

Исследование эффекта Литтла-Паркса на системе асимметричных сверхпроводящих колец

А. А. Бурлаков, В. Л. Гуртовой, С. В. Дубонос, А. В. Никулов¹⁾, В. А. Тулин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 26 июля 2007 г.

После переработки 27 августа 2007 г.

Проведены измерения осцилляций Литтла-Паркса системы, состоящей из 110 последовательно соединенных алюминиевых колец диаметром 2 мкм при измерительном токе от 10 нА до 1 мкА. Измерения показали, что амплитуда и характер этих осцилляций не зависят от соотношения величины измерительного тока и амплитуды устойчивого тока. Использование асимметричных колец позволило показать, что устойчивый ток имеет направление. Это значит, что в эксперименте Литтла-Паркса общий ток в одной из половинок кольца может быть направлен против электрического поля.

PACS: 74.78.Na

Эксперимент Литтла-Паркса [1] наряду с работами [2] является одним из первых наблюдений эффектов квантования в сверхпроводниках, существование которых следует из теории Гинзбурга-Ландау [3] и квантования “флюксоида”, постулированного Лондоном [4] для объяснения эффекта Мейсснера. Согласно второму уравнению теории Гинзбурга-Ландау [5],

$$j_c = \frac{2e}{m} |\Psi|^2 (\hbar \nabla \varphi - 2eA) = 2e |\Psi|^2 v, \quad (1)$$

и требованию однозначности $\oint dl \nabla \varphi = 2\pi n$ волновой функции $\Psi = |\Psi| \exp(i\varphi)$, плотность сверхпроводящего тока j_s и скорость v вдоль замкнутого контура l

$$\oint dl v = (2e/m)(n\Phi_0 - \Phi) \quad (2)$$

не могут быть равны нулю, если плотность пар $|\Psi|^2$ вдоль всего контура l не равна нулю и магнитный поток внутри l не кратен, $\oint dl A = \Phi \neq n\Phi_0$, кванту потока $\Phi_0 = \pi\hbar/e$. Запрет на состояние с нулевой скоростью увеличивает плотность энергии сверхпроводящего состояния

$$f_{GL} = (\alpha + mv^2/2)|\Psi|^2 + 0.5\beta|\Psi|^4 \quad (3)$$

и уменьшает температуру перехода $T_c(v)$, соответствующую $\alpha + mv^2/2 = \alpha_0[T/T_c(v=0) - 1] + mv^2/2 = 0$ [5]. Идея эксперимента Литтла-Паркса [1] основана на зависимости $T_c(v) = T_c(v=0)[1 - mv^2/2\alpha_0] = T_c(v=0)[1 - (\xi^2(0)/r^2)(n - \Phi/\Phi_0)^2]$ сверхпроводящего тонкостенного (с шириной стенок меньшей глубины проникновения магнитного поля $w \ll \lambda_L$)

цилиндра с радиусом r , сравнимым с корреляционной длиной $\xi(0) = \hbar^2/2m\alpha_0$. Статья [1] называется “Наблюдение квантовой периодичности температуры перехода сверхпроводящего цилиндра”, но в действительности в ней наблюдалась периодичность не температуры перехода $T_c(\Phi/\Phi_0)$, а сопротивления цилиндра $R(\Phi/\Phi_0)$ при $T \approx T_c$, где $R(T)$ больше нуля, $R(T) > 0$, но меньше сопротивления в нормальном состоянии, $R(T) < R_n$. Это означает, что данный эффект является флуктуационным, так как без учета флуктуаций плотность сверхпроводящих пар не равна нулю, $|\Psi|^2 > 0$, только при $T < T_c$, где $R(T) = 0$. Флуктуации в сверхпроводниках стали активно изучаться [6] через несколько лет после публикации работы Литтла-Паркса [1]. Поэтому в [1] и, видимо по традиции, в [5] использована чисто эмпирическая связь между периодичностью сопротивления и критической температуры $\Delta R(\Phi/\Phi_0) \approx [dR/d(T - T_c)]\Delta T_c(\Phi/\Phi_0)$.

Учет флуктуаций означает, что нормальное состояние при $T < T_c$ и сверхпроводящее при $T > T_c$ имеют конечную вероятность $P(\Psi) \propto \exp(-F_{GL}/k_B T)$ [5, 7], зависящую от полной энергии F_{GL} данного состояния, и поэтому $R_n > R(T) > 0$ в области сверхпроводящего перехода. Изменение $T_c(v) = T_c(v=0)[1 - mv^2/2\alpha_0]$ при $v \neq 0$ соответствует изменению вероятности $P(\Psi)$ и смещению резистивного перехода $R(T)$. Так как вероятность сверхпроводящего состояния уменьшается не до нуля, запрет на состояние с нулевой скоростью v приводит к существованию циркулирующего тока $I_p = s2e\langle |\Psi|^2 \rangle v$ при $R_n > R(T) > 0$. Таким образом, эксперимент Литтла-Паркса является первым экспериментальным

¹⁾e-mail: nikulov@ipmt-hpm.ac.ru

свидетельством существования незатухающего тока I_p , названного в [8] persistent current (устойчивый ток), при ненулевом сопротивлении $R(T) > 0$. В симметричном кольце, с однородным сечением s и средней плотностью пар $\langle |\Psi|^2 \rangle$ вдоль окружности l , устойчивый ток $I_p = s(4e^2/ml)\langle |\Psi|^2 \rangle \langle (n\Phi_0 - \Phi) \rangle = I_{p,A}2\langle (n - \Phi/\Phi_0) \rangle$, где $I_{p,A} = s(2e^2/ml)\langle |\Psi|^2 \rangle$ – амплитуда осцилляций устойчивого тока в магнитном поле, при изменении $\langle (n - \Phi/\Phi_0) \rangle$ от $-1/2$ до $1/2$ [5]. Возможность наблюдения осцилляций $I_p(\Phi/\Phi_0) = I_{p,A}2\langle (n - \Phi/\Phi_0) \rangle$ при $T > T_c$ была позднее показана теоретически [9, 10] и подтверждена экспериментально результатами измерений магнитной восприимчивости [11].

Между экспериментом Литтла-Паркса и его общепризнанной интерпретацией [5] есть небольшое несоответствие связанное с тем, что измеряется напряжение $V(\Phi/\Phi_0)$ при конечной величине измерительного тока I_{ext} , рис.1, в то время как при ин-

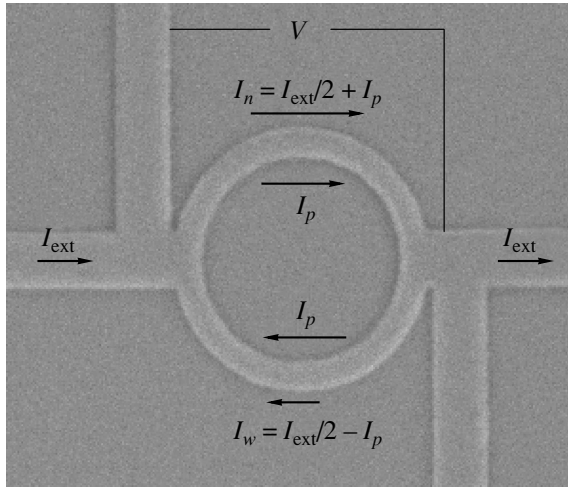


Рис.1. Структура, используемая для наблюдений осцилляций сопротивления Литтла-Паркса $R(\Phi/\Phi_0) = V(\Phi/\Phi_0)/I_{ext}$

терпретации фактически рассматриваются осцилляции сопротивления $\Delta V(\Phi/\Phi_0)/I_{ext} = \Delta R(\Phi/\Phi_0) \approx \approx (-dR/dT_c)\Delta T_c(\Phi/\Phi_0)$ в пределе $I_{ext} \rightarrow 0$. Это несоответствие может быть особенно важным, если устойчивый ток I_p , как и обычный циркулирующий ток, имеет направление, так как в этом случае при $I_{ext} < 2I_p$ общий ток в одной из половинок $I_w = I_{ext}/2 - I_p$ (или $I_n = I_{ext}/2 - I_p$) будет направлен навстречу электрическому полю $E = -\nabla V$, рис.1. Возможность такой парадоксальной ситуации делает особенно актуальным измерение осцилляций Литтла-Паркса при возможно меньших значениях I_{ext} .

Для измерения осцилляций $\Delta V(\Phi/\Phi_0)$ при малых значениях I_{ext} мы использовали систему из большо-

го числа алюминиевых колец, рис.2. Использована система асимметричных колец, чтобы убедиться в

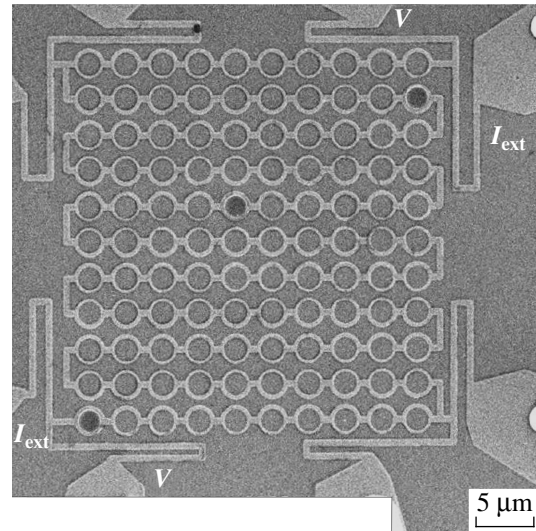


Рис.2. Система 110 последовательно соединенных асимметричных алюминиевых колец диаметром 2 мкм и шириной половинок 0.2 мкм и 0.4 мкм. Напряжение измерялось между контактами $V-V$. В качестве токовых использовались контакты $I_{ext} - I_{ext}$. Четыре дополнительных контакта, позволяющие измерять отдельные участки системы, в данной работе не использовались

том, что устойчивый ток имеет направление, подобно обычному току. Наноструктура, рис.2, была изготовлена методом lift-off при напылении тонкой пленки алюминия толщиной $d = 20$ нм на Si подложку. Литография проводилась с помощью сканирующего электронного микроскопа JEOL-840A, который с помощью пакета программ “NANOMAKER” был преобразован в лабораторный электронный литограф. Структура состоит из 110 последовательно соединенных асимметричных колец с одинаковым внутренним диаметром $2r \approx 1.9$ мкм и шириной полуколец $w_w \approx 0.4$ мкм и $w_n \approx 0.2$ мкм, рис.2 (сечения половинок $s_w = w_w d \approx 0.008$ мкм² и $s_n = w_n d \approx 0.004$ мкм²). При Лондоновской глубине проникновения магнитного поля алюминия $\lambda_L(T) \approx 0.05$ мкм $(1 - T/T_c)^{-1/2}$ данные сечения соответствуют слабому экранированию $s_n < s_w < \lambda_L^2(T)$ при $T > 0.7T_c$. Расстояние между кольцами и ширина соединяющих их полосок ≈ 0.5 мкм. Середине резистивного перехода соответствует температура $T_c \approx 1.36$ К, ширина перехода $\Delta T_c(0.1 \div 0.9R_n) \approx 0.04$ К, максимальный наклон $dR/d(T - T_c) \approx 30000$ Ом/К. Сопротивление структуры в нормальном состоянии $R_n \approx 970$ Ом, сопротивление на квадрат $R_n \approx 1.4$ Ом/ \square и отношение сопротивлений $R(300\text{ К})/R(4.2\text{ К}) \approx 1.7$.

Измерения проводились четырехконтактным методом, рис.2, в стеклянном гелиевом криостате, при использовании He^4 в качестве хладагента, откачка которого позволяла понижать температуру до 1.2 К. На токовые контакты $I_{\text{ext}} - I_{\text{ext}}$, рис.2, подавался постоянный или синусоидальный ток от прецизионного источника тока Keithley 6221. Постоянный ток от 1 нА до 2 мкА использовался для измерения зависимостей сопротивления от магнитного поля $R(B)$ (осцилляций Литтла-Паркса) и температуры $R(T)$. Синусоидальный ток использовался для получения зависимостей выпрямленного напряжения от магнитного поля $V_{dc}(B)$. Напряжение измерялось на потенциальных контактах $V-V$, рис.2, инструментальным усилителем с коэффициентом усиления 1000 и приведенным ко входу уровнем шума 20 нВ в полосе частот от нуля до 1 Гц. Далее сигнал усиливался предусилителем SR560 (Stanford Research Systems), который использовался для дополнительного усиления и формирования требуемой полосы сигнала фильтрами низкой и высокой частоты. Температура измерялась калиброванным термосопротивлением ($R(300 \text{ К}) = 1.5 \text{ кОм}$) с измерительным током 0.1 мкА. Усиленное напряжение с образца и сигналы, пропорциональные току образца, магнитному полю и температуре, одновременно переводились в цифровой вид 16-разрядным аналого-цифровым преобразователем, имеющим восемь дифференциальных входов.

Для оценки величины устойчивого тока в критической области $T \approx T_c$ мы использовали то обстоятельство, что не только устойчивый I_p , но и измерительный ток I_{ext} смещают резистивный переход и приводят к изменению сопротивления ΔR . Проведенные нами измерения $R(T)$ при измерительных токах I_{ext} от 20 нА до 2 мкА показали, что заметное смещение $\Delta T_c(I_{\text{ext}})$ резистивного перехода наблюдается при $I_{\text{ext}} > 100 \text{ нА}$ (при $I_{\text{ext}} = 200 \text{ нА}$, $\Delta T_c(I_{\text{ext}}) \approx 0.001 \text{ К}$). В соответствие с этим, сопротивление увеличивается с ростом I_{ext} при $I_{\text{ext}} > 100 \text{ нА}$, рис.3. При $I_{\text{ext}} = 300 \text{ нА}$ это увеличение близко к наблюдаемой амплитуде осцилляций $\Delta R(\Phi/\Phi_0)$, рис.3. Это позволяет полагать, что амплитуда $I_{p,A}$ осцилляций устойчивого тока не меньше 100 нА, при данной температуре, соответствующих нижней части резистивного перехода, рис.6. Эта величина $I_{p,A}$ примерно на порядок меньше, измеренной по магнитной восприимчивости на аналогичном кольце (при $T \approx T_c$ $I_{p,A} \approx 1 \text{ мкА}$) [11] и больше соответствует ожидаемому теоретическому значению [10]. Для сравнения, из результатов измерений магнитной восприимчивости [11] и осцилляций критического тока [12, 13] аналогичных алюминиевых колец следует, что в сверхпро-

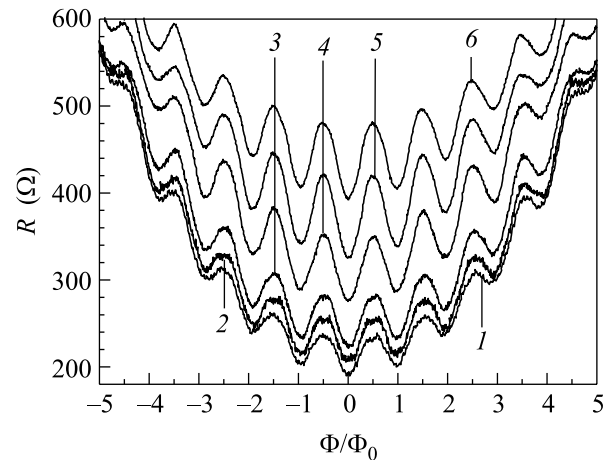


Рис.3. Осцилляции Литтла-Паркса при различных значениях измерительного тока: 1) $I_{\text{ext}} = 100 \text{ нА}$, $T = 1.3530 \text{ К}$; 2) $I_{\text{ext}} = 200 \text{ нА}$, $T = 1.3528 \text{ К}$; 3) $I_{\text{ext}} = 300 \text{ нА}$, $T = 1.3528 \text{ К}$; 4) $I_{\text{ext}} = 400 \text{ нА}$, $T = 1.3515 \text{ К}$; 5) $I_{\text{ext}} = 500 \text{ нА}$, $T = 1.3507 \text{ К}$; 6) $I_{\text{ext}} = 600 \text{ нА}$, Температура $T = 1.3503 \text{ К}$ соответствует нижней части $R(T) \approx 0.2R_n$ резистивного перехода, см. Рис.6

водящем состоянии, при $T < T_c$, амплитуда устойчивого тока должна быть равна $I_{p,A} \approx 100 \text{ мкА}(1 - T/T_c)$.

Наши измерения показали, что осцилляции $\Delta R(\Phi/\Phi_0)$ качественно не зависят от соотношения величины I_{ext} и устойчивого тока $I_{p,A} \approx 100 \text{ нА}$, рис.3. Увеличение амплитуды осцилляций $\Delta R(\Phi/\Phi_0)$ с $\Delta R_A \approx 50 \text{ Ом}$ при $I_{\text{ext}} = 100 \text{ нА}$ до $\Delta R_A \approx 90 \text{ Ом}$ при $I_{\text{ext}} = 600 \text{ нА}$, рис.3, может быть связано с разным наклоном резистивного перехода $dR/d(T - T_c)$ при $R(T - T_c) \approx 0.2R_n$ и $R(T - T_c) \approx 0.5R_n$, рис.6, и соответствует примерно одинаковой амплитуде осцилляций критической температуры $\Delta T_{c,A} = \Delta R_A [dR/d(T - T_c)]^{-1} \approx 0.003 \text{ К}$. Наблюдаемое значение $\Delta T_{c,A}/T_c \approx 0.0025$ близко к амплитуде осцилляцией $T_c/T_c = (\xi(0)/r)^2 (n - \Phi/\Phi_0)^2$, получаемой из теории [5]: $\Delta T_{c,A}/T_c = (\xi(0)/r)^2 (1/4) \approx 0.004$, при радиусе колец $r \approx 1 \text{ мкм}$ и корреляционной длине $\xi(0) \approx 130 \text{ нм}$, определенной для аналогичных пленок алюминия в [14]. Несмотря на то, что мы измеряли не одно кольцо, а систему колец, наблюдаемое значением $\Delta T_{c,A}/T_c$ достаточно хорошо соответствует величине, оцениваемой в приближении низшего разрешенного состояния, когда $n - \Phi/\Phi_0$ изменяется от $-1/2$ до $1/2$.

При значениях $I_{\text{ext}} = 50 \div 300 \text{ нА}$, когда амплитуда ΔR_A изменяется незначительно, рис.3, измеряемые осцилляции напряжения могут быть описаны общей формулой $V(\Phi/\Phi_0) = R(\Phi/\Phi_0)I_{\text{ext}} = R_0 I_{\text{ext}} + \Delta R(\Phi/\Phi_0)I_{\text{ext}}$, где R_0 – сопротивление кольца без учета осцилляций Литтла-Паркса, монотонно увели-

чивающееся с магнитным полем. Величина $R_0(\Phi)$ примерно одинакова при $I_{\text{ext}} = 50$ нА и $I_{\text{ext}} = 100$ нА и больше примерно на ≈ 10 Ом и ≈ 30 Ом при $I_{\text{ext}} = 200$ нА и $I_{\text{ext}} = 300$ нА, рис.3. Минимумы сопротивления $R(\Phi/\Phi_0) = V(\Phi/\Phi_0)/I_{\text{ext}}$ осцилляций Литтла-Паркса наблюдаются при $\Phi = n\Phi_0$, а максимумы – при $\Phi = (n + 0.5)\Phi_0$, рис.3, и отношение $V(\Phi/\Phi_0)/I_{\text{ext}}$ не зависит от направления измерительного тока. При $I_{\text{ext}} < 50$ нА наблюдается отличие от данной универсальной зависимости, см. рис.4. Зависимости $V(\Phi/\Phi_0)/I_{\text{ext}}$, измеренные в противо-

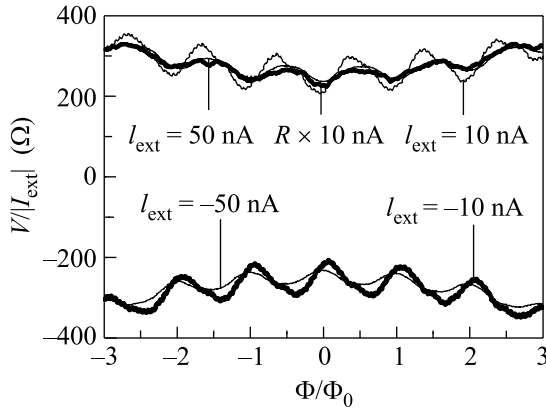


Рис.4. Осцилляции Литтла-Паркса, измеренные при противоположных направлениях измерительного тока $I_{\text{ext}} = 50$ нА; 10 нА; –10 нА; –50 нА при $T = 1.353$ К. Увеличение амплитуды осцилляций $V(\Phi/\Phi_0)/I_{\text{ext}}$ и смещение экстремумов при $I_{\text{ext}} = 10$ нА связаны с существованием напряжения $V_p(\Phi/\Phi_0)$ при $I_{\text{ext}} = 0$, рис.5. Вычитание этого напряжения $[V(\Phi/\Phi_0) - V_p(\Phi/\Phi_0)]/I_{\text{ext}}$ приводит к универсальной зависимости Литтла-Паркса при $I_{\text{ext}} = 10$ нА (кривая $R \times 10$ нА)

ложных направлениях I_{ext} , смешаются относительно друг друга: на $\approx 0.12\Phi_0$ при $I_{\text{ext}} = 20$ нА, $\approx 0.20\Phi_0$ при $I_{\text{ext}} = 10$ нА, рис.4, $\approx 0.30\Phi_0$ при $I_{\text{ext}} = 5$ нА, $\approx 0.44\Phi_0$ при $I_{\text{ext}} = 3$ нА и при $I_{\text{ext}} = 1$ нА смещение $\approx 0.5\Phi_0$ достигает половины периода осцилляций, рис.5.

Наблюдаемое отклонение связано с наличием знакопеременных осцилляций постоянного напряжения $V_p(\Phi/\Phi_0)$ при отсутствии внешнего тока $I_{\text{ext}} = 0$, рис.5. Знак $V_p(\Phi/\Phi_0)$ изменяется при $\Phi = n\Phi_0$ и $\Phi = (n + 0.5)\Phi_0$, и его экстремумы наблюдаются при $\Phi \approx (n \pm 0.25)\Phi_0$, рис.5. Из за наличия знакопеременных осцилляций $V_p(\Phi/\Phi_0)$, рис.5, общее напряжение $V(\Phi/\Phi_0) = R_0 I_{\text{ext}} + \Delta R(\Phi/\Phi_0) I_{\text{ext}} + V_p(\Phi/\Phi_0)$, где $R_0 I_{\text{ext}} + \Delta R(\Phi/\Phi_0) I_{\text{ext}} = V(\Phi/\Phi_0) - V_p(\Phi/\Phi_0)$ соответствует универсальной зависимости Литтла-Паркса, рис.3, при $I_{\text{ext}} = 20$ нА и $I_{\text{ext}} = 10$ нА, рис.4. Амплитуда осцилляций напряжения Литтла-Паркса, рис.4, $\Delta R_A I_{\text{ext}} \approx 50$ Ом 10 нА = 0.5 мкВ при

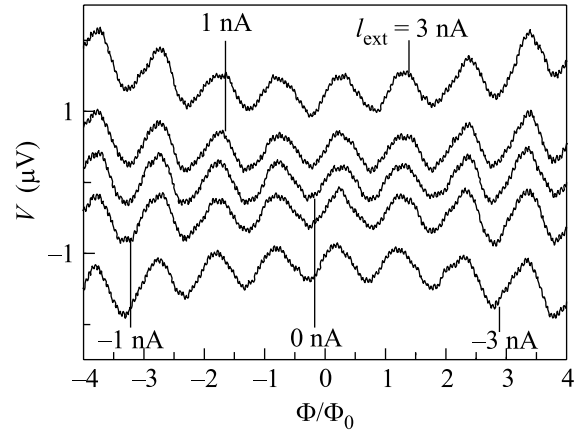


Рис.5. Осцилляции напряжения $V(\Phi/\Phi_0)$, измеренные при разных величинах и направлениях постоянного тока: $I_{\text{ext}} = 3$ нА; 1 нА; 0 нА; –1 нА; –3 нА. $T = 1.358$ К

$I_{\text{ext}} = 10$ нА или 0.5 мкВ/110 ≈ 5 нВ на одно кольцо. При $I_{\text{ext}} = 5$ нА и 3 нА, амплитуда осцилляций напряжения $\Delta R_A I_{\text{ext}} \approx 50$ Ом $I_{\text{ext}} \approx 0.25$ мкВ только незначительно превышает уровень шума, чтобы можно было говорить о наблюдении осцилляций Литтла-Паркса.

Подобия осцилляций $V_p(\Phi/\Phi_0)$, рис.5, осцилляциям средней величины $\langle I_p \rangle \propto \langle v \rangle \propto \langle (n - \Phi/\Phi_0) \rangle$ показывает, что устойчивый ток I_p , подобно обычному циркулирующему току $V = (R_{srn} - R_{srw})I$, создает разность потенциалов на половинках кольца с разным сечением, $w_w \approx 0.4$ мкм $\neq w_n \approx 0.2$ мкм, рис.2. Периодическое изменение направления электрического поля $E = -\nabla V_p(\Phi/\Phi_0)$ с величиной магнитного потока Φ/Φ_0 , рис.5, доказывает, что устойчивый ток имеет направление. Очевидно, что напряжение $V_p(\Phi/\Phi_0)$ индуцируется шумами, имеющимися в любой реальной измерительной системе. Амплитуда $V_{p,A}$ осцилляций $V_p(\Phi/\Phi_0)$ немонотонно зависит от температуры, имея максимум $\max V_{p,A} \approx 0.6$ мкВ при $T \approx 1.350$ К, соответствующей нижней части резистивного перехода $R(T) \approx 0.15 R_n$, рис.6. Для оценки интенсивности шума, индуцирующего $V_p(\Phi/\Phi_0)$, мы провели измерения зависимости амплитуды V_A осцилляций выпрямленного напряжения $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ от амплитуды I_0 внешнего переменного тока $I_{ac} = I_0 \sin(2\pi ft)$ при разных температурах. В работе [15] было показано, что V_A не зависит от частоты f тока в широком интервале ее значений и немонотонно зависит от I_0 , достигая максимума $V_{A,\max}$ при значении $I_0 = I_{0,\max}$, близком к величине критического тока при данной температуре. Эффективность выпрямления $R_{re} = V_{A,\max}/I_{0,\max}$ увеличивается с увеличением числа колец в системе и при относи-

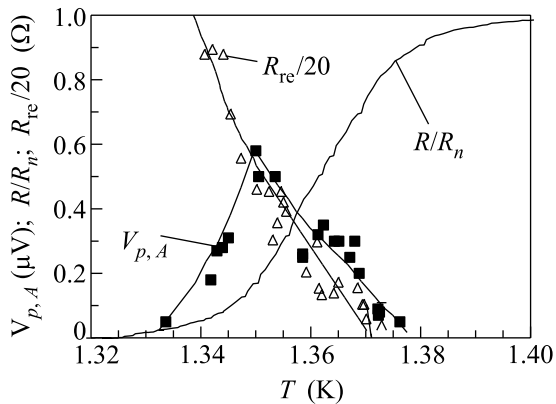


Рис. 6. Температурные зависимости амплитуды $V_{p,A}$ осцилляций напряжения $V_p(\Phi/\Phi_0)$, индуцируемого шумами, (измеренные значения показаны квадратами) и эффективности выпрямления R_{re} (показаны треугольниками) показанные относительно положения резистивного перехода R/R_n

тельно низкой температуре, $R_{re} \approx 0.2R_n$, не зависит от числа колец [13]. На исследуемой системе из 110 колец мы наблюдали осцилляции $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ с амплитудой до $V_{A,max} \approx 4.5$ мВ и $R_{re} \approx 180 \text{ Ом} \approx 0.2R_n$ при $T = 1.20$ К. К началу перехода в нормальное состояние эффективность выпрямления уменьшается до $R_{re} \approx 20 \text{ Ом} \approx 0.02R_n$ и уменьшение продолжается с дальнейшим увеличением температуры, рис.6. Выше $T \approx 1.350$ К, соответствующей $\max V_{p,A} \approx 0.6$ мкВ, R_{re} уменьшается одновременно с $V_{p,A}$, рис.6, и в среднем $V_{p,A}/R_{re} \approx 50$ нА. Эта величина оценивает амплитуду шума в нашей системе $I_{0,noise} \approx 50$ нА. Отметим, что эффективная мощность шума, равная $(R_n/110)\langle I_{noise}^2 \rangle \approx 2 \cdot 10^{-14}$ Вт на одно кольцо, приходится на широкий спектр частот, в котором наблюдается эффект выпрямления. Для сравнения, полная мощность шума Найквиста $W_{Nyq} = k_B T \Delta \omega$ во всей полосе частот от 0 до квантового предела $k_B T/\hbar \approx 1.8 \cdot 10^{11}$ Гц на два порядка больше при $T = 1.3$ К. Данная оценка, а также уменьшение $V_{p,A}$ до нуля в нижней части резистивного перехода, рис.6, свидетельствует о низком уровне шумов в нашей системе и том, что система асимметричных сверхпроводящих колец может быть использована в качестве детектора таких шумов [16].

Таким образом, использования системы с большим числом колец позволило наблюдать осцилляции Литтла-Паркса при величине измерительного тока I_{ext} , значительно меньшей амплитуды устойчивого тока $I_{p,A}$. Этот результат позволяет считать, что осцилляции Литтла-Паркса $R(\Phi/\Phi_0)$ должны наблюдаться и в пределе $I_{ext} \rightarrow 0$, что и предполагается при объяснении данного эффекта [5]. Использо-

вание асимметричных колец позволило показать, что устойчивый ток имеет направление, периодически изменяющееся с величиной магнитного поля. Это означает, что при $I_{ext}/2 < I_{p,A}$ полная постоянная составляющая тока в одном из полуколец направлена навстречу электрическому полю $E = -\nabla V$, так как устойчивый ток, в отличие от обычного циркулирующего тока, наблюдается в отсутствие электродвижущей силы Фарадея, $d\Phi/dt = 0$. Для понимания причины и природы этого парадокса необходимы дополнительные исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Президиума РАН "Квантовые наноструктуры" и программы Отделения информационных технологий и вычислительных систем РАН "Организация вычислений с использованием новых физических принципов" в рамках проекта "Квантовый бит на основе микро- и нано-структур с металлической проводимостью".

1. W. A. Little and R. D. Parks, Phys. Rev. Lett. **9**, 9 (1962).
2. B. S. Deaver and W. M. Fairbank, Phys. Rev. Lett. **7**, 43 (1961); R. Doll and M. Nabauer, Phys. Rev. Lett. **7**, 51 (1961).
3. В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **20**, 1064 (1950).
4. F. London, *Superfluids*, v.1, John Wiley, N.Y., 1950.
5. М. Тинкхам, *Введение в сверхпроводимость*, Атомиздат, 1980. (M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill Book Company, 1975).
6. Л. Г. Асламазов, А. И. Ларкин, ФТТ **10**, 1104 (1968); Phys. Lett. A **26**, 238 (1968).
7. W. J. Skocpol and M. Tinkham, Rep. Prog. Phys. **38**, 1049 (1975).
8. J. M. Blatt, Phys. Rev. Lett. **7**, 82 (1961).
9. И. О. Кулик, ЖЭТФ **58**, 2171 (1970).
10. F. von Oppen and E. K. Riedel, Phys. Rev. B **46**, 3203 (1992).
11. X. Zhang and J. C. Price, Phys. Rev. B **55**, 3128 (1997).
12. В. Л. Гуртовой, С. В. Дубонос, С. В. Карпий и др., ЖЭТФ **132**, 297 (2007).
13. В. Л. Гуртовой, С. В. Дубонос, А. В. Никулов и др., ЖЭТФ **132** (2007) (принята в печать).
14. H. Vloeberghs et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 1268 (1992).
15. С. В. Дубонос, В. И. Кузнецов, И. Н. Жилиев и др., Письма в ЖЭТФ **77**, 439 (2003); JETP Lett. **77**, 371 (2003).
16. V. L. Gurtovoi, S. V. Dubonos, A. V. Nikulov et al., in the *Proc. of SPIE Vol. 6260, Micro- and nanoelectronics - 2005*, Eds. K. A. Valiev and A. A. Oplikovskii, 2006, p. 62600T1.