

ДИОДНЫЙ ЭФФЕКТ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ГИБРИДНОЙ ПОЛОСКЕ Cu/MoN С БОКОВЫМ РАЗРЕЗОМ

С. С. Уставщиков^{a,b*}, М. Ю. Левичев^a, И. Ю. Пашенькин^a,
Н. С. Гусев^a, С. А. Гусев^a, Д. Ю. Водолазов^a

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

^b Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
603950, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 20 марта 2022 г.,
после переработки 7 апреля 2022 г.
Принята к публикации 8 апреля 2022 г.

Экспериментально исследованы транспортные характеристики сверхпроводящих гибридных полосок Cu/MoN с одиночным разрезом около одного из краев полоски. Такие полоски имеют сильный диодный (невозвратный) эффект — в присутствии перпендикулярного магнитного поля величина критического тока может различаться почти в пять раз в зависимости от направления течения тока. Наблюдаемый эффект связан со сгущением линий тока вблизи разреза, что приводит к различию условий входа вихрей с края полоски, имеющей разрез, и с противоположного края, где разрез отсутствует. Различие в критических токах приводит к различным напряжениям в резистивном состоянии при разных направлениях протекания тока одинаковой величины. Из-за возможности достижения высокой скорости вихрей (несколько км/с) и безгистерезисных вольт-амперных характеристик в широком интервале температур подобные гибридные системы могут быть использованы для создания сверхпроводящего диода, работающего до частот порядка одного гигагерца.

DOI: 10.31857/S0044451022080107
EDN: EHMGRV

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что в пространственно-несимметричном потенциале движение частицы в различных (в простейшем случае одномерной системы — в противоположных) направлениях может быть невозвратным, и это приводит к появлению «диодного» (ratchet) эффекта в переменном во времени поле. Другими словами, при наличии переменной во времени и направлении силы с нулевым средним частица может перемещаться в одном направлении. В сверхпроводниках роль частицы играют вихри Абрикосова, а неоднородный потенциал создается искусственно, например, за счет асимметричной модуляции параметров сверхпроводника, например, толщины, формы или материальных параметров [1–8]. В этом случае при пропускании тока и наличии внешнего магнитного поля возника-

ют выделенные направления, вдоль которых вихрям двигаться легче. Это приводит к разной величине критического тока и разной абсолютной величине напряжения, пропорциональной скорости движения вихрей, для разных направлений протекания тока.

Данный эффект может быть использован для создания сверхпроводящего диода. Однако здесь возникают трудности практического характера. Кроме модуляции параметров сверхпроводника, приводящей к управляемому пиннингу вихрей, в сверхпроводнике есть и естественные дефекты, сила пиннинга которых при температурах, уже не сильно меньше критической, может превысить силу пиннинга искусственных «дефектов». Это разрушает диодный эффект (невозвратность) и является основной причиной того, почему экспериментально он был продемонстрирован в основном только вблизи критической температуры сверхпроводника [1–8]. Другим ограничением являются неравновесные эффекты, например, джоулев разогрев. При достаточно высокой скорости вихрей (и, значит, большом на-

* E-mail: sergey@ipmras.ru

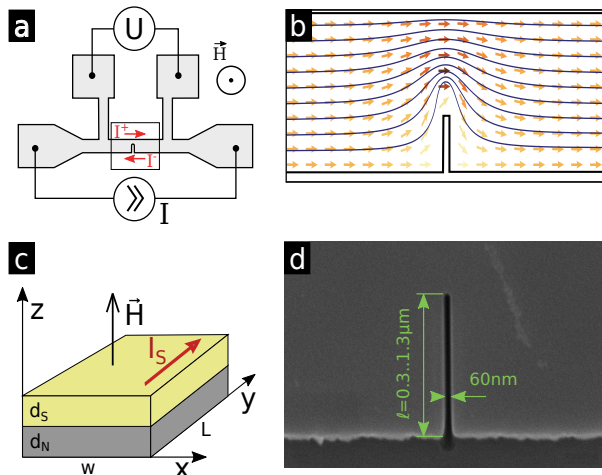


Рис. 1. а) Схематичное изображение исследуемой сверхпроводящей полоски с поперечным разрезом. б) Распределение плотности тока вблизи разреза. в) Схематичное изображение гибридной SN-структуры. д) Изображение полоски Cu/MoN с разрезом, полученное с помощью электронного микроскопа

пряжении) неравновесные эффекты становятся существенными и могут приводить к скачкообразному переходу сверхпроводника в нормальное состояние, что сильно затрудняет практическое использование сверхпроводящего диода. Ограничение на максимальную скорость вихря приводит к ограничению по частоте, при которой такой диод может работать: $\nu_c \lesssim v/w$, где v — скорость вихря, а w — ширина сверхпроводящей полоски. В настоящее время были достигнуты скорости вихрей порядка 10 км/с в различных сверхпроводниках [9–11], однако при ее превышении сверхпроводник скачкообразно переходил в нормальное состояние.

Целью настоящей работы является исследование диодного эффекта в гибридной сверхпроводящей полоске Cu/MoN с разрезом вблизи одного из краев (рис. 1). В нашей недавней работе [12] было показано, что в тонкопленочной полоске Cu/MoN пиннинг мал, скорость движения вихрей может достигать нескольких км/с и при достаточно большой толщине медного слоя пропадает гистерезис на вольт-амперных характеристиках (ВАХ), что делает этот материал перспективным для реализации сверхпроводящего диода. В предложенной системе невзаимность должна возникать из-за сгущения линий тока вблизи вершины разреза (рис. 1б), что приводит к различию условий входа вихрей с края полоски, имеющей разрез, и с противоположного края, где разрез отсутствует. Подобный меха-

низм возникновения диодного эффекта из-за наличия краевого дефекта был ранее предложен в работе [13] и позднее экспериментально реализован в Al-полоске с разным качеством краев [5]. Мы обнаружили, что по сравнению с работой [5] в полоске Cu/MoN с разрезом различие критических токов значительно больше, ВАХ являются безгистерезисными в широком интервале температур ниже критической, скорость движения вихрей достигает 2–3 км/с, что позволяет рассчитывать на работу такого диода при частотах до 1 ГГц при ширине полоски 1–2 мкм (в работе [5] диодный эффект исследовался при частоте несколько десятков килогерц). Рост величины выпрямленного напряжения в нашей системе возможен за счет увеличения количества разрезов вдоль полоски.

2. СТРУКТУРЫ СВЕРХПРОВОДНИК–НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ

В работе исследованы несколько полосок (ширина $w = 2.5$ мкм, длина $L = 30$ мкм), изготовленных из двухслойной гибридной пленки сверхпроводник (S — MoN) — нормальный металл (N — Cu). Пленки были выращены методом магнетронного напыления с базовым уровнем вакуума примерно $1.5 \cdot 10^{-7}$ мбар на стандартных кремниевых подложках размером 10×10 мм² без удаления оксидного слоя. Сначала был напылен слой меди в атмосфере аргона при давлении $1 \cdot 10^{-3}$ мбар. Затем *in situ* был сформирован слой нитрида молибдена напылением молибдена в атмосфере смеси газов Ar : N₂ = 10 : 1 при давлении $1 \cdot 10^{-3}$ мбар и комнатной температуре. Толщины слоев ($d_S = 20$ нм, $d_N = 40$ нм) были измерены методом рентгеновской дифрактометрии. Сверху был напылен защитный слой кремния толщиной 5 нм. Удельное сопротивление при комнатной температуре составляло $\rho \simeq 4$ мкОм·см, критическая температура сверхпроводящего перехода $T_c = 6.8$ К (у одиночного слоя MoN критическая температура равна 7.8 К).

Транспортные измерения проводились стандартным четырехточечным методом в режиме постоянного заданного тока в «сухом» криостате на базе криорефрижератора «Cryomech Pulse Tube 410» при температуре 4.2 К. Магнитное поле ориентировано по нормали к поверхности образца. Для подавления высокочастотного шума используется двухкаскадный аналоговый RC-фильтр с шириной полосы 50 кГц при комнатной температуре.

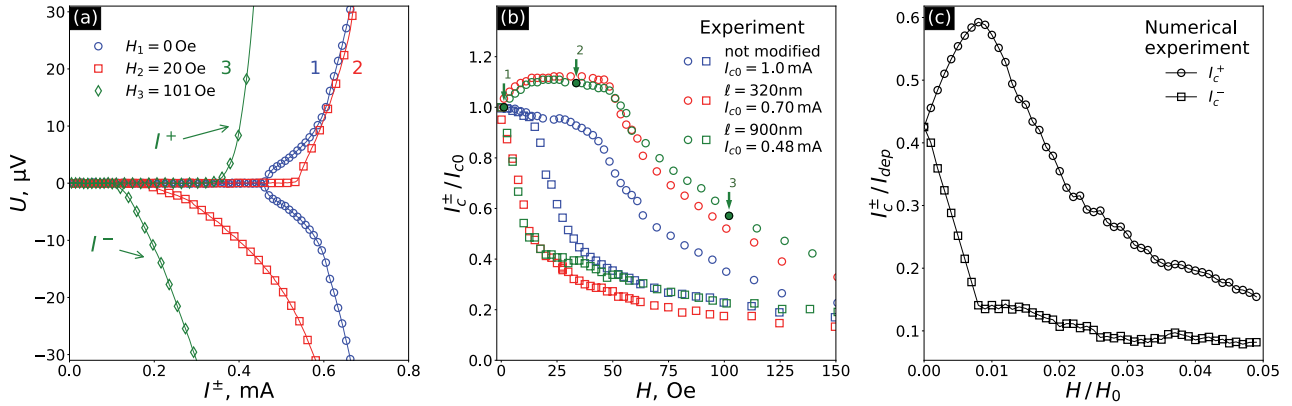


Рис. 2. а) ВАХ полоски Cu/MoN с разрезом длиной 900 нм при трех значениях магнитного поля: положительные значения напряжения соответствуют «положительному» направлению тока I^+ , отрицательные значения напряжения — «отрицательному» направлению тока I^- ; обе ветви тока отображены на положительное направление оси абсцисс. б, в) Зависимости критического тока I_c^\pm , текущего в разных направлениях, от перпендикулярного магнитного поля, эксперимент (б), теория (в), $H_0 = \Phi_0/2\pi\xi^2$, I_{dep} — ток распаривания, кружки соответствуют положительному направлению тока, квадраты — отрицательному

Разрез на краю полоски был сформирован с помощью сфокусированного пучка ионов Ga (focused ion beam, FIB). Ширина разреза составляла 60 нм (измерена с помощью электронного микроскопа на полувысоте разреза), длина разреза ℓ варьировалась от 300 до 1300 нм (скан типичного образца представлен на рис. 1d). Увеличение длины разреза приводит к уменьшению величины критического тока в нулевом поле, I_{c0} , и к увеличению разницы между величинами критического тока (в ненулевом магнитном поле), текущего в противоположных направлениях.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2а приведены ВАХ для полоски с длиной разреза 900 нм, характерные для всей серии образцов. Положительное направление тока I^+ соответствует положительным значениям напряжения, отрицательное направление тока I^- — отрицательным значениям напряжения. Выбор положительного направления тока соответствует направлению магнитного поля, приведенному на рис. 1а. ВАХ приведены для трех значений внешнего магнитного поля: $H_1 = 0$ (кривая 1), H_2 в области максимальной разности критических токов $\Delta I_c = I_c^+ - I_c^-$ (кривая 2) и $H_3 \gg H_2$ (кривая 3). Критическое значение тока I_c^\pm соответствует появлению напряжения на потенциальных контактах величиной 0.1 мкВ.

На рис. 2б приведены зависимости $I_c^+(H)$ (на рисунке обозначены кружками) и $I_c^-(H)$ (на рисунке

обозначены квадратами) для полосок с различной длиной разреза и для полоски без разреза. С увеличением магнитного поля разность критических токов ΔI_c меняется от нуля при $H = 0$ до максимальной при $H = 40\text{--}50$ Э и при дальнейшем росте поля опять убывает. Заметим, что даже в полоске без разреза наблюдается различие в критических токах, что по-видимому, связано с наличием естественных краевых дефектов. Однако наличие искусственного дефекта (разреза) значительно увеличивает разность ΔI_c .

На рис. 2в приведены рассчитанные зависимости $I_c^+(H)$ и $I_c^-(H)$. В расчетах было принято во внимание, что неравновесные эффекты, возникающие при движении вихрей в SN-полоске могут быть значительно меньше, чем в обычном сверхпроводнике, именно по этой причине ВАХ являются безгистерезисными, а скорость вихрей может достигать несколько км/с [12]. Поэтому в модели использовалось стандартное нестационарное двумерное уравнение Гинзбурга–Ландау [14] для сверхпроводящего параметра порядка $\Delta = |\Delta| \exp(i\phi)$:

$$\frac{\pi\hbar}{8k_B T_c} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{2ie\varphi}{\hbar} \right) \Delta = \xi^2 \left(\nabla - i \frac{2e}{\hbar c} A \right)^2 \Delta + \left(1 - \frac{T}{T_c} - \frac{|\Delta|^2}{\Delta_{GL}^2} \right) \Delta, \quad (1)$$

вместе с уравнением для электрического потенциала φ :

$\text{div } j =$

$$= \text{div} \left(\frac{\sigma_n}{e} \frac{\pi |\Delta|^2 (\nabla \phi - 2eA/\hbar c)}{4k_B T_c} - \sigma_n \nabla \varphi \right) = 0, \quad (2)$$

где σ_n — проводимость в нормальном состоянии, $\Delta_{GL} = 3.06k_B T_c$ и A — векторный потенциал.

Распределение сверхпроводящего параметра порядка по толщине считалось однородным, поэтому задача является двумерной. Вообще говоря, это не так для SN-слоя, где форма вихря может иметь форму гриба [15], однако для нашей задачи данные эффекты несущественны. Для уменьшения времени счета мы выбрали ширину полоски $w = 50\xi$, длину $L = 150\xi$ (ξ — здесь некая эффективная сверхпроводящая длина когерентности — см. уравнение (1), которая лежит между $\xi_S \approx 6.3$ нм — длиной когерентности в слое MoN и $\xi_N \approx 30$ нм — длиной когерентности в слое Cu), длину разреза 20ξ , ширину разреза 2ξ . Численное моделирование показывает, что отличие $I_c^+(H)$ от $I_c^-(H)$ связано со сгущением линий тока около разреза и локально более высокой плотности тока. Поэтому при $H = 0$ вихри входят в полоску у вершины разреза. Внешнее поле создает экранирующие токи, которые либо складываются с транспортным током, либо вычитаются из него вблизи разреза. Это приводит к уменьшению I_c^- и росту I_c^+ при увеличении поля. В достаточном большом поле вихри начинают входить через край полоски напротив разреза и величина I_c^+ начинает уменьшаться. При этом поле достигает максимум на зависимости $I_c^+(H)$, а также максимальная разница между критическими токами $\Delta I_c(H)$. При дальнейшем увеличении поля вихри начинают входить и в других местах полоски, при этом $I_c^+(H)$ приближается к $I_c^-(H)$ и невзаимность становится слабее.

Экспериментальные ВАХ полностью обратимы (отсутствует гистерезис) даже в слабых магнитных полях, что выгодно отличает данную систему от других реализаций диодных сверхпроводящих систем. При $H = 0$ и в диапазоне токов I_c от 0.48 до 0.55 мА форма ВАХ похожа на ВАХ джозефсоновского контакта. Это не удивительно, так как еще в работе [16] было показано, что полоска с двумя разрезами на противоположных ее краях по своим свойствам схожа с джозефсоновским контактом (нашу систему можно рассматривать как «половину» такого джозефсоновского контакта). Однако при токе, большем 0.55 мА, возникает резкий рост напряжения (см. рис. 2а), что, как показывают ре-

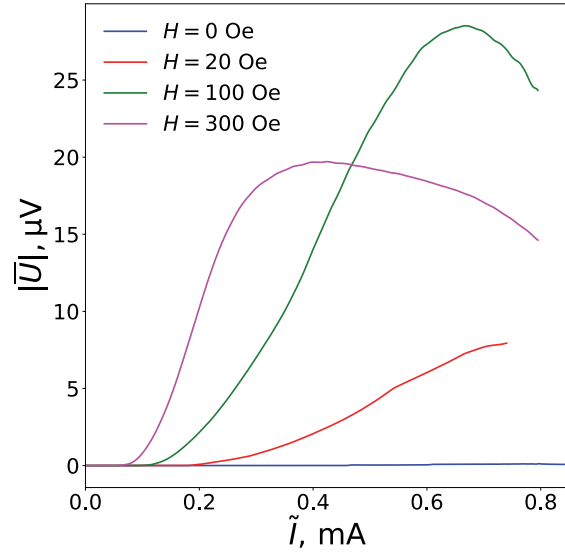


Рис. 3. Расчетная зависимость выпрямленного напряжения \bar{U} от амплитуды переменного тока \tilde{I} в различных магнитных полях

зультаты численного расчета, связано с появлением «вихревой речки» [9–11, 17], являющейся неким аналогом линии проскальзывания фазы в случае пространственно-неоднородного распределения тока [18]. Этот результат лежит вне области применимости работы [16]. Включение поля делает распределение плотности тока более однородным поперек полоски для положительного направления тока и более неоднородным для отрицательного направления. Это приводит к более резкому росту напряжения с ростом тока для I^+ , так как вихревая речка появляется почти при I_c^+ , и к более плавному росту напряжения для I^- , где вихревая речка появляется при $I^- \gg I_c^-$.

Заметим, что даже в нулевом поле до достижения режима вихревой речки в полоске одновременно могут находиться и двигаться несколько вихрей (их количество растет с увеличением ширины полоски и величины тока) — они движутся от разреза к противоположному краю полоски. С учетом ширины полоски Cu/MoN и длины разреза результаты численного счета дают оценку 2–3 вихря. Используя соотношение Джозефсона $2eU = \hbar d\phi/dt$ и то, что проход вихря поперек полоски приводит к изменению фазы ϕ на 2π , мы оценили скорость вихрей в момент перехода в режим вихревой речки как 2–3 км/с.

Используя экспериментальные ВАХ, мы рассчитали зависимости величины среднего по времени напряжения \bar{U} от амплитуды переменного тока \tilde{I} при нулевом постоянном токе (рис. 3). Качественно они сходны с аналогичными зависимостями, приведенными в работах [1–6], причем максимальная величина \bar{U} — несколько микровольт, близка к значениям из работ [1–3]. Это значение на практике можно легко увеличить, увеличив количество разрезов. Минимальное расстояние между разрезами должно быть больше ℓ — длины разреза, так как ток от вершины разреза убывает степенным образом, приблизительно как $1/\sqrt{r}$. В этом случае сгущение линий тока около одного разреза будет оказывать слабое влияние на сгущение линий тока у соседнего разреза.

В наших расчетах мы использовали квазистационарное приближение, т. е. предполагали, что $U(t) = U(I(t))$, т. е. что изменение тока приводит к мгновенному изменению напряжения. Понятно, что данное приближение должно быть разумным при частотах $\nu < v/w \sim 1$ ГГц для нашей системы. Интересно, что близкое, зависящее от геометрии и скорости вихрей ограничение по частоте в 700 МГц было экспериментально обнаружено для сверхпроводящего диода, основанного на Nb-полоске, покрытой модулированным в пространстве слоем Co [7].

При более низких температурах ВАХ мостиков Cu/MoN с используемыми толщинами становятся гистерезисными (см. рис. 4 в [12]). Однако увеличение толщины слоя нормального металла позволяет устранить эту проблему. Так, мы обнаружили, что даже в мостиках без разреза (имеющих большую величину критического тока) гистерезис ВАХ отсутствует вплоть до $T = 0.8$ К при толщине слоя меди 100 нм.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В нашей работе экспериментально продемонстрирована сильная зависимость величины критического тока от направления его течения в гибридной сверхпроводящей полоске Cu/MoN с боковым разрезом при наличии перпендикулярного магнитного поля. Диодный эффект обусловлен сильной концентрацией тока вблизи вершины разреза, что приводит к разным условиям для входа вихрей вблизи краев полоски с разрезом и без него. Благодаря слою нормального металла, ВАХ таких полосок безгистерезисные даже при температуре значительно ниже критической температуры, а скорость вихрей может достигать нескольких км/с. Это позволяет ожидать

наличия диодного эффекта в таких полосках шириной 1–2 мкм вплоть до частот порядка одного гигагерца.

Финансирование. Работа выполнена в рамках госзаданий ИФМ РАН 0030-2021-0020 (измерения и численные расчеты) и 0030-2022-0006 (изготовление образцов).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. E. Villegas, S. Savel'ev, F. Nori, E. M. Gonzalez, J. V. Anguita, R. Garcia, and J. L. Vicent, *Science* **302**, 1188 (2003).
2. G. Carapella and G. Costabile, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 077002 (2001).
3. J. Van de Vondel, C. C. de Souza Silva, B. Y. Zhu, M. Morelle, and V. V. Moshchalkov, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 057003 (2005).
4. B. L. T. Plourde, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **19**, 3698 (2009).
5. D. Cerbu, V. N. Gladilin, J. Cuppens, J. Fritzsche, J. Tempere, J. T. Devreese, V. V. Moshchalkov, A. V. Silhanek, and J. Van de Vondel, *New J. Phys.* **15**, 063022 (2013).
6. J. Ji, J. Yuan, G. He, B. Jin, B. Zhu, X. Kong, X. Jia, L. Kang, K. Jin, and P. Wu, *Appl. Phys. Lett.* **109**, 242601 (2019).
7. O. V. Dobrovolskiy, E. Begun, V. M. Bevez, R. Sachser, and M. Huth, *Phys. Rev. Appl.* **13**, 024012 (2020).
8. F. Ando, Y. Miyasaka, T. Li, J. Ishizuka, T. Arakawa, Y. Shiota, T. Moriyama, Y. Yanase, and T. Ono, *Nature* **584**, 373 (2021).
9. L. Embon, Y. Anahory, Z. L. Jelic, E. O. Lachman, Y. Myasoedov, M. E. Huber, G. P. Mikitik, A. V. Silhanek, M. V. Milosevic, A. Gurevich, and E. Zeldov, *Nature Comm.* **8**, 85 (2017).
10. O. V. Dobrovolskiy, D. Yu. Vodolazov, F. Porrati, R. Sachser, V. M. Bevez, M. Yu. Mikhailov, A. V. Chumak, and M. Huth, *Nature Comm.* **11**, 3291 (2020).
11. B. Budinska, B. Aichner, D. Yu. Vodolazov, M. Yu. Mikhailov, F. Porrati, M. Huth, A. V. Chumak, W. Lang, and O. V. Dobrovolskiy, *Phys. Rev. Appl.* **17**, 0340721 (2022).

12. S. S. Ustavshnikov, M. Yu. Levichev, I. Y. Pashenkin, A. M. Klushin, and D. Yu. Vodolazov, *Supercond. Sci. Technol.* **34**, 015004 (2021).
13. D. Yu. Vodolazov and F. M. Peeters, *Phys. Rev. B* **72**, 172508 (2005).
14. B. I. Ivlev and N. B. Kopnin, *Adv. Phys.* **33**, 80 (1984).
15. V. S. Stolyarov, T. Cren, Ch. Brun, I. A. Golovchanskiy, O. V. Skryabina, D. I. Kasatonov, M. M. Kha-
paev, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, and D. Roditchev, *Nature Comm.* **9**, 2277 (2018).
16. Л. Г. Асламазов, А. Л. Ларкин, *ЖЭТФ* **68**, 766 (1975) [L. G. Aslamazov and A. I. Larkin, *Sov. Phys. JETP* **41**, 381 (1975)].
17. D. Y. Vodolazov and F. M. Peeters, *Phys. Rev. B* **76**, 014521 (2007).
18. С. В. Лемпицкий, *ЖЭТФ* **90**, 793 (1986) [S. V. Lempitskii, *Sov. Phys. JETP* **63**, 462 (1986)].