Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 10, с. 867 – 875 © 2026 г. 25 ноября

Тепловое ограничение в свободно подвешенном сверхпроводящем островке на нанопроводе InAs[1)]

Е. В. Шпагина[+*], *Е. С. Тихонов*[+*], *Д. Рухсторфер*[×2)], *Г. Кобльмюллер*[×2)], *В. С. Храпай*[+*3)]

[+]*Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[*]*Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 101000 Москва, Россия*

[×]*Walter Schottky Institut, Physik Department, and Center for Nanotechnology and Nanomaterials, Technische Universität München, Am Coulombwall 4, Garching 85748, Germany*

Поступила в редакцию 14 сентября 2026 г.
После переработки 6 октября 2026 г.
Принята к публикации 8 октября 2026 г.

Мы исследуем тепловой баланс в сверхпроводящих островках (S-островках), сформированных в эпитаксиальных Al/InAs нанопроводах, свободно подвешенных над подложкой. В работе используется метод джоулевой спектроскопии, который позволяет регистрировать переход сверхпроводник–нормальный металл в S-островке, обусловленный нагревом соседних участков InAs транспортным током. Температура окружающего ^{3}He контролируется с помощью расположенных рядом мезоскопических нагревателей и измеряется методом шумовой термометрии Джонсона. Эксперимент демонстрирует заметное ограничение тепловой релаксации, связанное с охлаждением через окружающий ^{3}He, что приводит к нагреву фононов в S-островке. Наши результаты раскрывают роль охлаждения через окружение в неравновесных экспериментах с S-островками в устройствах с нанопроводами.

DOI: 10.7868/S3034576626110236

В последнее время гибридные структуры на основе полупроводниковых нанопроводов (НП) и сверхпроводников (S) вызывают интерес с точки зрения неравновесного теплового транспорта. В контексте исследований майорановских состояний низкоэнергетическая электронная теплопроводность может служить прямым маркером топологического фазового перехода [1–3], однако эксперименты такого рода сложны и потому немногочисленны [4–7]. Основное внимание в неравновесных экспериментах в гибридных НП [8–13] уделяется поведению сверхпроводящего параметра порядка в сверхпроводящей оболочке при инжекции горячих квазичастиц из полупроводникового ядра. Подобные эксперименты недавно были выполнены в гибридных структурах на основе бислойного графена и сверхпроводника [14]. В сверхпроводящем островке (S-островке) на НП квазичастицы могут оставаться на временах, много больших времени неупругой релаксации, так что локальное равновесие практически достигается, и параметр сверхпроводящего порядка следует за локальной электронной температурой (T_e).

Простейшая двухтемпературная модель (2TM) [15, 16] связывает электронную температуру T_e, полное джоулево тепло P_J, выделяемое в полупроводниковом ядре НП, и температуру ванны (T_bath) соотношением $\frac{1}{2}P_\mathrm{J} = \mathcal{V}_\mathrm{S}\Sigma_{e-ph}\left(T_e^n - T_\mathrm{bath}^n\right)$, где $\mathcal{V}_\mathrm{S}$ – объем S-островка, а Σ_{e-ph} – константа электрон-фононной связи в Al ($n \approx 5$). Множитель 1/2 учитывает, что половина джоулева тепла рассеивается в N-терминалах. Отметим, что приведенное соотношение является приближенным и не учитывает эффект Андреевского отражения, который ограничивает электронную теплопроводность при энергиях масштаба щели [17]. Приближение хорошо работает для напряжений исток–сток НП, значительно превышающих щель сверхпроводника, что имеет место в настоящем эксперименте. Отсюда следует, что сверхпроводимость в S-островке исчезает при достижении критического значения P_J^c, которое соответствует критической температуре сверхпроводника $T_e = T_c$. Джоулева спектроскопия измеряет P_J^c как функцию магнитного поля (B), направленного вдоль НП, и дает разумные значения [10, 11] для Σ_{e-ph}. Тем не менее, Σ_{e-ph}, полученная таким способом в свободно подвешенных устройствах [10–12], может флуктуировать на $\pm 15\,\%$, что указывает на проблему 2TM.

[1)]См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ru

[2)]D. Ruhstorfer, G. Koblmüller.

[3)]e-mail: dick@issp.ac.ru

Более общее выражение теплового баланса, называемое далее трехтемпературной моделью (3TM), учитывает, что температура фононов в S-островке может отличаться от температуры ванны [18], $T_{ph} > T_{\rm bath}$, из-за конечного теплового кондактанса среды:

$$\frac{1}{2}P_{\rm J} = \mathcal{V}_{\rm S}\Sigma_{e-ph}\left(T_{\rm e}^n - T_{ph}^n\right) = \Sigma_{\rm env}\left(T_{ph}^m - T_{\rm bath}^m\right), \quad (1)$$

где $\Sigma_{\rm env}$ – параметр охлаждения через окружение. $\Sigma_{\rm env}$ и показатель степени m зависят от особенностей теплопереноса в подложке или окружающей жидкости/газе. В пределе $\Sigma_{\rm env} \to \infty$ получаем $T_{ph} = T_{\rm bath}$, как в 2TM; в противном случае эти две температуры различны и $T_{ph} > T_{\rm bath}$, что проявляется как нагрев фононов вследствие эффекта теплового ограничения.

В настоящей работе мы исследуем тепловой баланс в S-островках свободно подвешенных эпитаксиальных полнооболочечных Al/InAs НП методом джоулевой спектроскопии в функции T_c (регулируемой магнитным полем B) и $T_{\rm bath}$. Мы используем резистивные нагреватели вблизи НП-устройств как отдельный источник тепла, предназначенный для изменения температуры ванны, и калибруем влияние тока нагревателя ($I_{\rm H}$) с помощью джонсоновской шумовой термометрии. Эволюция $P_{\rm J}^c$ с T_c и $T_{\rm bath}$ противоречит 2TM и демонстрирует заметное тепловое ограничение. Мы количественно определяем $\Sigma_{\rm env}$, которое разумно согласуется с теплообменом с окружающим ^{3}He.

Наши структуры основаны на выращенных эпитаксиально Al/InAs НП с ядром InAs диаметром ~ 150 нм и толщиной оболочки Al ≈ 40 нм [10, 12]. НП размещаются на Au-контактных площадках толщиной ≈ 150 нм с помощью самодельного микроманипулятора и оказываются свободно подвешенными над подложкой SiO_2/Si, выполняющей роль затвора. Это позволяет минимизировать тепловую связь S-островка с подложкой по сравнению с альтернативными подходами, использующими тонкие мембраны [19] или термически развязывающие слои [20]. Схема устройства приведена на рис. 1a. S-островки длиной 1–2.2 мкм формируются жидкостным травлением. В устройствах D2–D6 омические контакты создавались термическим напылением Cr/Au с *ex situ* пассивацией естественного оксида в полисульфиде аммония. Омические контакты в устройстве D1 изготовлены из Al с использованием *in situ* ионного травления Ar. Мы не наблюдали различий между устройствами с нормальными и сверхпроводящими контактами, что неудивительно, поскольку напряжение смещения много больше сверхпроводящей щели Al. Схема электрических соединений показана на рис. 1b. Каждый из двух омических контактов НП подключен к средней точке Au-контактного нагревателя толщиной ~ 20 нм (H2 на рис. 1b), сопротивление нагревателя ~ 1 кОм. Отдельные источники напряжения создают транспортный ток $I_{\rm NW}$ и ток нагревателя $I_{\rm H}$. Вклад зависящего от $I_{\rm H}$ напряжения нагревателя в измеряемое напряжение исток–сток НП V полностью исключается схемой компенсации [21]. Кроме того, мы используем гальванически развязанные бесконтактные нагреватели (H1 и H3 на рис. 1b). Одновременно используется только один нагреватель. В устройстве D1 один из омических контактов НП подключен к резонансному контуру и самодельному низкотемпературному радиочастотному усилителю для шумовых термометрических измерений. Джоулево тепло рассчитывается как $P_{\rm J} = I_{\rm NW}V$. Поле B номинально направлено вдоль оси НП, возможный угол разориентации $\alpha < 10^\circ$. Эксперименты проводятся в криостате с откачкой паров ^{3}He, при этом НП находится в камере с ^{3}He.

На рисунке 1c показано поведение $I_{\rm NW}$–V вблизи скачков напряжения на переходе сверхпроводник–нормальный металл в устройстве D2 ($B = 0$, контактный нагреватель). Средняя панель соответствует $I_{\rm H} = 0$, а две другие – $I_{\rm H} = \pm 93$ мкА. Данные получены при развертке тока от $I_{\rm NW} > 0$ до нуля. При увеличении $|I_{\rm H}|$ положение скачка напряжения сдвигается к меньшим $I_{\rm NW}$, что соответствует уменьшению критической джоулевой мощности $P_{\rm J}^c$. На рисунке 1e показано дифференциальное сопротивление $R_{\rm diff} \equiv dV/dI_{\rm NW}$ в зависимости от $I_{\rm NW}$, полученное численным дифференцированием. Поведение $R_{\rm diff}$ при малых смещениях обусловлено сверхпроводящим эффектом близости в диффузионных NS-переходах и известно как эффект возвратного сопротивления [22–27], возможно, с вкладом неидеальных интерфейсов [28]. Нас интересуют особенности при больших смещениях, связанные со скачками напряжения на кривых $I_{\rm NW}$–V. Резкие максимумы $R_{\rm diff}$, возникающие из-за таких скачков, неразличимы для $I_{\rm H} = \pm 93$ мкА (зеленая штриховая и красная пунктирная линии на рис. 1e), что свидетельствует о почти идеальной компенсации цепи нагревателя (см. дополнительные материалы). Полная зависимость $P_{\rm J}^c$ от тока нагревателя видна из цветовых карт на рис. 1d. Здесь мы показываем $R_{\rm diff}$ как функцию джоулевой мощности в НП и $I_{\rm H}$, полученную как для $I_{\rm NW} > 0$ (левая панель), так и для $I_{\rm NW} < 0$ (правая панель). На-

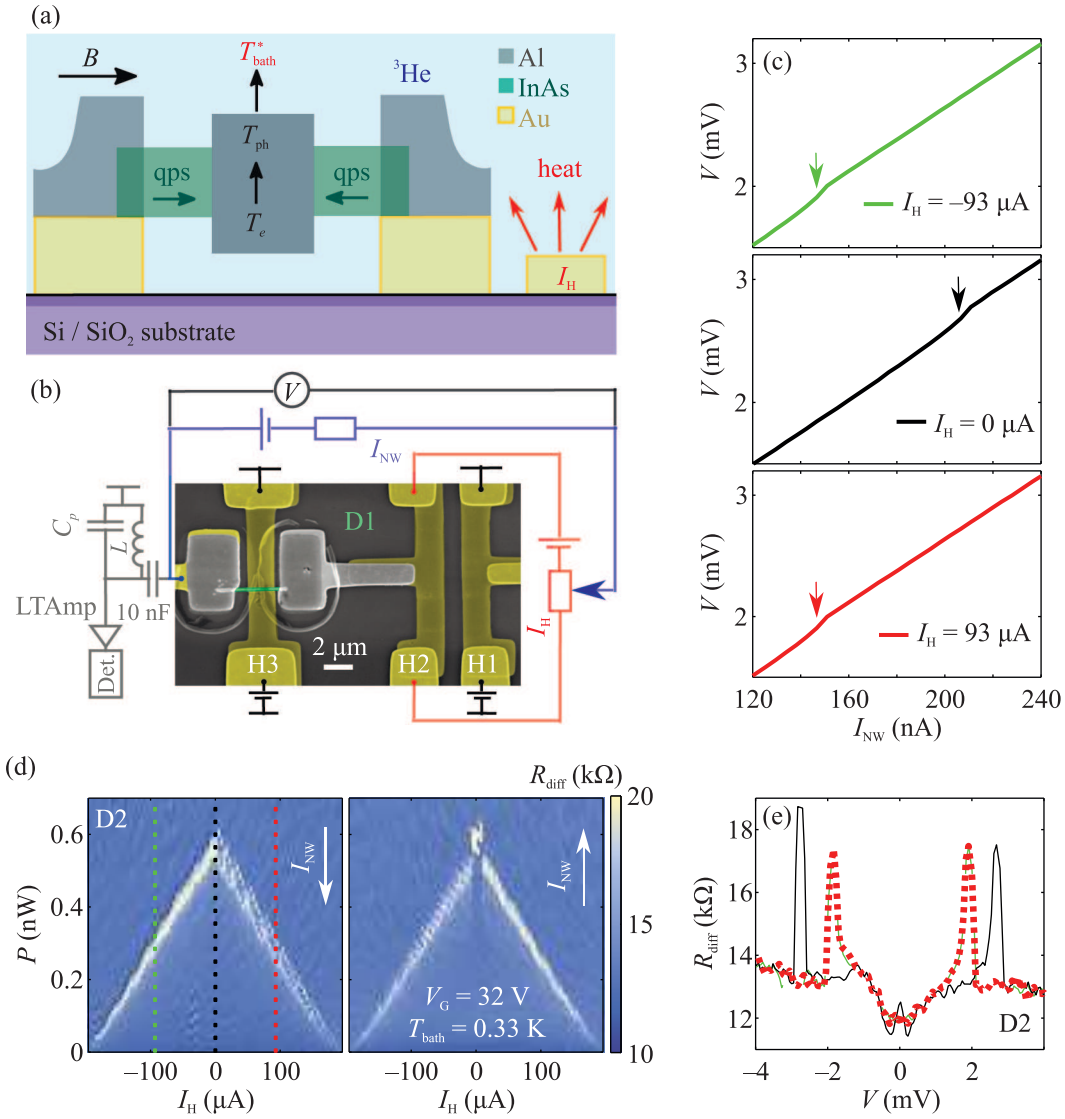


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема устройства и влияние нагревателей. (a) – Схема каналов тепловой релаксации в свободно подвешенном НП-устройстве. Ядро InAs (зеленый) покрыто эпитаксиальной оболочкой Al (серый). НП расположен на Au-площадках (желтый) и свободно подвешен над подложкой (фиолетовый) и средним нагревателем H3 (не показан), который не использовался в настоящем эксперименте. Окружающая ванна ^{3}He показана голубым. Квазичастицы (qps) попадают в сверхпроводник и нагревают электронную систему (температура T_e). Электроны отдают тепло фононной системе S-островка (T_{ph}), а фононы охлаждаются в ванну. Эффективная температура ванны (T^*_{bath}) контролируется расположенным рядом нагревателем. (b) – Ложноцветная растровая электронная микрофотография с электрической схемой. H1 и H3 – бесконтактные нагреватели; H2 – контактный нагреватель, подключенный к одному из контактов НП. Другой контакт НП подключен к низкотемпературному усилителю (LTAmp) для измерения шума. (c) – Кривые I_{NW}–V вблизи перехода сверхпроводник–нормальный металл в устройстве D2 для трех указанных значений I_H. Точки перехода отмечены стрелками. (d) – Цветовая карта дифференциального сопротивления НП как функции джоулевой мощности и тока нагревателя. Направления развертки транспортного тока НП указаны стрелками. Пунктирные линии отмечают значения I_H из (c). Напряжение затвора и температура ванны указаны в легенде. (e) – R_{diff} в зависимости от V для данных с панели (c) (те же цвета)

правления развертки I_{NW} отмечены вертикальными стрелками. Ярко-желтые линии на графике образованы максимумами R_{diff} и демонстрируют почти линейное уменьшение P^c_J с ростом $|I_H|$. Небольшое расхождение между двумя наборами данных вблизи $I_H = 0$ связано с ранее описанным эффектом бистабильности [12], который быстро исчезает при увеличении $|I_H|$.

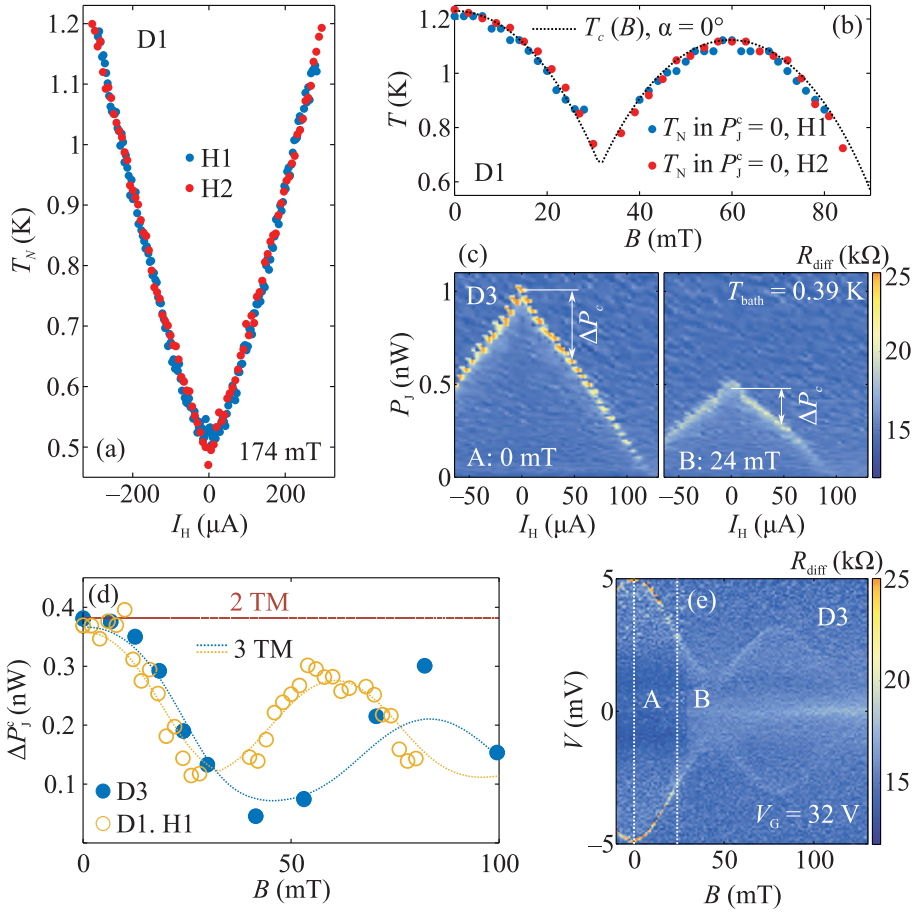


Рис. 2. (Цветной онлайн) Джоулева спектроскопия с нагревателями. (a) – Калибровка шумом Джонсона: шумовая температура T_N в зависимости от I_H в нормальном состоянии (174 мТл) для двух нагревателей в устройстве D1. (b) – Символы показывают T_N, соответствующую I_H, необходимому для подавления сверхпроводимости в заданном поле B ($P_J^c = 0$). Пунктирная линия показывает рассчитанную T_c оболочки Al. (c) – Цветовые карты R_{diff} в зависимости от P_J и I_H для устройства D3 при $B = 0$ (слева) и $B = 24$ мТл (справа). Шкалы показывают уменьшение критической джоулевой мощности ΔP_J^c при $I_H \approx 50$ мкА. (d) – ΔP_J^c в зависимости от B при фиксированном I_H. $I_H \approx 50$ мкА в D3 и $I_H \approx 164$ мкА в D1. Красная пунктирная линия: 2TM; голубая и желтая пунктирные линии: 3TM. (e) – Цветовая карта R_{diff} в зависимости от B и напряжения смещения V в устройстве D3, показывающая осцилляции Литтла–Паркса. Пунктирные линии отмечают значения B из (c)

Чтобы понять тепловой баланс, мы калибруем работу нагревателей с помощью шумовой термометрии, аналогично предыдущим экспериментам на InAs НП [29, 30]; подробности см. в дополнительных материалах. Зависимость шумовой температуры НП $T_N(I_H)$ в устройстве D1 показана на рис. 2a. Эти данные получены в магнитном поле $B = 174$ мТл в нормальном состоянии S-островка. Для обоих нагревателей H1 и H2 наблюдается почти линейный рост T_N с $|I_H|$. Сходство между контактным и бесконтактным нагревателями указывает на то, что нагрев свободно подвешенного устройства происходит через окружающий ^{3}He. Отметим, что наши нагреватели лежат на аморфной подложке SiO_2, и наблюдаемый линейный тренд зависимости T_N от $|I_H|$, вероятно, связан с особенностями тепловой релаксации в металлических пленках через диффузионные решеточные возбуждения [31].

На рисунке 2b мы сравниваем критическую температуру сверхпроводника, определенную из джоулевой спектроскопии и шумовой калибровки, с теоретическим значением для различных значений B. Мы экстраполируем зависимость $P_J^c(I_H)$ к нулю и находим ток нагревателя, соответствующий подавлению сверхпроводимости при $I_{NW} = 0$. Это значение переводится в T_N с помощью рис. 2a и строится как функция B для обоих нагревателей. Данные хорошо воспроизводят поведение $T_c(B)$, рассчитанное из параметров оболочки Al (пунктирная линия). Таким образом, рис. 2b убедительно свидетельству-

ет, что тепловой баланс в наших устройствах можно понять, предполагая, что нагреватели изменяют эффективную температуру ванны, влияющую на НП: $T^*_{\rm bath}(I_{\rm H}) > T_{\rm bath}$. Далее мы анализируем данные на этой основе.

Цветовые карты на рис. 2c иллюстрируют изменение поведения $P^c_{\rm J}(I_{\rm H})$ с магнитным полем в устройстве D3. Две панели соответствуют $B = 0$ (слева) и $B = 24$ мТл (справа) – значениям поля внутри первого купола осцилляций Литтла–Паркса (ЛП), см. соответствующую цветовую карту $R_{\rm diff}$ на рис. 2e. Наряду с общим уменьшением $P^c_{\rm J}$, вызванным уменьшением $T_c(B)$, наклон зависимости $P^c_{\rm J}(I_{\rm H})$ также уменьшается. Чтобы продемонстрировать это, мы анализируем изменение $\Delta P^c_{\rm J}$, вызванное фиксированным значением $I_{\rm H} \approx 50$ мкА, см. шкалы на рис. 2c. Полная зависимость $\Delta P^c_{\rm J}(B)$ показана на рис. 2d (заполненные кружки). $\Delta P^c_{\rm J}$ осциллирует с B одновременно с ЛП-осцилляциями $T_c(B)$. Аналогичное поведение наблюдается во всех устройствах и показано пустыми кружками для устройства D1 (H1). Осцилляции $\Delta P^c_{\rm J}(B)$ свидетельствуют о несостоятельности 2TM, которая предсказывает $\Delta P^c_{\rm J}(B) \propto (T^*_{\rm bath})^n - T^n_{\rm bath}$ и независимость от B (красная пунктирная линия). В 3TM T_{ph} в точке перехода зависит от B через $T_c(B)$, что позволяет гораздо лучше описать эксперимент (синяя и желтая пунктирные линии). Ниже мы подробно исследуем применимость 3TM.

На рисунке 3a показана зависимость $P^c_{\rm J}(T^*_{\rm bath})$ в устройстве D1 (открытые символы), где мы использовали рис. 2a и $T^*_{\rm bath}(I_{\rm H}) = T_{\rm N}(I_{\rm H})$. Почти линейное убывание $P^c_{\rm J}$ с $T^*_{\rm bath}$ сильно отличается от предсказания 2TM (пунктирная линия). Напротив, 3TM правильно описывает данные с помощью уравнения (1) при показателе степени $m \approx 1 - 1.5$. Мы выбрали немного лучшее приближение с $m = 1$ и $\Sigma_{\rm env} \approx$ $\approx$ 1.2 нВт/К, см. синюю пунктирную линию. Как показано на рис. 3b и 3c, зависимость от магнитного поля также согласуется с 3TM для обоих нагревателей с одним и тем же $\Sigma_{\rm env}$. Величина T_{ph}, извлеченная из уравнения (1), построена как функция $T^*_{\rm bath}$ на рис. 3d для двух значений B (символы). Здесь тонкая сплошная линия соответствует $T_{ph} = T^*_{\rm bath}$ в 2TM. Виден заметный эффект теплового ограничения с $T_c > T_{ph} > T^*_{\rm bath}$, который объясняется 3TM (пунктирные линии).

Полученный показатель $m = 1$ в 3TM существенно отличается от $m = 4$, наивно ожидаемого в сценарии сопротивления Капицы [32]. Мы оцениваем возможный вклад теплопроводности через ядро InAs, как решеточной, так и электронной, как пренебрежимо малый в нашем эксперименте (см. дополнительные материалы). Отметим также, что относительно слабая тепловая связь S-островка с контактными площадками НП по сравнению с ванной ^{3}He делает возможную асимметрию температур площадок при $I_{\rm H} \neq 0$ несущественной. Таким образом, эффект теплового ограничения связан с физикой охлаждения металлического островка в ^{3}He. Чтобы рассмотреть возможные сценарии, на рис. 3e мы суммируем полученные результаты в виде теплопроводности окружения, вычисленной при $P_{\rm J} = 0$: $G_{\rm env} \equiv m\Sigma_{\rm env}T^{m-1}_{\rm bath}/A$, где A – площадь поверхности S-островка. Открытые символы соответствуют экспериментам с нагревателями в разных устройствах, выполненными при слегка различающихся $T_{\rm bath}$. Эти вариации были непреднамеренными и зависели от предыстории конденсации и откачки паров ^{3}He в нашей установке. $G_{\rm env}$ примерно согласуется между разными устройствами и слабо зависит от $T_{\rm bath}$. Сплошная линия – предсказание для охлаждения в газе ^{3}He с $m = 1$ и $G_{\rm env} = \frac{3}{8}{\rm P}_{\rm He}\sqrt{3k_{\rm B}/\left(m_{\rm He}T_{\rm bath}\right)}$, где $\rm P_{He}$ – давление насыщенного пара при данной $T_{\rm bath}$. В этой модели мы учли, что длина свободного пробега атома ^{3}He превышает размеры S-островка, и предположили полную термализацию сталкивающихся атомов с металлической поверхностью, см. дополнительные материалы. Пунктирная голубая линия – предсказание для охлаждения в жидком ^{3}He, для которого $m = 1.5$ и $G_{\rm env} \approx \kappa_{\rm L}(T_{\rm bath})/(r[\ln(L/2r) + 1])$, где L и r – соответственно длина и внешний радиус S-островка, а $\kappa_{\rm L}(T) \propto T^{0.5}$ – теплопроводность жидкого ^{3}He [33, 34]. Наконец, пунктирная желтая линия – экспериментальные данные для сопротивления Капицы между медью и жидким ^{3}He в нашем температурном диапазоне, взятые из работы [35]. Очевидно, ни одна из теоретических моделей не согласуется с экспериментом, хотя функциональная зависимость $G_{\rm env}(T_{\rm bath})$ ближе всего к охлаждению через жидкость.

Мы также провели эксперименты, изменяя температуру ванны в целом, как показано сплошными символами на рис. 3a. Разные символы соответствуют разным направлениям развертки $I_{\rm NW}$ в устройстве D1. При наименьшей $T_{\rm bath} \approx 0.3$ K обнаружен ранее описанный гигантский гистерезис [12], связанный с неравновесностью квазичастиц в S-островке [36–40]. При увеличении $T_{\rm bath}$, которое мы могли проследить до 0.7 K, гистерезис быстро исчезает, а $P^c_{\rm J}$ уменьшается. Более высокое $P^c_{\rm J}$ по сравнению с экспериментом с нагревателями соответствует лучшему охлаждению через окружение в 3TM ($m = 1$, черная пунктирная линия). Соответствующая зависимость

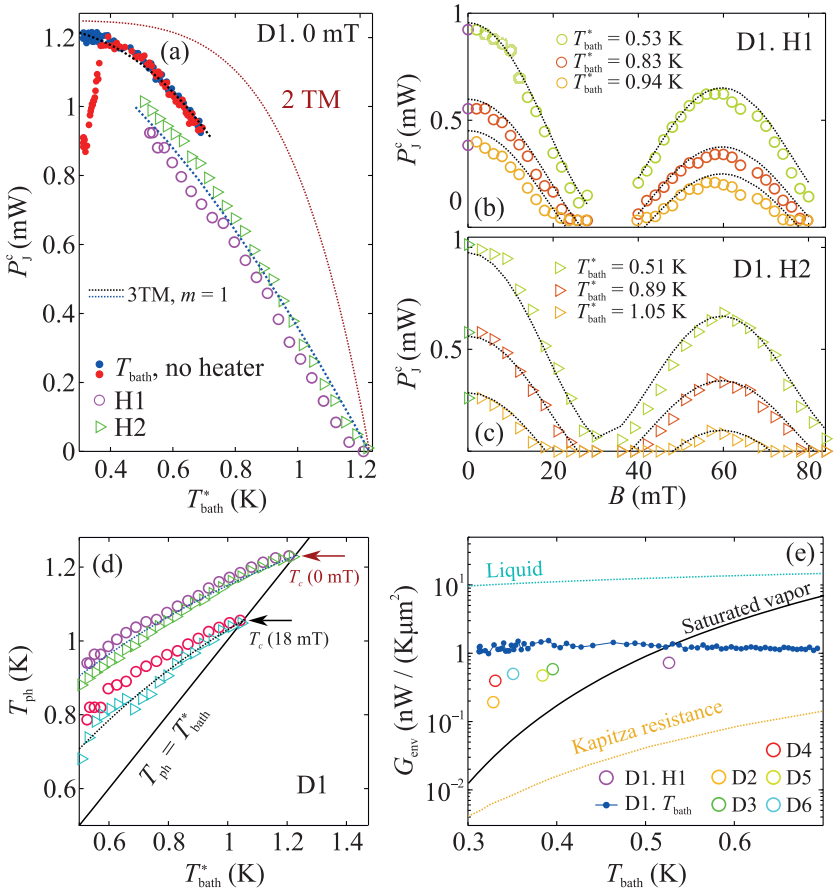


Рис. 3. (Цветной онлайн) Эффект теплового ограничения. (a) – P_J^c в зависимости от T^*_{bath} в D1 при $B = 0$. Открытые символы – данные с нагревателями, сплошные символы – данные при нагреве ванны. Красная пунктирная линия: 2TM; синяя и черная пунктирные линии: аппроксимации 3TM с $m = 1$. (b)–(c) – P_J^c в зависимости от B для нагревателей H1, H2 с 3TM (D1). (d) – Зависимость температуры фононов от T^*_{bath} для двух указанных значений B в 3TM (D1). Данные, показанные символами, извлечены из эксперимента с помощью уравнения (1), стиль тот же, что в (b)–(c); пунктирные линии – построение по 3TM. (e) – Тепловая проводимость среды, вычисленная при $I_H = 0$, в зависимости от T_{bath}. Данные сравниваются с аппроксимациями 3TM (см. легенду)

$G_{env}(T_{bath})$ показана на рис. 3e сплошными символами. В целом, наблюдения согласуются с охлаждением S-островка через тонкую пленку жидкого ^{3}He. В этом сценарии как разброс данных в различных экспериментах, так и уменьшенное G_{env} по сравнению с предсказанием для объемного жидкого ^{3}He на рис. 3e объясняются вариациями толщины смачивающего слоя. Эта гипотеза согласуется с оценками уровня жидкого ^{3}He, который обычно находится на несколько миллиметров ниже НП-устройства. Другие указания, включая невоспроизводимое поведение $P_J^c(I_H)$, иногда наблюдаемое в экспериментах с нагревателями, приведены в дополнительных материалах.

Чувствительность P_J^c к изменению Σ_{env} ставит вопрос: не может ли гигантский гистерезис при наименьшей T_{bath} быть артефактом кипения вблизи S-островка? Мы исключаем эту возможность с помощью время-разрешенных I–V измерений. На рисунке 4a показана петля гистерезиса в устройстве D1, измеренная при $T_{bath} = 0.3$ K. Синие/красные сплошные линии соответствуют разверткам I_{NW} вверх/вниз, полученным примерно за 3 секунды на указанный диапазон развертки. На рис. 4b, 4c и 4d показаны данные, полученные с промежуточными остановками внутри петли гистерезиса при трех токах, отмеченных вертикальными пунктирными линиями A, B и C на рис. 4a, соответственно. Во время каждой остановки I_{NW} фиксировался на ~ 1.5 мин, и переключения между ветвями развертки вверх и вниз не происходило. Разница напряжений, измеренных для двух направлений развертки, оставалась близкой к данным грубой развертки, см. символы на рис. 4a, с точностью до вклада случайного теле-

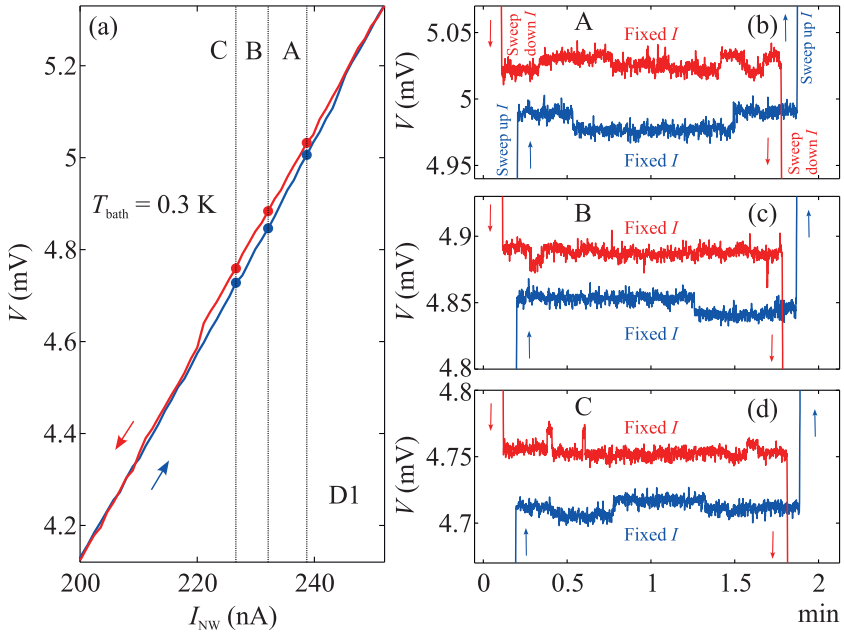


Рис. 4. (Цветной онлайн) Измерение I_{NW}–V с временным разрешением. (a) – Петля гистерезиса в D1 при $T_{bath} = 0.3$ K. Синие/красные сплошные линии соответствуют разверткам I_{NW} вверх/вниз (~ 3 сек на развертку). (b)–(d) – Временная зависимость напряжения при остановках в точках A, B и C внутри петли, см. точки на (a)

графного шума в нормальных участках InAs НП, см. рис. 4b–4d. Это показывает, что наблюдаемый гистерезис является стационарным неравновесным явлением, не связанным с какими-либо переходными эффектами в окружающем ^{3}He.

Прямое следствие наших наблюдений состоит в том, что 2TM, использованная в предыдущих работах [10–12], недооценивала величину электрон-фононной мощности охлаждения Σ_{e-ph}. Возможная ошибка не превышает 20 % из-за большого значения показателя $n = 5$ в уравнении (1), который делает вклад конечной T_{ph} малым, если только она не слишком близка к T_c. Все теоретические аппроксимации в настоящей работе используют одно и то же значение $\Sigma_{e-ph} = 5.2$ нВт $\cdot$ мкм$^{-3} \cdot$ K^{-5}.

В заключение, мы исследовали неравновесный переход сверхпроводник–нормальный металл в свободно подвешенных S-островках в эпитаксиальных Al/InAs НП методом джоулевой спектроскопии. Поведение критической джоулевой мощности при изменении тока нагревателя, температуры ванны и магнитного поля не согласуется с двухтемпературной моделью релаксации, проявляя заметное тепловое ограничение. Трехтемпературная модель количественно описывает данные и предполагает, что S-островок охлаждается за счет тепловой проводимости в окружающую пленку жидкого ^{3}He. Наш эксперимент демонстрирует потенциал использования подхода джоулевой спектроскопии для понимания тепловой релаксации на наномасштабе.

Мы благодарим Э. М. Баеву за полезное обсуждение.

Финансирование работы. Работа поддержана Российским научным фондом, проект # 26-12-00085.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. A. R. Akhmerov, J. P. Dahlhaus, F. Hassler, M. Wimmer, and C. W. J. Beenakker, "Quantized Conductance at the Majorana Phase Transition in a Disordered Superconducting Wire", Phys. Rev. Lett. **106**, 057001 (2011).
2. H. Pan, J. D. Sau, and S. Das Sarma, "Threeterminal nonlocal conductance in Majorana nanowires: Distinguishing topological and trivial in realistic systems with disorder and inhomogeneous potential", Phys. Rev. B **103**, 014513 (2021).
3. A. V. Bubis, E. V. Shpagina, A. G. Nasibulin, and V. S. Khrapai, "Thermal conductance and nonequilibrium superconductivity in a diffusive NSN wire probed by shot noise", Phys. Rev. B **104**, 125409 (2021).
4. A. O. Denisov, A. V. Bubis, S. U. Piatrusha, N. A. Titova, A. G. Nasibulin, J. Becker, J. Treu, D. Ruhstorfer, G. Koblmüller, E. S. Tikhonov, and V. S. Khrapai, "Charge-neutral nonlocal response in superconductor-InAs nanowire hybrid devices", Semicond. Sci. Technol. **36**, 09LT04 (2021).

5. A. Denisov, A. Bubis, S. Piatrusha, N. Titova, A. Nasibulin, J. Becker, J. Treu, D. Ruhstorfer, G. Koblmüller, E. Tikhonov, and V. Khrapai, "Heat-Mode Excitation in a Proximity Superconductor", Nanomaterials **12**, 1461 (2022).
6. D. Majidi, M. Josefsson, M. Kumar, M. Leijnse, L. Samuelson, H. Courtois, C. B. Winkelmann, and V. F. Maisi, "Quantum confinement suppressing electronic heat flow below the Wiedemann-Franz law", Nano Lett. **22**, 630 (2022).
7. S. Haldar, D. Subero, M. Kumar, B. Karimi, A. Burke, L. Samuelson, J. Pekola, and V. F. Maisi, "Heat conduction and energy relaxation in an InAs nanowire approaching the clean one-dimensional limit (2026)", arXiv:2603.29358 [cond-mat.mes-hall].
8. A. Ibabe, M. Gómez, G. O. Steffensen, T. Kanne, J. Nyg?ard, A. L. Yeyati, and E. J. H. Lee, "Joule spectroscopy of hybrid superconductor–semiconductor nanodevices", Nat. Commun. **14**, 2873 (2023).
9. M.-L. Liu, D. Pan, T. Le, J.-B. He, Z.-M. Jia, S. Zhu, G. Yang, Z.-Z. Lyu, G.-T. Liu, J. Shen, J.-H. Zhao, L. Lu, and F.-M. Qu, "Gate-Tunable Negative Differential Conductance in Hybrid Semiconductor?Superconductor Devices", Chin. Phys. Lett. **40**, 067301 (2023).
10. E. V. Shpagina, E. S. Tikhonov, D. Ruhstorfer, G. Koblmüller, and V. S. Khrapai, "Fate of the superconducting state in floating islands of hybrid nanowire devices", Phys. Rev. B **109**, L140501 (2024).
11. Á. Ibabe, G. O. Steffensen, I. Casal, M. Gómez, T. Kanne, J. Nyg?ard, A. Levy Yeyati, and E. J. H. Lee, "Heat Dissipation Mechanisms in Hybrid Superconductor–Semiconductor Devices Revealed by Joule Spectroscopy", Nano Lett. **24**, 6488 (2024).
12. E. V. Shpagina, E. S. Tikhonov, D. Ruhstorfer, G. Koblmüller, and V. S. Khrapai, "Superconducting bistability in floating Al islands of hybrid Al/InAs nanowires", Phys. Rev. B **112**, L140503 (2025).
13. G. M. Oliveira, G. O. Steffensen, I. C. Iglesias, M. Gomez, A. Ibabe, T. Kanne, J. Nygard, R. Aguado, A. L. Yeyati, and E. J. H. Lee, "Anomalous metallic phase and reduced critical current in superconducting nanowires due to inverse proximity effect (2025)", arXiv:2512.02828 [condmat.mes-hall].
14. C. Galante-Agero, C. Adam, A. O. Denisov, J. D. Gerber, M. Niese, A. Mestre-Torà, M. Perego, J. Richter, T. Taniguchi, K. Watanabe, K. Ensslin, and T. Ihn, "Proximity-induced superconductivity in a bilayer graphene quantum point contact" (2026), arXiv:2608.16711 [cond-mat.mes-hall].
15. H. Courtois, M. Meschke, J. T. Peltonen, and J. P. Pekola, "Origin of Hysteresis in a Proximity Josephson Junction", Phys. Rev. Lett. **101**, 067002 (2008).
16. V. F. Maisi, S. V. Lotkhov, A. Kemppinen, A. Heimes, J. T. Muhonen, and J. P. Pekola, "Excitation of Single Quasiparticles in a Small Superconducting Al Island Connected to Normal-Metal Leads by Tunnel Junctions", Phys. Rev. Lett. **111**, 147001 (2013).
17. А. Ф. Андреев, "Теплопроводность промежуточного состояния сверхпроводников", ЖЭТФ **46**, 1823 (1964) [A. F. Andreev, "Thermal conductivity of the intermediate state of superconductors", JETP **19**, 1228 (1964)].
18. M. L. Roukes, M. R. Freeman, R. S. Germain, R. C. Richardson, and M. B. Ketchen, "Hot electrons and energy transport in metals at millikelvin temperatures", Phys. Rev. Lett. **55**, 422 (1985).
19. J. J. A. Baselmans, F. Facchin, A. Pascual Laguna, J. Bueno, D. J. Thoen, V. Murugesan, N. Llombart, and P. J. de Visser, "Ultra-sensitive THz microwave kinetic inductance detectors for future space telescopes", Astron. Astrophys. **665**, A17 (2022).
20. D. A. Pimanov, A. L. Pankratov, A. V. Gordeeva et al. (Collaboration), "Response of a cold-electron bolometer in a coplanar antenna system", Supercond. Sci. Technol. **38**, 035026 (2025).
21. E. A. Hoffmann, H. A. Nilsson, J. E. Matthews, N. Nakpathomkun, A. I. Persson, L. Samuelson, and H. Linke, "Measuring Temperature Gradients over Nanometer Length Scales", Nano Lett. **9**, 779 (2009).
22. S. Artemenko, A. Volkov, and A. Zaitsev, "On the excess current in microbridges S-c-S and S-c-N", Solid State Commun. **30**, 771 (1979).
23. A. Volkov, N. Allsopp, and C. J. Lambert, "Crossover from mesoscopic to classical proximity effects, induced by particle – hole symmetry breaking in Andreev interferometers", J. Phys. Condens. Matter **8**, L45 (1996).
24. Y. V. Nazarov and T. H. Stoof, "Diffusive conductors as andreev interferometers", Phys. Rev. Lett. **76**, 823 (1996).
25. S. G. Lachenmann, I. Friedrich, A. Förster, D. Uhlisch, and A. A. Golubov, "Charge transport in superconductor/semiconductor/normal-conductor step junctions", Phys. Rev. B **56**, 14108 (1997).
26. A. A. Golubov, F. K. Wilhelm, and A. D. Zaikin, "Coherent charge transport in metallic proximity structures", Phys. Rev. B **55**, 1123 (1997).
27. A. A. Kozhevnikov, R. J. Schoelkopf, and D. E. Prober, "Observation of photon-assisted noise in a diffusive normal metal superconductor junction", Phys. Rev. Lett. **84**, 3398 (2000).
28. A. V. Bubis, A. O. Denisov, S. U. Piatrusha, I. E. Batov, V. S. Khrapai, J. Becker, J. Treu, D. Ruhstorfer, and G. Koblmüller, "Proximity effect and interface transparency in Al/ InAs-nanowire/ Al diffusive junctions", Semicond. Sci. Technol. **32**, 094007 (2017).
29. E. S. Tikhonov, D. V. Shovkun, D. Ercolani, F. Rossella, M. Rocci, L. Sorba, S. Roddaro, and V. S. Khrapai, "Local noise in a diffusive conductor", Sci. Rep. **6**, 30621 (2016).

30. E. S. Tikhonov, D. V. Shovkun, D. Ercolani, F. Rossella, M. Rocci, L. Sorba, S. Roddaro, and V. S. Khrapai, "Noise thermometry applied to thermoelectric measurements in InAs nanowires", Semicond. Sci. Tech. **31**, 104001 (2016).
31. E. M. Baeva, N. A. Titova, L. Veyrat, B. Sacépé, A. V. Semenov, G. N. Goltsman, A. I. Kardakova, and V. S. Khrapai, "Thermal Relaxation in Metal Films Limited by Diffuson Lattice Excitations of Amorphous Substrates", Phys. Rev. Appl. **15**, 054014 (2021).
32. E. T. Swartz and R. O. Pohl, "Thermal boundary resistance", Rev. Mod. Phys. **61**, 605 (1989).
33. В. П. Пешков, "Свойства ^{3}He и его растворов в ^{4}He", УФН **94**, 607 (1968) [V. N. Peshkov, "Properties of He^3 and of its solutions in He^4", Soviet Phys.-Uspekhi **11**, 209 (1968)].
34. K. Behnia and K. Trachenko, "How heat propagates in liquid ^{3}He", Nat. Commun. **15**, 1771 (2024).
35. A. C. Anderson and W. L. Johnson, "The Kapitza resistance between copper and ^{3}He", J. Low Temp. Phys. **7**, 1 (1972).
36. R. S. Keizer, M. G. Flokstra, J. Aarts, and T. M. Klapwijk, "Critical Voltage of a Mesoscopic Superconductor", Phys. Rev. Lett. **96**, 147002 (2006).
37. I. Snyman and Yu. V. Nazarov, "Bistability in voltagebiased normal-metal/ insulator/ superconductor/insulator/normal-metal structures", Phys. Rev. B **79**, 014510 (2009).
38. T. Kawamura, Y. Ohashi, and H. T. C. Stoof, "Emergence of Larkin–Ovchinnikov-type superconducting state in a voltage-driven superconductor", Phys. Rev. B **109**, 104502 (2024).
39. T. Kawamura and Y. Ohashi, "Engineering Nonequilibrium Superconducting Phases in a Voltage-Driven Superconductor Under an External Magnetic Field", Annalen der Physik **537**, e2500102 (2025).
40. T. Kawamura and Y. Ohashi, "Emergence of charge-imbalanced bcs state and suppression of the nonequilibrium Fulde–Ferrell–Larkin–Ovchinnikov state in asymmetric nsn junctions", Phys. Rev. B **113**, 214504 (2026).