

02

Плотность состояний тонких сверхпроводящих каналов в режиме квантовых флуктуаций параметра порядка

© К.Ю. Арутюнов^{1,2}, J.S. Lehtinen³, А.А. Радкевич^{4,5}, А.Г. Семенов^{4,5}, А.Д. Зайкин^{4,6}

¹ Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, Московский институт электроники и математики, Москва, Россия

² Институт физических проблем РАН им. П.Л. Капицы, Москва, Россия

³ VTT Technical Research Centre of Finland Ltd., Centre for Metrology MIKES, P.O. Box 1000, FI-02044 VTT, Finland

⁴ Отделение теоретической физики им. И.Е. Тамма, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

⁵ Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

⁶ Institute of Nanotechnology, Karlsruhe Institute of Technology, Karlsruhe, Germany

E-mail: karutyunov@hse.ru

Экспериментально исследовались вольт-амперные характеристики туннельных контактов сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (С1–И–С2), где сверхпроводящий электрод С2 представлял из себя тонкий нанопровод. Обнаруженное размытие щелевых особенностей интерпретируется как проявление эффекта квантовых флуктуаций параметра порядка. Предложена модель, учитывающая уширение плотности состояний за счет взаимодействия электронов с плазмонной модой Муи–Шёна, возникающей в квазиодномерном сверхпроводящем канале в режиме квантовых флуктуаций параметра порядка. Модель дает разумное качественное согласие с экспериментом.

DOI: 10.21883/FTT.2017.11.45042.01k

1. Введение

В последнее время проявился интерес к изучению квазиодномерной сверхпроводимости [1]. Спецификой таких систем является яркое проявление флуктуационных эффектов, которые влияют как на транспортные [2], так и — термодинамические свойства [3]. При рассмотрении флуктуаций сверхпроводящего параметра порядка $\Delta = |\Delta|e^{i\phi}$ необходимо различать флуктуации фазы ϕ и модуля $|\Delta|$. В частности, было показано [4], что в тонких сверхпроводящих каналах флуктуации фазы с неизбежностью приводят к возбуждению „мягкой“ звукоподобной волны зарядовой плотности — т. н. моды Муи–Шёна [5]. Взаимодействие носителей заряда с такими плазмонами приводит к перераспределению электронных состояний, в частности — к размытию сингулярности плотности состояний в области сверхпроводящей щели Δ . Целью работы являлось экспериментальное и теоретическое исследование этого интригующего явления.

2. Методика эксперимента

Наноструктуры изготавливались методом взрывной электроннолучевой литографии и направленного вакуумного напыления. Было изготовлено несколько многотерминальных туннельных С1–И–С2 структур, где сверхпроводящий контакт С1 — „массивный“ алюминий, изолятор И — тонкий слой оксида алюминия, а

электроды С2 представляли из себя тонкие титановые нанопровода (рис. 1). Предварительные исследования показали, что в титановых каналах при эффективных диаметрах (корень из сечения) менее 40 nm форма сверхпроводящего перехода $R(T)$ сильно уширена за счет вклада квантовых флуктуаций фазы параметра порядка — квантовых проскальзываний фазы [6]. Структуры, изученные в настоящей работе, были изготовлены таким образом, чтоб диаметр тонких нанопроводов С2 находился именно в той области, где квантовые флуктуации должны отчетливо проявляться [6]. Измерения проводились в области сверхнизких температур, мно-

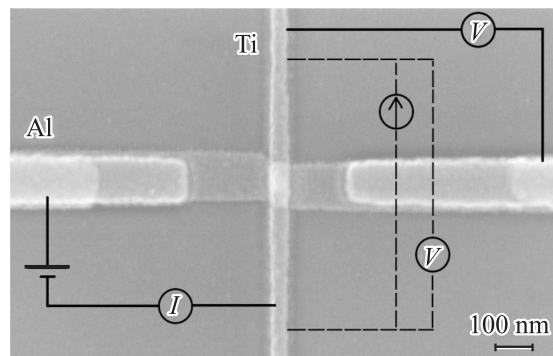


Рис. 1. Электронная микрофотография структуры и схема измерений.

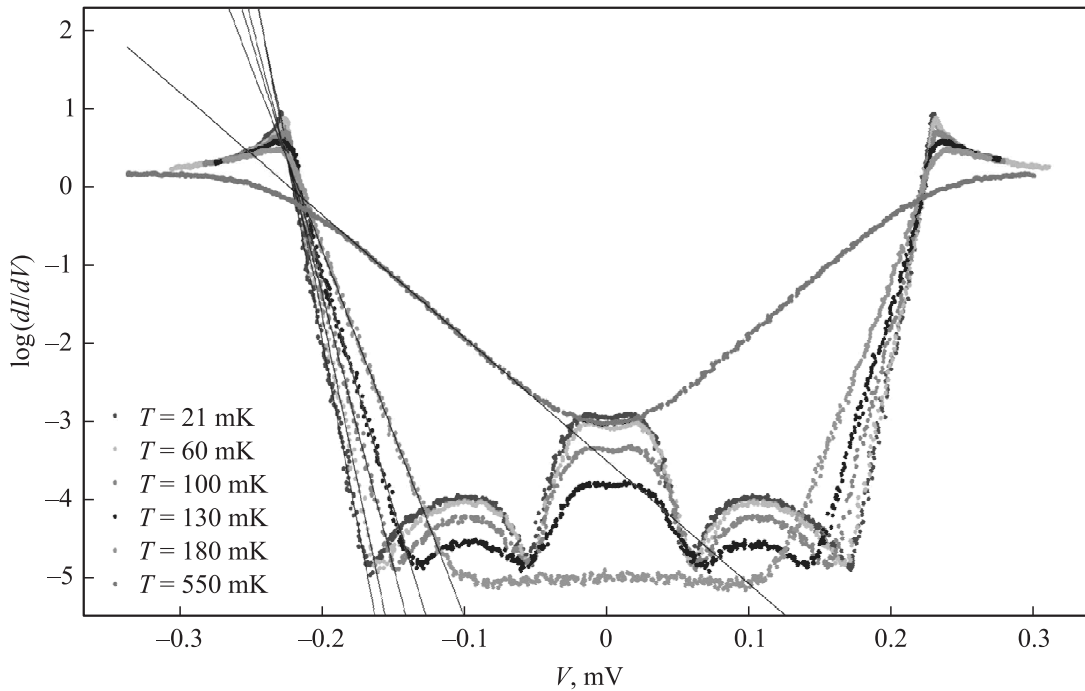


Рис. 2. Дифференциальные ВАХ при различных температурах для C1–И–C2 структуры, где сверхпроводящий контакт C1 — „массивный“ алюминий, И — оксид алюминия, электроды C2 — тонкий титановый нанопровод с диаметром порядка 30 нм. Следует обратить внимание, что ось ординат построена в логарифмическом масштабе, демонстрирующим эффект (сплошные линии) экспоненциального „пронзания“ плотности состояний в область подщелевых значений энергий. Природа слабых (отчетливо видных лишь в логарифмическом масштабе) немонотонных особенностей в области $eV \ll |\Delta_1| + |\Delta_2|$ не вполне ясна и выходит за рамки обсуждений настоящей работы.

го меньших критических температур как алюминия ($T_c \sim 1.4$ К), так и титана ($T_c \sim 0.4$ К). Рабочей гипотезой было предположение, что за счет квантовых флуктуаций параметра порядка, вольт-амперные характеристики (ВАХ) будут размываться в области щелевых смещений $eV = |\Delta_1| + |\Delta_2|$.

3. Результаты и обсуждение

В рамках классической модели БКШ температурная зависимость плотности состояний обусловлена лишь соответствующим подавлением щели Δ , а тепловое размывание полностью отсутствует, что формально приводит к бесконечно резкой ВАХ C1–И–C2 контакта в области смещений $eV = |\Delta_1| + |\Delta_2|$ [7]. В реальных экспериментах всегда наблюдается конечное размывание щелевых особенностей ВАХ, которое обычно приписывается двум вкладам: (а) различные инструментальные эффекты (электромагнитный шум, ненулевое время интегрирования и т. д.) и (б) конечное время жизни квазичастичных возмущений, которое формально определяется феноменологическим параметром Дайнса Γ

$$N(E) \approx N(E_F) \operatorname{Re} \left(\frac{E + i\Gamma}{\sqrt{(E + i\Gamma)^2 - \Delta^2}} \right), \quad (1)$$

где $N(E_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми.

При низких температурах $k_B(T) \ll \Delta_{1,2}$ для туннельных C1–И–C2 контактов мезоскопических размеров в эксперименте реально получить достаточно резкие ВАХ, соответствующие плотности состояния сверхпроводника (1) с величиной параметра Дайнса $\Gamma/\Delta_{1,2} < 10^{-3}$ [8].

В наших измерениях ВАХ C1–И–C2 структур с эффективным диаметром титанового электрода C2 более 40 нм продемонстрировали типичные зависимости для массивных сверхпроводников: резкая щелевая особенность при смещениях $eV = |\Delta_1| + |\Delta_2|$. С уменьшением диаметра титанового контакта C2 форма ВАХ качественным образом меняется. Пример дифференциальной ВАХ приведен на рис. 2. Прослеживаются два эффекта: чем меньше диаметр нанопровода C2, тем (а) меньше сверхпроводящая щель титана Δ_2 и (б) тем больше размывание щелевой особенности. Причина первого явления может быть связана с предсказанным ранее подавлением величины параметра порядка квантовыми флуктуациями [9]. Величина данного эффекта контролируется безразмерной обратной нормальной проводимостью $1/g$ сегмента проволоки размером равным сверхпроводящей длине когерентности. При уменьшении диаметра проволоки $1/g$ растет. Следовательно, подавление параметра порядка усиливается [9], что и наблюдается на эксперименте.

Здесь более подробно рассмотрим второй эффект — размывание щелевой особенности ВАХ. Данный эффект

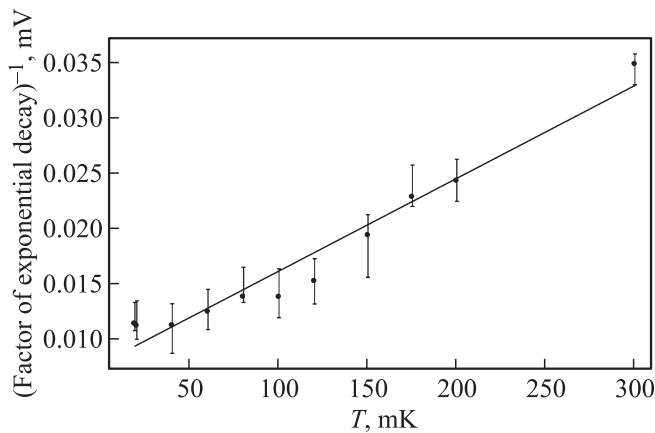


Рис. 3. Температурная зависимость декремента затухания плотности состояний в подщелевой области энергий $E\delta \leq |\Delta_1| + |\Delta_2|$. Фитирование экспериментальной зависимости прямой линией дает наклон $8.4 \cdot 10^{-5}$ V/K, что в пределах погрешности совпадает с теоретически предсказанным значением $k_B/e \approx 8.6 \cdot 10^{-5}$ V/K.

интерпретируется нами в рамках недавно предложенной модели [10], учитывающей квантовые флуктуации фазы параметра порядка. Подобные флуктуации в низкоразмерных сверхпроводниках с неизбежностью приводят к возбуждению „мягкой“ звукоподобной волны зарядовой плотности моды Муи–Шёна [5]. Взаимодействие носителей заряда с таким плазмонами приводит к перераспределению электронных состояний, в частности — к размытию сингулярности плотности состояний в области сверхпроводящей щели Δ . Моды Муи–Шёна можно описать эффективным действием [1,4]

$$S[\phi] = \frac{C}{8e^2} \int [\phi^2 - v^2(\partial_x \phi)^2] dt dx, \quad (2)$$

где C — удельная емкость провода на единицу длины, e — заряд электрона, а $v \approx (\pi \Delta \sigma_N s / C)^{1/2}$ — скорость волны Муи–Шёна, $\sigma_N = e^2 D N(E_F)$ — проводимость канала с сечением s в нормальном состоянии, D — коэффициент диффузии.

Усредняя функции Грина по действию (2) можно получить выражение для плотности состояний квазиодномерного сверхпроводника в режиме распространения плазменных волн Муи–Шёна $N_{M-S}(E)$, формально совпадающее с выражением (1) с конечной величиной размытия Γ . В режиме слабых флуктуаций $\alpha \ll 1$ при низких температурах $k_B T \ll \Delta$ расчет [10] дает специфическую зависимость параметра Дайнса $\Gamma \sim \alpha T$, где $\alpha = (e^2 / 2\pi C v)$ — безразмерная величина, характеризующая „силу“ флуктуаций. Очевидно, что в этом случае размытие плотности состояния становится зависимым от сечения провода s , проводимости материала в нормальном состоянии σ_N , величины сверхпроводящей щели Δ_2 и температуры T .

Использование стандартного выражения для формы ВАХ туннельного С1–И–С2 контакта [7], дает

качественно удовлетворительное согласие с экспериментом. Например, четко прослеживается экспоненциальное „пролезание“ плотности состояний в подщелевую область (рис. 2), что совпадает с предсказанием модели $N_{M-S}(E) \sim \exp[(E - \Delta_2)/k_B T]$. Температурная зависимость декремента затухания с хорошей точностью определяется теоретическим значением $k_B/e = 8.6 \cdot 10^{-5}$ V/K (рис. 3).

4. Заключение

Были исследованы туннельные ВАХ С1–И–С2 контактов, где один из электродов — тонкий сверхпроводящий канал в режиме квантовых флуктуаций параметра порядка. Предложенная модель дает правильное описание формы таких ВАХ, однако полное количественное сравнение экспериментальных результатов с предсказаниями теории можно будет провести лишь после учета не только размытия плотности состояний за счет возбуждения плазменных мод [10], но и „прямого“ влияния квантовых флуктуаций параметра порядка [9] на электронную плотность состояния $N(E)$. Теоретическое описание такого влияния составит предмет отдельного исследования.

В работе использованы материалы проекта ТЗ-89 „Квантовые кооперативные явления при низких и сверхнизких температурах“ в рамках программы „Научный фонд Национального исследовательского университета “Высшая школа экономики, (НИУ ВШЭ) и с использованием средств субсидии на государственную поддержку ведущих университетов Российской Федерации в целях повышения их конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров, выделенной НИУ ВШЭ.

Список литературы

- [1] K.Yu. Arutyunov, D.S. Golubev, A.D. Zaikin. Phys. Rep. **464**, 1 (2008).
- [2] N. Giordano. Phys. Rev. Lett. **61**, 2137 (1988).
- [3] K.Yu. Arutyunov, T.T. Hongisto, J.S. Lehtinen, L. Leino, A. Vasiliev. Sci. Rep. **2**, 213 (2012).
- [4] A. van Otterlo, D.S. Golubev, A.D. Zaikin, G. Blatter. Eur. Phys. J. B **10**, 131 (1999).
- [5] J.E. Mooij, G. Schön. Phys. Rev. Lett. **55**, 114 (1985).
- [6] J.S. Lehtinen, K. Zakharov, K.Yu. Arutyunov. Phys. Rev. B **85**, 094508 (2012).
- [7] M. Tinkham. Introduction to superconductivity. 2d ed. McGraw-Hill, Inc., N. Y. (1996). 454 p.
- [8] F. Giazotto, T.T. Heikkilä, A. Luukanen, A.M. Savin, J.P. Pekola. Rev. Mod. Phys. **78**, 217 (2006).
- [9] D.S. Golubev, A.D. Zaikin. Phys. Rev. B **78**, 144502 (2008).
- [10] A.A. Radkevic, A.G. Semenov, A.D. Zaikin. Phys. Rev. (2017). In press.