

МУЛЬТИСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ И ДЕФОРМИРОВАННЫЕ ВИХРИ В ТОКОНЕСУЩЕМ СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ МОСТИКЕ С ТОНКИМ СЛОЕМ НОРМАЛЬНОГО МЕТАЛЛА

А. В. Бодягин^а, Д. Ю. Водлазов^{а,б}*

^а *Институт физики микроструктур Российской академии наук
603950, Нижний Новгород, Россия*

^б *Центр перспективных методов мезофизики и нанотехнологий
Московского физико-технического института
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 4 октября 2024 г.,
после переработки 12 ноября 2024 г.
Принята к публикации 14 ноября 2024 г.

Теоретически показано, что покрытие сверхпроводящего мостика (S) тонким слоем нормального металла (N) при определенных параметрах приводит к появлению в нем стационарных мультистабильных состояний, контролируемых током. Их наличие связано со входом лежащих в плоскости мостика вихрей и их локализации (пиннинге) на SN-интерфейсе. Вихри имеют деформированные (сжатые) коры в N-слое из-за его малой толщины d_n и существуют в мостике несмотря на относительно большую длину когерентности $\xi_n \gg d_n$. Наличие нескольких стационарных состояний, имеющих разные сверхпроводящие характеристики при одном значении тока, может быть использовано в сверхпроводящих запоминающих устройствах или детекторах электромагнитного излучения/частиц.

DOI: 10.31857/S004445102504008X

1. ВВЕДЕНИЕ

В сверхпроводники второго рода при достаточно больших магнитных полях проникают вихри Абрикосова. Вошедшие вихри могут закрепляться на локальных неоднородностях как геометрических (например, вариация толщины сверхпроводника), так и материальных (например, локальные вариации критической температуры или длины свободного пробега электронов) [1, 2]. Это приводит к появлению мультистабильных состояний и гистерезису кривой намагниченности, когда при одном значении магнитного поля в системе может находиться разное количество вихрей, зависящее от предыстории изменения поля. Даже край образца может считаться неоднородностью, и известно, что его наличие приводит к появлению энергетического барьера на вход/выход вихрей (хорошо известный барьер Бина–Ливингстона [3]) и связанной с этим мультистабильностью.

Аналогичная ситуация возникает, если через сверхпроводник пропускать ток. Зашедшие через край сверхпроводника вихри могут закрепляться на внутренних неоднородностях, таким образом обеспечивая наличие мультистабильных состояний. Однако в этом случае в отсутствие внутренних неоднородностей наличие края образца (барьера Бина–Ливингстона) не приводит к появлению мультистабильных состояний, так как вошедшие вихри проходят поперек сверхпроводника, не задерживаясь в нем. Поскольку размер кора вихря порядка сверхпроводящей длины когерентности ξ_s , то пиннинг вихрей обеспечивается неоднородностями с латеральными размерами больше или порядка ξ_s . Также очевидно, что размер сверхпроводника должен превышать ξ_s , чтобы вихрь мог в нем поместиться.

В нашей работе мы рассматриваем сверхпроводящий мостик с током, покрытый тонким слоем нормального металла (см. рис. 1 а) с толщиной $d_n \ll \xi_n$ (ξ_n — сверхпроводящая длина когерентности в нормальном металле). В таком мостике для вихрей с кором, расположенным в плоскости xz («перпендикулярный» вихрь), существует только краевой барьер

* E-mail: vodolazov@ipmras.ru

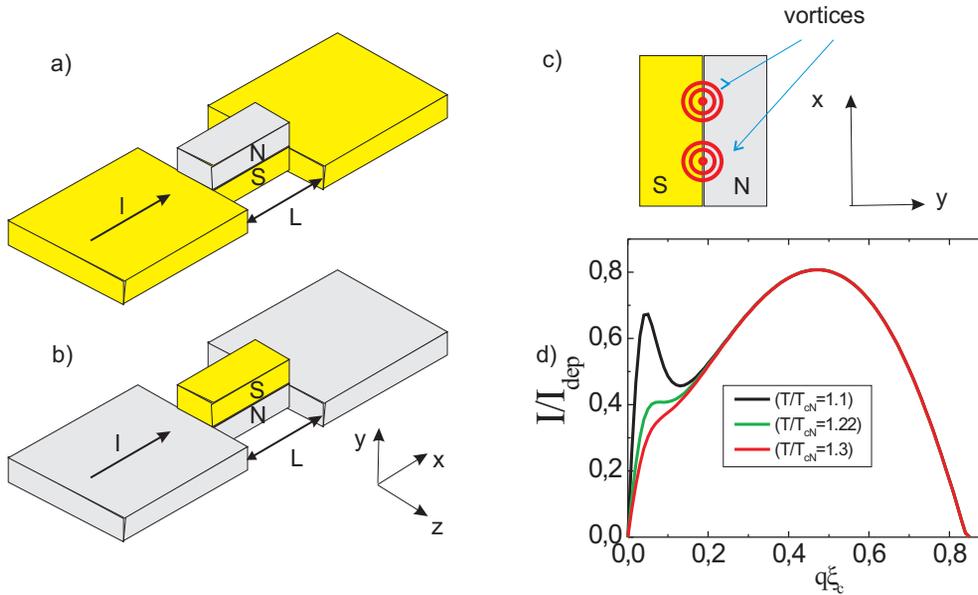


Рис. 1. SN-мостик со сверхпроводящими (а) или нормальными (b) берегами. с — Схематическое изображение вихрей на SN-интерфейсе, когда SN-мостик находится в вихревом состоянии. d — Зависимость сверхтока от сверхскорости (аналог ток-фазового отношения в случае джозефсоновского контакта) для SN-мостика, рассчитанная в квазиодномерной модели. Зависимость $I(q)$ может быть гистерезисной (двухзначной) или безгистерезисной (однозначной). Параметры SN-мостика такие же, как на рис. 2, меняется только отношение T/T_{cN}

типа Бина – Ливингстона, поэтому метастабильные состояния не возникают (даже при наличии неровностей или неоднородностей края), как и в обычном сверхпроводящем мостике. Однако мы обнаружили, что вихри могут заходить со стороны N-слоя, где наведенный вследствие эффекта близости сверхпроводящий параметр порядка [4] меньше, чем в S-слое. В этом случае они располагаются в плоскости мостика и могут быть локализованы (запиннингованы) на SN-интерфейсе (см. рис. 1 c). Вихри имеют сильно деформированные коры из-за малой толщины N-слоя, $d_n \ll \xi_n$, и большой разницы между длинами когерентности в S- и N-слоях, $\xi_s \ll \xi_n$. Отметим, что наша геометрия отличается от случая, рассмотренного в работе [5], где исследовалась структура перпендикулярного плоскости SN-бислоя вихря, имеющего круговую симметрию и различные размеры коры ξ_s и ξ_n в S- и N-слоях соответственно.

В SN-мостике количество вихрей можно изменять посредством циклирования тока, что будет приводить к изменению импеданса мостика, т.е. его сопротивления и кинетической индуктивности. Кроме фундаментального интереса, связанного с наличием вихрей в тонких структурах с толщиной, меньшей длины когерентности, и их манипулированием с помощью тока, данный результат может найти свое практическое применение. Например, гипотетически мультистабильность можно использовать для создания сверхпроводящей памяти. Также можно представить использование такой системы в качестве детектора электромагнитного излучения или частиц. В этом случае поглощенная энергия будет приводить к нагреву микромостика и его переключению из одного стационарного сверхпроводящего состояния в другое в режиме заданного тока.

2. МОДЕЛЬ

В расчетах мы моделировали SN-мостик как структуру, состоящую из двух сверхпроводящих металлов с большим отношением коэффициентов диффузии $D_n \gg D_s$ (только при таком соотношении может возникнуть мультистабильность, являющейся следствием гистерезисной зависимости $I(q)$, см. рис. 1 d). N-слой находится в нормальном состоянии (в отсутствие сверхпроводника), поскольку предполагается, что температура системы T выше его критической температуры T_{cN} , при этом в N-слое существует сверхпроводимость, наведенная за счет эффекта близости со стороны сверхпроводника с критической температурой $T_{cS} > T$.

В модели мы пренебрегаем зависимостью сверхпроводящих характеристик по ширине мостика, что

можно сделать, если его длина L много больше ширины W (таким образом, мы пренебрегаем неоднородным растеканием тока вблизи концов мостика) и ширина меньше пирловской глубины проникновения магнитного поля Λ (это условие обеспечивает однородное распределение тока по ширине мостика вдали от его концов). Технически проще рассчитать характеристики SN-мостика с нормальными берегами (см. рис. 1 *b*), чем со сверхпроводящими, так как в этом случае величина тока задается граничными условиями для электростатического потенциала на концах N-слоя. Однако в этом случае SN-мостик имеет конечное сопротивление из-за проникновения электрического поля (нормального тока) на конечную глубину L_E в глубь бислоя.

Расчет сверхпроводящих и транспортных свойства SN-моста с нормальными берегами выполнен в рамках решения двумерного (по осям x, y на рис. 1) зависящего от времени уравнения Гинзбурга–Ландау для сверхпроводящего параметра порядка $\Psi = \Delta e^{i\phi}$:

$$\begin{aligned} \frac{\pi\hbar}{8k_B T} \left(\frac{\partial}{\partial t} + i \frac{2e\varphi}{\hbar} \right) \Psi = \\ = \frac{\pi\hbar D_{S,N}}{8k_B T} (\nabla)^2 \Psi + \left(1 - \frac{T}{T_{cS,cN}} - \frac{\Delta^2}{\Delta_{GL}^2} \right) \Psi \end{aligned} \quad (1)$$

и уравнения непрерывности

$$\begin{aligned} \operatorname{div} j = \operatorname{div} (j_s + j_n) = \\ = \operatorname{div} \left(\frac{\sigma_{S,N}}{e} \frac{\pi |\Delta|^2 q}{4k_B T} - \sigma_{S,N} \nabla \varphi \right) = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где j_s и j_n — сверхпроводящая и нормальная плотности тока, $\sigma_{S,N} = 2e^2 D_{S,N} N(0)$ — проводимость в соответствующем слое ($N(0)$ — плотность электронных состояний на уровне Ферми, которую мы выбрали одинаковой в обоих материалах, чтобы уменьшить количество свободных параметров), $\Delta_{GL} = 3.06 k_B T_{cS,cN}$, $q = \nabla \phi + 2\pi A / \Phi_0$, φ — электрический потенциал. Мы пренебрегаем здесь магнитным полем (векторным потенциалом A), создаваемым током, так как толщина и ширина мостика предполагается много меньше глубины проникновения магнитного поля. N-слой в нашей модели является сверхпроводником с критической температурой $T_{cN} < T_{cS}$, в то же время температура системы T постоянна и берется из интервала $T_{cN} < T < T_{cS}$. Нас интересуют стационарные решения уравнения (1), когда $\partial \Delta / \partial t \rightarrow 0$. На SN-интерфейсе мы используем обычные граничные условия:

$$D_S d\Psi / dy = D_N d\Psi / dy, \quad D_S d\varphi / dy = D_N d\varphi / dy,$$

а на границе с вакуумом

$$d\Psi / dy = 0, \quad d\varphi / dy = 0.$$

На границе мостика с нормальными берегами

$$\Psi = 0,$$

$$d\varphi / dx = -j / \sigma_N,$$

где j — заданная плотность тока.

Мы считаем, что сверхпроводящие свойства не зависят от поперечной координаты (направление z на рис. 1 *a*) и решаем двумерные уравнения (вдоль направлений x и y на рис. 1 *a*). Ток нормируется на ток распаривания I_{dep} одиночного S-слоя толщиной d_s , длина измеряется в единицах $\xi_c = (\hbar D_S / k_B T_{cS})^{1/2}$, напряжение выражено в единицах $V_0 = k_B T_{cS} / |e|$, время в единицах $t_0 = \hbar / k_B T_{cS}$, а сопротивление в единицах $R_0 = k_B T_{cS} / |e| I_{dep}$. При выбранных нами параметрах сверхпроводящая длина когерентности $\xi_S = \xi_c (\pi / 8 (1 - T / T_{cS}))^{1/2} \sim 1.1 \xi_c$ (при $T / T_{cS} = 0.7$) и $\xi_N = \xi_c (\pi / 8 (T / T_{cN} - 1))^{1/2} (D_N / D_S)^{1/2} \sim 19.8 \xi_c$ ($T / T_{cN} = 1.1$) или $27.7 \xi_c$ ($T / T_{cN} = 1.1$) при $D_N / D_S = 100$. Таким образом, при всех выбранных параметрах мы имеем $d_N \ll \xi_N$.

Ранее одномерная версия стационарных уравнений Гинзбурга–Ландау использовалась для теоретического исследования магнитных свойств SN-гибридов [4, 6, 7] и показала свою хорошую применимость при сравнении с экспериментом. В нашем случае мы используем двумерную версию для учета вихревых состояний. В то же время мы делали расчеты в квазиодномерной модели (считая, что $\Psi(x, y) = \Delta(y) e^{iqx}$) для расчета зависимости сверхтока I от сверхскорости $q = q(x, y) = \text{const}$ (см. рис. 1 *d*), предполагая отсутствие вихрей и пренебрегая наличием сверхпроводящих/нормальных берегов (это приближение хорошо выполняется в безвихревом состоянии SN-мостика далеко от его концов). Оказалось, что мультистабильность возникает, когда $I(q)$ в квазиодномерной модели является гистерезисной.

3. МУЛЬТИСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ

На рис. 2 *a* представлена зависимость полного тока в системе от градиента фазы q вдоль продольной координаты, усредненного по всему образцу (параметры SN-моста следующие: $D_N / D_S = 100$, $T / T_{cS} = 0.7$, $T / T_{cN} = 1.1$, $d_s = 7 \xi_c$, $d_N = 5 \xi_c$, $L = 200 \xi_c$). Синими кривыми показана зависимость

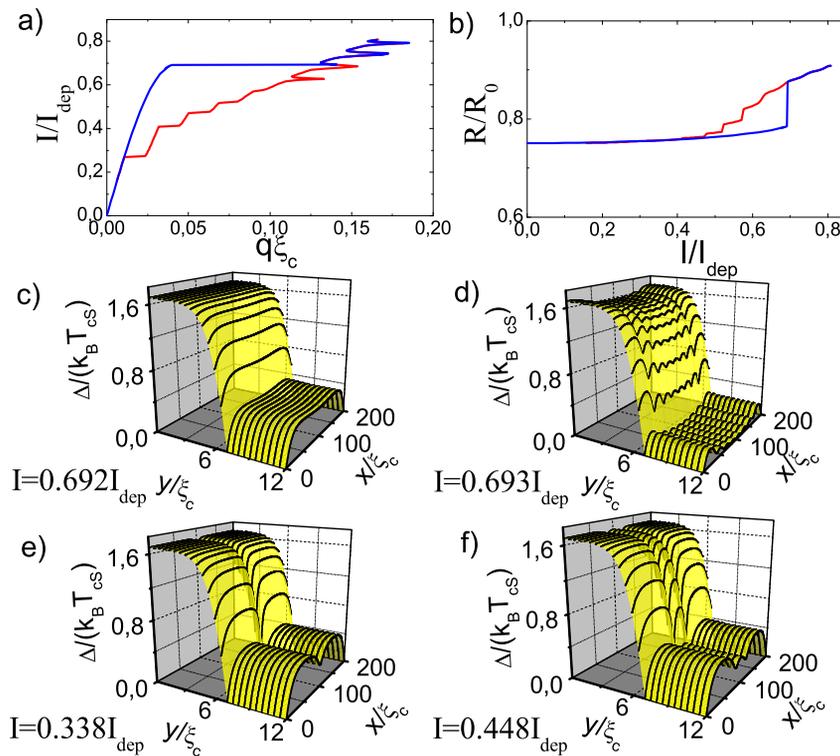


Рис. 2. *a* — Зависимость тока в мостике от усредненного по образцу градиента фазы вдоль продольной координаты. Параметры мостика приведены в тексте. *b* — Зависимость сопротивления мостика при циклировании тока от 0 до I_c и обратно. *c–f* — Распределение параметра порядка Δ в мостике при различных токах

$I(q)$ (аналог ток-фазового соотношения джозефсоновского контакта для SN-мостика), полученная при увеличении тока, а красными — при уменьшении тока.

При возрастании тока от нуля в SN-мостике реализуется мейсснеровское состояние вплоть до тока $I = 0.692I_{dep}$. Вихри не могут зайти в N-слой из-за энергетического барьера, аналогичного барьеру Бина – Ливингстона в обычном сверхпроводнике, возникающего из-за достаточно большой величины Δ (см. рис. 2 *c*). С ростом тока сверхпроводимость в N-слое подавляется из-за ослабляющего эффекта сверхскорости $v \sim q$ и величина барьера Бина – Ливингстона уменьшается, пока при токе $I = 0.693I_{dep}$ он не исчезнет и в N-слой не войдет цепочка вихрей. Вошедшая цепочка вихрей пересекает N-слой и пиннингуется на SN-интерфейсе. Подавление сверхпроводимости в N-слое, связанное со входом вихрей (см. рис. 2 *c* и *d*) приводит к необходимости роста сверхскорости, чтобы обеспечить тот же самый ток, поэтому q меняется скачкообразно (см. рис. 2 *a*). Вихри не могут проникнуть в S-слой, из-за большой величины Δ в S-слое. С дальнейшим увеличением то-

ка в систему поочередно заходят еще несколько вихрей, что сопровождается немонотонным изменением зависимости $I(q)$ и, наконец, при критическом токе $I = I_c = 0.808I_{dep}$ вихри проходят через S-слой и выходят с другой поверхности мостика. После этого в N-слой входят новые вихри, пересекают SN-мостик и выходят через границу S-слоя с вакуумом. Таким образом система переходит в нестационарное состояние, с движущимися по толщине SN-мостика вихрями.

При уменьшении тока, начиная с I_c , мостик возвращается в стационарное состояние, вихри выходят из мостика по одному через границу N-слоя с вакуумом, пока система не перейдет в мейсснеровское состояние (см. красные кривые на рис. 2 *a*).

Таким образом, в системе существует гистерезис и диапазон токов, когда при одном значении тока существуют два состояния — мейсснеровское и вихревое. Эти состояния характеризуются различными сопротивлениями для SN-мостика с нормальными берегами (см.рис. *b*), так как глубина проникновения электрического поля L_E зависит от Δ (чем меньше Δ , тем больше L_E , что следует из уравне-

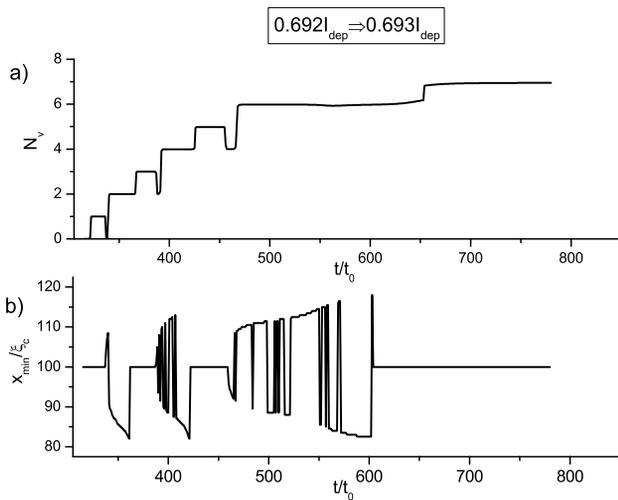


Рис. 3. *a* — Изменение количества вихрей N_v в SN-мостике с течением времени при переходе из мейснеровского состояния с током $I = 0.692I_{dep}$ в вихревое состояние при увеличении тока до $I = 0.693I_{dep}$ (ток изменяется скачком при $t = 0$). *b* — Продольная координата минимального значения Δ на границе N-слоя с вакуумом в разные моменты времени. Параметры мостика такие же, как на рис. 2

ний (1), (2), и сопротивление мостика $R \sim L_E$). Переключаться между этими состояниями можно циклированием тока. Последнее обстоятельство отличает изучаемую систему от других сверхпроводящих систем, где переключения между различными резистивными состояниями происходит при циклировании магнитного поля H . Так, например, в работе [8] резистивное состояние никелевой нанопроволоки, окруженной ниобием, зависело от количества вихрей в проволоке или возле нее, причем вихри располагались параллельно проволоке и току. Количество вихрей регулировалось продольным магнитным полем, что приводило к гистерезису зависимости $R(H)$ (в нашем случае существует гистерезис $R(I)$).

В случае SN-мостика со сверхпроводящими берегами мы ожидаем схожих результатов. Действительно, на рис. 2 *e, f* показаны распределения $\Delta(x, y)$ в случае, когда в мостике находятся один или два вихря. Они располагаются далеко от концов мостика в области, где электрическое поле практически отсутствует (это видно и из зависимости $R(I)$, на которой сопротивления при данных токах практически совпадают, см. рис. 2 *b*). В этом случае следует ожидать различных значений импеданса SN-мостика (измеряемого на переменном токе) в различных состояниях, а именно его мнимой части, пропорциональной кинетической индуктивности L_k (в случае, когда она значительно превышает геометрическую ин-

дуктивность). Действительно, $L_k \sim dq/dI$ [9], а на рис. 2 *a* видно, что зависимости $I(q)$ значительно различаются в состояниях с различным количеством вихрей. По-видимому, следует ожидать отличия и для действительной части импеданса (сопротивления), так как присутствие вихрей должно приводить к заметным диссипативным потерям (в первом приближении пропорционального количеству вихрей) на переменном токе. Подтверждение наших ожиданий также следует из работы [10], где были рассмотрены предвихревые состояния в SN-мостике (они возникают при достаточно больших токах, когда зависимость $I(q)$ является безгистерезисной). Было установлено, что такие состояния существуют как для нормальных берегов, так и сверхпроводящих, и во втором случае они влияют на кинетическую индуктивность SN-мостика.

4. ПРОЦЕСС ВХОДА ВИХРЕЙ В SN-МОСТИК

В данном разделе обсудим подробно процесс проникновения цепочки вихрей в N-слой. На рис. 3 *a* показана временная зависимость числа вихрей в SN-структуре при переходе из мейснеровского состояния в вихревое. Первый вихрь проникает в N-слой в месте, где параметр порядка принимает наименьшее значение, а именно посередине мостика (см. рис. 2 *c*). Однако последующая динамика более сложная. На рис. 3 *b* показана временная зависимость координаты точки, где Δ достигает минимального значения на границе N-слоя с вакуумом x_{min} . Из него следует, что вихри проникают в структуру симметричным образом. Первый вихрь заходит в центре ($x = 100\xi_c$) мостика, перемещается до SN-границы и существует в системе некоторое время, затем двигается обратно к границе N-слоя с вакуумом и покидает мостик в том же месте, где и зашел. После этого в систему проникают одновременно два вихря симметрично от центра на расстоянии около $7\xi_c$ от него. Они двигаются к SN-границе под действием силы Лоренца и одновременно смещаются от центра мостика из-за межвихревого отталкивания. Когда расстояние между вихрями становится около $40\xi_c$, в центре между ними в мостик заходит третий вихрь, который, повторяя поведение первого вихря, через некоторое время выйдет из N-слоя в том же месте. Далее ситуация развивается похожим образом, пока количество вихрей не станет равным 7. Дальнейшее увеличение числа вихрей в системе при токе $I = 0.693I_{dep}$ не происходит, поскольку вихри, вошедшие в N-слой, препятствуют входу новых вихрей.

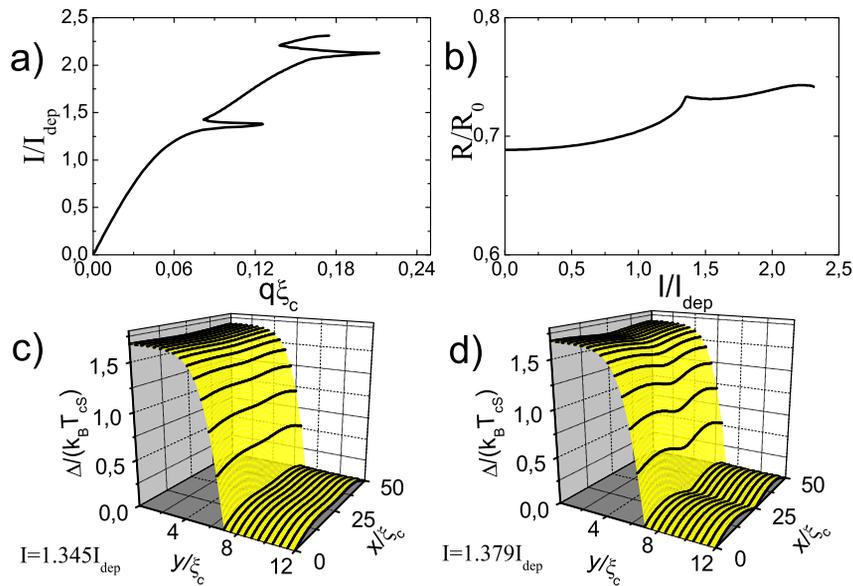


Рис. 4. *a* — Зависимость тока в мостике от усредненного по образцу градиента фазы вдоль продольной координаты. *b* — Зависимость сопротивления мостика при циклировании тока от 0 до I_c и обратно. Примеры распределения параметра порядка Δ в мейсснеровском состоянии при токе $I = 1.345 I_{dep}$ (*c*) и в вихревом состоянии при токе $I = 1.379 I_{dep}$ (*d*)

5. ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ПАРАМЕТРОВ МОСТИКА

Мы обнаружили, что количество вихрей, зашедших в SN-мостик при разрушении мейсснеровского состояния, зависит от его длины. При увеличении L количество вихрей увеличивается, при уменьшении — уменьшается. Данный результат достаточно очевиден, так как взаимодействие между вихрями быстро падает с увеличением расстояния между ними, характерным масштабом здесь является толщина SN-мостика $d_S + d_N$ (в обычном сверхпроводящем мостике масштабом служит толщина или ширина мостика в зависимости от расположения вихрей). Поэтому количество вошедших вихрей $N_v \sim L/(d_S + d_N)$. Однако при малой длине ($L \lesssim 2\xi_n$) становятся важными краевые эффекты, связанные с граничными условиями на концах мостика. Так, на рис. 4 представлены результаты для SN-мостика с длиной $50\xi_c$ и остальными параметрами такими же как для мостика на рис. 2.

При токе $I = 1.379 I_{dep}$ SN-мостик переходит в смешанное состояние с одним вихрем (значительно большее значение тока перехода в вихревое состояние по сравнению с мостиком с $L = 200\xi_c$ связано с большим влиянием нормальной компоненты тока). В этом случае вихрь не сразу достигает SN-

интерфейса, а продвигается к SN-границе с ростом тока постепенно. Этот эффект связан с близостью нормальных берегов, что приводит к меньшей (по сравнению с длинным мостиком) величине параметра порядка Δ в N-слое (ср. рис. 4 *a* с рис. 2 *a*), поэтому в коротком мостике возникает предвихревое состояние с квазивихрем (nascent vortex) в центре, описанное нами в работе [10]. В этом случае появление вихря при токе $I = 1.379 I_{dep}$ не приводит к скачкообразному подавлению сверхпроводимости в N-слое, гистерезису (вход и выход вихрей происходит обратимым образом) и наличию мультистабильных состояний по сравнению с мостиком с $L = 200\xi_c$.

Изменяя отношение коэффициентов диффузии, критическую температуру N-слоя и его толщину, можно управлять величиной параметра порядка в N-слое и его чувствительностью к изменению сверхскорости с ростом тока. Наши расчеты показывают, что захват (пиннинг) вихрей возникает при большом отношении коэффициентов диффузии $D_N/D_S \gg 1$, достаточно большой толщине S-слоя (однако не слишком большой, см. обсуждение в следующем разделе) и большой величине параметра порядка Δ в N-слое в мейсснеровском состоянии. Например, в случае малого значения Δ в N-слое в мейсснеровском состоянии (в модели это достигается уменьшением T_{cN} при фиксированной T для длинных мости-

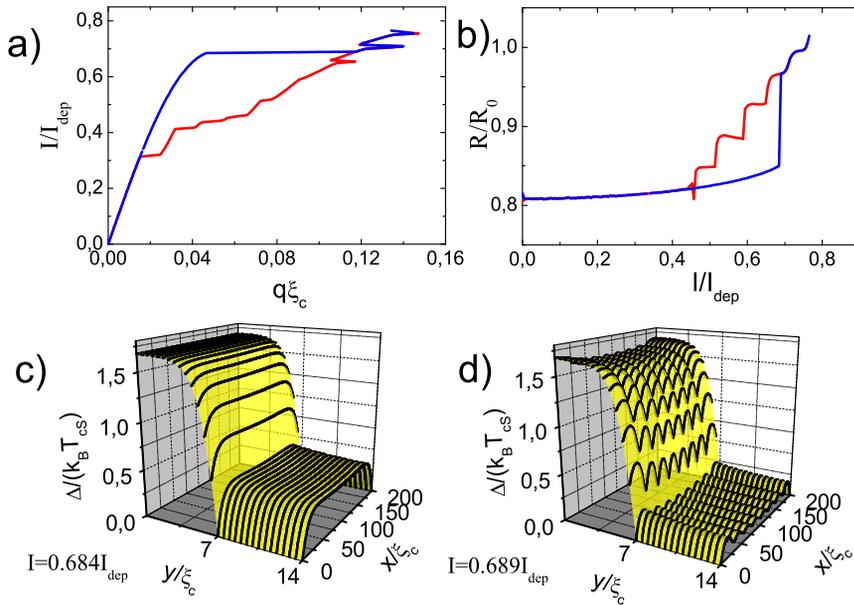


Рис. 5. *a* — Зависимость тока в мостике от усредненного по образцу градиента фазы вдоль продольной координаты при отношении $D_N/D_S = 50$ (остальные параметры следующие: $T/T_{cS} = 0.7$, $T/T_{cN} = 1.05$, $d_S = 7\xi_c$, $d_N = 7\xi_c$, $L = 200\xi_c$). *b* — Зависимость сопротивления мостика при циклировании тока от 0 до I_c и обратно. *c, d* — Примеры распределения параметра порядка Δ при различных токах

ков или уменьшения длины мостика, см. рис. 4) в момент подавления сверхпроводимости в N-области возникают предвихревые состояния, описанные в работе [10], и поведение системы с циклированием тока является обратимым. Большое отношение $D_N/D_S \gg 1$ обеспечивает большую разницу Δ в S- и N-слоях, что облегчает пиннинг вихрей на SN-интерфейсе. Так, нам не удалось найти параметров, при которых возникает интерфейсный пиннинг вихрей для $D_N/D_S < 20$, тогда как для больших значений нам удалось найти такие состояния (см., например, рис. 5, где отношение $D_N/D_S = 50$).

Оказалось, что при увеличении толщины S-слоя обнаруженный эффект пропадает (так, для SN-слоя с параметрами, как на рис. 2, и $d_s = 20\xi_c$ не удастся запинниговать вихри на SN-интерфейсе). Мы связываем это с отсутствием гистерезиса на зависимости $I(q)$ при достаточно большой d_s . С увеличением тока в такой системе происходит постепенное подавление Δ в N-слое с ростом тока и вместо вихрей появляются предвихревые состояния, наличие которых связано с конечностью длины SN-мостика. При этих параметрах N-слой только подавляет критический ток ниже тока распаривания за счет обратного эффекта близости и мультистабильность в SN-мостике не возникает.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

Как известно, наличие нормального металла приводит к появлению сверхпроводящего параметра порядка Δ в N-слое (эффект близости) и его уменьшению в S-слое (обратный эффект близости), по сравнению с одиночным S-слоем. Как результат, барьер на вход лежащих в плоскости мостика вихрей уменьшается, по сравнению с одиночным S-слоем, и они входят в мостик при токе, меньшем тока распаривания S-слоя. Неожиданным оказалось то, что, несмотря на малую толщину N-слоя, $d_N \ll \xi_N$, вошедшие вихри оказываются запиннигованы на SN-интерфейсе при условии достаточно большой величины Δ , наведенной в N-слое (в обычном сверхпроводнике вихри не появляются при его толщине $d_S < 1.8\xi_s$ [11]). Когда наведенная Δ мала, наличие слоя нормального металла только незначительно уменьшает критический ток, но не приводит к пиннингу вошедших вихрей. Вторым условием для появления пиннинга вихрей является большое отношение проводимостей (коэффициентов диффузии) $D_N/D_S \gg 1$, что приводит к большому градиенту Δ на SN-интерфейсе.

Несколько схожая задача о преодолении вихрем (цепочкой вихрей) границы раздела двух сверхпро-

водников рассматривалась в работах [12, 13]. Было получено, что вихрь притягивается в область сверхпроводника с большим значением лондоновской глубины проникновения λ (большим D_S). Отметим, что данный результат был получен в рамках лондонского приближения, и величина барьера оказалась меньше энергии вихря, связанной с его кором (эта часть энергии не описывается моделью Лондонов). Наши расчеты не подтверждают это предсказание. Так, при выборе $T_{cN} = T_{cS}$ и $D_N \gg D_S$ вихрь, входящий в сверхпроводник с большим коэффициентом диффузии (меньшей λ), не закрепляется на границе между сверхпроводниками. Наши расчеты показывают, что его закрепление требует малого значения Δ в N-слое (но не очень маленького) и достаточно малой толщины S-слоя, приводящей к гистерезисной зависимости $I(q)$ для всего SN-бислоя (см. рис. 1 d).

Недавно схожие деформированные вихри и пиннинг вихрей на SN-интерфейсе были предсказаны одним из авторов этой работы для SN-бислоя, находящегося в параллельном плоскости композита магнитном поле [14]. Как и в рассмотренной здесь задаче, эффект возникал при достаточно большой величине наведенной Δ в N-слое и большом отношении коэффициентов диффузии D_N/D_S . Здесь мы показали, что подобные состояния возможны и в токовом состоянии при нулевом внешнем магнитном поле. Кроме того, заметим, что в магнитном поле мультистабильность существует и без нормального слоя за счет наличия барьера Бина–Ливингстона на вход/выход вихрей, тогда как в токнесущем SN-мостике она появляется только при наличии N-слоя.

В случае, если N-слой представляет из себя «настоящий» нормальный металл с $T_{cN} = 0$, мы ожидаем качественно схожих результатов. Действительно, в этом случае в N-слое также будет наводиться сверхпроводящий параметр порядка [4], а зависимости $I(q)$ будут качественно аналогичны тем, что получаются в модели Гинзбурга–Ландау (см. рис. 3 d в [10], где расчет $I(q)$ был выполнен в моделях Узалея и Гинзбурга–Ландау и проведено их сравнение) при подходящем выборе d_S , d_N , и D_N/D_S . Таким образом, ожидается, что в эксперименте мультистабильность будет достигаться при достаточно низких температурах $T \lesssim T_{cS}/2$.

Материалами, которые подходят для экспериментальной проверки предсказанного эффекта, являются «грязные» сверхпроводники с большим удельным сопротивлением в нормальном состоянии (NbN, NbTiN, MoSi и т.д.), а также металлы с

малым удельным сопротивлением (Au, Cu, Al) для использования в качестве N-слоя, что способно обеспечить $D_N/D_S \lesssim 100$.

Кроме академического интереса, полученный результат может быть интересен для приложений. Гипотетически такой SN-мостик может служить элементом сверхпроводящей памяти, так как при одном значении тока существуют два состояния (вихревое и безвихревое) с различным импедансом на конечной частоте. Измерение импеданса можно проводить, например, размещая SN-мостик возле компланарной сверхпроводящей линии и измеряя коэффициент прохождения/отражения СВЧ-волны малой амплитуды (это обеспечивает практически неинвазивное считывание его состояния). В отличие от других предложений по использованию вихревых состояний в сверхпроводниках для создания элементов памяти (см., например, [15–19]), наша система не требует приложения внешнего магнитного поля для переключения между состояниями.

В подобной геометрии SN-мостик может также использоваться в качестве активного элемента в детекторе электромагнитного излучения. Поглощение излучения будет приводить к его нагреву и переключению в вихревое состояние, так как ток, при котором безвихревое состояние становится неустойчивым, уменьшается с ростом температуры. В отличие от детекторов на кинетической индуктивности [20], болометров [21] или однофотонных счетчиков на сверхпроводящих полосках [22] (в этих приборах происходит возвращение детектора в исходное состояние после релаксации температуры), SN-мостик будет оставаться в вихревом состоянии даже после релаксации температуры к равновесному значению (если не учитывать обратное переключение в исходное безвихревое состояние за счет флуктуаций). С учетом того, что SN-мостик можно сделать достаточно коротким (его длина должна быть порядка $100\xi_c$, чтобы обеспечить наличие мультистабильности — для упомянутых выше материалов это составляет меньше одного микрона), можно поместить большое их количество на единицу площади, что позволило бы обеспечить высокое пространственное разрешение. Кроме того, малая длина SN-мостика позволяет детектировать одиночные фотоны с частотой несколько десятков гигагерц (при определенном подборе параметров), что обсуждалось в работе [23].

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-72-30004).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. P. Huebener, *Magnetic Flux Structures in Superconductors*, Springer, Berlin (1979).
2. A. M. Campbell and J. E. Evetts, *Flux Vortices and Transport Currents in Type II Superconductors*, Adv. Phys. **21**, 199 (1972).
3. C. P. Bean and J. D. Livingston, *Surface Barrier in Type II Superconductors*, Phys. Rev. Lett. **12**, 14 (1964).
4. G. Deutscher and P. G. de Gennes, in: *Superconductivity*, Vol. 2, R. D. Parks, ed. by M. Dekker, New York (1969), p. 1005.
5. V. S. Stolyarov, T. Cren, C. Brun, I. A. Golovchanskiy, O. V. Skryabina, D. I. Kasatonov, M. M. Khapayev, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, and D. Roditchev, *Expansion of a Superconducting Vortex Core Into a Diffusive Metal*, Nat. Commun. **9**, 2277 (2018).
6. Th. Bergmann, K. H. Kuhl, B. Schroder, M. Jutzler, and F. Pobell, *Proximity-Effect-Induced Superconductivity at Millikelvin Temperatures*, J. Low Temp. Phys. **66**, 209 (1987).
7. Yu. N. Ovchinnikov, B. I. Ivlev, R. J. Soulen, Jr., J. H. Claassen, W. E. Fogle, and J. H. Colwell, *Temperature and Magnetic Field Dependence of the Induced Magnetization in Macroscopic Samples Due to the Proximity Effect*, Phys. Rev. B **56**, 9038 (1997).
8. O. V. Skryabina, S. N. Kozlov, S. V. Egorov, A. A. Klimenko, V. V. Ryazanov, S. V. Bakurskiy, M. Yu. Kupriyanov, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, A. A. Golubov, K. S. Napolskii, I. A. Golovchanskiy, D. Roditchev, and V. S. Stolyarov, *Anomalous Magneto-Resistance of Ni-Nanowire/Nb Hybrid System*, Sci. Rep. **9**, 14470 (2019).
9. J. R. Clem and V. G. Kogan, *Kinetic Impedance And Depairing in Thin and Narrow Superconducting Films*, Phys. Rev. B **86**, 174521 (2012).
10. A. Bodyagin and D. Yu. Vodolazov, *Nascent Vortices in Current-Carrying Hybrid Superconducting Bridge*, Phys. Rev. B **108**, 134519 (2023).
11. H. J. Fink, *Vortex Nucleation in a Superconducting Slab Near a Second-Order Phase Transition and Excited States of the Sheath Near H_{c3}* , Phys. Rev. **177**, 732 (1968).
12. G. S. Mkrtchyan, F. R. Shakirzyanova, E. A. Shapoval, and V. V. Schmidt, *Interaction Between a Vortex and the Boundary Between Two Superconductors*, Sov. Phys. JETP **36**, 352 (1973).
13. G. S. Mkrtchyan and V. V. Schmidt, *Pinning of a Vortex Lattice on the Interface of Two Superconductors and the Critical Current*, Sov. Phys. JETP **41**, 90 (1975).
14. D. Yu. Vodolazov, *Squeezed and Nascent Vortices in a Thin Normal Layer with Proximity Induced Superconductivity*, Phys. Rev. B **110**, 014517 (2024).
15. M. V. Milosevic, G. R. Berdiyrov, and F. M. Peeters, *Fluxonic Cellular Automata*, Appl. Phys. Lett. **91**, 212501 (2007).
16. V. S. Stolyarov, V. Ruzhitskiy, R. A. Hovhannisyan, S. Grebenchuk, A. G. Shishkin, O. V. Skryabina, I. A. Golovchanskiy, A. A. Golubov, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, M. Yu. Kupriyanov, A. Andriyash, and D. Roditchev, *Revealing Josephson Vortex Dynamics in Proximity Junctions below Critical Current*, Nano Lett. **22**, 5715 (2022).
17. T. Golod and V. M. Krasnov, *Demonstration of a Superconducting Diode-with-Memory Operational at Zero Magnetic Field with Switchable Nonreciprocity*, Nat. Commun. **13**, 3658. (2022).
18. R. A. Hovhannisyan, T. Golod, and V. M. Krasnov, *Controllable Manipulation of Semifluxon States in Phase-Shifted Josephson Junctions*, Phys. Rev. Lett. **132**, 227001 (2024).
19. D. S. Kalashnikov, V. I. Ruzhitskiy, A. G. Shishkin, I. A. Golovchanskiy, M. Y. Kupriyanov, I. I. Soloviev, D. Roditchev, and V. S. Stolyarov, *Demonstration of a Josephson Vortex-Based Memory Cell with Microwave Energy-Efficient Readout*, Commun. Phys. **7**, 88 (2024).
20. J. Zmuidzinas, *Superconducting Microresonators: Physics and Applications*, Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **3**, 169 (2012).
21. K. Irwin and G. Hilton, *Transition-Edge Sensors*, in: *Cryogenic Particle Detection. Topics in Applied Physics*, ed. by C. Enss, Springer, Berlin, Heidelberg (2005), vol. 99, p. 63.
22. C. M. Natarajan, M. G. Tanner, and R. H. Hadfeld, *Superconducting Nanowire Single-Photon Detectors: Physics and Applications*, Supercond. Sci. Technol. **25**, 063001 (2012).
23. Д. Ю. Водолазов, *Сенсор на нелинейной кинетической индуктивности*, Письма в ЖЭТФ **118**, 769 (2023) [D. Yu. Vodolazov, *Nonlinear Kinetic Inductance Sensor*, JETP Lett. **118**, 773 (2023)].