Письма в ЖЭТФ, том 99, вып. 3, с. 190 – 194

Сверхпроводящий измеритель магнитного потока без переходов Джозефсона

А. А. Бурлаков, В. Л. Гуртовой, А. И. Ильин, А. В. Никулов[1]*, В. А. Тулин*

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 14 ноября 2013 г.

После переработки 13 января 2014 г.

Предложен новый тип сверхпроводящего квантового интерференционного устройства на основе одиночного сверхпроводящего контура без переходов Джозефсона с асимметричным подключением контактов. Преимуществами такого устройства (СКВИДа, Superconducting Quantum Interference Device) являются простота изготовления и более крутая зависимость измеряемых характеристик от магнитного потока. Для подтверждения возможности создания СКВИДа данного типа экспериментально исследованы зависимости критического тока от магнитного поля алюминиевого кольца с асимметричным подключением контактов.

DOI: 10.7868/S0370274X14030126

1. Введение. Сверхпроводящий измеритель магнитного потока (СКИМП) уже в течение нескольких десятилетий является рекордсменом по чувствительности измерения магнитного потока и поля. Основой СКИМПа служит СКВИД (Superconducting Quantum Interference Device) – сверхпроводящий замкнутый контур с одним (ВЧ-СКВИД) и двумя (ПТ-СКВИД) переходами Джозефсона [1]. В известных СКВИДах используется [1] соотношение $\Delta\varphi + 2\pi\Phi/\Phi_0 = 2\pi n$ между суммарной разностью фаз на переходах Джозефсона $\Delta\varphi$ и магнитным потоком в контуре Φ. Здесь $\Phi_0 = 2\pi\hbar/q$ – квант потока, $q = 2e$ – заряд пары электронов. Так как сверхпроводящий ток через переход Джозефсона $I = I_c \sin\Delta\varphi$ [2], измеряемые параметры изменяются от минимума до максимума в масштабе $\Phi_0/2$. В данной работе исследуется возможность создания СКВИДа без переходов Джозефсона с более крутой зависимостью измеряемых параметров от магнитного потока. Идея основана на эффекте, впервые обнаруженном в работе В.А. Литтла и Р.Д. Паркса [3]. Возможность использования контура [4] и даже цилиндра [5] без переходов Джозефсона в качестве квантового интерферометра исследовалось как много лет назад, так и в последние годы [6]. По сравнению с указанными работами принципиально новым в данной статье является предложение применять асимметричное подключение контактов. Асимметричное подключение к интерферометру с двумя мостиками Дайема было использовано в недавней работе [7]. Новым по сравнению с [7] является использование резкого изменения средней величины критического тока при изменении квантового числа вблизи $\Phi = (n + 0.5)\Phi_0$.

2. Возможность более крутой зависимости устойчивого тока от магнитного потока. Идея нового типа СКВИДа основана на однозначной связи между квантовым числом n, магнитным потоком внутри контура без переходов Джозефсона и скоростью сверхпроводящих пар

$$\oint_l dl v = \frac{2\pi\hbar}{m}\left(n - \frac{\Phi}{\Phi_0}\right) \qquad (1)$$

или устойчивым током (*persistent current*) $I_p = sqn_s v$. Величина I_p определяется условиями квантования скорости (1) и непрерывности тока I_p, циркулирующего в контуре с сечением s и плотностью сверхпроводящих пар n_s: $I_p = [q\cdot 2\pi\hbar/ml\overline{(sn_s)^{-1}}](n-\Phi/\Phi_0) = I_{p,A}\cdot 2(n-\Phi/\Phi_0)$, где $\overline{(sn_s)^{-1}} = l^{-1}\oint_l dl(sn_s)^{-1}$. В случае одинаковой величины sn_s вдоль контура $\overline{(sn_s)^{-1}} = (sn_s)^{-1}$ и $I_{p,A} = sn_s q\pi\hbar/ml$. Скорость (1), устойчивый ток и кинетическая энергия

$$E_n = \oint_l dl sn_s \frac{mv_n^2}{2} = \frac{I_p}{q}\oint_l dl \frac{mv_n}{2} = I_{p,A}\Phi_0\left(n - \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)^2 \qquad (2)$$

сверхпроводящих пар в контуре зависят от магнитного потока Φ и квантового числа n. Величина $|I_p| = I_{p,A}$ устойчивого тока при $|n - \Phi/\Phi_0| = 0.5$, от которой зависит разность энергий между разрешенными уровнями (2), увеличивается с уменьшением температуры: $I_{p,A}(T) = I_{p,A}(0)(1 - T/T_c)$ [8]. При реальных значениях $I_{p,A} = 1$, 10 и 100 мкА [8] разность

[1]e-mail: nikulov@iptm.ru

энергий $|E_{n+1} - E_n| \approx I_{p,A}\Phi_0 \approx 2 \cdot 10^{-21}$, $2 \cdot 10^{-20}$ и $2 \cdot 10^{-19}$ Дж при $\Phi \approx n\Phi_0$ соответствует температурам $T_{\text{dis}} = I_{p,A}\Phi_0/k_{\text{B}} \approx 150$, 1500 и 15000 K. При переходе хотя бы одного сегмента в нормальное состояние $n_s = 0$ величина $I_{p,A} = q\pi\hbar/ml\overline{(sn_s)^{-1}}$ и энергия (2) уменьшаются до нуля. При обратном переходе с вероятностью $P_n \propto \exp(-E_n/k_{\text{B}}T)$ определяемой законами статистической физики, квантовое число принимает значение n. Многочисленные измерения критического тока [8–10] и других величин [11–13] подтверждают подавляющую вероятность состояния с низшей энергией (2).

Интервал $\Delta\Phi_e/\Phi_0 = \Phi/\Phi_0 - (n + 0.5)$, в котором вероятность состояния n изменяется от $P_n \approx 1$ до $P_n \approx 0$, зависит от отношения $I_{p,A}\Phi_0/k_{\text{B}}T = T_{\text{dis}}/T$, так как $E_{n+1} - E_n \approx I_{p,A}\Phi_0 \cdot 0.5\Delta\Phi_e/\Phi_0$ вблизи половины кванта потока. Вероятность меняется в 10 раз при $\Delta\Phi_e/\Phi_0 \approx \ln 10 k_{\text{B}}T/I_{p,A}\Phi_0 = 2.3T/T_{\text{dis}}$ и в 100 раз при $\Delta\Phi_e/\Phi_0 \approx \ln 100 k_{\text{B}}T/I_{p,A}\Phi_0 = 4.6T/T_{\text{dis}}$. При температуре измерения $T \approx 1$ K вероятность P_n изменится в 10 раз в интервале $\Delta\Phi_e \approx 0.015\Phi_0$, $0.0015\Phi_0$ и $0.00015\Phi_0$ в контурах с $I_{p,A} = 1$, 10 и 100 мкА соответственно. Эти интервалы намного меньше интервала магнитного потока $\Delta\Phi_e \approx 0.5\Phi_0$, в котором изменяется устойчивый ток в ВЧ- и ПТ-СКВИДах.

3. Сверхпроводящий контур с асимметричным подключением контактов. Распределение внешнего тока

$$I = qs_{\text{long}}n_{s,\text{long}}v_{\text{long}} - qs_{\text{sh}}n_{s,\text{sh}}v_{\text{sh}} \tag{3}$$

между длинной (l_{long} с сечением s_{long} и плотностью пар $n_{s,\text{long}}$) и короткой (l_{sh} с сечением s_{sh} и плотностью пар $n_{s,\text{sh}}$) частями контура $l = l_{\text{long}} + l_{\text{sh}}$, (рис. 1) однозначно определяется условием квантования (1):

$$l_{\text{long}}v_{\text{long}} + l_{\text{sh}}v_{\text{sh}} = \frac{2\pi\hbar}{m}\left(n - \frac{\Phi}{\Phi_0}\right). \tag{4}$$

При одинаковых сечениях $s_{\text{long}} = s_{\text{sh}} = s$ и плотности пар $n_{s,\text{long}} = n_{s,\text{sh}} = n_s$ скорости в коротком сегменте,

$$v_{\text{sh}} = -\frac{l_{\text{long}}}{l}\frac{I_{\text{ext}}}{qsn_s} + \frac{2\pi\hbar}{ml}\left(n - \frac{\Phi}{\Phi_0}\right), \tag{5a}$$

и в длинном сегменте,

$$v_{\text{long}} = \frac{l_{\text{sh}}}{l}\frac{I_{\text{ext}}}{qsn_s} + \frac{2\pi\hbar}{ml}\left(n - \frac{\Phi}{\Phi_0}\right), \tag{5b}$$

достигают критических значений $|v_{\text{sh}}| = v_c$ при

$$I_c = \frac{l}{l_{\text{long}}}\left[qsn_sv_c + qsn_s\frac{2\pi\hbar}{ml}\left(n - \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)\right] = I_{c0} + \frac{l}{l_{\text{long}}}I_p \tag{6a}$$

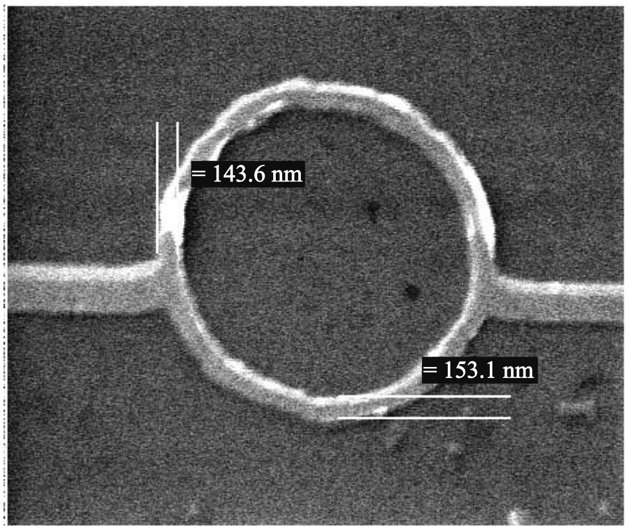

Рис. 1. Алюминиевое кольцо $r \approx 1$ мкм с асимметричным подключением контактов: $l_{\text{long}} \approx 1.18\pi r$, $l_{\text{sh}} \approx 0.82\pi r$. Для этого кольца величина $(l_{\text{long}} - l_{\text{sh}})l_{\text{long}}/l^2 = 0.11$

и $|v_{\text{long}}| = v_c$ при

$$I_c = \frac{l}{l_{\text{sh}}}\left[qsn_sv_c - qsn_s\frac{2\pi\hbar}{ml}\left(n - \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)\right] = \frac{l_{\text{long}}}{l_{\text{sh}}}I_{c0} - \frac{l}{l_{\text{sh}}}I_p. \tag{6b}$$

За положительное выбрано направление слева направо для I и по часовой стрелке для остальных величин. Короткий сегмент контура располагается на рис. 1 снизу.

Устойчивый ток $I_p = I_{p,A} \cdot 2(n - \Phi/\Phi_0)$ изменяется скачком от $I_p = -I_{p,A}$ до $I_p = +I_{p,A}$ с изменением квантового числа n при $\Phi = (n + 0.5)\Phi_0$ (см. рис. 4.4 в [14]). Поэтому критический ток (6) также должен изменяться скачком: на $(l/l_{\text{long}}) \cdot 2I_{p,A}$ при большей асимметрии ($(l_{\text{long}} - l_{\text{sh}})l_{\text{long}}/l^2 \geq I_{p,A}/I_{c0}$) и на $(l_{\text{long}} - l_{\text{sh}})(I_{c0}/l_{\text{sh}} - I_{p,A}l/l_{\text{long}}l_{\text{sh}})$ при меньшей асимметрии ($(l_{\text{long}} - l_{\text{sh}})l_{\text{long}}/l^2 < I_{p,A}/I_{c0}$). При симметричном подключении контактов, $l_{\text{long}} = l_{\text{sh}} = l/2$, скачок уменьшается до нуля.

4. Зависимость от магнитного потока средних величин критического тока и напряжения. Вблизи половины кванта потока при $|\Delta\Phi_e| = |\Phi - (n + 0.5)\Phi_0| \ll \Phi_0$ критический ток (6a) равен $I_c \approx I_{c0} - (l/l_{\text{long}})I_{p,A}$ в состоянии n и $I_c \approx I_{c0} + (l/l_{\text{long}})I_{p,A}$ в состоянии $n + 1$. При величине постоянного измерительного тока $I \approx I_{c0}$ напряжение на кольце должно составлять $V = 0$ при $n + 1$ и $V \approx R_nI_{c0}$ при n. Средние значения критического тока ($\overline{I_c} \approx I_{c0} + (l/l_{\text{long}})I_{p,A}(P_{n+1} - P_n)$) и напряжения ($\overline{V} \approx R_nI_{c0}P_n$) должны изменяться между минимальным и максимальным значениями в том же узком интервале значений магнитного потока $|\Delta\Phi_e|$, что и вероятности P_n, P_{n+1} состояний n и $n+1$. Величина $R_n I_{c0} = \rho j_c l_{\mathrm{sh}}$, так как сопротивление контура в нормальном состоянии $R_n = \rho l_{\mathrm{long}} l_{\mathrm{sh}}/sl$, а $I_{c0} = s j_c l/l_{\mathrm{long}}$. Изменение напряжения по порядку величины равно $\rho j_c l_{\mathrm{sh}} \approx 10$ мВ при $l_{\mathrm{sh}} \approx 1$ мкм и типичных значениях удельного сопротивления $\rho \approx 10^{-5}$ Ом · см и плотности критического тока $j_c \approx 10^7$ А/см^2 известных сверхпроводников, например ниобия. Это изменение на несколько порядков больше изменения напряжения на квант потока ПТ-СКВИДа [1]. Чувствительность $\partial\overline{V}/\partial\Phi$ (важный параметр при использовании ПТ-СКВИДа в качестве прибора [1]) может быть дополнительно увеличена благодаря изменению среднего напряжения $\overline{V} \approx R_n I_{c0} P_n(\Delta\Phi_e)$ в интервале значений магнитного потока, много меньшем кванта потока ($\Delta\Phi_e \ll \Phi_0$).

Для измерения среднего напряжения $\overline{V}$ контур должен переводиться на короткое время в нормальное состояние. Это можно сделать с помощью коротких (Δt) импульсов тока $-\Delta I_{\mathrm{ext}} > 2I_{\mathrm{ext}}$, знак которых противоположен знаку постоянного измерительного тока ($I_{c1} < I_{\mathrm{ext}} < I_{c2}$, см. рис. 2). Знаки I_{ext} и

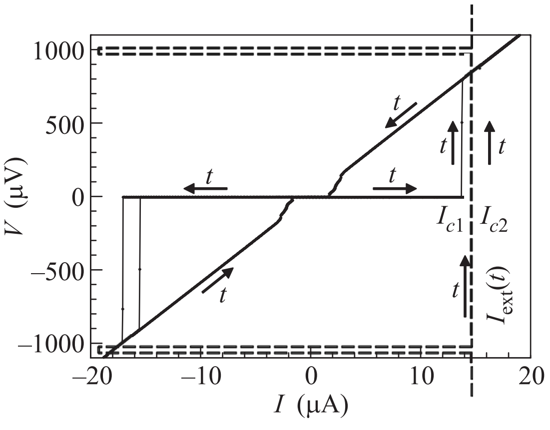

Рис. 2. Типичные вольт-амперные характеристики алюминиевого кольца. Показаны четыре ВАХ, записанные при температуре $T \approx 0.86T_c \approx 1.32$ К. Две ВАХ записаны при изменении измерительного тока I от -20 до 20 мкА и две – от 20 до -20 мкА. Изменение тока и напряжения во времени показано стрелками. При достижении критического значения тока (I_{c1} или I_{c2}, соответствующих двум измерениям) напряжение скачком изменяется от $V = 0$ до $V = R_n I_c$. Штриховой линией показано изменение внешнего тока во времени (здесь время снизу вверх), необходимое для измерения среднего по времени напряжения $\overline{V} \approx R_n I_{\mathrm{ext}} P_1$, пропорционального вероятности P_1 состояния с меньшим критическим током $I_c = I_{c1}$

ΔI_{ext} должны быть противоположными из-за гистерезиса вольт-амперных характеристик (рис. 2). Напряжение, измеренное в среднем по времени, много большем периода повторяемости импульсов T, должно быть равно $\overline{V} \approx R_n I_{\mathrm{ext}} P_1$ при малой продолжительности импульсов, $\Delta t/T \ll 1$. Измеряемое напряжение $\overline{V}$ должно изменяться в том же узком интервале значений Φ, что и вероятность P_1 состояния с меньшим значением критического тока.

5. Вольт-амперные характеристики и зависимость критического тока от магнитного поля алюминиевого кольца с асимметричным подключением контактов. Для подтверждения предсказаний теории нами были проведены первые измерения зависимости критического тока от магнитного поля кольца из алюминия с асимметричным подключением контактов. Структура (см. рис. 1) была изготовлена с использованием электронной литографии методом lift-off из пленки алюминия толщиной $d = 20$ нм на Si/SiO$_2$ подложке. Электронное экспонирование рисунка (электронную литографию) выполняли с помощью сканирующего электронного микроскопа EVO-50, оборудованного программно-аппаратным комплексом NanoMaker. Радиус кольца $r \approx 1$ мкм. Ширина контура, образующего окружность, $w \approx 0.15$ мкм. Сопротивление кольца в нормальном состоянии $R_n \approx 60$ Ом. Отношение сопротивлений $R(300\,\mathrm{K})/R(4.2\,\mathrm{K}) \approx 1.6$. Температура сверхпроводящего перехода $T_c \approx 1.52$ К. Измерения проводились четырехконтактным методом в стеклянном гелиевом криостате. В качестве хладагента использовался He4, откачка которого позволяла понижать температуру до 1.19 К. Температура измерялась калиброванным термосопротивлением ($R(300\,\mathrm{K}) = 1.5$ кОм) с измерительным током 0.1 мкА.

Зависимости $I_{c+}(B)$, $I_{c-}(B)$ критического тока от магнитного поля находились из периодически повторяющихся (10 Гц) вольт-амперных характеристик (ВАХ) (см. рис. 2) в медленно меняющемся (~ 0.01 Гц) магнитном поле B_{sol} по следующему алгоритму: 1) проверялось условие нахождения структуры в сверхпроводящем состоянии, 2) после превышения порогового напряжения (устанавливаемого выше наводок и шумов системы измерения и определяющего минимальный измеряемый критический ток) определялись магнитное поле и критический ток с запаздыванием около 30 мкс. Таким образом, последовательно измерялся критический ток в положительном (I_{c+}) и отрицательном (I_{c-}) направлениях измерительного тока I. Для измерения одной зависимости $I_{c+}(B)$, $I_{c-}(B)$, содержащей 1000 точек, требовалось около 100 с. Магнитное поле B, перпендикулярное плоскости образца, создавалось медным соленоидом, расположенным вне криостата. Записывались зависимости измеряемых величин от тока $I_{\rm sol}$ через соленоид. Величина магнитного поля, создаваемого током в соленоиде, определялась по калибровке $B_{\rm sol} = k_{\rm sol} I_{\rm sol}$, проведенной с помощью датчика Холла, $k_{\rm sol} \approx 129$ Гс/А. Для уменьшения магнитного поля Земли область криостата, в которой находился образец, экранировалась цилиндром из пермаллоя. Измерение критических токов в противоположных направлениях позволило точно определить величину внешнего магнитного поля $B = B_{\rm sol} + B_{\rm res}$. Так как одновременное изменение направлении полного внешнего поля B и измерительного тока равнозначно повороту на 180^0, имеем $I_{c+}(B) = I_{c+}(B_{\rm sol} + B_{\rm res}) = I_{c-}(-B) = I_{c-}(-B_{\rm sol} - B_{\rm res})$. Определенное таким образом остаточное магнитное поле $B_{\rm res} \approx 0.1$ Гс соответствует потоку $SB_{\rm res} = \pi r^2 \approx 0.02\Phi_0$ в кольце радиусом $r \approx 1$ мкм.

При достижении током критического значения I_{c+} или I_{c-} кольцо скачком переходит в нормальное состояние. При этом при уменьшении измерительного тока наблюдается гистерезис ВАХ (см. рис. 2). Эти особенности ВАХ, типичные для одномерных сверхпроводников, объясняются в статье [8]. В данном случае важно, что коротким импульсом $-\Delta I_{\rm ext} > 2I_{\rm ext}$ можно перевести кольцо в нормальное состояние. После этого импульса кольцо перейдет в сверхпроводящее состояние с меньшим (I_{c1}) или большим (I_{c2}) критическим током. В первом случае при измерительном токе $I_{c1} < I_{\rm ext} < I_{c2}$ напряжение составит $V = R_n I_{\rm ext}$, а во втором – $V = 0$. Скачок напряжения на рис. 2 равен $\Delta V = R_n I_{\rm ext} \approx 59\,\text{Ом} \cdot 14\,\text{мкА} \approx 0.8$ мВ. Измеренная величина превышает произведение $\rho j_c l_{\rm sh} \approx 0.4$ мВ удельного сопротивления алюминия $\rho \approx 2 \cdot 10^{-6}\,\text{Ом}\cdot\text{см}$, плотности критического тока $j_c \approx 10^6\,\text{А/см}^2$ при температуре $T \approx 0.86T_c$ и длины короткого сегмента $l_{\rm sh} \approx 2$ мкм из-за дополнительного сопротивления подводящих контактов длиной ≈ 4 мкм.

Измерения, проведенные при разных температурах $T > 0.85T_c$, показали, что вблизи целых значений кванта потока зависимости $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$ (рис. 3) и $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ соответствуют теории (6). Осцилляции с периодом $B_0 = \Phi_0/S \approx 5.66$ Гс, соответствующим площади кольца S радиусом $r \approx 1.08$ мкм, наблюдались от $B = -15B_0$ до $B = +15B_0$. Из-за конечной ширины ($w \approx 0.15$ мкм) сверхпроводника, образующего кольцо, критический ток плавно уменьшается с увеличением магнитного поля B (рис. 3). Значения $I_{c0} \approx 11$ мкА и $I_{p,A} \approx 1.1$ мкА соответствуют условию большей асимметрии, $(l_{\rm long} - l_{\rm sh})l_{\rm long}/l^2 \approx 0.11 \geq I_{p,A}/I_{c0} \approx 0.10$, для измеряемого кольца с $l_{\rm long} \approx 1.18\pi r$, $l_{\rm sh} \approx 0.82\pi r$ (см. рис. 1). Согласно сделанным выше оценкам при измеренном значении $I_{p,A} \approx 1.1$ мкА вероятность P_n состояния n должна измениться в 10 раз в интервале $\Delta\Phi \approx 0.014\Phi_0$ и производная $\partial\overline{V}/\partial\Phi \approx 57$ мВ/Φ_0 должна быть много больше, чем в ПТ-СКВИДе. Непрерывными должны быть зависимости только средних величин $\overline{V}(\Phi/\Phi_0)$ и $\overline{I_c}(\Phi/\Phi_0)$. При единичных измерениях должен наблюдаться разрыв в зависимости $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ при $\Phi = (n + 0.5)\Phi_0$ (6a). Значения между $I_c \approx I_{c0} - (l/l_{\rm long})I_{p,A}$ (при n) и $I_c \approx I_{c0} + (l/l_{\rm long})I_{p,A}$ (при $n+1$) наблюдаться не могут. Однако наши измерения показали, что в интервалах $(n-0.33)\Phi_0 > \Phi > (n+0.33)\Phi_0$ наблюдается отклонение от теории (6) и значение критического тока (рис. 3) не соответствуют условию квантования (1).

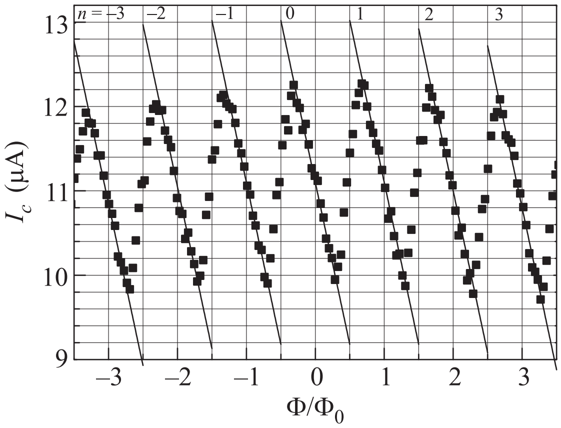

Рис. 3. Зависимости критического тока алюминиевого кольца (рис. 1) от магнитного потока внутри него, измеренные при температуре $T \approx 0.94T_c \approx 1.44$ К. Линиями показаны теоретические зависимости (6a), соответствующие критическому току $I_{c0} \approx 11$ мкА при $\Phi = n\Phi_0$ и амплитуде устойчивого тока $I_{p,A} \approx 1.1$ мкА. При $\Phi = n\Phi_0 \neq 0$ величина I_{c0} уменьшается (на ≈ 0.2 мкА при $\Phi = \pm 3\Phi_0$)вследствие подавления сверхпроводимости магнитным полем сегментов структуры (рис. 1), конечной ширины ($w \approx 0.15$ мкм)

6. Обсуждение. Итак, измерения вольт-амперных характеристик подтвердили возможность получения большой величины производной $\partial\overline{V}/\partial\Phi$ при использовании сверхпроводящего контура с асимметричным подключением контактов. Измерение зависимостей критического тока от магнитного поля выявило расхождение с предсказаниями теории, которое требует дальнейших исследований. Мы надеемся, что при исследовании других структур с асимметричным подключением контактов, возможно изготовленных из других сверхпроводников, скачок критического тока, связанный с изменением квантового числа n, будет обнаружен.

1. *Слабая сверхпроводимость. Квантовые интерферометры и их применение*, под ред. Б. Б. Шварца, С. Фонера, Мир, М. (1980) [*Superconductor Applications: SQUIDs and Machines*, ed. by B. B. Schwartz and S. Foner, Plenum Press, N.Y. (1977)].
2. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона. Физика и применение*, Мир, М. (1984) [A. Barone and G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, Wiley, N.Y. (1982)].
3. W. A. Little and R. D. Parks, Phys. Rev. Lett. **9**, 9 (1962).
4. H. J. Fink, V. Grunfeld, and A. Lopez, Phys. Rev. B **35**, 35 (1987).
5. В. М. Закосаренко, Е. В. Ильичев, В. А. Тулин, Письма в ЖТФ **15**, 41 (1989).
6. A. Finkler, Y. Segev, Y. Myasoedov, M. L. Rappaport, L. Neeman, D. Vasyukov, E. Zeldov, M. E. Huber, J. Martin, and A. Yacoby, Nano Lett. **10**, 1046 (2010).
7. R. Russo, C. Granata, E. Esposito, D. Peddis, C. Cannas, and A. Vettoliere, Appl. Phys. Lett. **101**, 122601 (2012).
8. В. Л. Гуртовой, С. В. Дубонос, А. В. Никулов, Н. Н. Осипов, В. А. Тулин, ЖЭТФ **132**, 1320 (2007).
9. D. S. Golubovic and V. V. Moshchalkov, Appl. Phys. Lett. **87**, 142501 (2005).
10. В. Л. Гуртовой, С. В. Дубонос, С. В. Карпий, А. В. Никулов, В. А. Тулин, ЖЭТФ **132**, 297 (2007).
11. А. А. Бурлаков, В. Л. Гуртовой, С. В. Дубонос, А. В. Никулов, В. А. Тулин, Письма в ЖЭТФ **86**, 589 (2007).
12. N. C. Koshnick, H. Bluhm, M. E. Huber, and K. A. Moler, Science **318**, 1440 (2007).
13. С. В. Дубонос, В. И. Кузнецов, И. Н. Жиляев, А. В. Никулов, А. А. Фирсов, Письма в ЖЭТФ **77**, 439 (2003).
14. М. Тинкхам, *Введение в сверхпроводимость*, Атомиздат, М. (1980) [M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill Book Company, N.Y. (1975)].