

## Фотоиндуцированные локальные неравновесные состояния в сверхпроводниках: модель горячего пятна

В. Л. Вадимов<sup>+</sup>\*, Д. Ю. Водолазов<sup>+×</sup>, С. В. Мионов<sup>+</sup>, А. С. Мельников<sup>+\*1)</sup>

<sup>+</sup> Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

\* Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

× Факультет физики и информационных технологий, Московский педагогический государственный университет, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 июля 2018 г.

При исследовании задач, связанных с локальным разогревом электронов и фононов и локальным подавлением сверхпроводимости под действием электромагнитного излучения, часто используется так называемая модель горячего пятна. В рамках этой модели предполагается, что в определенном интервале времен динамика системы может быть описана с помощью локально равновесной функции распределения электронов, однако, температура электронов  $T_e$  отлична от равновесной. Такое предположение позволяет пользоваться уравнением теплопроводности для изучения временной и пространственной динамики  $T_e$  и существенно упрощает исследование динамического отклика сверхпроводника. В данной работе мы приведем примеры использования данной модели для описания неравновесных эффектов, возникающих при воздействии электромагнитного излучения на системы с различным типом сверхпроводящего спаривания.

DOI: 10.1134/S0370274X18160099

**1. Введение.** Физика взаимодействия электромагнитного излучения с различными типами упорядочений в конденсированных средах является крайне важным направлением исследований в современной оптоэлектронике [1–5]. Интерес к этой тематике объясняется, в частности, необходимостью конструирования новых переключаемых светом быстродействующих устройств [1, 2], которые могли бы быть созданы, например, на основе перестройки магнитных и сверхпроводящих состояний под действием лазерного облучения. С другой стороны, исследование отклика на воздействие лазерных импульсов может предоставить уникальную информацию о структуре и динамике параметра порядка. В качестве иллюстрации данного утверждения можно процитировать ряд работ по исследованию мод Хиггса в сверхпроводящем состоянии [6, 7]. Кроме того, нельзя здесь не упомянуть о значительном прогрессе, достигнутом в последние годы в области разработки высокочувствительных болометров и счетчиков фотонов [8–10], понимание работы которых также требует исследования физики фотоиндуцированных локальных неравновесных состояний в сверхпроводящих системах.

В данной работе мы даем краткий обзор ряда физических задач, связанных как с фундаментальными, так и с прикладными аспектами взаимодействия излучения со сверхпроводящим типом упорядочения. Нами рассматриваются, в частности, отклик сверхпроводящей полоски с током на поглощение одиночного фотона видимого или ближнего инфракрасного диапазонов, генерация магнитных полей в сверхпроводниках с нарушенной симметрией обращения времени под действием лазерного облучения, и манипулирование отдельными вихрями с помощью лазерного луча или зонда туннельного микроскопа.

**2. Модель горячего пятна для описания неравновесных эффектов.** Теоретическое исследование неравновесных процессов в сверхпроводниках представляет достаточно сложную задачу. Наличие щели в спектре квазичастиц, появление разбаланса электроноподобных и дырочноподобных возбуждений (зарядового разбаланса), зависимость самой щели (сверхпроводящего параметра порядка  $\Delta$ ) от вида неравновесной функции распределения зачастую делают невозможным строгий анализ тех или иных физических задач. Поэтому часто используют различные упрощенные модели для исследования неравновесной динамики квазичастиц и  $\Delta$ . Наибо-

<sup>1)</sup>e-mail: melnikov@ipm.sci-nnov.ru

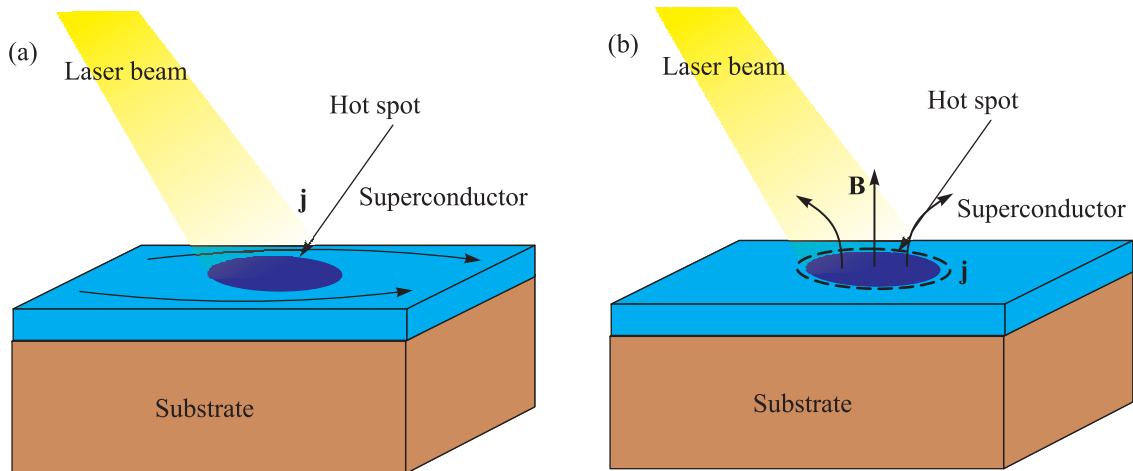


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Транспортный ток, обтекающий горячее пятно. (б) – Генерация магнитного поля в сверхпроводнике с нарушенной симметрией обращения времени. Магнитное поле может быть обнаружено с помощью СКВИД микроскопа или датчика Холла

лее часто используемое упрощение представляет из себя приближение эффективной температуры электронов. В этой модели предполагается, что за счет быстрых электрон-электронных столкновений (с характерным временем  $\tau_{e-e}$ , много меньшим других характерных времен) в системе электронов устанавливается равновесие и функция распределения электронов  $f(\epsilon)$  удовлетворяет распределению Ферми-Дирака с локальной температурой  $T_e$ , зависящей от времени и координаты. Другим случаем, когда такое приближение может давать количественно верные результаты, является случай большого времени ухода неравновесных фононов  $\tau_{esc}$  в подложку. В этом случае за счет более коротких времен, характеризующих электрон-фононное взаимодействие ( $\tau_{e-ph} \ll \tau_{esc}$ ) в системе электронов и фононов устанавливается равновесие, но с общей температурой, отличной от равновесной температуры резервуара.

Часто точная количественная динамика квазичастичных возмущений не играет важной роли и даже если предположение о локальном равновесии строго не выполняется, тем не менее, данная модель способна ответить на вопросы о качественной динамике сверхпроводящей системы.

**3. Отклик сверхпроводящей полоски с током на поглощенный фотон.** В этом разделе мы обсудим отклик сверхпроводящей полоски с протекающим по ней током при поглощении одиночного фотона (постановка эксперимента схематически проиллюстрирована на рис. 1а). При поглощении одиночного фотона с энергией порядка 1 эВ (видимый и ближний инфракрасный диапазоны) в сверхпроводнике, как и в обычном металле, возникает электрон-

дырочная пара с энергией порядка 0.5 эВ, много большей щели  $\Delta$  для низкотемпературных сверхпроводников с критической температурой порядка 10 К. За счет электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействия энергия фотона за времена порядка 1 пс (для таких сильно неупорядоченных сверхпроводников, как NbN, TaN, NbTN, MoSi с удельным сопротивлением  $\rho = 100-200$  мкОм·см и коэффициентом диффузии  $D \simeq 0.5$  см<sup>2</sup>/с) перераспределяется между большим количеством неравновесных квазичастиц и фононов с характерной энергией порядка  $\Delta$ , что приводит к локальному подавлению сверхпроводимости [11–14]. Величина этого подавления зависит от того, как сильно  $f(\epsilon)$  отклонится от равновесия, или, на языке локальной температуры, как сильно разогреются электроны. Локальный разогрев электронов (а вместе с ними и фононов) можно оценить, используя закон сохранения энергии [14]

$$\frac{E_{\text{photon}}}{E_0 V} = (\mathcal{E}_e(T_e) + \mathcal{E}_{ph}(T_e)) - (\mathcal{E}_e(T) + \mathcal{E}_{ph}(T)), \quad (1)$$

где  $E_{\text{photon}}$  – энергия поглощенного фотона,  $V$  – объем разогретого сверхпроводника,  $E_0 = 4N(0)(k_B T_c)^2$ ,  $N(0)$  – односпиновая плотность состояний на уровне Ферми,

$$\mathcal{E}_{ph}(T) = \frac{1}{\gamma} \frac{\pi^4}{15} \left( \frac{T}{T_c} \right)^4, \quad (2)$$

обезразмеренная энергия фононной подсистемы ( $\gamma = \frac{8\pi^2}{5} \frac{C_e}{C_{ph}}|_{T_c}$ ,  $C_e$  и  $C_{ph}$  – электронная и фононная теплоемкости при  $T = T_c$ ) и

$$\mathcal{E}_e(T) = \frac{\pi^2}{12} \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 - \mathcal{E}_s(T), \quad (3)$$

обезразмеренная энергия электронной подсистемы (слагаемое  $\mathcal{E}_s(T)$ ) связано с переходом электронов в сверхпроводящее состояние при  $T < T_c$  — для его явной зависимости от температуры см. ур. (26) в [14].

Объем разогретого сверхпроводника можно оценить как  $V = \pi L^2 d$ , где  $L = 2\sqrt{D\tau_D}$  и в качестве времени диффузии  $\tau_D$  мы берем 1 пс и считаем, что  $L > d$  ( $d$  — толщина полоски). Подставляя типичные значения для NbN полоски ( $T_c = 10$  К,  $N(0) = 25.5$  эВ/нм<sup>3</sup>,  $d = 4$  нм,  $T = 0.5 T_c$ ,  $\gamma = 10$ ), мы получим, что  $T_e$  в горячем пятне может достичь температуры  $\sim 20$  К  $= 2 T_c$  через 1 пс после поглощения фотона с энергией 1 эВ. Однако это не приводит к мгновенному подавлению  $\Delta$ , так как характерное время изменения  $\Delta$  само порядка 1 пс:  $\tau_{|\Delta|} \sim \hbar/k_B T_c$  (при  $T$ , не очень близких к  $T_c$ ). Дальнейшая диффузия горячих электронов будет приводить к увеличению размера горячего пятна и, используя ур. (1), можно оценить радиус нормального пятна  $R_N \simeq 23$  нм (когда  $T_e = T_c$  и достаточно больших  $\tau_D \gg \tau_{|\Delta|}$ ), что сравнимо с шириной сверхпроводящей полоски  $w = 100$  нм, обычно используемой в эксперименте по однофотонному детектированию [15].

Очевидно, что появление горячего пятна (области с подавленной сверхпроводимостью) будет приводить к перераспределению сверхпроводящего тока  $j_s$  и сверхпроводящей скорости  $v_s \sim \nabla\phi$  ( $\phi$  — фаза сверхпроводящего параметра порядка  $\Delta = |\Delta| \exp(i\phi)$ ) в полоске. Наиболее просто рассчитать подобное перераспределение можно, используя модель Лондонов  $j_s \sim |\Delta|^2 v_s$  в двумерном случае и кусочно-гладкое распределение  $|\Delta|(x, y)$  ( $|\Delta| = \Delta_{\text{in}}$  — внутри горячего пятна радиуса  $R$  и  $|\Delta| = \Delta_{\text{out}}$  — снаружи). В этой постановке задача физически эквивалентна задаче о распределении нормального тока и электрического поля в нормальной полоске, обладающей проводимостью  $\sigma_{\text{out}}$  и  $\sigma_{\text{in}}$  внутри области с радиусом  $R$ . Аналитическое решение для распределения  $v_s(x, y)$  возможно, когда  $R \ll w$ , пятно находится в центре (или строго на краю полоски) и было получено в [16].

Эти расчеты показывают, что сверхскорость достигает максимального значения внутри горячего пятна (при токе, превышающем некоторое критическое значение, меньшее тока распаривания, и зависящее от отношения  $R/w$  и  $R/\xi$ ), что и приводит к разрушению сверхпроводимости, в первую очередь, внутри пятна. Сценарий разрушения сверхпроводимости в лондонской модели не может быть опреде-

лен, однако можно предположить, что когда пятно находится в центре полоски, то внутри пятна рождается пара вихрь–антивихрь, которые затем двигаются в противоположном направлении под действием тока, что будет приводить к появлению напряжения и разогреву сверхпроводника. Когда пятно находится на краю полоски, то в сверхпроводник будет входить одиночный вихрь и пересекать полоску, таким образом разрушая сверхпроводящее состояние. Аналитическое рассмотрение (см. ур. (12) в [16]) также предсказывает, что разрушение сверхпроводящего состояния возможно, когда радиус нормального пятна удовлетворяет неравенству  $\xi \ll R \ll w$  ( $\xi$  — длина когерентности) при токе, большем половины тока распаривания. Этот результат говорит о потенциальной возможности детектирования одиночных фотонов даже широкой (имеющей ширину несколько микрон) сверхпроводящей полоской.

Численные расчеты на основе совместного решения уравнения теплопроводности для  $T_e$ ,  $T_{ph}$  и модифицированного нестационарного уравнения Гинзбурга–Ландау, описывающего динамику  $\Delta$  [14] подтвердили основные результаты аналитической модели, сценарии возникновения резистивного состояния (рождение пары вихрь–антивихрь или вход одного вихря в зависимости от расположения горячего пятна в полоске) и теоретическую возможность детектирования фотонов широкой сверхпроводящей пленкой при токе, близком к току распаривания. В рамках предложенной двухтемпературной модели удастся также объяснить уменьшение детектирующей способности сверхпроводящей пленки при увеличении температуры [17] (эффект связан с нелинейной зависимостью от температуры энергии электронной и фононной подсистем) и изменение отклика при приложении магнитного поля [18] (эффект связан с перераспределением по ширине полоски плотности транспортного тока из-за наличия экранирующих мейсснеровских токов). Эта модель также предсказывает низкую перспективу использования высокотемпературных сверхпроводников в качестве однофотонных детекторов из-за пропорциональности  $E_0 \sim T_c^2$  в ур. (1) [14]. В заключении отметим, что в недавнем эксперименте [19] было обнаружено однофотонное детектирование микронным (с шириной много большей, чем радиус ожидаемого из ур. (1) нормального пятна) сверхпроводящим NbN мостиком при токе, близком к току распаривания.

**4. Генерация магнитных полей в сверхпроводниках с нарушенной симметрией обращения времени.** Локальное подавление сверхпроводимости, создаваемое горячим пятном, может при-

водить к нетривиальным эффектам в сверхпроводниках с необычным спариванием или многозонных сверхпроводниках даже в отсутствие транспортного тока. Особенно ярко эти эффекты проявляются в сверхпроводниках со спонтанно нарушенной симметрией обращения времени, таких как киральные  $p$ -волновые сверхпроводники [20] или многозонные  $s + is$ - и  $s + id$ -сверхпроводники [21, 22]. В таких сверхпроводниках основное состояние двукратно вырождено: в них существуют две фазы, преобразуемые одна в другую посредством операции обращения времени. В рамках модели Гинзбурга–Ландау подобные сверхпроводники описываются двухкомпонентным параметром порядка, каждая из компонент которого соответствует одной из сверхпроводящих фаз. В однородном случае только одна из компонент параметра порядка отлична от нуля, однако вблизи дефектов или каких-либо неоднородностей в силу взаимодействия между компонентами может появиться побочная компонента параметра порядка. Существование двух компонент параметра порядка может приводить к появлению сверхтока, текущего вокруг неоднородностей в сверхпроводнике. Горячее пятно, локально подавляющее сверхпроводимость, является частным случаем такой неоднородности. Таким образом, локально разогревая сверхпроводник с нарушенной симметрией обращения времени лазерным пучком, можно ожидать появления тока вокруг горячего пятна. Появление тока сопровождается генерацией магнитного поля, которое может быть обнаружено в эксперименте. Схема эксперимента качественно изображена на рис. 1b. В ряде теоретических работ показано, что генерация магнитного поля должна наблюдаться в киральных  $p$ -волновых сверхпроводниках [20],  $s + id$  сверхпроводниках [22], а также в некоторых случаях в  $s + is$  сверхпроводниках [21, 22]. Данный эффект можно использовать в качестве теста на симметрию спаривания. Особенности распределения магнитного поля позволяют определить конкретный вид спаривания в сверхпроводнике с нарушенной симметрией обращения времени.

Для описания эффекта генерации магнитного поля вокруг горячего пятна можно воспользоваться теорией Гинзбурга–Ландау. Функционал свободной энергии для двухкомпонентного параметра порядка в общем случае имеет следующий вид:

$$F = \int \sum_{\alpha, \beta=1}^2 \left[ a^{(\alpha\beta)} \psi_\alpha^* \psi_\beta + K_{kl}^{(\alpha\beta)} (D_k \psi_\alpha)^* (D_l \psi_\beta) \right] d^3r + \int \left[ f_{nl}(\psi_1, \psi_2) + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right] d^3r, \quad (4)$$

где  $\psi_{1,2}$  – компоненты параметра порядка,  $\mathbf{D} = -i\nabla - (2\pi/\Phi_0)\mathbf{A}$  – ковариантная производная,  $\mathbf{A}$  – векторный потенциал магнитного поля  $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ ,  $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$  – квант магнитного потока,  $a^{(\alpha\beta)}$  и  $K_{kl}^{(\alpha\beta)}$  – феноменологические параметры, индексами  $k$  и  $l$  обозначены декартовы координаты  $x$ ,  $y$  и  $z$ . Все слагаемые четвертого порядка по  $\psi_1$  и  $\psi_2$  для краткости записаны как  $f_{nl}(\psi_1, \psi_2)$ . Точный вид этой функции, как и значения коэффициентов при квадратичных членах, зависит от конкретного сверхпроводника и типа спаривания в нем. Нам же в большей степени интересуют коэффициенты при квадратичных слагаемых в функционале Гинзбурга–Ландау, поэтому они выделены отдельно. Коэффициенты  $a^{(\alpha\beta)}$  зависят от температуры, которая в горячем пятне неоднородна, поэтому данные коэффициенты в свободной энергии также будут зависеть от пространственных координат. Компоненты параметра порядка, минимизирующие функционал, также будут неоднородны в пространстве. За появление сверхтока, связанного с модуляцией абсолютной величины компонент параметра порядка, ответственны градиентные члены в функционале свободной энергии, запутывающие различные компоненты параметра порядка, имеющие вид:

$$F_{\text{mix}} = \int \left[ K_{kl}^{(12)} (D_k \psi_1)^* (D_l \psi_2) + c.c. \right] d^3r. \quad (5)$$

Варьируя данное слагаемое по векторному потенциалу, можно получить вклад в ток, определяемый обеими компонентами параметра порядка:

$$(j_{\text{mix}})_k = \frac{2\pi c}{\Phi_0} \left[ \psi_1^* K_{kl}^{(12)} (D_l \psi_2) + \psi_2 K_{lk}^{(12)} (D_l \psi_1)^* + c.c. \right]. \quad (6)$$

Для иллюстрации того обстоятельства, что неоднородность параметра порядка может приводить к появлению тока даже в отсутствие градиентов фаз, рассмотрим чисто одномерную ситуацию, в которой обе компоненты зависят лишь от одной координаты  $x$  (например, в случае горячего пятна очень большого размера). При этом полагаем, что  $\psi_{1,2} \rightarrow \text{const}$  при  $x \rightarrow \pm\infty$ . В силу уравнения непрерывности  $\text{div } \mathbf{j} = \partial j_x / \partial x = 0$ , поперечная компонента тока  $j_x$  обязана быть равна нулю, поскольку на бесконечности, где параметр порядка однороден, полный ток  $\mathbf{j}$  равен нулю. Однако в области неоднородности продольный ток может быть отличен от нуля за счет вклада от смешанного градиентного члена (6) в случае если тензор  $K^{(12)}$  имеет ненулевые недиагональные компоненты. В случае неоднородности произвольной сложной геометрии для появления сверхтока достаточно анизотропии тензора  $K^{(12)}$ . Далее мы

рассмотрим отдельно случаи киральных  $p$ -волновых сверхпроводников, а также многозонных  $s+is$  и  $s+id$  сверхпроводников и продемонстрируем возможность генерации магнитного поля в окрестности горячего пятна.

Киральная  $p$ -волновая сверхпроводимость пока не была достоверно обнаружена ни в одном реальном соединении. Согласно ряду экспериментальных данных [23], одним из наиболее перспективных кандидатов на роль кирального сверхпроводника является  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ . Однако теория предсказывает наличие поверхностного тока в киральных  $p$ -волновых сверхпроводниках, который не был обнаружен в  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  [24]. Величина данного тока может существенно зависеть от качества поверхности образца [25–28], поэтому поиск токов, связанных с нарушением симметрии обращения времени, разумно осуществлять в окрестности горячего пятна вдали от края сверхпроводника. Киральные сверхпроводники  $p$ -типа описываются следующим функционалом свободной энергии [29]:

$$F = \frac{H_{cm}^2}{4\pi} \int \left\{ -\tau(|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2) + \frac{1}{2}(|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2) + \beta|\psi_1\psi_2|^2 + \xi^2(|\mathbf{D}\psi_1|^2 + |\mathbf{D}\psi_2|^2) + 2\xi^2\zeta[(D_+\psi_2)^*(D_-\psi_1) + c.c.] + \frac{(\text{rot } \mathbf{A})^2}{2H_{cm}^2} \right\} d^3r, \quad (7)$$

где  $H_{cm}$  – термодинамическое критическое поле,  $\xi$  – длина когерентности,  $\tau = 1 - (T(\mathbf{r}) - T_0)/(T_c - T_0)$ ,  $T_0$  – температура сверхпроводника вдали от горячего пятна,  $\beta$  и  $\zeta$  – феноменологические параметры. В силу нарушения симметрии обращения времени основное состояние двукратно вырождено, однородные решения, соответствующие киральным доменам, имеют вид  $(\psi_1, \psi_2) = (1, 0)$  и  $(\psi_1, \psi_2) = (0, 1)$ . Далее мы будем предполагать, что сверхпроводник является тонкой пленкой с толщиной много меньшей лондонской глубины проникновения  $d \ll \lambda$ . Это позволит нам пренебречь экранировкой и не решать уравнение на векторный потенциал самосогласованно. Варьируя (7) по параметрам порядка, можно получить уравнения Гинзбурга–Ландау:

$$\xi^2 (\mathbf{D}^2\psi_1 + 2\zeta D_+^2\psi_2) - \tau\psi_1 + \psi_1|\psi_1|^2 + (1 + \beta)|\psi_2|^2\psi_1 = 0, \quad (8)$$

$$\xi^2 (\mathbf{D}^2\psi_2 + 2\zeta D_-^2\psi_1) - \tau\psi_2 + \psi_2|\psi_2|^2 + (1 + \beta)|\psi_1|^2\psi_2 = 0. \quad (9)$$

Данные уравнения допускают приближенное решение, если горячее пятно целиком находится внутри

однородного домена, а также размер пятна сильно превышает длину когерентности в сверхпроводнике  $\xi|\nabla\tau| \ll \tau$ . В этом случае доминирующая компонента будет локально “следовать” за температурой образца. Оставшаяся компонента будет появляться из-за слабой неоднородности доминирующей компоненты и может быть найдена как возмущение:

$$\psi_1 \approx \sqrt{\tau}e^{i\phi}, \quad (10)$$

$$\psi_2 \approx -\frac{2\zeta\xi^2 D_-^2\psi_1}{\beta\tau}, \quad (11)$$

где  $\phi$  – неизвестная фаза, необходимая для удовлетворения уравнения непрерывности  $\text{div } \mathbf{j} = 0$ . В случае круглого пятна, такого что  $\tau(\mathbf{r}) = \tau(r)$ , эта фаза может быть отброшена. Тогда параметры порядка и плотность тока могут быть найдены явно:

$$\psi_1(r) = \sqrt{\tau} = f_+(r), \quad (12)$$

$$\psi_2(r, \varphi) = \frac{\zeta\xi^2}{\beta\tau} \left( \frac{\partial^2\psi_1}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial\psi_1}{\partial r} \right) e^{-2i\varphi} = f_-(r)e^{-2i\varphi}, \quad (13)$$

$$j_\varphi \approx -\frac{c\Phi_0\zeta}{8\pi^2\lambda^2} \left( f_+ \frac{\partial f_-}{\partial r} - f_- \frac{\partial f_+}{\partial r} + \frac{2}{r} f_+ f_- \right), \quad (14)$$

где  $r$  и  $\varphi$  – полярные координаты. Зная распределение тока в образце, можно вычислить магнитное поле в центре пятна, а также магнитный момент тока, определяющий магнитное поле вдали от горячего пятна. Для иллюстрации зависимости генерируемого магнитного поля от параметров пятна мы рассмотрим пятно с гауссовым профилем температуры:

$$T(\mathbf{r}) = T_0 + \frac{P}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right), \quad (15)$$

где  $\sigma$  – размер пятна,  $P$  – параметр, связанный с мощностью лазерного излучения, создающего пятно. Вводя безразмерный параметр  $\tau_0 = P/[2\pi\xi^2(T_c - T_0)]$ , характеризующий мощность излучения, можно вычислить магнитное поле в центре пятна и магнитный момент:

$$B_z \approx \frac{\Phi_0 d}{4\pi\lambda^2\xi} \cdot \frac{7\zeta^2\tau_0\sqrt{\pi}}{8\beta} \left(\frac{\xi}{\sigma}\right)^5, \quad (16)$$

$$m \approx \frac{\Phi_0\xi^2 d}{8\pi\lambda^2} \cdot \frac{\zeta^2\tau_0^2}{2\beta} \left(\frac{\xi}{\sigma}\right)^4. \quad (17)$$

Видно, что величина поля очень быстро спадает с ростом размера пятна  $B_z \propto \sigma^{-5}$  при постоянной мощности. Для оценки величины магнитного поля возьмем параметры на границе применимости данной модели, а именно положим толщину пленки равной лондонской глубине проникновения  $d = \lambda$ , а

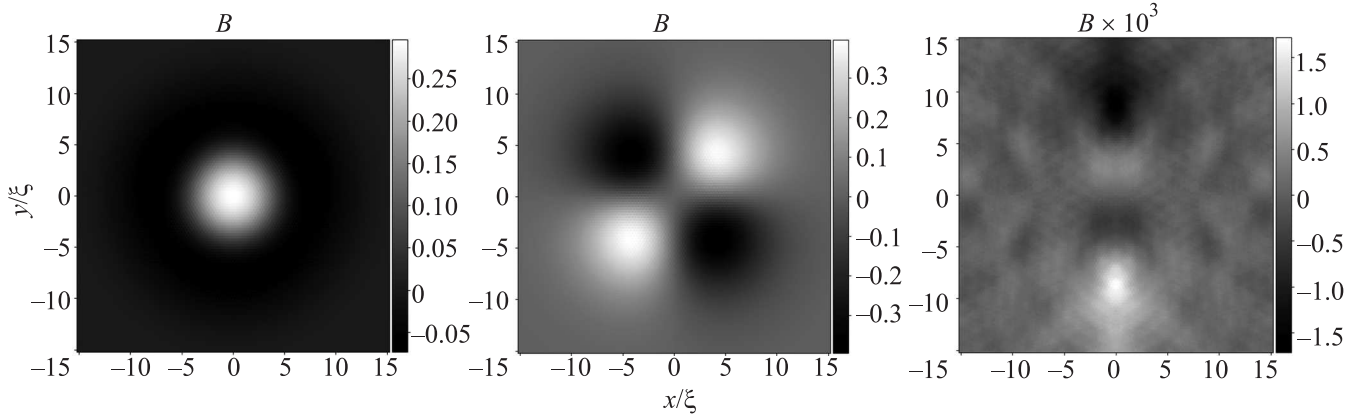


Рис. 2. Распределение магнитного поля, вызванного горячим пятном в: (а) –  $p$ -волновом киральном сверхпроводнике; (б) –  $s + id$  сверхпроводнике; (с) –  $s + is$  сверхпроводнике вблизи доменной стенки; доменная стенка ориентирована вдоль оси  $y$ , вблизи прямой  $x = 0$ . Величина поля приведена в условных единицах

также допустим, что температура в центре пятна равна критической, что соответствует  $\tau_0 = \sigma^2/\xi^2$ . Тогда магнитное поле можно оценить как  $B \sim H_{cm} \cdot (\xi/\sigma)^3$ . С ростом температуры образца  $T_0$  это поле растёт, поскольку  $H_{cm} \propto (1 - T_0/T_c)$ , а  $\xi \propto 1/\sqrt{1 - T_0/T_c}$ , пока длина когерентности  $\xi$  не сравняется с размером пятна  $\sigma$ . В этом пределе справедлива оценка  $B \sim \Phi_0/\sigma^2 \cdot (\xi/\lambda)$ , что для параметров сверхпроводника  $\xi_0 = 66$  нм и  $\lambda_0 = 152$  нм, соответствующих  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  [30], и размера пятна  $\sigma \sim 2$  мкм составляет порядка 2 Гс. В реальности же ожидаемая величина поля будет ниже, поскольку в приведенной модели не учтена мейсснеровская экранировка магнитного поля, созданного пятном. Распределение  $z$ -компоненты магнитного поля в гауссовом пятне приведено на рис. 2а. Несмотря на аналитический характер рассуждений, приведенных выше, распределение магнитного поля, изображенное на рис. 2, получено из численного решения уравнений Гинзбурга–Ландау с учетом мейсснеровской экранировки. При этом для простоты предполагалось, что толщина сверхпроводящего образца много больше лондоновской глубины  $\lambda$  и распределение температуры однородно вдоль оси  $z$ . Решенная численно задача является чисто двумерной и не соответствует случаю тонкой пленки, поэтому результат, приведенный на рис. 2, носит иллюстративный характер.

Подобный эффект генерации магнитного поля в окрестности горячего пятна возможен и в многозонных  $s + is$  и  $s + id$  сверхпроводниках. Такая симметрия спаривания, предположительно, имеет место в соединении  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$  в определенном интервале уровней допирования  $x$  [31]. Минимальная модель многозонного сверхпроводника с нарушенной симметрией обращения времени предполагает нали-

чие трех щелей  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$  и  $\Delta_3$  на различных листах поверхности Ферми [32, 33]. Образование сверхпроводящего состояния с нарушенной симметрией обращения времени связано с особенностями межзонного взаимодействия электронов и дырок, приводящей к равновесной разности фаз между щелями. В силу симметрии по отношению к обращению времени, состояние с щелями  $(\Delta_1^*, \Delta_2^*, \Delta_3^*)$  должно иметь ту же энергию, что и  $(\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3)$ . Однако, если в равновесии разность фаз между какой-либо парой  $\Delta_j$  и  $\Delta_k$  отлична от 0 или  $\pi$ , то операция обращения времени преобразует сверхпроводящее состояние в физически отличное от него. Таким образом, имеет место спонтанное нарушение симметрии обращения времени.

Несмотря на наличие трех щелей на листах поверхности Ферми, для описания данных сверхпроводников в рамках модели Гинзбурга–Ландау достаточно двухкомпонентного параметра порядка. В этом случае функционал свободной энергии имеет вид [22]:

$$F = \int \left\{ \sum_{j=1}^2 \left( K^{(j)} |\mathbf{D}\psi_j|^2 + a^{(j)} |\psi_j|^2 + \frac{b^{(j)}}{2} |\psi_j|^4 \right) + \sum_{l=x,y,z} \left[ K_l^{(12)} (D_l \psi_1)^* (D_l \psi_2) + c.c. \right] + b^{(12)} |\psi_1|^2 |\psi_2|^2 + \frac{d}{2} (\psi_1^{*2} \psi_2^2 + c.c.) + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right\} d^3r, \quad (18)$$

где  $K_x^{(12)} = \pm K_y^{(12)}$  в случае  $s + is(d)$  сверхпроводимости, соответственно. Состояние с нарушенной симметрией обращения времени реализуется в случае  $d > 0$ , тогда в однородном сверхпроводнике оптимальная разность фаз между компонентами параметра порядка равна  $\pm\pi/2$ , т.е.  $\psi_1 \propto \pm i\psi_2$ . В слу-

чае  $s + id$  сверхпроводимости градиентная связь компонент параметра порядка существенно анизотропна и понижает тетрагональную симметрию кристалла до ромбической. Согласно рассуждениям выше, нарушенной симметрии обращения времени и анизотропии связи достаточно для образования токов и магнитных полей в окрестности горячего пятна. При этом распределение магнитного поля, изображенное на рис. 2b, существенно отличается от случая кирального  $p$ -волнового сверхпроводника. Данное распределение также найдено с помощью численного моделирования с такими же упрощениями.

В отличие от  $s + id$  сверхпроводников, в  $s + is$  сверхпроводниках градиентная связь между компонентами параметра порядка изотропна, что затрудняет генерацию магнитного поля в горячем пятне, находящемся в однородном сверхпроводнике. Однако магнитное поле может возникать вокруг пятна, находящегося на границе между  $s + is$  и  $s - is$  доменами, но величина поля оказывается на порядки ниже, чем в случае  $s + id$  сверхпроводника. Распределение магнитного поля в этом случае показано на рис. 2с.

**5. Оптическое управление одиночными квантами магнитного потока.** В  $s$ -волновых сверхпроводниках локальный разогрев может существенным образом влиять на положение одиночных абрикосовских вихрей. Неоднородность профиля температуры в горячем пятне приводит к возникновению термической силы, притягивающей вихрь к центру пятна. Если величина этой силы оказывается достаточной для преодоления пиннинга, вихрь смещается. Таким образом, горячее пятно может быть использовано в качестве “пинцета”, способного перемещать вихрь в любую заданную точку образца.

Простейшее выражение для термической силы  $\mathbf{F}$  может быть получено в рамках теории Гинзбурга–Ландау. В случае, когда масштаб неоднородности температуры  $T$  существенно превышает лондоновскую глубину проникновения магнитного поля  $\lambda$ , свободная энергия изолированного вихря в расчете на единицу его длины  $U$  определяется локальной температурой и имеет стандартный вид

$$U \approx \frac{\Phi_0^2}{4\pi\mu_0\lambda^2} \ln\left(\frac{\lambda}{\xi}\right), \quad (19)$$

где  $\mu_0$  – магнитная постоянная, а сверхпроводящая корреляционная длина  $\xi$  предполагается существенно меньше  $\lambda$ , так что вклад кода в энергию вихря пренебрежимо мал. Энергия (19) пропорциональна разности температур  $T_c - T$ , поэтому при понижении температуры энергия вихря увеличивается. След-

ствие этого, неоднородность температуры приводит к возникновению силы  $\mathbf{F}$  на единицу длины вихря, направленной вдоль  $\nabla T$  [5]

$$\mathbf{F} = -\nabla U \approx \frac{\Phi_0^2}{4\pi\mu_0\lambda^2} \ln\left(\frac{\lambda_0}{\xi_0}\right) \frac{\nabla T}{T_c}, \quad (20)$$

где  $\lambda_0$  и  $\xi_0$  – значения  $\lambda$  и  $\xi$  при  $T = 0$ .

Несмотря на то, что движение вихревой решетки как целого под действием градиентов температур было экспериментально продемонстрировано более 50 лет назад [34, 35], термическая манипуляция одиночными квантами магнитного потока была реализована лишь недавно [5, 36]. Так, в работе [5] для создания горячего пятна использовался лазерный пучок, сфокусированный в область диаметром  $\sim 1$  мкм на пленке ниобия (рис. 3). Контроль положения вихрей

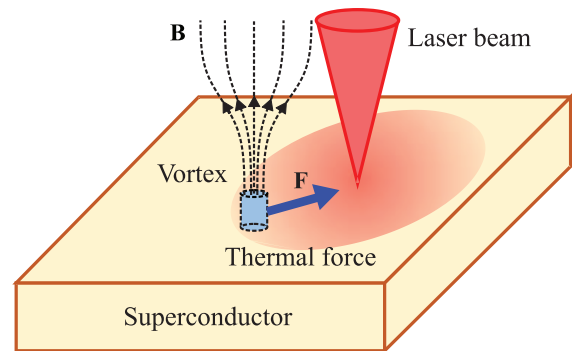


Рис. 3. (Цветной онлайн) Концепция оптического управления одиночными вихрями. Сфокусированный лазерный пучок создает горячее пятно, притягивающее вихрь. В случае, когда термическая сила превышает силу пиннинга, вихрь перемещается в центр пятна

осуществлялся с помощью магнитооптических измерений. Для эффективного управления вихрем критически важным является подбор оптимальной мощности излучения, которая должна одновременно быть малой (чтобы даже в центре горячего пятна температура оставалась ниже  $T_c$ ) и большой (чтобы возникающая термическая сила была способна преодолеть силу пиннинга и вызвать движение вихря). Подбор рабочей мощности осуществлялся с помощью последовательной фокусировки лазерного пучка на расстоянии  $\sim 1$  мкм от каждого вихря в некоторой области образца и нахождения пороговой мощности, при которой смещалось 100 % вихрей.

Разработанная методика оптической манипуляции одиночными абрикосовскими вихрями может быть использована в различных устройствах микроэлектроники. Так, например, сканирование некоторой области сверхпроводника лазерным пучком приводит к захвату и удалению всех вихрей из этой

области. Данный способ очистки образца от вихрей, не требующий специального структурирования материала или создания искусственных дефектов, способен существенно улучшить характеристики ряда устройств за счет исключения диссипации энергии и/или шума, связанных с вихрями [37]. Другим возможным приложением оптического управления квантами потока является разработка ячеек памяти, в которых состояния “0” и “1” соответствуют либо двум различным положениям вихря, находящегося в одном из берегов джозефсоновского контакта [38], либо просто наличию/отсутствию вихря вблизи контакта [39, 40]. В элементах памяти подобного типа запись информации (перемещение вихря из одного положения в другое) может осуществляться с помощью лазерного пучка, а считывание – с помощью транспортных измерений.

Аналогичным способом создания небольшого горячего пятна и термического захвата близко расположенных вихрей является использование эффекта локального разогрева сверхпроводника при протекании тока между образцом и иглой сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) [36]. Ранее была продемонстрирована возможность управления положением вихрей с помощью магнитно-силового микроскопа [41, 42] и СКВИД-микроскопа (SQUID – Superconducting Quantum Interference Device) [43, 44, 45], однако преимуществом СТМ методики является отсутствие необходимости индуцирования магнитных полей или транспортных токов.

Простота создания сильных градиентов температуры с помощью лазерных пучков или иглы СТМ позволяет конструировать области с разрушенной сверхпроводимостью произвольной формы и изучать особенности пространственного распределения магнитного потока вблизи их границ. Одним из интересных эффектов является формирование плотных вихревых кластеров, обусловленное локальным разогревом сверхпроводника и последующей релаксацией температуры [5, 36]. Для создания вихревого кластера используются сверхпроводящие пленки с сильным пиннингом, в которых с помощью внешнего магнитного поля  $H_0$  формируется неупорядоченная вихревая решетка. Затем в образце создается горячее пятно, в центральной области которого температура оказывается больше  $T_c$ , так что в области радиусом  $R_0$ , превышающим характерное расстояние между вихрями, сверхпроводник переходит в нормальное состояние. Эта нормальная область захватывает магнитный поток  $\Phi \sim \pi H_0 R_0^2$ , соответствующий числу разрушенных из-за разогрева вихрей. При этом профиль магнитного поля в образце представ-

ляет собой сумму однородного внешнего поля и поля кругового сверхпроводящего тока, циркулирующего вдоль границы нормальной области. После выключения источника нагрева (лазерного излучения или туннельного тока) локальная температура начинает релаксировать к своему первоначальному значению, в результате чего радиус нормальной области с  $T > T_c$  уменьшается. Магнитный поток, однако, остается захваченным внутри сужающейся нормальной области из-за энергетического барьера, препятствующего проникновению вихрей в сверхпроводящую область образца. В зависимости от толщины пленки механизм формирования барьера оказывается аналогичным механизму возникновения барьера Бина–Ливингстона [46] или геометрического барьера [47, 48]. Сохранение магнитного потока приводит к возрастанию магнитного поля внутри нормальной области по мере ее сжатия вплоть до значения  $H_p$ , при котором барьер исчезает и вихри начинают проникать в сверхпроводник, закрепляясь на ближайших центрах пиннинга. В результате, после остывания образца на месте горячего пятна формируется вихревой кластер радиусом  $R^* = R_0 \sqrt{H_0/H_p}$ , окруженный кольцом шириной  $R_0 - R^*$ , в которой вихри отсутствуют. Профиль магнитного поля внутри кластера имеет почти линейный профиль с максимумом в центре кластера. Данный экспериментальный результат хорошо согласуется с моделью Бина [49], которая учитывает баланс двух сил, действующих на каждый вихрь в кластере – силы пиннинга и силы Лоренца со стороны экранирующих сверхпроводящих токов.

В целом, термическое управление одиночными квантами магнитного потока и вихревыми кластерами может стать удобным инструментом для управления джозефсоновскими контактами и устройствами быстрой одноквантовой логики, а также изучения фундаментальных свойств вихревой материи в сверхпроводниках.

Разобранные выше теоретические задачи показывают, на наш взгляд, высокую эффективность использования модели горячего пятна для решения широкого круга задач, связанных с фотоиндуцированной генерацией локальных неравновесных состояний в сверхпроводящих системах. Создание и исследование свойств таких локальных неравновесных состояний представляется перспективным не только для расчета рабочих характеристик счетчиков фотонов и разработки других оптоэлектронных устройств, но и для постановки экспериментов, направленных на выяснение фундаментальных особенностей сверхпроводящих состояний.



Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований, Фондом развития теоретической физики “Базис”, проектами Российского Научного Фонда 17-72-30036 (раздел 3), 17-12-01383 (раздел 4) и 18-72-10027 (раздел 5) и стипендией Президента РФ СП-3938.2018.5.

1. A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and T. Rasing, Rep. Prog. Phys. **76**, 026501 (2013).
2. A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and T. Rasing, Rev. Mod. Phys. **82**, 2731 (2010).
3. D. Fausti, R. Tobey, N. Dean, S. Kaiser, A. Dienst, M. C. Hoffmann, S. Pyon, T. Takayama, H. Takagi, and A. Cavalleri, Science **331**, 189 (2011).
4. M. Suda, R. Kato, and H. M. Yamamoto, Science **347**, 743 (2015).
5. I. S. Veshchunov, W. Magrini, S. V. Mironov, A. G. Godin, J.-B. Trebbia, A. I. Buzdin, Ph. Tamarat, and B. Lounis, Nat. Commun. **7**, 12801 (2016).
6. E. A. Yuzbashyan, O. Tsypliyatyev, and B. L. Altshuler, Phys. Rev. Lett. **96**, 097005 (2006).
7. R. Matsunaga, N. Tsuji, H. Fujita, A. Sugioka, K. Makise, Y. Uzawa, H. Terai, Z. Wang, H. Aoki, and R. Shimano, Science **345**, 1145 (2014).
8. A. D. Semenov, G. N. Gol'tsman, and A. A. Korneev, Phys. C (Amsterdam, Neth.) **351**, 349 (2001).
9. 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).
10. C. M. Natarajan, M. G. Tanner, and R. H. Hadfield, Supercond. Sci. Technol. **25**, 063001 (2012).
11. Yu. N. Ovchinnikov and V. Z. Kresin, Phys. Rev. B **58**, 12416 (1998).
12. A. G. Kozorezov, A. F. Volkov, J. K. Wigmore, A. Peacock, A. Poelaert, and R. den Hartog, Phys. Rev. B **61**, 11807 (2000).
13. A. G. Kozorezov, C. Lambert, F. Marsili, M. J. Stevens, V. B. Verma, J. A. Stern, R. Horansky, S. Dyer, S. Duff, D. P. Pappas, A. Lita, M. D. Shaw, R. P. Mirin, and S. W. Nam, Phys. Rev. B **92**, 064504 (2015).
14. D. Yu. Vodolazov, Phys. Rev. Applied **7**, 034014 (2017).
15. A. Engel, A. Aeschbacher, K. Inderbitzin, A. Schilling, K. Il'in, M. Hofherr, M. Siegel, A. Semenov, and H.-W. Hubers, Appl. Phys. Lett. **100**, 062601 (2012).
16. A. N. Zotova and D. Y. Vodolazov, Phys. Rev. B **85**, 024509 (2012).
17. A. Engel, K. Inderbitzin, A. Schilling, R. Lusche, A. Semenov, H.-W. Hubers, D. Henrich, M. Hofherr, K. Il'in, and M. Siegel, IEEE Trans. Appl. Supercond. **23**, 2300505 (2013).
18. D. Yu. Vodolazov, Yu. P. Korneeva, A. V. Semenov, A. A. Korneev, and G. N. Goltsman, Phys. Rev. B **92**, 104503 (2015).
19. Y. Korneeva, D. Yu. Vodolazov, A. V. Semenov, I. Florya, N. Simonov, E. Baeva, A. A. Korneev, G. N. Goltsman, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. Appl. **9**, 064037 (2018).
20. V. L. Vadimov and A. S. Mel'nikov, Phys. Rev. B **96**, 184523 (2017).
21. M. Silaev, J. Garaud, and E. Babaev, Phys. Rev. B **92**, 174510 (2015).
22. J. Garaud, M. Silaev, and E. Babaev, Phys. Rev. Lett. **116**, 097002 (2016).
23. C. Kallin, Rep. Prog. Phys. **75**, 042501 (2012).
24. J. R. Kirtley, C. Kallin, C. W. Hicks, E.-A. Kim, Y. Liu, K. A. Moler, Y. Maeno, and K. D. Nelson, Phys. Rev. B **76**, 014526 (2007).
25. J. A. Sauls, Phys. Rev. B **84**, 214509 (2011).
26. S. Lederer, W. Huang, E. Taylor, S. Raghu, and C. Kallin, Phys. Rev. B **90**, 134521 (2014).
27. W. Huang, S. Lederer, E. Taylor, and C. Kallin, Phys. Rev. B **91**, 094507 (2015).
28. S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, M. Y. Kupriyanov, and A. A. Golubov, Supercond. Sci. Technol. **30**, 044005 (2017).
29. R. Heeb and D. F. Agterberg, Phys. Rev. B **59**, 7076 (1999).
30. A. P. Mackenzie and Y. Maeno, Rev. Mod. Phys. **75**, 657 (2003).
31. V. Grinenko, P. Materne, R. Sarkar, H. Luetkens, K. Kihou, C. H. Lee, S. Akhmadaliev, D. V. Efremov, S.-L. Drechsler, and H.-H. Klauss, Phys. Rev. B **95**, 214511 (2017).
32. S. Maiti, M. M. Korshunov, and A. V. Chubukov, Phys. Rev. B **85**, 014511 (2012).
33. V. Stanev and Z. Tečanović, Phys. Rev. B **81**, 134522 (2010).
34. R. P. Huebener and A. Seher, Phys. Rev. **181**, 701 (1969).
35. F. A. Otter, Jr and P. R. Solomon, Phys. Rev. Lett. **16**, 681 (1966).
36. J.-Y. Ge, V. N. Gladilin, J. Tempere, C. Xue, J. T. Devreese, J. Van de Vondel, Y. Zhou, and V. V. Moshchalkov, Nat. Commun. **7**, 13880 (2016).
37. J. Clarke, in *Superconducting devices*, ed. by S. T. Ruggiero and D. A. Rudman, Academic Press, N.Y. (1990), p. 51.
38. S. Mironov, E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, Ph. Tamarat, B. Lounis, and A. Buzdin, Phys. Rev. B **96**, 214515 (2017).
39. K. Miyahara, M. Mukaida, and K. Hohkawa, Appl. Phys. Lett. **47**, 754 (1985).
40. T. Golod, A. Iovan, and V. M. Krasnov, Nat. Commun. **6**, 8628 (2015).
41. E. W. J. Straver, J. E. Hoffman, O. M. Auslaender, D. Rugar, and K. A. Moler, Appl. Phys. Lett. **93**, 172514 (2008).

42. O. M. Auslaender, L. Luan, E. W. J. Straver, J. E. Hoffman, N. C. Koshnick, E. Zeldov, D. A. Bonn, R. Liang, W. N. Hardy, and K. A. Moler, *Nat. Phys.* **5**, 35 (2009).
43. B. W. Gardner, J. C. Wynn, D. A. Bonn, R. Liang, W. N. Hardy, J. R. Kirtley, V. G. Kogan, and K. A. Moler, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 1010 (2002).
44. L. Embon, Y. Anahory, A. Suhov, D. Halbertal, J. Cuppens, A. Yakovenko, A. Uri, Y. Myasoedov, M. L. Rappaport, M. E. Huber, A. Gurevich, and E. Zeldov, *Sci. Rep.* **5**, 7598 (2015).
45. A. Kremen, S. Wissberg, N. Haham, E. Persky, Y. Frenkel, and B. Kalisky, *Nano Lett.* **16**, 1626 (2016).
46. P. G. De Gennes, *Superconductivity of metals and alloys*, W. A. Benjamin Inc., N.Y., Amsterdam (1966).
47. E. Zeldov, A. I. Larkin, V. B. Geshkenbein, and M. Konczykowski, *Phys. Rev.* **73**, 1428 (1994).
48. Y. Segev, I. Gutman, S. Goldberg, Y. Myasoedov, E. Zeldov, E. H. Brandt, G. P. Mikitik, T. Katagiri, and T. Sasagawa, *Phys. Rev. B* **83**, 104520 (2011).
49. C. P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962).