Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 10, с. 721 – 728 © 2016 г. 25 ноября

Плато напряжения на $V(I)$ кривых длинных квазиодномерных сверхпроводящих проволочек (без микроволнового облучения)

В. И. Кузнецов[1)], *А. А. Фирсов*

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

Поступила в редакцию 30 июня 2016 г.

После переработки 15 сентября 2016 г.

Найдены не ожидаемые при наших параметрах и геометрии участки почти постоянного напряжения (плато) на $V(I)$ кривых длинных квазиодномерных сверхпроводящих алюминиевых проволочек, помещенных в магнитном поле, при T чуть ниже T_c. Предполагается, что плато являются субгармониками сверхпроводящей щели и возникают благодаря многократному Андреевскому отражению и сильному квазичастичному разогреву, происходящим в неравновесной области проволочки. Плато свидетельствуют о сосуществовании сверхпроводимости и диссипации в этих проволочках. Наши результаты не могут быть описаны известными нам теориями.

DOI: 10.7868/S0370274X16220100

Переключение из сверхпроводящего (S) состояния в нормальное (N) состояние и обратно и электронный транспорт в неравновесном резистивном состоянии в управляемой внешним током сверхпроводящей проволочке малого поперечного сечения являются актуальной темой исследования. Такая проволочка может работать как однофотонный детектор [1] и быть ключевым элементом таких устройств, как: SQUID [2], phase-slip flux qubit [3, 4], высоко эффективный выпрямитель переменного напряжения [5, 6].

Известно, что SN(NS) переключение в токонесущей сверхпроводящей квазиодномерной (с поперечными размерами, меньшими, чем удвоенная температурно-зависящая когерентная длина Гинзбурга–Ландау $2\xi(T)$) проволочке происходит из-за термически активированных и квантовых флуктуаций сверхпроводящего параметра порядка, приводящих к появлению центров проскальзывания фазы (ЦПФ) [7, 8]. В коре ЦПФ с размером примерно $2\xi(T)$ модуль параметра порядка периодически обращается в нуль, имея ненулевое среднее значение. Термически активированный ЦПФ рождает большое количество неравновесных квазичастиц, распределенных на удвоенной длине диффузии квазичастиц $2\lambda_Q(T)$ (внешний размер ЦПФ) [7, 9]. Проволочка, содержащая ЦПФ, находится в неравновесном состоянии, где сверхпроводящий и диссипативный квазичастичный токи сосуществуют.

О квазичастичном токе в длинной проволочке с несколькими ЦПФ свидетельствуют почти линейные участки на зависимости напряжения от тока $V(I)$ с дифференциальным сопротивлением dV/dI, кратным сопротивлению току одного ЦПФ. Средний постоянный сверхпроводящий ток (избыточный ток $I_{\rm exp}$) в этой проволочке находится местом пересечения продолженных линейных участков и оси тока [9].

О переменном сверхпроводящем токе в области ЦПФ свидетельствуют плато постоянного напряжения (целочисленные с $n = 1$ и дробные ступени Шапиро), появляющие при напряжениях $V = mhf/2ne$ (где e – заряд электрона, n, m – целые числа, h – константа Планка) на $V(I)$ кривых сверхпроводящих структур со слабой связью [10, 11] и квазиодномерных проволочек [12] при облучении с частотой f.

Неравновесный электронный транспорт в SNS контактах при напряжениях $V < 2\Delta/e$ (где Δ – равновесное значение сверхпроводящего параметра порядка (энергетической щели) в резервуарах) модифицируется процессами многократного Андреевского отражения (МАО) [13–15]. В квазиодномерной сверхпроводящей проволочке роль слабой связи играет ЦПФ, в коре которого усредненный по времени модуль параметра порядка (эффективная сверхпроводящая щель) имеет меньшее значение, чем модуль порядка вне кора ЦПФ. В процессе МАО квазичастицы, находящиеся между двумя сверхпроводящими резервуарами, периодически отражаются от резервуаров, приобретая энергию $neV > 2\Delta$, достаточную, чтобы выйти из контакта. Многократное пересечение центральной части контакта квази-

[1)]e-mail: kvi@iptm.ru

Таблица 1. L_w – полная длина токовой проволочки, L_n – длина центральной части проволочки (или сужения), w_w – ширина широкой части проволочки, w_n – ширина центральной части проволочки (или сужения), d – толщина пленки, R_N – сопротивление проволочки в N состоянии, l – длина свободного пробега электронов для проволочек

Проволочка	L_w (μm)	L_n (μm)	w_w (μm)	w_n (μm)	d (nm)	T_c (K)	R_N (Ω)	$\xi(0)$ (μm)	l (nm)
WA	70	8	0.46	0.46	32	1.407	17	0.14	16
WB	70	6.6	0.5	0.28	20	1.454	69	0.1	9
WC	70	0.9	1.6	0.28	29	1.355	4.4	0.12	13

частицами усиливает неравновесные процессы, приводя к квазичастичной диффузии с сильным квазичастичным (или Джоулевым) разогревом центральной части SNS контакта или ЦПФ. В результате МАО и квазичастичного разогрева [13–16] на $V(I)$ кривых возникают токовые сингулярности, называемые субгармониками сверхпроводящей щели, при $V = 2\Delta/ne$.

МАО и субгармоники щели теоретически описаны как в баллистических контактах с длиной свободного пробега квазичастиц l большей, чем длина L нормальной области контакта [13], так и в диффузных SNS контактах ($l \ll L$) [14–16]. Наиболее выраженные сингулярности ожидаются в коротком SNS контакте [14]. Сингулярности слабо заметны на $V(I)$ кривых, но хорошо видны на зависимостях dV/dI и dI/dV от V. Известные нам теории, кроме [17], не предсказывают наблюдения сингулярностей в виде плато напряжения на $V(I)$ кривых.

Недавно плато почти постоянного напряжения на $V(I)$ кривых коротких (с длиной L, лежащей в интервале $\xi(T) \ll L \ll \lambda_Q(T)$) квазиодномерных сверхпроводящих проволочек, смещенных током и помещенных в магнитное поле B при температурах T гораздо ниже критической температуры T_c, были найдены [17]. Плато вызваны МАО и квазичастичным разогревом в ЦПФ, образовавшемся в проволочке. Авторы [17] говорят об "универсальности" состояний с плато напряжения, т.к. для всех образцов плато наблюдаются при напряжениях $V_0 \approx (0.43\pm0.05)\Delta(0)/e$ (где $\Delta(0) = 1.764kT_c$ – равновесная сверхпроводящая энергетическая щель при $T = 0$). Плато доказывают сосуществование сверхпроводящего и квазичастичного токов в проволочке.

SN(NS) переключения в коротких проволочках измерены [17]. Однако, как нам известно, SN(NS) переключения в случае, когда постоянный ток течет через достаточно длинную (с суммарной длиной $L_w \approx 6 - 10\lambda_Q(T)$) сверхпроводящую квазиодномерную проволочку, а V снимается с центральной короткой (с длиной L_n, удовлетворяющей условию $\xi(T) < L_n < \lambda_Q(T)$) части проволочки, не изучались.

Здесь мы представляем измеренные $V(I)$ кривые трех достаточно длинных проволочек различной геометрии (эскизы центральной части проволочек даны на вставках в рис. 1, 3, 4) в поле B, перпендикулярном к поверхности подложки, при T чуть ниже T_c. Проволочки получены термическим напылением тонкой пленки алюминия на кремниевую подложку, используя *lift-off* процесс электронно-лучевой литографии. Толщина и поверхность проволочек тестировались с помощью атомно-силового микроскопа. Параметры проволочек даны в табл. 1.

Постоянный ток I через I_1 и I_2 подводы (вставки в рис. 1, 3, 4) протекал сквозь длинные 70 мкм токовые проволочки ширины w_w, не имеющие сужения (проволочка WA), или имеющие в центре проволочки короткое сужение шириной w_n (проволочки WB и WC). Напряжение V измерялось на центральном участке проволочки между подводами V_1 и V_2 (вставки в рис. 1, 3, 4). Потенциальные подводы имели полную длину 70 мкм и ширину, равную ширине центральной части проволочки. Большая длина токовых и потенциальных проволочек позволяет уменьшить влияние широких 15 мкм сверхпроводящих контактов, которыми продолжаются проволочки, на электронный транспорт в центре проволочки.

Исходя из известных нам теорий, включая [17], не следует ожидать, что субгармоники щели будут проявляться как плато напряжения на $V(I)$ кривых наших проволочек при наших параметрах измерения. Однако, мы нашли множество неуниверсальных плато, свидетельствующих о сосуществовании избыточного сверхпроводящего и диссипативного квазичастичного токов в достаточно длинной проволочке.

Мы определяли l из уточненного теоретического выражения [18] $\rho l = 5.1 \cdot 10^{-16}\ \Omega\ m^2$, где ρ – удельное сопротивление проволочки. Так как для наших проволочек $l \ll \xi_0$ (где $\xi_0 = 1.6$ мкм – длина сверхпроводящей когерентности чистого алюминия при $T = 0$ K), то длина Гинзбурга–Ландау при T чуть ниже T_c вычислялась из выражения $\xi(T) = \xi(0)(1 - T/T_c)^{-1/2}$ (где $\xi(0) = 0.85(\xi_0 l)^{1/2}$) [9]. В экспериментальном температурном диапазоне выполнялось условие квазиодномерности проволочки и $\lambda_Q(T) = 7 - 12$ мкм.

Обнаружено, что $V(I)$ кривые в общем случае имеют гистерезис в зависимости от направления развертки тока I. Два сверхпроводящих критических тока: переключающий ток I_s, при котором V появляется на центральной части проволочки при увеличении I, и возвратный ток I_r, при котором V исчезает при уменьшении I, видны на $V(I)$ кривой проволочки WA, измеренной в $B = 0$ при $T = 1.34$ К (верхняя вставка в рис. 1). Найдено, что I_s равен току распаривания Гинзбурга–Ландау I_{GL} и превосходит I_r, имеющий меньшее значение из-за квазичастичного (или Джоулевого) разогрева проволочки. Гистерезис $V(I)$ кривых исчезает в больших полях. В нулевом поле (верхняя вставка в рис. 1) и малых полях SN переключение с увеличением I происходит скачком из-за сильного разогрева проволочки. Мы изучаем более растянутое NS переключение. На рисунках 1–4 (кроме верхней вставки в рис. 1) показаны ветви $V(I)$ кривых, соответствующие NS переключению.

На рисунке 1 помещены $V(I)$ кривые для проволочки WA, измеренные в $B = 0$ при T чуть ниже $T_c = 1.407$ К. В начале NS переключения $V(I)$ кривые показывают немотонное поведение, проявляющее в виде максимумов (кривые *1–3*). Эта немотонность есть результат конкуренции между перегревом и охлаждением неравновесной области в центре проволочки. Максимум соответствует избыточному квазичастичному разогреву. $V(I)$ кривые с перегревными явлениями наблюдались ранее на алюминиевых микромостиках в работе [19]. Кроме того, на $V(I)$ кривых видны практически горизонтальные участки постоянного напряжения (плато). Напряжение V_{pl}, при которых наблюдается плато, зависит от T. При уменьшении I плато обычно переходит в почти линейный участок, заканчивающийся резким провалом в состояние, близкое к S состоянию. Мы считаем, что избыточный сверхток и линейные участки на $V(I)$ кривых наших проволочек, так же как на $V(I)$ кривых проволочек [12], доказывают наличие ЦПФ в центре проволочек. $V(I)$ кривые не зависят от термоциклирования (кривые *1*, *2* измерены в одном цикле, кривые *3*, *4* – в другом цикле). $V(I)$ кривые (кривые *3*, *4*), снятые практически при одинаковых температурах, показывают некое несовпадение, когда токовые и потенциальные подводы меняются местами (кривая *4*).

Мы предположили, что плато возникают благодаря МАО и квазичастичному разогреву в ЦПФ и коротком SNS контакте, образующихся в центре проволочки при SN(NS) переключениях. В нашем случае длинной проволочки, ЦПФ и самообразующийся короткий SNS контакт отличаются тем, что усредненная по времени щель в центре SNS контакта из-за более сильного разогрева меньше, чем щель в коре

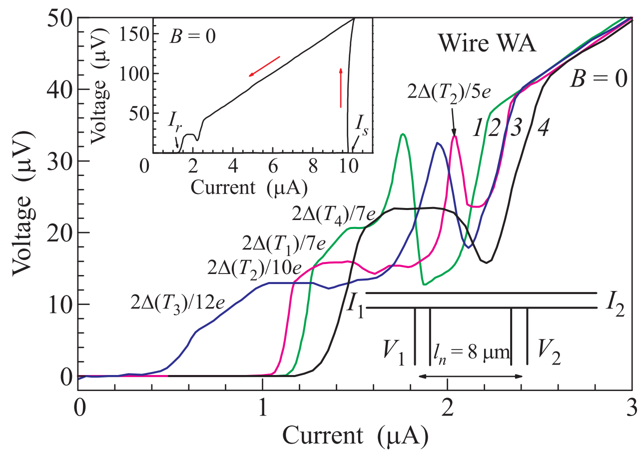

Рис. 1. (Цветной онлайн) $V(I)$ кривые для проволочки WA, измеренные при уменьшении тока в $B = 0$ при T: *1* – $T_1 = 1.347$ К, *2* – $T_2 = 1.344$ К, *3* – $T_3 = 1.341$ К, *4* – $T_4 = 1.340$ К. $T_c = 1.407$ К. Рядом с плато даны соответствующие им напряжения $V_{pl} = 2\Delta(T)/ne$ ($n = 7, 10, 12, 7$ для кривых *1–4*, соответственно). Стрелка указывает на максимум при $V = 2\Delta(T_2)/5e$. Вставка вверху: $V(I)$ кривая, записанная при увеличении и уменьшении тока в $B = 0$ при $T = 1.34$ К; вставка внизу: эскиз центральной части проволочки WA (не в масштабе)

ЦПФ. Мы ожидали увидеть плато при напряжениях $V_{pl} = 2\Delta(T,B)/ne$, где $\Delta(T,B)$ – почти равновесная сверхпроводящая щель, зависящая от T и B, взятая в области вне кора ЦПФ или центра SNS контакта. Эта область в проволочках, имеющих сужение, соответствует месту пересечения узких частей токовых и потенциальных проволочек. Заметим, что обычно токовые сингулярности в SNS контактах определяются $\Delta(T,B)$, взятой в области широких сверхпроводящих берегов [13–15]. Для квазиодномерной сверхпроводящей проволочки щель была найдена из выражения $\Delta(T,B) = \Delta(T)(1-(B/B_{\mathrm{mth}}(T))^2)^{1/2}$, где $\Delta(T) = 1.74\Delta(0)(1-T/T_c)^{1/2}$ – температурно-зависящая щель в нулевом поле при T чуть ниже T_c и $B_{\mathrm{mth}}(T)$ – расчетное температурно-зависящее максимальное поле, при котором щель равна нулю [9].

На рисунке 1 плато напряжения, трактуемые как субгармоники щели, видны при $V_{pl} = 2\Delta(T)/ne$ (где T – значения температур, соответствующие кривые *1–4*, значения n опреляются как целые числа, близкие к подгоночному параметру, и равны $7, 10, 12, 7$ для кривых *1–4*, соответственно). Итак, плато на кривых могут соответствовать разным n. Найдено расщепление на два плато с близкими значениями V_{pl} и минимумом между ними (кривые *2*, *3*). Ранее расщепление субгармонических особенностей щели, соответствующих $n = 2,4$, найдено в диффузных SNS структурах [16].

На рисунке 2 показаны $V(I)$ кривые для проволочки WA, измеренные в разных полях при $T = 1.344$ K. На одной кривой можно видеть до двух плато, являющихся субгармониками щели. Мы считаем,

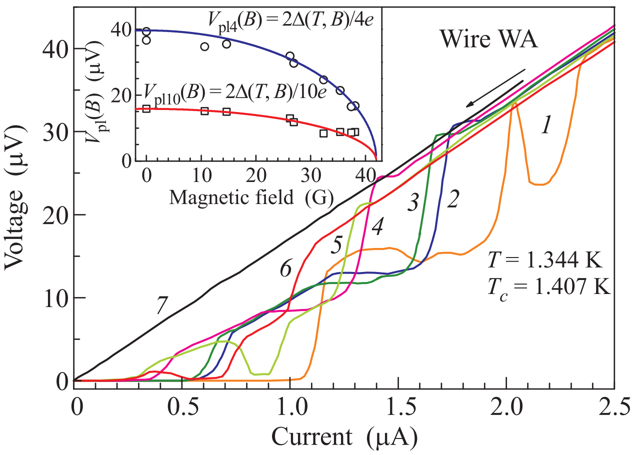

Рис. 2. (Цветной онлайн) $V(I)$ данные для проволочки WA, измеренные при $T = 1.344$ K в B: *1* – 0 G, *2* – 26.2 G, *3* – 26.9 G, *4* – 32.3 G, *5* – 35.4 G, *6* – 37.4 G, *7* – 49.4 G. $T_c = 1.407$ K. Вставка: $V_{pl}(B)$ зависимости. Экспериментальные данные (кружки и квадраты) аппроксимированы теоретическими кривыми (линии) $2\Delta(B,T)/ne$ (где n равно 4 и 10 для кружков и квадратов, соответственно)

что плато, видимые в начале NS переключения, возникают из-за самообразования короткого SNS контакта в центре проволочки, другие плато, появляющиеся при меньших токах, вызваны центрами проскальзывания фазы. При уменьшении I плато, вызванное ЦПФ, переходит в линейный участок. С увеличением поля максимум на $V(I)$ кривых (кривая *1*) в начале NS переключения исчезает, т.к. поле уменьшает щель в области вне центра проволочки, приводя к более эффективному охлаждению перегретых квазичастиц [20]. Немонотонность снова возникает в больших полях в области, близкой к S состоянию (кривые *5*, *6*). Максимумы на кривых *5*–*6* соответствуют восстановлению при уменьшении тока ранее исчезнувшего ЦПФ. При $B = 37.4$ G (кривая *6*), близком к максимальному полю $B_m(T = 1.344\,K) = 42$ G, оба плато исчезают из-за сильного уменьшения щели. При 37.4 G щель еще не равна нулю, поэтому ЦПФ остается в центре проволочки (о ЦПФ свидетельствуют линейный участок и избыточный сверхпроводящий ток в области, близкой к S состоянию (кривая *6*)). Итак, образование ЦПФ или SNS контакта в центре проволочки при определенных токах (напряжениях) является обязательным условием для наблюдения плато.

Вставка в рис. 2 демонстрирует то, что плато (рис. 2) при напряжениях $V_{pl}(B)$, зависимых от поля, могут трактоваться как субгармоники щели с $n = 4$ и $n = 10$. Видно, что измеренные $V_{pl}(B)$ данные (кружки и квадраты), взятые из $V(I)$ кривых ($T = 1.344$ K) для проволочки WA, подгоняются теоретическими кривыми $V_{pl4}(B) = 2\Delta(T,B)/4e$ и $V_{pl10}(B) = 2\Delta(T,B)/10e$, где $\Delta(T,B) = \Delta(T)(1-(B/B_m)^2)^{1/2}$ и $B_m = 42$ G – подгоночный параметр для максимального поля, близкий к расчетному значению $B_{\mathrm{mth}}(T = 1.344\,\mathrm{K}) = 38$ G.

На рисунке 3 показаны $V(I)$ кривые для проволочки WB (с сужением), измеренные в разных полях

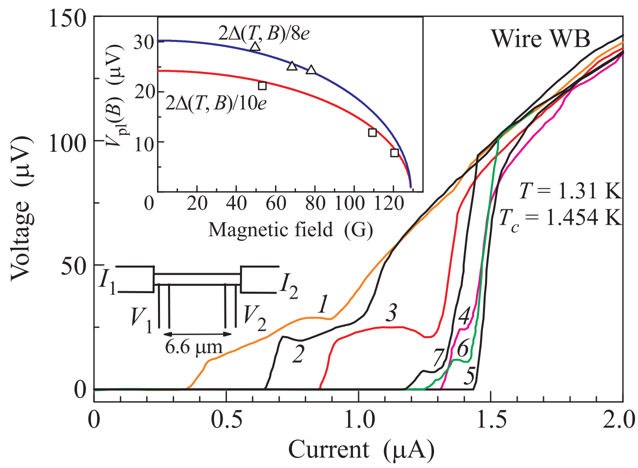

Рис. 3. (Цветной онлайн) $V(I)$ кривые для проволочки WB, записанные при $T = 1.31$ K в полях: *1* – 49.6 G, *2* – 53.2 G, *3* – 68.4 G, *4* – 78.1 G, *5* – 82.6 G, *6* – 109.3 G, *7* – 120.5 G. $T_c = 1.454$ K. Плато соответствует напряжениям $2\Delta(B,T)/8e$ (для кривых *1*, *3*, *4*) и $2\Delta(B,T)/10e$ (для кривых *2*, *6*, *7*). Левая вставка: треугольники и квадраты – измеренные $V_{pl}(B)$ зависимости; линии – теоретические кривые $2\Delta(B,T)/ne$ с $n = 8$ и 10 аппроксимируют измеренные данные. Нижняя вставка: эскиз проволочки (не в масштабе)

при $T = 1.31$ K. С увеличением поля возвратный ток I_r растет (кривые *1*–*5*) (подобное аномальное поведение I_r найдено в эффектах: "*magnetic-field-induced superconductivity*" и "*anti-proximity effect*" [21, 22]), с последующим ростом поля I_r показывает обычное уменьшение (кривые *6*, *7*). На одной кривой наблюдается один короткий горизонтальный участок почти постоянного напряжения или один слегка наклонный участок. Мы будем называть их одним словом "плато". Наблюдение плато зависит от поля и видны (кривые *1*–*4*, *6*, *7*) вплоть до полей, близких к максимальному расчетному полю в сужении проволочки $B_{\mathrm{mnth}}(T = 1.31\,\mathrm{K}) = 129\,\mathrm{G}$. Плато отсутствует на кривой *5*, снятой в поле, близком к максимальному полю в широкой части проволочки $B_{\mathrm{mwth}} = 73\,\mathrm{G}$.

Вставка в рис. 3 показывает то, что плато (рис. 3) при напряжениях $V_{pl}(B)$ могут трактоваться как субгармоники щели с $n = 8$ и $n = 10$. Видно, что измеренные $V_{pl}(B)$ данные (треугольники и квадраты), извлеченные из $V(I)$ кривых ($T = 1.31\,\mathrm{K}$) для проволочки WB, ложатся на теоретические кривые $V_{pl8}(B) = 2\Delta(T,B)/8e$ и $V_{pl10}(B) = 2\Delta(T,B)/10e$, где $\Delta(T,B) = \Delta(T)(1-(B/B_{\mathrm{mnth}}(T))^2)^{1/2}$ и $T = 1.31\,\mathrm{K}$.

На рисунке 4 показаны $V(I)$ кривые для проволочки WC, записанные в $B = 0$ при разных

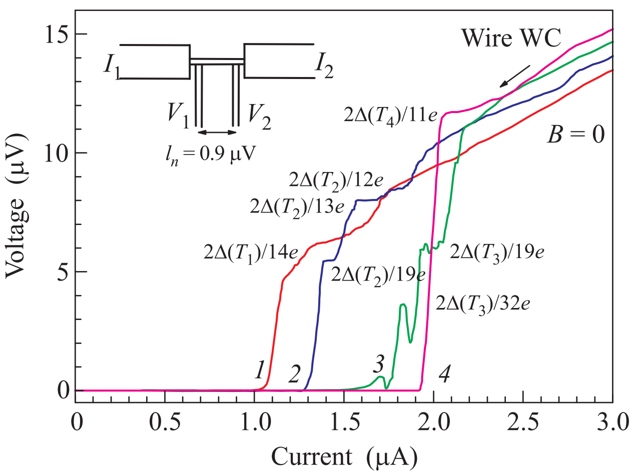

Рис. 4. (Цветной онлайн) $V(I)$ кривые для проволочки WC в $B = 0$ при T: *1* – $T_1 = 1.334\,\mathrm{K}$, *2* – $T_2 = 1.327\,\mathrm{K}$, *3* – $T_3 = 1.320\,\mathrm{K}$, *4* – $T_4 = 1.312\,\mathrm{K}$. $T_c = 1.355\,\mathrm{K}$. Рядом с плато даны, соответствующие $V_{pl}(T) = 2\Delta(T)/n$. Вставка: эскиз проволочки WC

T чуть ниже $T_c = 1.355\,\mathrm{K}$. На $V(I)$ кривых видны короткие практически горизонтальные участки и слегка наклонные участки приблизительно постоянного напряжения (плато). На одной кривой можно видеть не менее трех плато (кривая *2*). Найдено, что V_{pl} зависит от T. Эти плато можно приписать разным субгармоникам щели $2\Delta(T)/n$ с $n = 11, 12, 13, 14, 19, 32$ (рис. 4).

Особенностями проволочки WC являются короткое сужение с длиной $L_n < 2\xi(T)$ в исследуемом интервале и большая ширина (1.6 мкм) основной части проволочки. Проволочка была квазиодномерной при $T > 1.32\,\mathrm{K}$. При этой геометрии неравновесную область в сужении лучше рассматривать не как ЦПФ, а как Джозефсоновский (короткий SNS) контакт [11]. Свидетельством образования SNS контакта в центре проволочки вместо ЦПФ может служить тот факт, что плато исчезали при взаимообмене токовых и потенциальных подводов. Кроме плато, при больших напряжениях V, когда состояние сужения проволочки приближается к нормальному состоянию, а основная часть проволочки остается сверхпроводящей, мы наблюдаем ряд субгармонических особенностей (не в виде плато) на $V(I)$ кривых (правая часть рис. 4) и $dI/dV(V)$ кривых (не представлены здесь). Так, $dI/dV(V)$ кривая с параметрами $V(I)$ кривой (кривая *4* рис. 4) показывает последовательный ряд особенностей с $n = 3 - 11$, причем особенность $n = 11$ соответствует плато на $V(I)$ кривой. Особенности с $n > 11$ не наблюдаются, т.к. попадают на вертикальный участок $V(I)$ кривой.

Каждый может задать вопросы: почему не наблюдается полный последовательный ряд субгармонических особенностей (начиная с $n = 1$), почему субгармоники, проявляющиеся как плато, малочисленны, и почему можно видеть плато, соответствующие большим номерам субгармоник ($n = 32$). Мы отвечаем следующее.

$V(I)$ кривые наших проволочек измерены в режиме смещения током, поэтому вместо субгармонических особенностей, наблюдаемых при малых V в области отрицательных значений dV/dI в режиме смещения напряжением, мы видим почти вертикальные участки $V(I)$ кривых. При больших V в резистивной области, близкой к нормальному состоянию, последовательный ряд субгармоник может также не наблюдаться, так как из-за сильного разогрева центра проволочки и примыкающих к центру основных частей проволочки, образование SNS контакта проблематично. Исключением является проволочка WC (рис. 4) с широкими основными частями, остающимися сверхпроводящими при измерении в $B = 0$.

Мы экспериментально установили, что плато наблюдаются в узком интервале напряжений, соответствующем сильно неравновесной области на $V(I)$ кривых, когда в центре проволочки образуется устойчивый SNS контакт или ЦПФ, о котором свидетельствует линейный участок $V(I)$ кривой. В этот интервал попадают субгармоники с определенными номерами n, поэтому наблюдаются отдельные плато при напряжениях $V_{pl} = 2\Delta(T,B)/ne$. Верхняя граница этого интервала $V < 2\Delta(T,B)/e$ определяется произведением сопротивления образца в нормальном состоянии и величины тока, при котором проволочка начинает резкий переход из состояния, близкого к нормальному состоянию, в сверхпроводящее состояние с уменьшением тока. Значительное снижение этой верхней границы вследствие сильного перегрева проволочки приводит к снижению максимально возможной величины

$V_{pl}(B)$ и, соответственно, к увеличению наибольшего наблюдаемого номера субгармоники n.

Для наблюдения МАО с большими номерами n в диффузных SNS контактах необходимо, чтобы длина неупругих рассеяний l_{in} [14] (в нашем случае l_{in} соответствует удвоенной длине квазичастичной диффузии $2\lambda_Q(T) \approx 14{-}24$ мкм) была много больше длины нормальной области. Это требование, записываемое как $l_{in} = 2\lambda_Q(T) \gg 2\xi(T)$, у нас выполняется.

Мы считаем, что субгармонические особенности, проявляющиеся в том числе как плато, возникают из-за МАО и квазичастичного разогрева в коротком SNS контакте или в центре проскальзывания фазы. Для наблюдения плато необходим более сильный разогрев, который может реализоваться в алюминиевых и цинковых проволочках из-за больших времен электрон-фононной релаксации. Так, эти времена релаксации для алюминия и цинка равны $\tau_E = 1.3 \cdot 10^{-8}$ с и $\tau_E = 9.3 \cdot 10^{-8}$ с, соответственно, и превышают более чем на два порядка время релаксации для олова $\tau_E = 9.3 \cdot 10^{-11}$ с [23].

Мы считаем, что сцепление переменного Джозефсоновского тока с внешним резонатором, случайно образовавшимся в измерительной электрической цепи, или внутренним резонатором проволочки, не могут вызвать плато в наблюдаемом нами диапазоне напряжений 5–40 мкВ (рис. 1–4), т.к. интервал Джозефсоновских частот, соответствующих этому диапазону напряжений, не пересекается с предполагаемыми интервалами частот внешнего и внутреннего резонаторов. Кроме того, ожидается, что напряжение наблюдения плато, вызванного резонаторами, не будет явно зависеть от T и B, тогда как в нашем случае напряжение, при котором наблюдается определенное плато, зависит от T и B.

Далее мы делаем сравнение наших результатов с результатами [17].

1. В нулевом поле наши $V(I)$ кривые имели гистерезис в зависимости от направления развертки тока, при этом переключающий ток I_s был равен I_{GL} и возвратный ток I_r мог иметь значения в 8–15 раз меньшие, чем I_{GL}. Тогда как в [17] $V(I)$ кривые были безгистерезисными, при этом I_s и возвратный ток I_r совпадали и были в 30–50 раз ниже, чем I_{GL}. Очень низкая величина I_s/I_{GL} означает то, что электронный транспорт в проволочках [17] подвержен сильному влиянию внутренних флуктуаций и внешних шумов, приводящих к преждевременному переключению проволочки с увеличением внешнего тока из S состояния в N состояние и отсутствию гистерезиса $V(I)$ кривых. Очень низкая величина I_r/I_{GL} свидетельствует о сильном разогреве токонесущей проволочки [17], приводящем к более позднему (при низких токах) переключению проволочки с уменьшением тока из N состояния в S состояние. Итак, флуктуации, внешние шумы и разогрев более сильны в проволочках [17], чем в наших проволочках.

2. Плато напряжения на $V(I)$ кривых наших проволочек найдены при T чуть ниже T_c. Тогда как в [17] плато существует при T много меньших, чем T_c.

3. Плато были стабильны от времени. Тогда как в [17] плато были бистабильными. Мы считаем, что бистабильность возникает из-за сильных внутренних флуктуаций, внешних шумов, и, возможно, разогрева в проволочках [17].

4. Мы могли наблюдать не менее двух плато на одной $V(I)$ кривой (рис. 2, 4), вызванные МАО как в SNS контакте, так и в ЦПФ. Тогда как эксперимент и теория [17] демонстрируют только одно плато, вызванное МАО в центре проскальзывания фазы.

5. Одно из важных отличий этих результатов от результатов [17] состоит в следующем. Найденные нами состояния с плато не являются универсальными, т.к. напряжение $V_{pl}(T,B) = 2\Delta(T,B)/ne$, при котором возникает плато, зависит от T, B и номера субгармоники щели n. Обнаружены плато, соответствующие большим n (вплоть до $n = 32$). Тогда как в [17] утверждается, что состоянию с плато свойственна “универсальность”. Теория [17] предсказывает наблюдение только одного плато при независимых от T, B и n напряжениях $V_0^{th} = 2\Delta_{\text{eff}}/e \approx 0.34\Delta(0)/e$, где Δ_{eff} – средняя неравновесная подавленная щель в центре проволочки. Превышение экспериментального соотношения $V_0/(\Delta(0)/e)$ над теоретическим соотношением $V_0^{th}/(\Delta(0)/e) = 0.34$ достигает 35 % для цинковой проволочки (Sample A) и 44 % для алюминиевой проволочки (Sample D) [17]. Итак, имеется расхождение между теорией [17] и измерениями [17].

Мы предлагаем альтернативное вычисление напряжения, при котором наблюдается плато в [17], используя выражение $V_{pl}(T,B) = 2\Delta(T,B)/ne$ для неуниверсальных плато из нашей работы. При этом в общем случае величина температурно-зависимой щели в нулевом поле должна быть получена из БКШ теории (теория Бардина–Купера–Шриффера), а не из выражения $\Delta(T)$, справедливого вблизи T_c [9]. Легко проверить, что для проволочек Sample A и Sample D [17] вычисленные в рамках нашей модели значения $V_{pl}(T,B)$ при $T = 0.45$ K совпадают с измеренными значениями [17] с точностью 1 %, если взять $n = 4$. Итак, плато [17] могут быть поняты как субгармоники щели с $n = 4$.

Так как плато [17] исчезает в слабых полях $B > 20$ G и вблизи T_c, то “универсальность” плато (т.е.

независимость величины напряжения, при котором наблюдаются плато, от T, B) не может быть экспериментально проверена для широкого диапазона температур и полей. Эта "универсальность" экспериментально доказана [17] с точностью $\approx 12\,\%$ для узкого интервала полей $B < 20\,\mathrm{G}$ (где ожидаемое изменение щели в рамках нашей модели составляет $\approx 1\,\%$) и температурного интервала $0 < T < 0.64T_c$ (где ожидаемое изменение щели в нашей модели $\approx 12\,\%$).

6. Полевое подавление щели в широких контактах, расположенных далеко от центра проволочки, не влияло на плато. Диапазон полей, при которых наблюдалось плато, был довольно большим. Плато на $V(I)$ кривых проволочки WB (с сужением) сохранялось при занулении щели в основной широкой части проволочки и исчезало при занулении щели в сужении проволочки. В проволочке WA (без сужения) плато исчезало при занулении щели в области, лежащей вне нормальной области SNS контакта или кора ЦПФ. Тогда как в [17] интервал полей, при которых существует плато, был узкий из-за сильного влияния широких сверхпроводящих контактов. В [17] плато исчезало, когда щель в контакте слегка уменьшалась слабым полем или когда T приближалась к T_c.

7. На $V(I)$ кривых проволочки WA (без сужения) мы наблюдали плато при отсутствии каких-либо эффектов, схожих с эффектами [21, 22]. Кроме того, на $V(I)$ кривых проволочки WB (с сужением) мы видели плато как при наличии эффектов, схожих с эффектами [21, 22] (кривые *1–4* рис. 3), так и при отсутствии таких эффектов (кривые *5–7* рис. 3). Тогда как в [17] утверждается, что наблюдение состояния с плато напряжения сильно связано с эффектами [21, 22].

Итак, мы наблюдали новый эффект, доказывающий сосуществование сверхпроводимости и диссипации в неравновесном состоянии достаточно длинных квазиодномерных сверхпроводящих токонесущих алюминиевых проволочек. Этот эффект радикально отличается от эффекта [17]. Мы нашли неожидаемые для наших проволочек при наших внешних параметрах неуниверсальные плато почти постоянного напряжения на $V(I)$ кривых проволочек, записанных на уменьшающемся токе в магнитном поле при T чуть ниже T_c. На одной кривой мы могли наблюдать до четырех плато. Обычно субгармонические особенности сверхпроводящей щели, связанные с многократным Андреевским отражением и квазичастичным разогревом в неравновесной области, показывают себя как токовые сингулярности на $V(I)$ кривых. Мы нашли, что эти субгармонические особенности щели могут проявляться как плато при напряжениях $V_{pl}(T,B) = 2\Delta(T,B)/ne$. Причем n принимает определенные целые значения в зависимости от T, B и V. Мы считаем, что для наблюдения плато необходим *очень сильный квазичастичный разогрев* в коре ЦПФ или SNS контакте, который происходит из-за *большого времени электрон-фононной релаксации в алюминиевых проволочках*. Наблюдение плато зависит от геометрии проволочки. Так, плато существует вплоть до больших полей, близких к максимальным полям: $H_m \propto w_w^{-1}$ для проволочек одинаковой ширины w_w и $H_{mn} \propto w_n^{-1}$ для проволочек, имеющих сужение шириной w_n. Обнаружены расщепление плато (рис. 1) и немонотонность на $V(I)$ кривых, когда с изменением током проволочка переключалась между разными состояниями вследствие борьбы между перегревом и охлаждением квазичастиц в центре проволочки. В области, близкой к N состоянию, субгармоники видны на рис. 4 как слабые токовые сингулярности (не плато).

Работа сделана при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН "Актуальные проблемы физики низких температур". Авторы благодарят В. Тулина, Д. Водолазова, А. Мельникова, М. Скворцова за дискуссии и О. Трофимова за техническую помощь.

---

1. G. N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, and R. Sobolewski, Appl. Phys. Lett. **79**, 705 (2001).
2. A. Barone and G. Paterno, *Physics and Application of the Josephson Effect*, John Willey and Sons, N.Y. (1982).
3. J. E. Mooij and C. J. P. M. Harmans, New J. Phys. **7**, 219 (2005).
4. O. V. Astafiev, L. B. Ioffe, S. Kafanov, Yu. A. Pashkin, K. Yu. Arutyunov, D. Shahar, O. Cohen, and J. S. Tsai, Nature (London) **484**, 355 (2012).
5. С. В. Дубонос, В. И. Кузнецов, И. Н. Жиляев, А. В. Никулов, А. А. Фирсов, Письма в ЖЭТФ **77**, 439 (2003).
6. V. I. Kuznetsov, A. A. Firsov, and S. V. Dubonos, Phys. Rev. B **77**, 094521 (2008).
7. Б. И. Ивлев, Н. Б. Копнин, УФН **142**, 435 (1984).
8. A. D. Zaikin, D. S. Golubev, A. van Otterlo, and G. T. Zimanyi, Phys. Rev. Lett. **78**, 1552 (1997).
9. V. V. Schmidt, *The Physics of Superconductors*, ed. by P. Muller and A. V. Ustinov, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (1997).
10. S. Shapiro, Phys. Rev. Lett. **11**, 80 (1963).
11. K. K. Likharev, Rev. Mod. Phys. **51**, 101 (1979).
12. В. И. Кузнецов, В. А. Тулин, ЖЭТФ **113**, 1364 (1998).

13. M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **27**, 6739 (1983).
14. A. Bardas and D. V. Averin, Phys. Rev. B **56**, R8518 (1997).
15. E. V. Bezuglyi, E. N. Bratus', V. S. Shumeiko, G. Wendin, and H. Takayanagi, Phys. Rev. B **62**, 14 439 (2000).
16. R. Taboryski, J. Kutchinsky, J. B. Hansen, J. Bindslev Hansen, M. Wildt, C. B. Sorensen, and P. E. Lindelof, Superlattices and Microstructures **25**, 829 (1999).
17. Y. Chen, Y.-H. Lin, S. Snyder, A. Goldman, and A. Kamenev, Nature Physics **10**, 567 (2014).
18. M. Gershenson and W. L. McLean, J. Low Temp. Phys. **47**, 123 (1982).
19. T. M. Klapwijk, M. Sepers, and J. E. Mooij, J. Low Temp. Phys. **27**, 801 (1977).
20. D. Y. Vodolazov and F. M. Peeters, Phys. Rev. B **85**, 024508 (2012).
21. Y. Chen, S. D. Snyder, and A. M. Goldman, Phys. Rev. Lett. **103**, 127002 (2009).
22. M. Tian, N. Kumar, S. Xu, J. Wang, J. S. Kurtz, and M. H. W. Chan, Phys. Rev. Lett. **95**, 076802 (2005).
23. M. Stuivinga, J. E. Mooij, and T. M. Klapwijk, J. Low Temp. Phys. **46**, 555 (1982).