

Универсальный сценарий узкого горла в тепловой релаксации разупорядоченных металлических пленок

Э. М. Баева^{+*}, Н. А. Титова^{*}, А. И. Кардакова^{*×}, С. В. Петруша⁺, В. С. Храпай^{+*1)}

⁺Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

^{*}Московский педагогический государственный университет, 119435, Москва, Россия

[×]Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 ноября 2019 г.

После переработки 4 декабря 2019 г.

Принята к публикации 4 декабря 2019 г.

В данной работе представлены результаты исследования тепловой релаксации в металлических пленках, смещенных по току и характеризующихся сильной электрон-фононной связью. В работе предсказано возникновение градиента тепла в направлении, перпендикулярном к пленке, с пространственным профилем температуры, определяемым зависящей от температуры теплопроводностью. В случае сильного электрон-фононного рассеяния теплопроводность определяется электронной системой, а профиль температуры является параболическим. Этот режим приводит к линейной зависимости шумовой температуры как функции напряжения, несмотря на то, что все размеры пленки велики по сравнению с длиной электрон-фононной релаксации. Данный режим отличается от общепринятого сценария тепловой релаксации, где тепловое ограничение обусловлено скоростью рассеяния электронов на фононах. Предварительное экспериментальное исследование NbN пленки толщиной 200 нм указывает на актуальность нашей модели для материалов, используемых в сверхпроводниковых однофотонных детекторах.

DOI: 10.31857/S0370274X20020071

1. Введение. Кинетика процессов энергетической релаксации определяет временные характеристики детекторов излучения на основе тонких металлических пленок при низких температурах [1–6]. Согласно передовым теоретическим моделям [5, 7], внутренняя эффективность детектирования сверхпроводниковых однофотонных детекторов (Superconducting Nanowire Single Photon Detectors – SNSPDs) критически зависит от масштабов времени электрон-фононной релаксации τ_{e-ph} и времени ухода фонона в подложку τ_{esc} . Качественно, τ_{e-ph} наряду с коэффициентом диффузии электронов, определяет характерный размер горячего пятна, которое возникает при поглощении фотона, тогда как τ_{esc} , если оно достаточно длинное, может ограничить по времени последующую релаксацию горячего пятна [8–10]. Кроме того, важным параметром также является соотношение электронной и фононной теплоемкостей, C_e/C_{ph} , которое определяет долю энергии фотона, поступающей в электронную систему [7, 11].

Сопоставление некоторых микроскопических временных масштабов и времени релаксации, кото-

рое может быть исследовано в экспериментах по амплитудно-модулированному поглощению излучения [12–15], не всегда является простой задачей. Для интерпретации результатов, полученных в таких экспериментах, используются модели энергетического баланса различной сложности. В некоторых случаях, требуется включение в модель определенного “узкого горла” в релаксации [14, 15], которое может объяснить времена релаксации, намного превышающие τ_{e-ph} , несмотря на подобную температурную зависимость. Вместе с тем проблема еще более нетривиальна, поскольку для материалов, подходящих для SNSPD, обычно характерно $C_e/C_{ph} \gtrsim 1$ вблизи температуры сверхпроводящего перехода [7]. В уравнении теплового баланса это соответствует условию $\tau_{e-ph} \gtrsim \tau_{ph-e}$, где τ_{ph-e} – время поглощения фононов электронами. Последнее неравенство, по сути, является условием режима сильной связи электронной и фононной подсистем, которая проявляется в локальном тепловом равновесии между ними, когда $\tau_{esc} \gg \tau_{ph-e}$. В этом режиме следует ожидать, что времена τ_{e-ph} и τ_{ph-e} не будут индивидуально управлять процессом релаксации.

В этой статье мы сосредоточимся на тепловом транспорте в неупорядоченной металлической плен-

¹⁾e-mail: dick@issp.ac.ru

ке, смещенной по току, которая находится в режиме сильной связи электронов и фононов. Мы исследуем предел толстой пленки, в котором длина свободного пробега как электронов, так и фононов мала по сравнению с толщиной пленки. В этом случае из-за ухода тепла в подложку устанавливается температурный градиент поперек пленки с пространственным профилем температуры, который определяется температурной зависимостью теплопроводности $\kappa(T)$. Примечательно, что в ситуации, когда доминирует электронный вклад в теплопроводность, пространственный профиль является параболическим и нечувствительным к параметрам электрон-фононной релаксации. Здесь мы предсказываем ненулевой дробовой шум пленки с Фано- фактором $F = \sqrt{3}/2(d/l)$, который определяется исключительно соотношением толщины пленки d и длины образца l . Такое универсальное выражение подчеркивает тот факт, что узкое место в тепловой релаксации обусловлено теплопроводностью Видемана–Франца в направлении поперек пленки, при этом электрон-фононные параметры из релаксации выпадают. Наши предварительные измерения в нормальном состоянии разупорядоченной пленки NbN толщиной 200 нм согласуются с этим результатом.

Рассматривается типичный эксперимент с релаксацией тепла в металлической пленке на подложке. Электрический ток I протекает через пленку толщиной d , длиной $l \gg d$, шириной $w \gg d$ и проводимостью σ (см. рис. 1). Распределение тока предполагается равномерным по сечению пленки, так что плотность тока равна $j = I/(wd)$. Для эксперимента важно чтобы длина образца намного превышала длину электрон-фононной релаксации $l_{e-ph} \ll l$, таким образом мы рассчитываем теплоотдачу, которая происходит полностью благодаря фононной проводимости в подложку. Мы также рассматриваем случай сильносвязанных электронной и фононной подсистем, который позволяет определить единственную локальную равновесную температуру T . Это предположение требует, чтобы толщина пленки была намного больше, чем длина электрон-фононной и фонон-электронной релаксаций $l_{e-ph}, l_{ph-e} \ll d$. Таким образом, мы пренебрегаем градиентом T в плоскости и допускаем, что температура является функцией поперечной координаты x (см. оси на рис. 1). Отметим, что градиент температуры между верхней и нижней поверхностями пленки не рассматривается в большинстве исследований по тепловому транспорту, поскольку электрон-фононное взаимодействие или теплосопротивление на границе раздела пленка-подложка

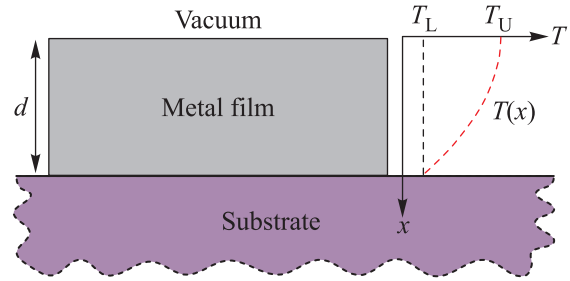


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое изображение экспериментальной модели, обсуждаемой в статье. Проводящая пленка толщиной d расположена на подложке и равномерно нагревается за счет джоулева тепла. Тепловая релаксация за счет теплопроводности к подложке приводит к градиенту температуры поперек пленки вдоль направления x . Оси демонстрируют параболический температурный профиль $T(x)$ для случая электронной теплопроводности согласно закону Видемана–Франца. (T_U) и (T_L) – температуры на верхней и нижней поверхностях пленки, соответственно

считаются главными процессами, ограничивающими теплоотдачу [14].

Уравнение теплового баланса:

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \sigma^{-1} j^2, \quad (1)$$

связывает релаксацию джоулева тепла $\sigma^{-1} j^2$ с суммарной теплопроводностью $\kappa = \kappa_e + \kappa_{ph}$. Очевидно, что уравнение (1) подразумевает поперечный градиент температуры с пространственным профилем, определяемым функциональной зависимостью $\kappa(T)$. Ниже мы сконцентрируемся на частном случае с пренебрежимо малой фононной теплопроводностью κ_{ph} , который мог бы реализовываться в сильно разупорядоченных металлических пленках. По аналогии с аморфными материалами [16], мы ожидаем, что κ_{ph} уменьшается при повышении температуры вследствие рассеяния Рэля, что приводит к быстрому затуханию длины свободного пробега акустического фонона $l_{ph} \propto \omega^{-4}$ как функции его частоты ω . Поскольку электронная теплопроводность определяется законом Видемана–Франца $\kappa_e = \mathcal{L}T\sigma$, где $\mathcal{L} = \pi^2 k_B^2 / 3e^2$ – число Лоренца, это приводит к стандартному решению с параболическим профилем для $T(x)$ [17]:

$$T^2(x) = T_L^2 + (T_U^2 - T_L^2) \left(1 - \frac{x^2}{d^2} \right), \quad (2)$$

где температуры на верхней и нижней поверхностях пленки обозначены как $T_U \equiv T(x=0)$ и $T_L \equiv T(x=d)$, соответственно. Отметим, что в данном случае

мы учли граничное условие нулевого теплового потока на верхней поверхности, которая предполагается помещенной в вакуум, см. рис. 1.

Подстановка решения (2) в уравнение (1) приводит к соотношению:

$$T_U^2 - T_L^2 = \frac{j^2 d^2}{\mathcal{L}\sigma^2}. \quad (3)$$

Это решение удовлетворяет второму граничному условию для теплового потока на нижней поверхности, а именно, что плотность теплового потока совпадает с джоулевым теплом, рассеиваемым на единицу площади пленки.

В качестве следующего шага мы предполагаем, что выход фонона в объем подложки обеспечивает эффективный путь тепловой релаксации в тонком ($\sim l_{\text{ph-e}}$) слое вблизи нижней поверхности пленки, так что $T_L \approx T_{\text{bath}}$. Следовательно, рассматривая случай сильного нагрева $T_U \gg T_{\text{bath}}$, мы получаем решение $T_U = jd/\sigma\mathcal{L}^{1/2}$.

Линейная зависимость $T_U \propto I$ напоминает поведение дробового шума в металлических диффузионных проводниках в отсутствие электрон-фононной релаксации [17, 18]. Такое же качественное поведение имеет место для шумовой температуры T_N всего образца. T_N определяется как средняя температура, связанная с локальным джоулевым нагревом [19], что в данном случае соответствует простому пространственному усреднению:

$$T_N = d^{-1} \int T(x) dx \approx \frac{\sqrt{3} e j d}{4 k_B \sigma} = \frac{\sqrt{3} d e V}{4 l k_B}, \quad (4)$$

где $V = lI/dw\sigma$ – приложенное к образцу напряжение смещения. При сравнении результата (4) с классическим решением для металлического диффузионного проводника, охлаждаемого за счет электрон-фононной теплопроводности через контакты [17, 18], $T_N = \sqrt{3}eV/8k_B$, можно увидеть, что сильная электрон-фононная связь приводит к резкому уменьшению шумовой температуры на геометрический фактор $l/2d \gg 1$. Примечательно, что хотя в последнем случае ожидается подавление дробового шума [20], линейная зависимость $T_N \propto V$ в пределе $l, d, w \gg l_{\text{e-ph}}$ необычна и указывает на узкое горло в теплоотдаче, которая осуществляется за счет теплопроводности Видемана–Франца поперек пленки. Наконец, мы даем строгое выражение для T_N , справедливое для произвольного отношения между T_U и T_L и полученное путем интегрирования (2):

$$T_N = \frac{1}{2} \left(T_L + \frac{T_U^2}{\sqrt{T_U^2 - T_L^2}} \arccos \frac{T_L}{T_U} \right). \quad (5)$$

В дальнейшем мы сконцентрируемся на предварительном экспериментальном исследовании тепловой релаксации в разупорядоченной пленке NbN толщиной 200 нм. Такой выбор материала естествен для целей достижения режима сильной электрон-фононной связи. Гораздо более тонкие пленки NbN аналогичного качества обычно используются в SNSPDs [11, 21] и характеризуются временами $\tau_{\text{e-ph}} \sim \tau_{\text{ph-e}} \sim 10$ пс вблизи температуры сверхпроводящего перехода $T \approx 10$ К. Это, в свою очередь, хорошо соответствует вышеуказанному критерию: $l_{\text{e-ph}}, l_{\text{ph-e}} \ll d$. Ситуация с фононной теплопроводностью более неоднозначна [14], однако мы ожидаем, что рэлеевское рассеяние акустических фононов станет ограничивающим фактором в этом сильно разупорядоченном материале, по крайней мере, при более высоких температурах.

Пленка NbN напылена на подложку SiO₂-Si при комнатной температуре из чистой ниобиевой мишени 99.9999% с использованием магнетронной системы напыления. Предварительный вакуум в камере составлял $7 \cdot 10^{-7}$ Торр. Осаждение происходило в режиме стабилизации по мощности при установленном значении 200 Вт, а соотношение газовой смеси составляло Ar:N₂ = 40 : 7. Таким образом, была получена сильно разупорядоченная пленка NbN с удельным сопротивлением при комнатной температуре около 800 мкОм·см, измеренным методом ван дер Пау. Пленка NbN была дополнительно структурирована в мостик шириной $w = 0.99$ мкм и длиной $l = 27.5$ мкм. До формирования мостика были изготовлены металлические контакты Ti/Au(5 нм/200 нм) методом взрывной литографии. Затем на образце была сформирована защитная алюминиевая маска толщиной 250 нм с использованием электронно-лучевой литографии и электронно-лучевого испарения. После этого пленка травилась в смеси газов Ag и SF₆ с последующим удалением маски в растворе KOH.

Экспериментальная установка для шумовой термометрии была собрана в ⁴He откачной вставке с резонансной схемой на частоте 40 МГц на входе высокоимпедансного маломощящего усилителя, который находится в парах ⁴He (с усилением ≈ 6 дБ и шумом входного тока усилителя $\approx 3 \times 10^{-27}$ А²/Гц). Сигнал дополнительно усиливается цепочкой маломощящих усилителей при $T = 300$ К, фильтруется и измеряется с помощью детектора мощности (подробности о методике измерения дробового шума см. в дополнительном материале [22] и в недавнем обзоре [23]).

В данном эксперименте к NbN образцу прикладывается напряжение, которое приводит к джоулевому нагреву электронной подсистемы и последующе-

му увеличению флуктуаций тока. Шумовая температура T_N определяется из соотношения Джонсона-Найквиста $S_I = 4k_B T_N / R$.

На панели рис. 2а изображена зависимость сопротивления образца от температуры. Переход в

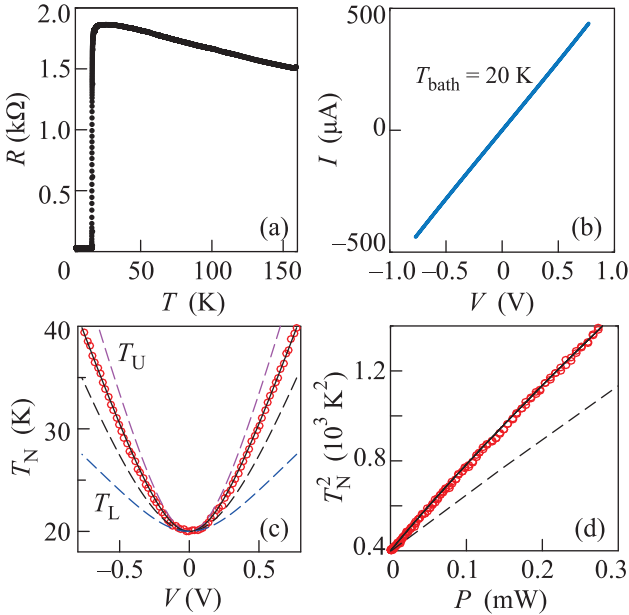


Рис. 2. (Цветной онлайн) Экспериментальные данные для образца NbN толщиной 200 нм. Образец переходит в сверхпроводящее состояние при 16 К, (а) ширина сверхпроводящего перехода составляет около 2 К. (b) – Вольт-амперная характеристика образца в нормальном состоянии при $T_b = 20$ К. (c) – Шумовая температура T_N как функция напряжения смещения V . Символы представляют собой экспериментальные данные, пунктирная линия – результат модели в предположении идеальной тепловой связи между пленкой и подложкой и $T_L = T_{\text{bath}}$. Разница между экспериментом и моделью может быть улучшена, если учесть дополнительное узкое место в релаксации тепла в виде сопротивления Капицы (см. текст). Соответствующие зависимости T_N и T_L , T_U показаны соответственно сплошной линией и двумя пунктирными линиями. (d) – Те же самые данные для шумовой температуры, как в (c), представлены как T_N^2 в зависимости от джоулевой мощности P . Данные результаты подтверждают соответствие модели, описывающей ограничение в теплоотводе пленки вследствие теплопроводности Видемана-Франца (см. текст)

сверхпроводящее состояние происходит при $T_C = 16$ К. На панели рис. 2b показана I - V характеристика при $T_{\text{bath}} = 20$ К значительно выше T_C , которая линейна до 5% во всем диапазоне измерений. Эти данные демонстрируют общепринятый характер

низкотемпературного транспортного отклика в нашем образце NbN.

Основной экспериментальный результат представлен на панели рис. 2c. Символами представлены экспериментальные данные, а штриховой линией – шумовая температура согласно уравнениям (3) и (5) с соответствующими l , d и $T_L = T_{\text{bath}}$. Как и ожидалось, шумовая температура является низкой по сравнению со случаем охлаждения через контакты [17, 18] (не показано), что свидетельствует о сильной тепловой релаксации в подложку. В то же время абсолютное значение T_N и его функциональная зависимость от напряжения смещения V близки к нашему теоретическому предсказанию. На рисунке 2d представлены те же данные в форме T_N^2 в зависимости от джоулевого нагрева P , что также следует из нашей модели. Здесь мы также наблюдаем, что основное узкое место в тепловой релаксации близко к ожидаемому результату с учетом теплопроводности Видемана-Франца поперек пленки.

Стоит отметить, что скорость роста T_N с напряжением в эксперименте сильнее по сравнению с моделью. Мы связываем это различие с эффектом дополнительного процесса, слабо ограничивающего тепловую релаксацию в пленке или в подложке. Далее мы показываем, как один из возможных механизмов, а именно, сопротивление Капицы вследствие акустического рассогласования между пленкой и подложкой, мог бы объяснить экспериментальные данные. В этом сценарии температура на нижней поверхности пленки превышает температуру ванны $T_L > T_{\text{bath}}$, так что $P/A = A_K(T_L^4 - T_{\text{bath}}^4)$, где $A = wl$ – площадь поверхности образца, а $A_K \sim 100 \div 1000 \text{ Вт м}^{-2} \text{ К}^{-4}$ – сопротивление Капицы в модели акустического рассогласования [24]. Используя значение $120 \text{ Вт м}^{-2} \text{ К}^{-4}$, мы получаем зависимость T_L и T_U от напряжения смещения, с учетом которого уравнение (5) достаточно близко описывает экспериментальную зависимость шумовой температуры T_N . На рисунке 2c эти зависимости показаны соответственно нижней и верхней пунктирными линиями и сплошной линией (последняя также показана на рис. 2d). Несмотря на существенное отличие температуры T_L от температуры ванны, обусловленное сопротивлением Капицы, имеет место сильный градиент температуры поперек пленки. Тем не менее, мы хотели бы подчеркнуть, что для того, чтобы сделать определенный вывод, необходимо независимое измерение ограничения теплоотвода, обусловленного релаксацией тепла за счет теплопроводности подложки, что выходит за рамки данной работы.

В заключение, мы представляем модель тепловой релаксации в неупорядоченных металлических пленках в режиме сильной электрон-фононной связи. Мы предсказываем значительный температурный градиент поперек пленки, смещенной постоянным током, с пространственным профилем распределения температуры, который определяется теплопроводностью материала. В пределе доминирующей электронной теплопроводности профиль температуры является параболическим, а шумовая температура пленки линейно зависит от напряжения смещения. Это напоминает универсальное поведение дробового шума в диффузионных проводниках с пренебрежимо малым электрон-фононным взаимодействием, но с шумовой температурой, сильно подавленной геометрическим фактором $l/2d \gg 1$. Предварительные экспериментальные данные для толстой и сильно неупорядоченной пленки NbN согласуются нашим предсказанием.

Мы благодарим за плодотворные обсуждения И. В. Третьякова и А. В. Семенова.

Теоретическая модель была разработана при поддержке проекта Российского фонда фундаментальных исследований # 19-32-80037. Изготовление образцов и исследование транспортных характеристик было выполнено при поддержке Российского научного фонда проекта # 17-72-30036. Шумовые измерения были проведены при поддержке Российского научного фонда проекта # 19-12-00326. А. И. Кардакова и Э. М. Баева благодарят Грант Президента РФ МК-1308.2019.2 за финансовую поддержку. Анализ данных проводился в рамках государственного задания ИФТТ РАН.

1. C.M. Natarajan, M.G. Tanner, and R.H. Hadfield, *Supercond. Sci. Technol.* **25**(6), 063001 (2012).
2. I. Holzman and Y. Ivry, *Advanced Quantum Technologies* **2**(3-4), 1800058 (2019).
3. F. Marsili, M. J. Stevens, A. Kozorezov, V. B. Verma, C. Lambert, J. A. Stern, R. D. Horansky, S. Dyer, S. Duff, D. P. Pappas, A. E. Lita, M. D. Shaw, R. P. Mirin, and S. W. Nam, *Phys. Rev. B* **93**(9), 094518 (2016).
4. L. Zhang, L. You, X. Yang, J. Wu, C. Lv, Q. Guo, W. Zhang, H. Li, W. Peng, Z. Wang, and X. Xie, *Sci. Rep.* **8**(1), 1486 (2018).
5. T. M. Klapwijk and A. V. Semenov, *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technology* **7**(6), 627 (2017).
6. I. Tamir, A. Benyamini, E. J. Telford, F. Gorniaczyk, A. Doron, T. Levinson, D. Wang, F. Gay, B. Sacépé, J. Hone, K. Watanabe, T. Taniguchi, C. R. Dean, A. N. Pasupathy, and D. Shahar, *Science Advances* **5**(3), eaau3826 (2019).
7. D. Yu. Vodolazov, *Phys. Rev. Appl.* **7**, 034014 (2017).
8. A. J. Annunziata, O. Quaranta, D. F. Santavica, A. Casaburi, L. Frunzio, M. Ejrnaes, M. J. Rooks, R. Cristiano, S. Pagano, A. Frydman, and D. E. Prober, *J. Appl. Phys.* **108**, 084507 (2010).
9. F. Marsili, F. Najafi, C. Herder, and K. K. Berggren, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 093507 (2011).
10. L. Zhang, L. You, X. Yang, Y. Tang, M. Si, K. Yan, W. Zhang, H. Li, H. Zhou, W. Peng, and Z. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **115**, 132602 (2019).
11. E. Baeva, M. Sidorova, A. Korneev, K. Smirnov, A. Divochy, P. Morozov, P. Zolotov, Y. Vakhtomin, A. Semenov, T. Klapwijk, V. Khrapai, and G. Goltsman, *Phys. Rev. Appl.* **10**, 064063 (2018).
12. D. Rall, P. Probst, M. Hofherr, S. Wünsch, K. Il'in, U. Lemmer, and M. Siegel, *J. Phys. Conf. Ser.* **234**, 042029 (2010).
13. A. Kardakova, M. Finkel, D. Morozov, V. Kovalyuk, P. An, C. Dunscombe, M. Tarkhov, P. Mauskopf, T. M. Klapwijk, and G. Goltsman, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 252602 (2013).
14. M. V. Sidorova, A. G. Kozorezov, A. V. Semenov, Y. P. Korneeva, M. Y. Mikhailov, A. Y. Devizenko, A. A. Korneev, G. M. Chulkova, and G. N. Goltsman, *Phys. Rev. B* **97**, 184512 (2018).
15. M. Sidorova, A. Semenov, H.-W. Hübers, K. Ilin, M. Siegel, I. Charaev, M. Moshkova, N. Kaurova, G. N. Goltsman, X. Zhang, and A. Schilling, *arXiv:1907.05039*.
16. R. C. Zeller and R. O. Pohl, *Phys. Rev. B* **4**, 2029 (1971).
17. K. E. Nagaev, *Phys. Rev. B* **52**, 4740 (1995).
18. V. I. Kozub and A. M. Rudin, *Phys. Rev. B* **52**, 7853 (1995).
19. S. U. Piatrusha, V. S. Khrapai, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and E. S. Tikhonov, *Phys. Rev. B* **96**, 245417 (2017).
20. K. Nagaev, *Phys. Lett. A* **169**, 103 (1992).
21. K. Smirnov, A. Divochiy, Y. Vakhtomin, P. Morozov, P. Zolotov, A. Antipov, and V. Seleznev, *Supercond. Sci. Technol.* **31**, 035011 (2018).
22. E. S. Tikhonov, M. Y. Melnikov, D. V. Shovkun, L. Sorba, G. Biasiol, and V. S. Khrapai, *Phys. Rev. B* **90**, 161405 (2014).
23. S. U. Piatrusha, L. V. Ginzburg, E. S. Tikhonov, D. V. Shovkun, G. Koblmüller, A. V. Bubis, A. K. Grebenko, A. G. Nasibulin, and V. S. Khrapai, *JETP Lett.* **108**, 71 (2018).
24. T. Elo, P. Lähteenmäki, D. Golubev, A. Savin, K. Arutyunov, and P. Hakonen, *J. Low Temp. Phys.* **189**, 204 (2017).