Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 4, с. 237 – 246

Локальная термометрия чешуйки $NbSe_2$ путем измерения дельта-T шума[1)]

М. Г. Прокудина, А. Ф. Шевчун, В. С. Храпай, Е. С. Тихонов[2)]

Институт физики твердого тела имени Ю. А. Осипьяна РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 26 мая 2025 г.
После переработки 15 июля 2025 г
Принята к публикации 22 июля 2025 г

Мы измеряем транспорт и шум в образце, представляющем собой тонкую чешуйку $NbSe_2$, уложенную на предварительно реализованные золотые электроды и покрытую тонкой чешуйкой hBN. В дробовом шуме туннельного перехода $NbSe_2/Au$ мы идентифицируем режим андреевского отражения, демонстрируя эффективное удвоение заряда. Создавая градиент температуры на туннельном переходе и измеряя его дельта-T шум в нормальном состоянии, мы извлекаем длину электрон-фононного рассеяния в $NbSe_2$ и ее зависимость от температуры. Результаты измерений дельта-T шума в отсутствие магнитного поля, когда чешуйка находится в сверхпроводящем состоянии, качественно согласуются с ожиданиями. Предложенный подход является перспективным для изучения неравновесных конфигураций в сверхпроводниках.

DOI: 10.31857/S0370274X25080207, EDN: VEJIQX

I. Введение. Понимание динамики квазичастиц в сверхпроводниках необходимо для улучшения работы электронных микрорефрижераторов на основе сверхпроводников [1], детекторов фотонов [2, 3], элементов кинетической индуктивности [4] и кубитов [5]. Для измерений в стационарных конфигурациях один из удобных подходов к изучению релаксации использует литографически заданные туннельные переходы (ТП), которые могут либо предоставлять локальные данные об электронных состояниях посредством туннельной спектроскопии кондактанса [6], либо служить локальным инжектором квазичастиц высокой энергии [7]. Наиболее передовые подходы используют методы криогенной сканирующей микроскопии, а не литографические ТП [8].

В настоящей работе мы реализуем подход для локальной термометрии электронных состояний в неравновесном сверхпроводнике, основанный на измерениях шума слабосвязанного туннельного зонда [9]. Ранее аналогичный подход применялся для локальной термометрии электронных состояний в диффузионных металлических проводниках с использованием в качестве зонда InAs нанопровода с пренебрежимо малым электрон-фононным рассеянием [10]. В дальнейшем этот же подход, но уже с зондом в виде ТП, позволил получить энергетическое разрешение электронных состояний в диффузионных металлических проводах [11]. Однако, до сих пор этот подход никогда не применялся к сверхпроводникам. Отметим, что он не опирается ни на какие- либо спектральные характеристики сверхпроводника или зонда, поэтому его применимость не ограничивается низкой температурой и нулевым магнитным полем (B), как в экспериментах по спектроскопии туннельного кондактанса [12].

В последнее время, наряду с традиционными объемными сверхпроводящими материалами, сверхпроводники из класса дихалькогенидов переходных металлов (TMDC – transition metal dichalcogenides) также привлекают большое внимание, в основном благодаря высокому потенциалу в приложениях наноэлектроники и нанофотоники [13]. Слоистые материалы TMDC представляют доступную платформу с возможностью уменьшения толщины до нескольких нанометров при создании образцов с использованием широко распространенной в настоящее время техники послойной сборки. Одним из наиболее изученных сверхпроводящих материалов из семейства TMDC является диселенид ниобия $NbSe_2$. Мы продемонстрируем подход локальной термометрии, используя в качестве образца тонкую чешуйку $NbSe_2$, и извлечем для нее константу электрон-фононной связи и температурную (T) зависимость длины электрон-фононного рассеяния. Наши результаты актуальны для возможных неравновесных применений $NbSe_2$ [14]. А сам подход может быть ис-

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

[2)] e-mail: tikhonov@issp.ac.ru

пользован для характеризации не только других представителей TMDC-сверхпроводников вплоть до двумерного предела, но и для объемных сверхпроводников.

II. Изготовление образцов, температурные и магнитополевые зависимости. Тонкие чешуйки $NbSe_2$ были получены из приобретенного у фирмы HQgraphene кристалла методом эксфолиации на поверхность полидиметилсилоксановой пленки, после чего выложены на предварительно изготовленные на поверхности SiO_2 золотые электроды толщиной 30 нм. Для того, чтобы предотвратить окисление $NbSe_2$, структура защищалась помещеннной сверху тонкой чешуйкой hBN, также изготовленной методом эксфолиации. Оптическое изображение структуры приведено на рис. 1a. Все измерения были проведены в установке с откачкой паров ^{3}He при температурах 4.2 K (в газе) и 0.7 K (в жидкости). Измерения в магнитном поле проведены с направлением поля, перпендикулярным чешуйкам образца. Детали измерения шума приведены в Приложении.

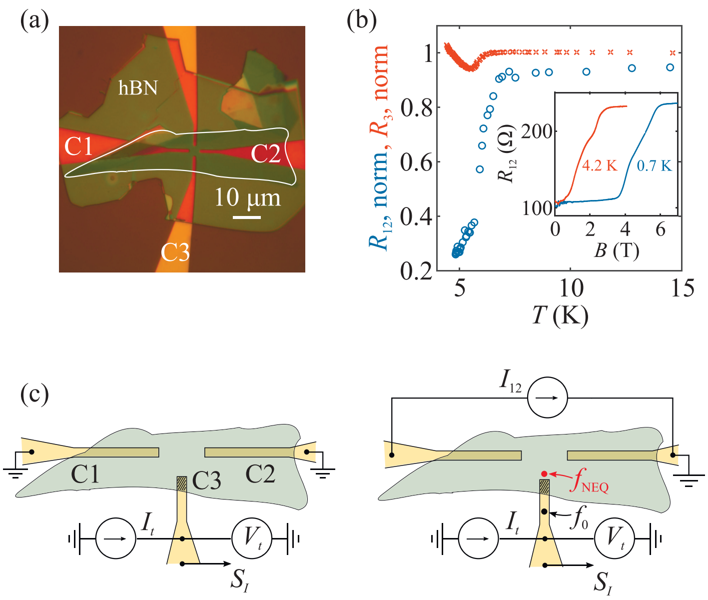

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Оптическая микрофотография образца. Отслоенная чешуйка $NbSe_2$ (обведена белой линией) помещается на предварительно сформированные золотые электроды, а затем покрывается чешуйкой hBN. Рабочие контакты обозначены C1, C2 и C3. (b) – Температурная зависимость нормированных сопротивлений R_{12} (синие кружки) и R_3 (красные крестики). R_{12} измерено током 0.45 мкА, что меньше, чем $0.2\Delta_0/eR_{12,N}$. R_3 измерено током 90 нА, что меньше, чем $0.5\Delta_0/eR_{3,N}$. Здесь Δ_0 – сверхпроводящая щель $NbSe_2$ при нулевой T, $R_{12,N}$ и $R_{3,N}$ – соответствующие сопротивления в нормальном состоянии. На вставке показана зависимость R_{12} от магнитного поля при $T = 4.2$ K (красная кривая) и 0.7 K (синяя). (c) – Схема измерений для характеризации ТП, реализованного на границе раздела C3/$NbSe_2$ (слева) и для спектроскопии кондактанса/шума (справа)

Из четырех золотых контактных электродов три обеспечивают электрический контакт с чешуйкой (обозначены C1, C2 and C3). На рисунке 1b показана температурная зависимость нормированных квазичетырехточечных сопротивлений, исключающих сопротивление проводов схемы: R_{12} измерено между электродами C1 и C2 (синие кружки), R_3 измерено между электродом C3 и обоими электродами C1 и C2 в параллель (красные кружки). При комнатной температуре эти сопротивления составляют примерно 800 Ом и 6 кОм, соответственно. При охлаждении, вблизи $T \approx 6$ K, где образец оказывается в области сверхпроводящего перехода [15], как R_{12}, так и R_3 демонстрируют резкое уменьшение. Однако, при дальнейшем охлаждении поведение $R_{12}(T)$ и $R_3(T)$ различается. В то время как $R_{12}(T)$ монотонно уменьшается до минимально доступной температуры $T = 0.7$ K, $R_3(T)$ начинает возрастать начиная с $T \approx 5$ K, достигая 6 кОм при 4.2 K и 17 кОм при 0.7 K (температурная зависимость ниже 4.2 K не приведена). Подчеркнем, что наблюдаемое уменьшение сопротивления при охлаждении составляет приблизительно 100 Ом и значительно превышает сопротивление золотых контактов под чешуйкой (приблизительно 10 Ом). Как мы покажем далее, указанное поведение отражает образование туннельного контакта между чешуйкой и золотым электродом C3. Мы покажем, что этот туннельный контакт описывается средней вероятностью прохождения $\langle\tau\rangle \approx 0.5$, что ненамного меньше единицы. В дальнейшем, мы будем называть этот контакт ТП, в отличие от контактов на интерфейсах C1(C2)/NbSe2. Магнитное поле разрушает сверхпроводимость чешуйки, см. вставку рис. 1b для кривых $R_{12}(B)$ как при $T = 4.2$ K, так и при 0.7 K. Здесь наблюдаемые ступеньки, вероятно, связаны с неоднородностью толщины чешуйки. Эта неоднородность наиболее ярко проявляется в температурной зависимости измеренного по четырехточечной схеме сопротивления другого образца с тонкой чешуйкой, см. дополнительные материалы рис. S1b. В то же время, мы не наблюдаем подобных особенностей для толстого образца, см. рис. S2b. Дополнительные транспортные данные, полученные на изготовленном таким же способом образце (с эксфолиацией тонкой чешуйки), а также данные на литографически структурированной толстой пленке представлены в дополнительных материалах на рис. S1 и S2, соответственно. Отметим, что, как правило, большинство интерфейсов между предварительно изготовленными золотыми электродами и $NbSe_2$ в наших образцах оказываются в диапазоне нескольких сотен Ом и демонстрируют монотонно уменьшающееся с охлаждением сопротивление. Тот факт, что некоторые контакты демонстрируют туннельные характеристики, является случайным и неконтролируемым [16]. В дополнительных материалах (рис. S3) мы показываем еще один пример туннельного контакта на другой тонкой чешуйке $NbSe_2$.

III. Характеризация туннельного контакта. Сначала охарактеризуем транспортные и шумовые свойства ТП, используя схему, приведенную в левой части рис. 1c. Здесь мы можем пренебречь вкладом в измеряемое сопротивление как от интерфейсов C1(C2)/$NbSe_2$, так и от самой чешуйки, поскольку эти сопротивления не превосходят 100 Ом, см. вставку к рис. 1b. В достаточно большом магнитном поле вольт-амперная характеристика (ВАХ) ТП линейна как при $T = 4.2$ К, так и при 0.7 К, поэтому дифференциальный кондактанс, $G_t = dI_t/dV_t$, не зависит от напряжения смещения, см. красные кружки на рис. 2a для нормированных относительно зна-

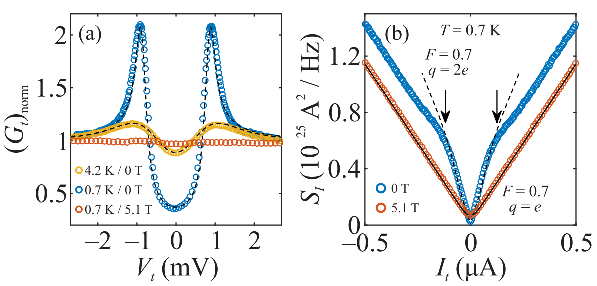

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Нормированный дифференциальный кондактанс туннельного контакта. Пунктирные линии соответствуют аппроксимации в соответствии с моделью BTK с использованием $\Delta = 0.69$ мэВ, $Z = 1.03$ при 4.2 К и $\Delta = 0.88$ мэВ, $Z = 1.12$ при 0.7 К. (b) – Спектральная плотность токового шума туннельного контакта при $T = 0.7$ К в магнитном поле $B = 0$ и 5.1 Тл. Пунктирные линии соответствуют аппроксимациям с $F = 0.7$ и $q = e$ при $B = 5.1$ Тл и $q = 2e$ при $B = 0$ Тл (см. текст)

чения при высоком напряжении смещения данных при $T = 0.7$ К в магнитном поле $B = 5.1$ Тл. При уменьшении магнитного поля, $G_t(V_t)$ начинает демонстрировать особенности, присущие NS-контактам в туннельном режиме. А именно, наблюдаются пики на кривых $G_t(V_t)$, которые наиболее выражены при $B = 0$ (рис. 2a, синие кружки). Более того, эти пики сглаживаются при повышении температуры (рис. 2a, желтые кружки). Соответствующие ВАХи показаны в дополнительных материалах на рис. S4.

Количественное описание кривых дифференциального кондактанса NS-контактов обычно выполняется путем сравнения с поведением, предсказываемым моделью BTK (Blonder–Tinkham–Klapwijk) [17],

$$I_{\rm NS} \propto \int\limits_{-\infty}^{+\infty} [f_0(\varepsilon - eV) - f_0(\varepsilon)]\,[1 + A(\varepsilon) - B(\varepsilon)]\; d\varepsilon,$$

где $A(\varepsilon)$ и $B(\varepsilon)$ – вероятности андреевского и нормального отражения, приведенные в табл. II работы [17] и зависящие от безразмерного параметра Z, который определяет высоту потенциального барьера интерфейса. Приведенное выше выражение обеспечивает разумное согласие с экспериментальными данными, см. пунктирные линии на рис. 2a. Использованные параметры подгонки: $\Delta = 0.69$ мэВ, $Z = 1.03$ при 4.2 К и $\Delta = 0.88$ мэВ, $Z = 1.12$ при 0.7 К. Отметим, что полученное таким образом значение параметра Z практически не зависит от температуры, а значения потенциала сверхпроводящей щели Δ при двух температурах попадают на ожидаемую температурную зависимость $\Delta \propto \tanh\left(1.74\sqrt{T_c/T - 1}\right)$, с температурой сверхпроводящего перехода $T_c = 5.9$ К. В целом, данные рис. 2a указывают на то, что интерфейс C3/$NbSe_2$ представлен туннельным контактом, характеризующимся набором не зависящих от энергии вероятностей прохождения, которые в среднем можно оценить как $\langle\tau\rangle \sim (1 + Z^2)^{-1} \approx 0.5$.

Дополнительная информация может быть получена из стандартных шумовых измерений [18]. Мы пропускаем ток I_t через ТП как и при измерении дифференциального кондактанса, см. левую часть рис. 1c, и измеряем флуктуации напряжения с использованием резонансного контура в районе центральной частоты приблизительно 15 МГц. Результаты, представленные в виде зависимости спектральной плотности токового шума S_I от тока I_t, показаны на рис. 2b. При $T = 0.7$ К и в достаточно сильном магнитном поле $B = 5.1$ Тл, где ВАХ ТП линейна, мы наблюдаем линейный рост S_I с абсолютным значением I_t (рис. 2b, красные кружки), что является отличительной особенностью дробового шума. Во всем диапазоне токов данные идеально согласуются (см. сплошную черную линию, рис. 2b) со стандартным выражением дробового шума

$$S_{\rm I} = 4k_{\rm B}TG + 2q|I|F(\coth\xi - 1/\xi), \qquad (1)$$

где $G = G_t$ – дифференциальный кондактанс ТП, $I = I_t$ – ток через ТП, $q = e$ – заряд электрона,

$\xi = q|V|/(2k_{\rm B}T)$ определяется напряжением смещения ТП $V = V_t$, а $F = 0.7$ – фактор Фано. В формализме матрицы рассеяния фактор Фано определяется как $F = \sum \tau_i(1-\tau_i)/\sum \tau_i$, где τ_i – вероятности прохождения по собственным каналам проводимости данного проводника. Обычно F варьируется от 0 до 1, достигая $F = 0$ на плато проводимости квантовых точечных контактов и $F = 1$ для ТП со всеми $\tau_i \ll 1$. Обратим внимание, что для одноканального ТП, основываясь на оценке дифференциального кондактанса, полученной с помощью подгонки BTK, нам следовало бы ожидать $F = 1 - \tau \approx 0.5$. Для дальнейшего обсуждения нам важна линейная зависимость $S_I(I_t)$, показывающая отсутствие электрон-фононной релаксации [19] в транспорте через ТП.

В нулевом магнитном поле кривая $S_I(I_t)$ (синие кружки) демонстрирует два излома при токах, соответствующих напряжениям смещения $(V_t)_{\rm kink} \approx \approx \pm\Delta/e = 0.88$ мВ, см. стрелки на рис. 2b. Количественно данные при низком токе разумно описываются с использованием того же выражения (1), но теперь с $q = 2e$, в то время как наклон кривой при высоком токе такой же, как и в случае $B = 5.1$ Тл. Такое поведение ожидаемо [20] и отражает механизм андреевского отражения при переносе заряда через NS контакты [21–25]: при напряжениях ниже щели ток преобразуется в сверхток отражением дырки обратно в металл, так что заряд $2e$ переносится через интерфейс.

Результаты, представленные на рис. 2, – дифференциальный кондактанс, разумно описываемый с помощью теории BTK, эффективное удвоение заряда, продемонстрированное в дробовом шуме в нулевом магнитном поле, и значение фактора Фано, которое находится в разумном согласии с подгонкой BTK – с физической точки зрения наглядно показывают образование туннельного контакта на границе раздела C3/NbSe2. Используя значение сопротивления ТП при низкой температуре в нормальном состоянии $R_N \approx 5$ кОм, мы можем оценить количество спин-вырожденных каналов проводимости через интерфейс C3/$NbSe_2$ как $N = h/(2e^2\langle\tau\rangle R_N) \approx 5$. Полученный результат соответствует, скорее всего, точечному контакту с площадью поперечного сечения порядка 1 нм^2.

IV. Характеризация хороших контактов. В отличие от интерфейса C3/$NbSe_2$, оба интерфейса C1(C2)/$NbSe_2$ относительно прозрачны, поэтому мы и будем называть их хорошими контактами. На рисунке 3a представлена измеренная при $T = 0.7$ К эволюция с магнитным полем дифференциального сопротивления dV_{12}/dI_{12} при относительно небольших

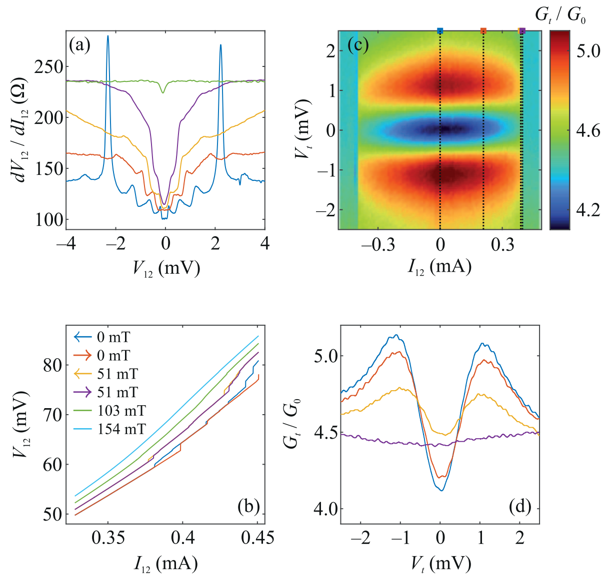

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Дифференциальное сопротивление чешуйки как функция напряжения смещения в магнитных полях $B = 0$, 2.1, 3.1, 4.1 и 5.7 Тл (от синей к зеленой кривой). (b) – ВАХ чешуйки, демонстрирующая скачки напряжения и их эволюцию в магнитном поле при $T = 4.2$ К. (c) – Дифференциальный кондактанс туннельного зонда как функция тока через чешуйку I_{12} и напряжения смещения туннельного зонда при $T = 4.2$ К. (d) – Срезы дифференциального кондактанса при определенных значениях $I_{12} = 0$, 0.21, 0.389 и 0.397 мА, обозначенных пунктирными линиями на панели (c)

напряжениях смещения. Синяя кривая на рис. 3a, соответствующая $B = 0$, демонстрирует набор пиков сопротивления. Эти пики отсутствуют при $T = 4.2$ К (см. дополнительные материалы, рис. S5), а также сглаживаются с ростом B. Отметим, что одиночные пики при напряжениях смещения в несколько мВ, аналогичные нашим самым большим пикам, наблюдались в [26] при промежуточных температурах $T = 3.3$ К. Как мы покажем ниже, даже при минимальной доступной нам $T = 0.7$ К длина электрон-фононного рассеяния l_{e-ph} в $NbSe_2$ намного короче расстояния между двумя интерфейсами, поэтому наш образец следует рассматривать как последовательное соединение двух независимых NS-интерфейсов и собственно чешуйки. В образце нашей геометрии невозможно надежно разделить вклад двух интерфейсов в R_{12}. Отметим, что для одиночного интерфейса графен/NbSe2 в недавней статье [27] были выявлены аналогичные пики, обусловленные транспортом между сверхпроводником и расположенным под ним проводником, в нашем случае соответствующим транспорту через интерфейс

$Au/NbSe_2$. Появление нескольких пиков может быть связано с различной толщиной $NbSe_2$ вдоль интерфейса. Соответствующая эволюция дифференциального сопротивления R_{12} в зависимости от магнитного поля и напряжения смещения показана на рис. S6 в дополнительных материалах.

Аналогично результатам [27], мы также наблюдаем скачки напряжения на ВАХ $V_{12}(I_{12})$ при больших токах смещения около 0.4 мА (отметим, что скачки напряжения отсутствуют при токах смещения ниже 0.35 мА). Соответствующие данные представлены на рис. 3b синей и красной кривыми ($B = 0$), а также желтой и фиолетовой кривыми ($B = 51$ мТл), где два цвета в каждой паре отражают два противоположных направления развертки тока. Соответствующие ступеньки уменьшаются по высоте и сглаживаются при относительно малых магнитных полях: уже при $B = 103$ мТл ВАХ и для двух противоположных направлений развертки неразличимы. В целом, наблюдаемый гистерезис наряду с поведением при введении магнитного поля указывают на сверхпроводящее происхождение ступенек. Качественно подобное гистерезисное поведение было недавно обнаружено для геометрически четко определенной системы, представленной полупроводниковым InAs нанопроводом с оболочкой из эпитаксиального Al, подсоединенным концами к двум золотым контактным электродам [28]. В работе было показано, что наблюдение сверхпроводящего состояния при напряжениях смещения $V \gg \Delta/e$ подразумевает сильную релаксацию энергии. По сравнению с одномерной геометрией в форме провода [28], в нашем случае плохо определенная двумерная геометрия перераспределения тока, вероятно, приводит к появлению множественных гистерезисных ступенек на ВАХ, а не к одной петле гистерезиса. Еще одним важным отличием является более сильная электрон-фононная релаксация в $NbSe_2$ по сравнению с Al (см. ниже), что приводит к наблюдению сверхпроводящего состояния еще выше относительно сверхпроводящей щели.

V. Спектроскопия кондактанса. Эволюцию локального сверхпроводящего состояния в чешуйке под действием тока смещения I_{12} можно визуализировать с помощью широко распространенной туннельной зондовой спектроскопии кондактанса [8, 17, 29–33], используя ТП на границе раздела $C3/NbSe_2$, см. схему правой части рис. 1c. В этом эксперименте мы измеряем дифференциальное сопротивление ТП, $R_t = dV_t/dI_t$. На рисунке 3c представлена цветовая карта измеренного при $T = 4.2$ К дифференциального кондактанса туннельного зонда $G_t = 1/R_t$ в зависимости от напряжения смещения туннельного зонда V_t и тока через чешуйку I_{12}. Направление развертки I_{12} – от положительных к отрицательным значениям. Обратим внимание, что ток I_t, втекающий в чешуйку через туннельный зонд, не превышает 0.5 мкА и пренебрежимо мал по сравнению с I_{12}. Закрашенные квадратики с соответствующими пунктирными черными линиями на рис. 3c отмечают конкретные значения I_{12}, для которых зависимости $G_t(V_t)$ показаны на рис. 3d. Ниже порогового значения $I_{12} \approx 0.39$ мА, с уменьшением величины I_{12} дифференциальный кондактанс туннельного зонда постепенно меняется таким образом, что пики кондактанса смещаются к большим значениям $|V_t|$, а минимум кондактанса при нулевом смещении становится более выраженным. Это указывает на непрерывное уменьшение локальной электронной температуры T_e вблизи ТП. Результат рис. 3c позволяет продемонстрировать качественное отличие нашего случая от ситуации, когда энергетической релаксацией можно пренебречь. А именно, заметим, что переход между локальным сверхпроводящим и нормальным состояниями происходит схожим образом независимо от того, уменьшается или увеличивается ток смещения $|I_{12}|$. Напротив, для алюминиевого провода, длина которого меньше длины электрон-фононного рассеяния и который соединяет два массивных медных контактных электрода [31], было показано, что эволюция сверхпроводящего состояния различается в зависимости от направления развертки тока смещения. Различие возникает из-за реализации в случае пренебрежимо малой энергетической релаксации [31] так называемых глобального и бимодального сверхпроводящих состояний для двух противоположных направлений развертки тока. Глобальное состояние представляет собой одно когерентное сверхпроводящее состояние, охватывающее всю длину провода и реализующееся при увеличении тока, в то время как бимодальное состояние представляет собой две отдельных сверхпроводящих области, расположенных на обоих холодных концах провода и реализующихся при уменьшении тока. Сильная энергетическая релаксация в $NbSe_2$ делает эту модель неприменимой в нашем случае. Мы не смогли провести аналогичные измерения при 0.7 К, поскольку при низкой T образец генерировал некоторый шум, перегружающий предусилитель при больших значениях I_{12}.

В заключение отметим, что в приведенном выше обсуждении мы предполагали, что плотность тока смещения значительно меньше плотности тока распаривания $NbSe_2$, поэтому эволюция $G_t(I_{12})$ объяснялась исключительно изменениями локальной электронной температуры T_e. К сожалению, плохо определенная геометрия распределения тока в нашем образце не позволяет судить о возможном влиянии тока смещения I_{12} на плотность состояний в $NbSe_2$ [29].

VI. Измерения дельта-T шума. Одним из способов экспериментальной количественной оценки электрон-фононной релаксации в образце является измерение его токового шума [34–37]. А именно, дробовой шум двухтерминального диффузионного проводника без электрон-фононного рассеяния описывается выражением (1) с $F = 1/3$ и $F = \sqrt{3}/4$ для случаев пренебрежимо малого и сильного электрон-электронного рассеяния соответственно. Подавление токового шума по сравнению с $F = 1/3$ указывает на необходимость учета электрон-фононной релаксации, которую принято описывать через константу электрон-фононной связи Σ_{e-ph}. Эта константа описывает поток мощности между электронной и фононной подсистемами в соответствии с

$$P_{e-ph} = \mathcal{V}\Sigma_{e-ph}\left(T_e^n - T_{ph}^n\right), \qquad (2)$$

где $\mathcal{V}$ – объем системы, T_e и T_{ph} – электронная и фононная температуры, а показатель степени n, как правило, меняется в диапазоне $n \approx 3{-}5$ [1]. В стационарном состоянии P_{e-ph} – это в точности выделяемая джоулева тепловая мощность. Соотношение (2) наилучшим образом работает для случая достаточно длинных образцов, где T_e и T_{ph} можно считать независящими от координаты всюду, кроме коротких областей вблизи контактов. С экспериментальной точки зрения особое внимание следует уделять тому, чтобы контактные электроды и соответствующие интерфейсы не вносили вклад в измеряемый шумовой сигнал [38]. Если исследуемый образец представляет собой сверхпроводник, подключенный к нормальным электродам, учет контактов оказывается принципиальной сложностью, которую невозможно обойти в стандартной двухконтактной шумовой термометрии. В рассматриваемом же случае тонкой чешуйки $NbSe_2$, которая еще и деградирует при стандартных методах литографии, надлежащее для термометрического эксперимента качество контактов не может быть гарантировано даже для чешуйки в нормальном состоянии.

Ниже мы обсуждаем подходящий в данной ситуации эксперимент по измерению локального дельта-T шума [10, 11, 39], см. схему в правой части рис. 1c. Рассмотрим ТП, характеризующийся не зависящими от энергии вероятностями перехода τ_i и дифференциальным кондактансом G_t. Пусть ТП соединяет два проводника: первый находится в равновесии и описывается функцией распределения Ферми–Дирака $f_0(\varepsilon, T_0) = [\exp(\varepsilon/k_BT_0) + 1]^{-1}$, а второй неравновесный с некоторой функцией распределения $f_{NEQ}(\varepsilon)$, в общем случае зависящей от координаты. Здесь T_0 – температура ванны, а два проводника в нашем случае представлены золотым электродом C3 и чешуйкой $NbSe_2$ соответственно, см. правую часть рис. 1c с заштрихованной областью, показывающей ТП. В общем случае шумовая температура ТП $T_N(V_t) = S_I/4k_BG_t$ при приложенном напряжении смещения V_t позволяет извлечь [9, 11, 40]

$$f_{NEQ}(\varepsilon) = \frac{1}{2} - \frac{1}{F}\frac{d\,(k_BT_N)}{d(eV_t)}\Big|_{eV_t=\varepsilon}. \qquad (3)$$

Здесь $S_I(V_t)$ – спектральная плотность токового шума ТП, F – фактор Фано ТП, а V_t – напряжение смещения на нем. Это соотношение справедливо при условии, что T_0 значительно меньше характерного масштаба энергии, на котором $f_{NEQ}(\varepsilon)$ изменяется существенно.

Важный частный случай реализуется для неравновесных проводников с сильной электрон-электронной или электрон-фононной релаксацией, в которых $f_{NEQ}(\varepsilon)$ имеет вид функции Ферми–Дирака, $f_{NEQ}(\varepsilon) = f_0(\varepsilon, T_e) \equiv [\exp(\varepsilon/k_BT_e) + 1]^{-1}$, с неравновесной электронной температурой T_e. В таком случае локальное значение T_e можно получить из измерений шума, используя соотношение [18]

$$T_N = \frac{T_e + T_0}{2} + \frac{F}{2k_B}\int d\varepsilon\,[f_0(\varepsilon, T_e) - f_0(\varepsilon, T_0)]^2, \quad (4)$$

применимое, в отличие от (3), при любом значении T_e. Важно, что средний ток через ТП отсутствует, а неравновесный шум возникает из-за разницы температур по обе стороны ТП. Ниже мы воспользуемся соотношением (4) для получения локального значения T_e вблизи ТП в неравновесной чешуйке $NbSe_2$ из измерений T_N. Обратим внимание, что это соотношение предполагает условие $G_t \ll R_{12}^{-1}$, которое обеспечивает пренебрежимо малую утечку тепла через ТП.

В эксперименте мы измеряем флуктуации напряжения ТП в ответ на ток смещения через чешуйку. Мы сосредоточимся на низкотемпературных данных, полученных при $T = 0.7$ K, где показатель степени n, входящий в (2), может быть извлечен однозначно благодаря относительно широкому диапазону доступных T_N. Данные, выраженные в терминах шумовой температуры T_N ТП как функции напряжения смещения V_{12} на чешуйке, представлены на рис. 4a для трех типичных значений магнитного поля. Основное влияние B на кривые $T_N(V_{12})$ проявляется в диапазоне напряжений смещения ниже примерно 40 мВ (см. вертикальные пунктирные линии),

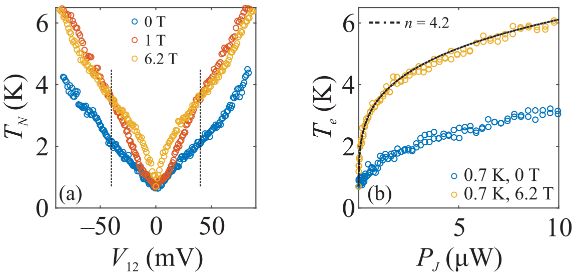

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Шумовая температура ТП как функция напряжения смещения на чешуйке при $B = 0$, 1 и 6.2 Тл, измеренная при температуре ванны $T_0 = 0.7$ К. Пунктирные линии обозначают диапазон напряжений смещения, использованных для анализа на панели (b). (b) – Локальная электронная температура в $NbSe_2$ непосредственно под ТП как функция общей джоулевой мощности, выделяемой в чешуйке из-за тока I_{12}. Пунктирная линия – аппроксимация с использованием (2) при $n = 4.2$ и $\mathcal{V}\Sigma_{e-ph} = 5 \cdot 10^{-9}$ Вт/К$^{4.2}$

где наклон кривых значительно возрастает с ростом магнитного поля. Далее мы ограничимся этой областью $|V_{12}| \lesssim 40$ мВ, где зависимости $T_N(V_{12})$ являются сублинейными. Как видно из рис. 4a, при больших напряжениях смещения эти зависимости стремятся к линейным, что может указывать на узкое место для релаксации, связанное с $n \approx 2$ для аморфного SiO_2 [41, 42].

Используя (4), из данных рис. 4a мы извлекаем локальную электронную температуру в чешуйке $NbSe_2$ вблизи ТП. Результаты показаны на рис. 4b. При $B = 6.2$ Тл чешуйка находится в нормальном состоянии, см. вставку на рис. 1b, а поток мощности между электронной и фононной подсистемами хорошо описывается выражением (2) с $T_0 = 0.7$ К, $n = 4.2$ и $\mathcal{V}\Sigma_{e-ph} = 5 \cdot 10^{-9}$ Вт/К$^{4.2}$, см. желтые кружки и соответствующую черную пунктирную линию на рис. 4b. Это значение позволяет оценить длину электрон-фононного рассеяния в $NbSe_2$ с помощью [43]

$$l_{e-ph} = L\left[\mathcal{L}/nT^{n-2}\mathcal{V}\Sigma_{e-ph}R_{12}\right]^{1/2},$$

где L – эффективная длина образца, а $\mathcal{L} = 2.44 \times \times 0^{-8}$ ВтОмК$^{-2}$ – число Лоренца. Важно отметить, что даже при минимально доступной температуре $T_0 = 0.7$ К длина l_{e-ph} примерно в 10 раз короче эффективной длины образца, $l_{e-ph}/L \approx 0.1$, что демонстрирует важность энергетической релаксации в любом неравновесном эксперименте с $NbSe_2$ микрометрового размера. Эффективную длину образца в нашем случае можно оценить как 10 мкм, откуда $l_{e-ph} \approx 0.8/T^{1.1}$ мкм К$^{1.1}$. Это подтверждает предположение о ферми-дираковской форме функции распределения в области чешуйки вблизи интерфейса С3/$NbSe_2$. Отметим, что наблюдение $n \approx 4$ исключает диффузию тепла в металлические контактные электроды как доминирующий механизм релаксации в рассматриваемом диапазоне энергий, что проявилось бы в наблюдении $n = 2$ [44]. Отметим также, что наблюдение $n \approx 4$ может отражать двумерную природу акустических фононов аналогично случаю графена [45–48]. Тот факт, что экспериментальные данные лучше всего описываются значением n, несколько отличающимся от целого числа, может быть связан с тем, что модель двумерных фононов применима не полностью.

Приведенный выше анализ предполагает, что джоулево тепло преимущественно выделяется в самой чешуйке $NbSe_2$. Однако, из данных по магнитосопротивлению, представленных на вставке к рис. 1c, можно оценить, что в нормальном состоянии сопротивление чешуйки всего в 1.5 раза превышает суммарное сопротивление интерфейсов. Следовательно, наш результат допускает разброс $\mathcal{V}\Sigma_{e-ph} \approx (3{-}5) \cdot 10^{-9}$ Вт/К$^{4.2}$. Таким образом, l_{e-ph} может быть примерно на 30% больше, чем оценено выше. Подчеркнем, что даже в этом случае полученный нами результат для длины электрон-фононной релаксации в $NbSe_2$ в нормальном состоянии, $l_{e-ph}(NbSe_2, 0.7\,\text{K}) \approx 1$ мкм, значительно меньше недавних результатов [49], полученных для Al в нормальном состоянии при той же температуре. А именно, полученные методом измерений динамического отклика теплового шума на переменное возбуждение значения D, A и n, представленные в табл. I работы [49], свидетельствуют о том, что $l_{e-ph}(\text{Al}, 0.7\,\text{K})$ лежит в диапазоне 3–9 мкм для относительно низкокачественного Al с коэффициентом диффузии $D \lesssim 50$ см^2/с. Еще большие значения ожидаются для золота, где $l_{e-ph}(\text{Au}, 0.7\,\text{K}) \approx 14$ мкм [42]. Наши результаты для $NbSe_2$ в нормальном состоянии также указывают на более слабую зависимость темпа электрон-фононного рассеяния от T, $\tau_{e-ph}(NbSe_2) \propto T^{-2.2}$, по сравнению с чистым металлическим трехмерным случаем, где можно было бы ожидать зависимость вида $\propto T^{-3}$.

В нулевом магнитном поле чешуйка $NbSe_2$ является сверхпроводящей, так что джоулево тепло, соответствующее току I_{12}, выделяется исключительно на интерфейсах С1(С2)/$NbSe_2$. В этом случае, поскольку расстояние между интерфейсами и туннельным зондом в несколько раз превышает длину электрон-фононного рассеяния, определенную в нормальном состоянии, можно ожидать, что увеличение локальной электронной температуры вблизи зонда при заданном значении P_J будет меньшим по сравнению со случаем нормального состояния. Это действительно то, что мы наблюдаем, см. синие кружки на рис. 4b. В отличие от случая нормального состояния, повышение температуры теперь детектируется не там, где выделяется тепло, так что возрастает роль теплопроводности. Сделать вывод о том, осуществляется ли теплопроводность в нашем образце посредством квазичастичного переноса в $NbSe_2$ или фононами в двумерных кристаллах $NbSe_2$ и hBN, на основании нашего эксперимента невозможно. Наконец отметим, что эффект увеличения длины энергетической релаксации в сверхпроводниках при низких температурах по сравнению с нормальным состоянием [50], ожидается пренебрежимо малым в нашем образце при $T \gtrsim 1\,\text{К}$.

VII. Выводы. Мы провели измерения транспорта и шума для тонкой сверхпроводящей чешуйки $NbSe_2$, выложенной на предварительно сформированные золотые электроды и покрытой тонкой чешуйкой hBN. Туннельный переход, образованный на одном из интерфейсов $NbSe_2$/Au, использовался двумя способами. Во-первых, наблюдая удвоение эффективного заряда в дробовом шуме этого ТП при подщелевых энергиях, мы идентифицировали режим андреевского отражения, описывающего транспорт заряда через NS контакт. Во-вторых, выделяя джоулево тепло в $NbSe_2$ и измеряя возникающий дельта-T шум ТП, мы определили длину электрон-фононного рассеяния в $NbSe_2$, которая составляет $l_{e-ph} \approx 0.8/T^{1.1}$ мкм $\text{К}^{1.1}$. Предложенный подход является перспективным для описания неравновесных конфигураций в геометрически четко определенных сверхпроводящих образцах.

Мы благодарим Д. В. Шовкуна за плодотворные обсуждения. Мы также благодарим Д. А. Агаркова за помощь в подготовке русского перевода рукописи.

Приложение

Подробности измерения шума. Принципиальная схема измерения шума показана на рис. 1A. Образец (R_{dev}), два нагрузочных резистора ($R_{\text{load}} = 22\,\text{кОм} \parallel 22\,\text{кОм}$), резонансный контур с $L = 7\,\text{мкГн}$ и $C_p = 16\,\text{пФ}$ (паразитная емкость коаксиального кабеля), и HEMT-транзистор ATF-35143 подключены в параллель на вход высокоомного низкотемпературного усилителя (LTAmp). Емкость $C = 10\,\text{нФ}$ блокирует постоянный ток и действует как закоротка на резонансной частоте 15 МГц. Эта частота достаточно высока, поэтому вкладом $1/f$-шума можно заведомо пренебречь. Сигнал дополнительно усиливается при комнатной температуре (RTAmps), и соответствующая мощность детектируется в определенной полосе пропускания вблизи резонансной частоты. Шумовой сигнал измеряется на фоне вклада усилителей, который стабилен в течение нескольких часов. Этого достаточно для усреднения данных на рис. 2b и 4 – измерение каждого отдельного набора данных занимает приблизительно 30 с, а представленные данные были усреднены по ~ 100 измерениям. Колебания напряжения на входе усилителя LTAmp рассчитываются с использованием стандартного формализма [18] и определяются следующим образом:

$$S_{\text{V}} = \left[S_{\text{I}}^{\text{dev}} + S_{\text{I}}^{\text{load}} + S_{\text{I}}^{\text{HEMT}} + S_{\text{I}}^{\text{amp}}\right] |Z_{\text{tot}}|^2 ,$$

так что после усиления, с точностью до фонового шума усилителей, детектируемая мощность может быть записана как

$$P = G(R_{\parallel}) \left[S_{\text{I}}^{\text{dev}} + S_{\text{I}}^{\text{load}} + S_{\text{I}}^{\text{HEMT}} + S_{\text{I}}^{\text{amp}}\right] .$$

Здесь $G(R_{\parallel})$ – коэффициент усиления токового шума, зависящий от импеданса, который учитывает все реактивные элементы и частотную характеристику фильтра. Все реактивные элементы фиксированы, однако активное сопротивление $R_{\parallel} = (R_{\text{dev}}^{-1} + R_{\text{load}}^{-1} + R_{\text{HEMT}}^{-1})^{-1}$ может зависеть от транспортного тока. Измерения проводятся в два этапа.

1. При измерении дробового шума и дельта-T шума HEMT полностью обедняется (приложением достаточно отрицательного напряжения V_g на затвор) и не вносит вклад в сигнал:

   $$P(I) = G(R_{\parallel}) \left[S_{\text{I}}^{\text{dev}}(I) + 4k_{\text{B}}T/R_{\text{load}} + S_I^{\text{amp}}\right] , \tag{A.1}$$

   где $R_{\parallel}(I) = (R_{\text{dev}}^{-1}(I) + R_{\text{load}}^{-1})^{-1}$. Токовый шум макроскопических резисторов $S_{\text{I}}^{\text{load}}$ не зависит от I при актуальных значениях I и определяется стандартным соотношением Джонсона–Найквиста. Зная $G(R_{\parallel})$ и S_I^{amp}, с использованием выражения (A.1) можно определить токовый шум образца.

2. Теперь опишем процедуру калибровки, используемую для определения $G(R_{\parallel})$ и S_I^{amp}. Здесь транспортный ток отсутствует, но напряжение на затворе HEMT-транзистора варьируется:

   $$P(I = 0) = G(R_{\parallel}) \left[4k_{\text{B}}T/R_{\parallel} + S_I^{\text{amp}}\right] ,$$

   где $R_{\parallel} = (R_{\text{dev}}^{-1} + R_{\text{load}}^{-1} + R_{\text{HEMT}}^{-1})^{-1}$. Проводя измерения при двух температурах, мы можем получить как $G(R_{\|})$, так и S_I^{amp}. Обратим внимание, что LTAmp расположен на ≈ 20 см выше образца, и его входной токовый шум S_I^{amp} определяется рабочей точкой усилителя, а не температурой ванны T.

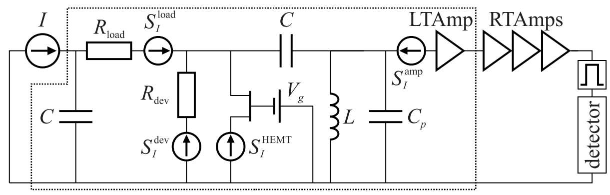

Рис. 1А. Принципиальная схема измерения шума

Финансирование работы. Работа частично финансировалась в рамках государственного задания Института физики твердого тела имени Ю. А. Осипьяна Российской академии наук.

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

1. F. Giazotto, T. T. Heikkilä, A. Luukanen, A. M. Savin, and J. P. Pekola, Rev. Mod. Phys. **78**, 217 (2006).
2. 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).
3. E. D.Walsh, W. Jung, G.-H. Lee, D. K. Efetov, B.-I. Wu, K.-F. Huang, T. A. Ohki, T. Taniguchi, K. Watanabe, P. Kim, D. Englund, and K. C. Fong, Science **372**, 409 (2021).
4. L. Grünhaupt, N. Maleeva, S. T. Skacel, M. Calvo, F. Levy-Bertrand, A. V. Ustinov, H. Rotzinger, A. Monfardini, G. Catelani, and I. M. Pop, Phys. Rev. Lett. **121**, 117001 (2018).
5. K. Serniak, M. Hays, G. De Lange, S. Diamond, S. Shankar, L. D. Burkhart, L. Frunzio, M. Houzet, and M. H. Devoret, Phys. Rev. Lett. **121**, 157701 (2018).
6. L. D. Alegria, C. G. L. Bøttcher, A. K. Saydjari, A. T. Pierce, S. H. Lee, S. P. Harvey, U. Vool, and A. Yacoby, Nat. Nanotechnol. **16**, 404 (2021).
7. S. B. Kaplan, J. R. Kirtley, and D. N. Langenberg, Phys. Rev. Lett. **39**, 291 (1977).
8. T. Jalabert, E. F. C. Driessen, F. Gustavo, J. L. Thomassin, F. Levy-Bertrand, and C. Chapelier, Nature Phys. **19**, 956 (2023).
9. T. Gramespacher and M. Büttiker, Phys. Rev. B **60**, 2375 (1999).
10. E. S. Tikhonov, D. V. Shovkun, D. Ercolani, F. Rossella, M. Rocci, L. Sorba, S. Roddaro, and V. S. Khrapai, Sci. Rep. **6**, 30621 (2016).
11. E. S. Tikhonov, A. O. Denisov, S. U. Piatrusha, I. N. Khrapach, J. P. Pekola, B. Karimi, R. N. Jabdaraghi, and V. S. Khrapai, Phys. Rev. B **102**, 085417 (2020).
12. H. Pothier, S. Guéeron, N. O. Birge, D. Esteve, and M. H. Devoret, Phys. Rev. Lett. **79**, 3490 (1997).
13. D. Qiu, C. Gong, S. Wang, M. Zhang, C. Yang, X. Wang, and J. Xiong, Adv. Mater. **33**, 2006124 (2021).
14. K. Shein, E. Zharkova, M. Kashchenko, A. Kolbatova, A. Lyubchak, L. Elesin, E. Nguyen, A. Semenov, I. Charaev, A. Schilling, G. Goltsman, K. S. Novoselov, I. Gayduchenko, and D. A. Bandurin, Nano Lett. **24**, 2282 (2024).
15. E. Khestanova, J. Birkbeck, M. Zhu, Y. Cao, G. L. Yu, D. Ghazaryan, J. Yin, H. Berger, L. Forró, T. Taniguchi, K. Watanabe, R. V. Gorbachev, A. Mishchenko, A. K. Geim, and I. V. Grigorieva, Nano Lett. **18**, 2623 (2018).
16. N. Hoshi, D. Inoue, H. Sonoda, D. Yabe, H. Tomori, and A. Kanda, J. Phys. Conf. Ser. **1293**, 012016 (2019).
17. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **25**, 4515 (1982).
18. Ya. M. Blanter and M. Büttiker, Phys. Rep. **336**, 1 (2000).
19. K. Nagaev, Phys. Lett. A **169**, 103 (1992).
20. C. W. J. Beenakker, Rev. Mod. Phys. **69**, 731 (1997).
21. X. Jehl, M. Sanquer, R. Calemczuk, and D. Mailly, Nature **405**, 50 (2000).
22. A. A. Kozhevnikov, R. J. Schoelkopf, and D. E. Prober, Phys. Rev. Lett. **84**, 3398 (2000).
23. A. Das, Y. Ronen, M. Heiblum, D. Mahalu, A. V. Kretinin, and H. Shtrikman, Nat. Commun. **3**, 1165 (2012).
24. Y. Ronen, Y. Cohen, J.-H. Kang, A. Haim, M.-T. Rieder, M. Heiblum, D. Mahalu, and H. Shtrikman, Proceedings of the National Academy of Sciences **113**, 1743 (2016).
25. A. Denisov, A. Bubis, S. Piatrusha, N. Titova, A. Nasibulin, J. Becker, J. Treu, D. Ruhstorfer, G. Koblmúller, E. Tikhonov, and V. Khrapai, Nanomaterials **12**, 1461 (2022).
26. N. Paradiso, A.-T. Nguyen, K. Enzo Kloss, and C. Strunk, 2D Materials **6**, 025039 (2019).
27. R. Moriya, N. Yabuki, and T. Machida, Phys. Rev. B **101**, 054503 (2020).
28. E. V. Shpagina, E. S. Tikhonov, D. Ruhstorfer, G. Koblmüller, and V. S. Khrapai, Phys. Rev. B **109**, L140501 (2024).
29. A. Anthore, H. Pothier, and D. Esteve, Phys. Rev. Lett. **90**, 127001 (2003).
30. H. Le Sueur, P. Joyez, H. Pothier, C. Urbina, and D. Esteve, Phys. Rev. Lett. **100**, 197002 (2008).
31. N. Vercruyssen, T. G. A. Verhagen, M. G. Flokstra, J. P. Pekola, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **85**, 224503 (2012).
32. G. C. Ménard, S. Guissart, C. Brun, S. Pons, V. S. Stolyarov, F. Debontridder, M. V. Leclerc, E. Janod, L. Cario, D. Roditchev, P. Simon, and T. Cren, Nature Phys. **11**, 1013 (2015).

33. T. Dvir, F. Massee, L. Attias, M. Khodas, M. Aprili, C. H. L. Quay, and H. Steinberg, Nat. Commun. **9**, 598 (2018).
34. M.L. Roukes, M.R. Freeman, R.S. Germain, R.C. Richardson, and M.B. Ketchen, Phys. Rev. Lett. **55**, 422 (1985).
35. A.H. Steinbach, J.M. Martinis, and M.H. Devoret, Phys. Rev. Lett. **76**, 3806 (1996).
36. B. Huard, H. Pothier, D. Esteve, and K.E. Nagaev, Phys. Rev. B **76**, 165426 (2007).
37. A.C. Betz, S.H. Jhang, E. Pallecchi, R. Ferreira, G. Fève, J.-M. Berroir, and B. Plaçais, Nature Phys. **9**, 109 (2013).
38. B. A. Polyak, V. S. Khrapai, and E. S. Tikhonov, JETP Lett. **119**, 610 (2024).
39. O.S. Lumbroso, L. Simine, A. Nitzan, D. Segal, and O. Tal, Nature **562**, 240 (2018).
40. T. Ota, M. Hashisaka, K. Muraki, and T. Fujisawa, J. Phys. Condens. Matter **29**, 225302 (2017).
41. E.M. Baeva, N.A. Titova, A.I. Kardakova, S.U. Piatrusha, and V.S. Khrapai, JETP Lett. **111**, 104 (2020).
42. E.M. Baeva, N.A. Titova, L. Veyrat, B. Sacépé, A.V. Semenov, G.N. Goltsman, A.I. Kardakova, and Vadim. S. Khrapai, Phys. Rev. Appl. **15**, 054014 (2021).
43. A.O. Denisov, E.S. Tikhonov, S.U. Piatrusha, I.N. Khrapach, F. Rossella, M. Rocci, L. Sorba, S. Roddaro, and V.S. Khrapai, Nanotechnology **31**, 324004 (2020).
44. M. Henny, S. Oberholzer, C. Strunk, and C. Schönenberger, Phys. Rev. B **59**, 2871 (1999).
45. S. S. Kubakaddi, Phys. Rev. B **79**, 075417 (2009).
46. A.M.R. Baker, J.A. Alexander-Webber, T. Altebaeumer, and R. J. Nicholas, Phys. Rev. B **85**, 115403 (2012).
47. A. C. Betz, F. Vialla, D. Brunel, C. Voisin, M. Picher, A. Cavanna, A. Madouri, G. Fève, J.-M. Berroir, B. Plaçais, and E. Pallecchi, Phys. Rev. Lett. **109**, 056805 (2012).
48. K. C. Fong and K. C. SchwabPhys. Rev. X **2**, 031006 (2012).
49. E. Pinsolle, A. Rousseau, C. Lupien, and B. Reulet, Phys. Rev. Lett. **116**, 236601 (2016).
50. M. Y. Reizer and A. Sergeyev, ZhETF **90**, 1056 (1986).