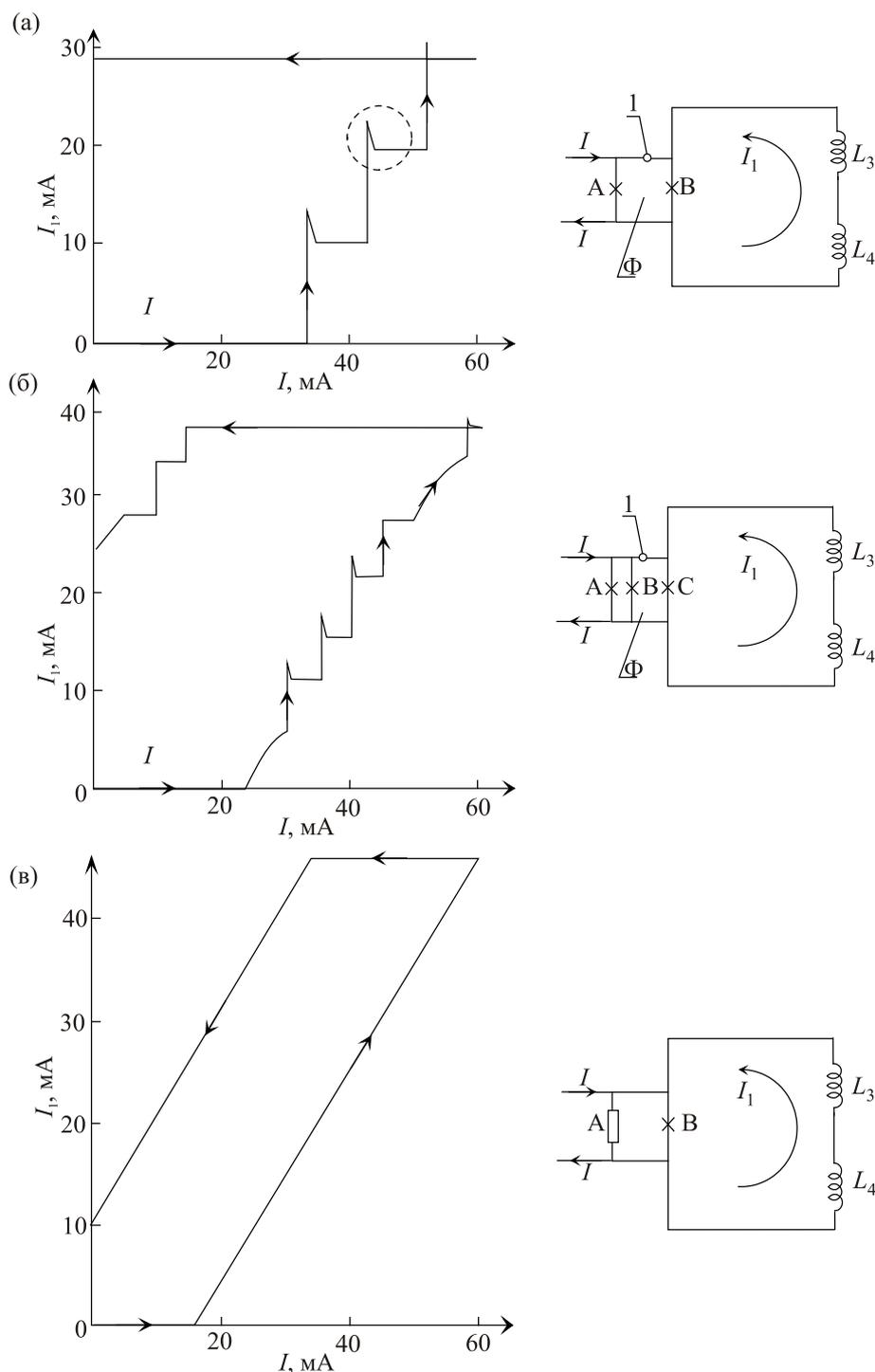


Рис. 3. Зависимости тока  $I_1$  в большой ветви ДСП от транспортного тока  $I$  через ДСП при температурах 4,2 (а), 8,0 (б), 8,5 (в) К. Справа — схемы замещения ДСП. На схемах: 1 — контур интерферометра,  $\Phi$  — магнитный поток, действующий на интерферометр, А, В, С — микроконтакты в структуре интерферометров на схемах (а), (б); А на схеме (в) — резистивность микроконтакта А.

Формулу (10) можно использовать для оценки величины  $L_0$ . После подстановки экспериментальных значений  $\delta I = \delta I_1 = 9$  мА получаем  $L_0 \approx 10^{-13}$  Гн. Для проверки соответствия индуктивности нашего ПТКСКИ рассчитанной величине проведем ее оценку, исходя из размеров контура СКИ. Из [12] известно, что

диаметр  $d$  прижимного точечного микроконтакта можно оценить из соотношения

$$d \approx \rho/R, \tag{11}$$

где  $\rho$  — удельное сопротивление ниобия. Для  $\rho = 10^{-8}$  Ом·м,  $R_N \approx 0,25$  Ом получаем  $d \approx 4 \cdot 10^{-8}$  м. Если учесть, что между сечением  $s$  микроконтакта и его

длиной  $t$  существует соотношение  $s \approx d^2 \approx t^2$  [2], а расстояние между микроконтактами СКИ может быть соизмеримо с его диаметром, то эффективный диаметр контура СКИ сопоставим с диаметром  $d$ . Приближенное значение индуктивности  $L_0$  контура СКИ с диаметром  $d$  можно получить [13] из соотношения

$$L_0 \approx 4\pi \cdot 10^{-7} d. \quad (12)$$

Из (12) получаем, что  $L_0 \approx 4 \cdot 10^{-14}$  Гн. Это значение близко к величине  $10^{-13}$  Гн, что означает приблизительное выполнение соотношений (4) и (10), необходимых для существования дискретных переходов циркулирующего тока в нашем СКИ-ПТК и соответствующей ступенчатой зависимости  $I_1(I)$  при изменении транспортного тока через ДСП.

Приведенные выше результаты позволяют проверить предложенную модель формирования периодической ступенчатой зависимости  $I_1(I)$  на рис. 3(а). Полное отсутствие ступеней на рис. 3(в) при  $T = 8,5$  К можно объяснить исчезновением сверхпроводимости наиболее слабого из двух микроконтактов, составлявших при  $T = 4,2$  К интерферометр, за исключением одного, имевшего наибольший критический ток. Это приводит к исчезновению периодической модуляции критического тока ПТК магнитным полем тока  $I$ . Критический ток ДСП становится равным критическому току ( $I_{c2} \approx 16$  мА) единственного сверхпроводящего микроконтакта ПТК. Форма зависимости  $I_1(I)$  при  $T = 8,0$  К (рис. 3(б)) является промежуточной между зависимостью с периодическими ступенями тока при  $T = 4,2$  К и зависимостью без ступеней при  $T = 8,5$  К. При  $I > I_{c2}$  на этой зависимости присутствуют участки со ступенями и без них. Одним из возможных объяснений указанной неоднородной зависимости может быть образование при данной температуре ПТК-СКИ с более чем двумя различными микроконтактами. Для окончательного выяснения причины существования подобных зависимостей требуются дальнейшие исследования.

Таким образом, трансформация зависимостей  $I_1(I)$  при разных температурах — подтверждение определяющей роли свойств ПТК как квантового интерферометра в возникновении дискретных токовых состояний высокоиндуктивного ДСП. Эта трансформация также подтверждает предположение о различии критических токов микроконтактов, образующих интерферометр. Подводя итог, можно утверждать, что с помощью выбора температуры можно отбирать ПТК со структурой двухконтактного СКИ.

Перейдем к экспериментальным исследованиям при  $T = 4,2$  К параметров импульсного напряжения при дискретном изменении тока  $I_1$  на зависимости  $I_1(I)$ . Рисунок 4 дает представление о методе получения импульсов напряжения  $V_{i4}^*$  на экране осциллографа при пропускании через ДСП переменного транспортного

тока  $I$  с различной амплитудой (I, II, III). Частота переменного тока равна 100 Гц.

На рис. 4 видно, что при наименьшей амплитуде тока  $I$  происходят дискретные изменения тока  $I_1$  в виде последовательного прохождения током  $I$  ступеней 1 и 5. При амплитуде II изменения тока  $I_1$  происходят при

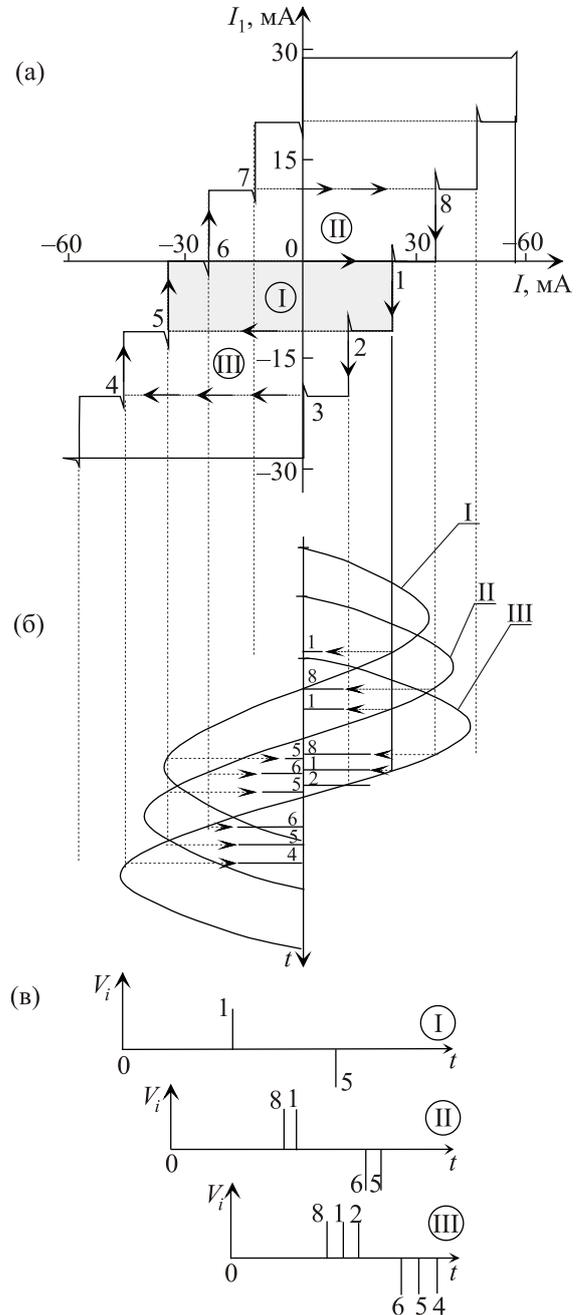


Рис. 4. Схема получения различного количества импульсов напряжения  $V_{i4}^*$  на экране осциллографа при переменном транспортном токе  $I$  через ДСП: (а) экспериментальная зависимость  $I_1(I)$  при  $T = 4,2$  К; (б) изменение тока  $I$  в течение одного периода при трех различных его амплитудах I, II, III; (в) ожидаемая картина импульсов напряжения на экране осциллографа (1–8 — номера ступеней тока  $I_1$ , возбуждаемых при различных амплитудах тока  $I$ ).

последовательном прохождении током  $I$  ступеней 8, 1, 5, 6. При амплитуде III изменения тока  $I_1$  происходят при последовательном прохождении ступеней 8, 1, 2, 6, 5, 4. При каждом изменении тока  $I_1$  на индуктивностях  $L_3$  и  $L_4$  возникают импульсы напряжения

$$V_{i3} = L_3 \delta I_1 / \delta t, \quad (13)$$

$$V_{i4} = L_4 \delta I_1 / \delta t, \quad (14)$$

где  $\delta t$  — длительность импульса. Напряжение  $V_{i4}$  преобразуется в напряжение на вторичной обмотке трансформатора  $V_{i4}^*$  и регистрируется на экране осциллографа.

На рис. 5 приведены осциллограммы развертки импульсов напряжения на вторичной обмотке криогенного трансформатора при различных амплитудах низкочастотного транспортного тока через ДСП при  $T = 4,2$  К.

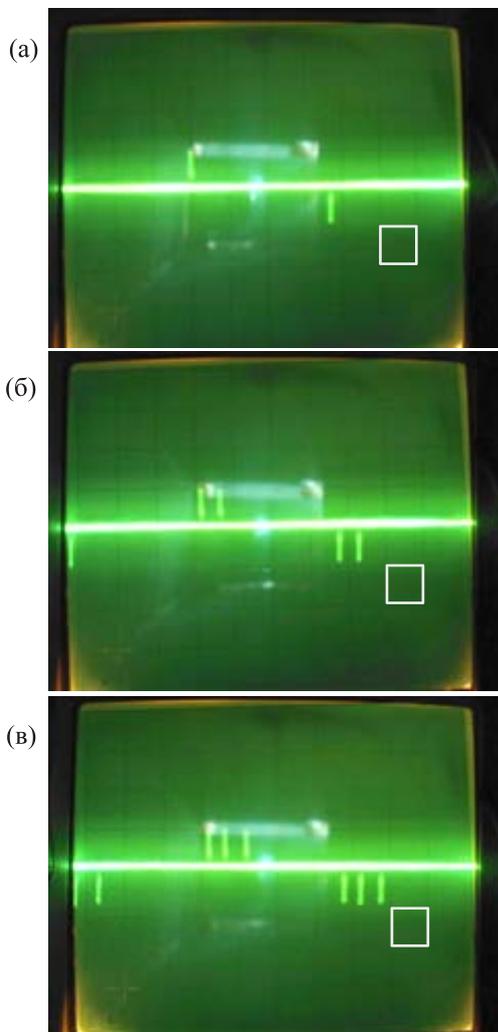


Рис. 5. Фотографии осциллограмм развертки импульсов напряжения  $V_{i4}^*$  на вторичной обмотке трансформатора, включенного в контур ДСП, при трех значениях амплитуды переменного тока  $I$  ( $I_a < I_0 < I_6$ ) с частотой 100 Гц (горизонтальная сторона белого квадрата равна  $10^{-3}$  с, вертикальная сторона — 1 мВ).

Сопоставление рис. 4 и 5 показывает соответствие расчетной и экспериментальной картин возникновения импульсного напряжения в момент скачков токов  $i$  и  $I_1$ .

Пересчет регистрируемой амплитуды импульсного напряжения  $V_{i4}^*$  в напряжение  $V_i^{DCS} = V_{i3} + V_{i4}$  на всем контуре ДСП с учетом коэффициента трансформации этого напряжения в напряжение на первичной обмотке  $V_{i4}$  и соотношений (13), (14) дает величину  $V_i^{DCS}(4,2 \text{ К}) = (2,6 \pm 0,2)$  мВ. Экспериментальное значение близко к значению щели ниобия, измеренному туннельным методом (2,8 мэВ) [14]. Температурная зависимость  $V_i^{DCS}(T)$  представлена на рис. 6 в виде экспериментальных значений, наложенных на известную зависимость относительных значений щели ниобия  $\Delta(T)/\Delta(0)$  от относительной температуры  $T/T_c$  [14]. Видно, что экспериментальные значения близки к значениям щели ниобия, измеренным туннельным методом. Длительность ( $\delta t$ ) импульса напряжения в пределах  $10^{-5} - 10^{-6}$  с. Более точная регистрация на экране осциллографа формы и длительности импульсов ограничена уровнем помехозащищенности используемого измерительного тракта. Усредненное значение длительности импульса может быть установлено с помощью формулы

$$V_i^{DCS} \approx L \delta I_1 / \delta t. \quad (15)$$

Подстановка экспериментальных значений  $V_i^{DCS}$ ,  $L$ ,  $\delta I_1$  дает  $\delta t \approx 0,6 \cdot 10^{-5}$  с.

Следует отметить, что расчет постоянной времени ( $L/R_N$ ) контура ДСП в момент возникновения скачка тока  $I_1$  и резистивности ПТК дает согласующееся с (15) значение.

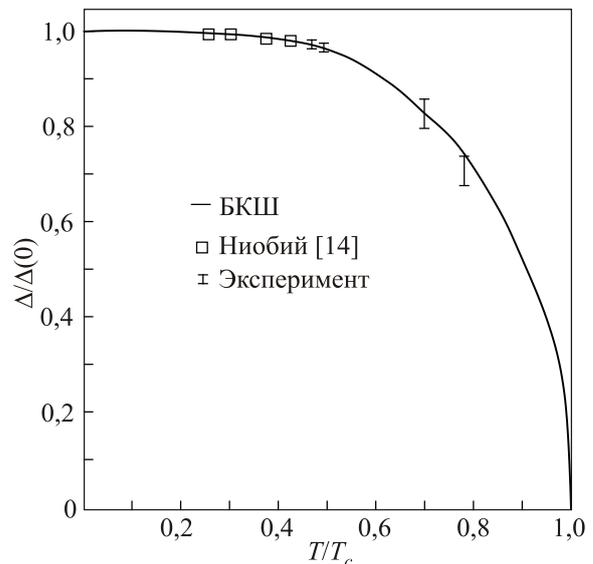


Рис. 6. Зависимость относительных значений энергетической щели ниобия от относительной температуры согласно теории БКШ и экспериментальные значения щели, полученные из измерений характеристик туннельных контактов [14] ( $\square$ ) и из наших измерений импульсов напряжения  $V_i^{DCS}$  на ДСП.

Из полученных результатов можно сделать следующие выводы. Амплитуда импульсов напряжения на ДСП с ПТК близка к значению энергетической щели ниобия [14]. В этом отношении измеряемая величина ( $V_i^{DCS}$ ) подобна измеряемой щелевой особенности на вольт-амперной зависимости туннельного контакта Nb–I–Nb [14]. В то же время возникает вопрос, почему существует значительное отличие  $V_i^{DCS}$  от традиционной оценки щели из соотношения  $\Delta/e \approx I_{c2}R_N$ ? Если в этом соотношении заменить  $I = I_{c2} \approx 30$  мА на  $\delta I_1/2 = i_c \approx 4,5$  мА из нашего эксперимента, то можно получить величину  $\Delta/e = 1,15$  мВ, близкую к  $\Delta/e$  для ниобия [14] при  $T = 4,2$  К ( $\Delta/e = 1,4$  мВ). Правомерность указанной замены объясняется тем, что в нашем эксперименте транспортный ток  $I$  выполняет две функции: создает магнитный поток  $\Phi = \Phi_x$  через ПТК-СКИ и подводит СКИ к критическому состоянию, отличаясь от него на величину  $\delta i \approx i_c$ . С помощью рис. 1(б) это можно представить, как если бы начало отсчета  $\Phi_x/\Phi_0$  приходилось на  $I \approx I_{c2} - i_c$ . В процессе увеличения  $\Phi_x/\Phi_0$  от нуля до  $1/2$  произойдет увеличение абсолютного значения  $i$  вплоть до критического состояния СКИ при дискретном изменении  $i$  на  $2i_c$ . Отсюда видно, что периодическим изменением критического состояния ПТК-СКИ, а значит, и периодическим процессом распаривания электронов с последующим их спариванием при  $\Phi_x/\Phi_0 = (k + 1/2)$ , где  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ , управляет циркулирующий ток куперовских пар  $i$ , а транспортный ток в данном случае является вспомогательным участником процесса.

Таким образом, предложенная методика одновременного измерения амплитуды и длительности импульсного напряжения на ДСП может быть новым альтернативным способом измерения энергетической щели сверхпроводников и времени изменения дискретного токового состояния квантового интерферометра.

Длительность импульса напряжения на ДСП (15) оказалась на много порядков больше значения, рассчитанного для изолированного квантового интерферометра [2] ( $\tau \sim 10^{-12}$  с). Это различие вызвано существенно большей индуктивностью контура ДСП ( $L \sim 10^{-6}$  Гн) по сравнению со значением индуктивности изолированного интерферометра ( $L_0 \sim 10^{-13}$  Гн). Действительно, из равенства значений  $V_i^{DCS}$  (15) и  $V_i$  (7) в структуре ДСП следует, что  $L\delta I_1/\delta t = L_0 i_c/\tau$ . Если учесть, что  $\delta I_1 \approx i_c$ , то получаем  $\delta t/\tau = L/L_0$ , что означает

$$\tau \approx (L_0/L)\delta t. \quad (16)$$

Полученное значение  $\delta t$  находится в области радиочастотного диапазона наблюдаемых импульсов напряжения на ДСП. Из (16) следует

$$\tau_{Nb} \approx 10^{-12} \text{ с}, \quad (17)$$

что близко к расчетной оценке этой величины, приведенной в [2].

Из экспериментов также следует, что мощность  $P$  каждого импульса напряжения на ДСП равна  $P \approx V_i^{DCS} \delta I_1 \approx 2 \cdot 10^{-5}$  Вт. Из соотношения (16) следует, что длительностью импульса ( $\delta t$ ) напряжения на ДСП можно управлять, изменяя соотношение индуктивностей ДСП и интерферометра.

Точность одновременного определения энергии  $\Delta$  дискретного состояния квантовой системы и времени его существования  $\tau$ , как известно, ограничивается квантовым соотношением неопределенности Гейзенберга:  $\Delta \cdot \tau \approx h$ . Приведенные в работе экспериментальные данные в очередной раз позволяют его проверить. Подстановка  $\Delta_{Nb}(4,2 \text{ К}) \approx (1,4 \cdot 10^{-3} \text{ В})(1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}) = 2,2 \cdot 10^{-22}$  Дж и  $\tau \approx 10^{-12}$  с дает близкое к  $h$  значение  $\sim 2,2 \cdot 10^{-34}$  Дж·с.

Таким образом, впервые показано, что в результате преобразования квантовых дискретных значений тока в сверхпроводящем интерферометре в дискретные значения тока в большой шунтирующей индуктивности контура ДСП можно одновременно измерять щель сверхпроводника и длительность импульсов напряжения на ДСП. Из измеренных значений длительности импульсов напряжения можно сделать оценку минимально возможного времени квантового дискретного перехода в ПТК интерферометре. Длительность перехода определяет максимально достижимое быстродействие сверхпроводящих вычислительных устройств.

Успешное измерение этих параметров стало возможным благодаря более низкочастотным, чем в одиночном интерферометре, дискретным процессам в комбинированной структуре высокоиндуктивный ДСП + квантовый интерферометр. Это, в свою очередь, позволило использовать более простые и доступные низкочастотные средства измерения.

Следует отметить, что дискретные изменения токового состояния наблюдаются также в ДСП с ПТК при изменении внешнего магнитного поля [9]. Это позволит измерять энергетическую щель сверхпроводников с помощью ДСП без его активации от источника постоянного транспортного тока.

Полученная информация о наблюдаемых параметрах импульсов напряжения  $V_i^{DCS}$  существенно дополняет предложенную нами ранее [7] модель дискретного изменения токовых состояний в ДСП с ПТК и является подтверждением нашего предположения о переходе транспортного тока в высокоиндуктивный контур ДСП в связи с дискретным изменением циркулирующего тока в ПТК-СКИ под действием магнитного потока, создаваемого транспортным током через ДСП.

#### 4. Выводы

В результате экспериментальных исследований высокоиндуктивного двухсвязного сверхпроводника с прижимным точечным контактом ниобий–ниобий уста-

новлено существенное влияние температуры на вид зависимостей величины тока  $I_1$  через большую ветвь ДСП от транспортного тока  $I$  через ДСП. Это влияние объясняется различием зависимостей критических токов микроконтактов, составляющих ПТК, от температуры в диапазоне 4,2–9 К. В частности, при  $T = 4,2$  К ПТК содержит только два параллельно включенных сверхпроводящих микроконтакта, образующих сверхпроводящий квантовый интерферометр с необходимыми для изучения дискретных токовых изменений параметрами.

Преобразование с помощью криогенного трансформатора дискретных изменений тока в большой ветви ДСП в импульсное напряжение на ней позволило установить, что оно близко к значению энергетической щели ниобия. Этот новый метод получения информации об энергетической щели сверхпроводников и ее температурной зависимости может быть альтернативным (а в некоторых случаях более простым) ранее известным (в частности, туннельному методу и методу поглощения инфракрасного излучения). Одновременно установлен диапазон значений длительности импульса напряжения, возникающего на ДСП при дискретном изменении квантового состояния ПТК-СКИ. Измеренные значения длительности  $\delta t$  изменения дискретного токового состояния ДСП с ПТК-СКИ оказались на много порядков больше, чем ожидаемые  $\tau$  для изолированного квантового интерферометра. Это говорит о том, что скорость переключения транспортного тока из квантового интерферометра в высокоиндуктивную ветвь ДСП существенно меньше, чем предполагаемая скорость его переключения при квантовом изменении токового состояния изолированного низкоиндуктивного интерферометра. Показано, что кратность замедления пропорциональна отношению индуктивностей контура ДСП и собственно интерферометра. Пересчет  $\delta t$  в значение  $\tau$  с учетом указанного обстоятельства позволил получить ранее предсказанную, но не измерявшуюся величину  $\tau$  ( $\sim 10^{-12}$  с). Дальнейшее совершенствование методики регистрации наблюдаемого импульса напряжения позволит уточнить их параметры.

Авторы благодарны А.Н. Омелянчуку за полезные обсуждения результатов работы, Н.И. Пятаку за интерес к работе и помощь в выборе типа высокочастотных ферритов, Н.Г. Бурме и Е.В. Ковалевой за помощь в изготовлении импульсного трансформатора на основе феррита.

1. J.E. Zimmerman and A.H. Silver, *Phys. Rev.* **141**, 367 (1966).
2. A.H. Silver and J.E. Zimmerman, *Phys. Rev.* **157**, 317 (1967).
3. A.H. Silver and J.E. Zimmerman, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 888 (1965).
4. A.Th. De Waele and R. De B. Ouboter, *Physica* **40**, 302 (1968).

5. A. Th. De Waele and R. De B. Ouboter, *Physica* **41**, 225 (1969).
6. И.М. Дмитренко, С.И. Бондаренко, Т.П. Нарбут, *ЖЭТФ* **57**, 1513 (1969).
7. В.П. Коверя, С.И. Бондаренко, А.В. Кревсун, Н.М. Левченко, *ФНТ* **36**, 759 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 605 (2010)].
8. В.П. Коверя, А.В. Кревсун, С.И. Бондаренко, Н.М. Левченко, *ФНТ* **38**, 44 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 35 (2012)].
9. С.И. Бондаренко, В.П. Коверя, А.В. Кревсун, Н.М. Левченко, *ФНТ* **38**, 434 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 341 (2012)].
10. Я. Смит, Х. Вейн, *Ферриты*, изд-во Иностран. лит., Москва (1962).
11. *Прецизионные сплавы*, Б.М. Молотилов (ред.), Металлургия, Москва (1983).
12. R. Holm, *Electric Contacts*, Springer Verlag, Berlin (1958).
13. П.Л. Калантаров, Л.А. Цейтлин, *Расчет индуктивностей*, Энергоатомиздат, Ленинград (1986).
14. P. Townsend and J. Sutton, *Phys. Rev.* **128**, 591 (1962).

#### About possibility of measurement of superconductor energy gap by means of quantum interference devices

S.I. Bondarenko, V.P. Koverya, A.V. Krevsun, and L.V. Gnezdilova

Influence of temperature on a kind of discrete changes of a current in high inductive ( $\sim 10^{-6}$  H) a double-connected superconductor (DCS) with clamping point contact (CPC) niobium–niobium is experimentally established. The value and duration of a voltage impulse on DCS at discrete change of its current state are measured. The amplitude of the impulse is close to value of a power gap of a superconductor  $2\Delta/e$ , and its duration ( $\sim 10^{-6}$  s) corresponds to minimally possible time ( $\sim 10^{-12}$  s) of changing of a contact state at achievement of a depairing current through it. Results of measurements are discussed on the basis of modeling representations about features of a quantum interference of currents in DCS with CPC in the form of quantum interferometer.

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

Keywords: double-connected superconductor, clamping point contact, energy gap of a superconductor, voltage impulse.