Письма в ЖЭТФ, том 115, вып. 10, с. 658 – 665

Отрицательное дифференциальное сопротивление и ступеньки Шапиро в сверхпроводящей MoN полоске с разрезом

С. С. Уставщиков[+*1)], *М. Ю. Левичев*[+], *И. Ю. Пашенькин*[+], *Н. С. Гусев*[+], *С. А. Гусев*[+], *Д. Ю. Водолазов*[+]

[+]*Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н. Новгород, Россия*

[*]*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950 Н. Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 14 апреля 2022 г.
После переработки 19 апреля 2022 г.
Принята к публикации 20 апреля 2022 г.

Нами обнаружено наличие участков с отрицательным дифференциальным сопротивлением (*negative differential resistance* – NDR) на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) сверхпроводниковых MoN полосок с боковым разрезом при наличии микроволнового (СВЧ) излучения большой мощности. На ВАХ участок с NDR соседствует со ступеньками (особенно хорошо заметными при малой мощности СВЧ излучения), аналогичными ступенькам Шапиро в джозефсоновском переходе. Анализ в рамках временного уравнения Гинзбурга–Ландау и уравнения теплопроводности для электронной температуры показал, что возможной причиной NDR является неупорядоченное (хаотическое) движение вихрей поперек полоски возле разреза, появляющееся при большой мощности СВЧ излучения.

DOI: 10.31857/S123456782210010X, EDN: dyvnvt

1. Введение. Известно, что движение вихрей в сверхпроводниках может быть синхронизировано под действием переменного тока, возникающего, например, при поглощении микроволнового (СВЧ) электромагнитного излучения с частотой ν. Синхронизация (phase locking) возникает, когда период изменения тока $T = 1/\nu$ становится близким к τ – характерному времени движения вихря. Это время является либо временем прохода вихря поперек сверхпроводника $\tau = w/v$ (здесь v – средняя скорость вихря, w – ширина сверхпроводящего мостика/полоски или, например, период модуляции толщины сверхпроводника), либо временем прохода между соседними вихрями $\tau = a/v$ (a – характерное межвихревое расстояние). Явление синхронизации заключается в том, что при $T \sim \tau$ вихри изменяют свою среднюю скорость так, чтобы время τ подстраивалось к периоду переменного тока T — т.е. происходит так называемый phase locking. Это приводит к независимости напряжения $U \propto v$ от постоянного тока; иными словами, в некотором диапазоне токов I напряжение U остается постоянным. На вольт-амперной характеристике (ВАХ) это проявляется в виде наличия ступенек [1–6], похожих на ступеньки Шапиро в джозефсоновских переходах (ДП) [7]. Заметим, что в джозефсоновских переходах синхронизация происходит, когда период T сравнивается с периодом изменения разности фаз сверхпроводящего параметра порядка в переходе на 2π.

В нашей работе мы исследовали влияние СВЧ излучения на движение вихрей в сверхпроводниковой MoN полоске с одним боковым разрезом (см. рис. 1a). Вблизи вершины разреза происходит концентрация линий тока (см. рис. 1b), что приводит к локально более сильному подавлению сверхпроводимости и определяет место зарождения вихрей (точку входа вихрей) при превышении транспортным током I критического значения I_c. Таким образом можно реализовать режим, когда вихри входят в сверхпроводник через одно определенное, контролируемое место, в достаточно широком диапазоне токов (при $I \gg I_c$ могут появиться другие точки входа вихрей). Количество вихрей, одновременно движущихся в полоске, может быть малым (вплоть до одного вихря), и оно зависит от величины тока и ширины полоски. Теоретически, похожая задача о сверхпроводящей полоске с двумя разрезами, находящимися напротив друг друга была рассмотрена в работе Асламазова и Ларкина [8]. В цитированной работе были рассчитаны схожие с ДП характеристики резистивного состояния, включая и ступеньки Шапиро, а также предсказано появление "кинков" на ВАХ, при изменении количества движущихся вихрей.

В нашем эксперименте мы наблюдали ВАХ, напоминающую ВАХ джозефсоновского контакта с большим затуханием (overdamped Josephson junction) в

1) e-mail: sergey@ipmras.ru

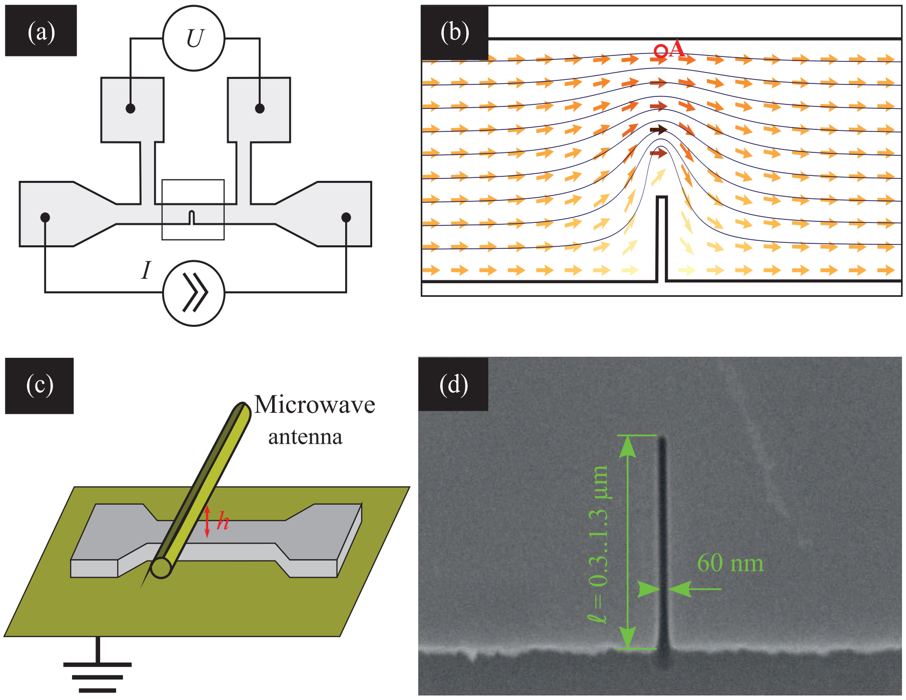

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схема для измерений сверхпроводящего мостика с разрезом; (b) – распределение плотности тока в области разреза; (c) – схема микроволнового возбуждения; (d) – изображение полоски с разрезом, полученное с помощью электронного микроскопа

диапазоне токов $I_c < I < I^*$ (I^* – ток переключения в нормальное состояние), а также ступеньки Шапиро, однако "кинки" обнаружить не удалось. Но основным нашим результатом является обнаружение отрицательного дифференциального сопротивления (*negative differential resistance* – NDR) на ВАХ, которое появляется при большой мощности СВЧ излучения. Расчеты в рамках нестационарного уравнения Гинзбурга–Ландау вместе с уравнением теплопроводности для электронной температуры показали, что в исследуемой системе существует режим, когда динамика вихрей демонстрирует хаотическое поведение, а рассчитанные ВАХ имеют участок с NDR. Это позволяет установить связь нашего результата с NDR, наблюдаемого для джозефсоновского перехода с малым затуханием (underdamped Josephson junction). Известно, что в определенном диапазоне параметров и достаточной большой мощности СВЧ излучения в джозефсоновском переходе может реализоваться хаотический режим, т.е. отсутствие какого-либо периодического во времени изменения разности фазы сверхпроводящего параметра порядка и напряжения [9–11]. При этом, при приближении к этому режиму на ВАХ джозефсоновских переходов могут наблюдаться участки с NDR [9–11] либо даже с отрицательным сопротивлением [11, 12]. По сравнению с джозефсоновским переходом с низким затуханием, в MoN полоске с разрезом основными механизмами "инерции" являются конечное время релаксации электронов τ_E в равновесное состояние и время изменения сверхпроводящего параметра порядка. Заметим, что в отличие от ДП, наличие этих времен не приводит к гистерезису ВАХ в диапазоне токов $I_c < I < I^*$ и малых напряжений, где наблюдаются ступеньки Шапиро и реализуется режим NDR. В нашей системе гистерезис возникает при превышении тока I^*, когда за счет сильного электронного разогрева сверхпроводящая полоска переходит в нормальное состояние и возвращается в сверхпроводящее состояние при значительно меньшем токе $I < I_r \ll I_c$.

2. Структуры сверхпроводник–нормальный металл. В работе исследован электронный транспорт при наличии микроволнового облучения для серии полосок (ширина $w = 2.5$ мкм, длина $L = 30$ мкм), изготовленных из тонкой пленки сверхпроводящего нитрида молибдена (MoN). Пленки были выращены методом магнетронного напыления с базовым уровнем вакуума порядка $1.5 \cdot 10^{-7}$ мбар на стандартных кремниевых подложках размером 10×10 мм^2 без удаления оксидного слоя. Формирование пленки нитрида молибдена осуществляется магнетронным напылением молибдена в атмосфере смеси газов Ar : $N_2 = 10:1$ при давлении $1 \cdot 10^{-3}$ мбар и комнатной температуре. Толщина слоя $d_S = 20$ нм измерена методом рентгеновской дифрактометрии. Сверху был напылен защитный слой кремния толщиной 5 нм. Удельное сопротивление при 10 К комнатной температуре составляло $\rho \simeq 150$ мк$\Omega \cdot$см, сопротивление на квадрат $R_\square = 75\,\Omega$, критическая температура сверхпроводящего перехода 7.8 К.

Транспортные измерения проводились стандартным четырехконтактным методом в режиме заданного постоянного тока в гелиевом транспортном сосуде Дьюара, с полным погружением образца в жидкий гелий при давлении, равном атмосферному (температура 4.2 К). Для изоляции образца от внешнего магнитного поля использовался ниобиевый экран. Для подавления высокочастотного шума в подводящих проводах использовался двухкаскадный аналоговый RC-фильтр с шириной полосы 5 кГц, работающий при комнатной температуре. Возбуждение микроволного поля осуществлялось штыревой антенной (рис. 1c), без специального согласования импедансов.

Разрез шириной 60 нм на краю полоски был сформирован с помощью галлиевого фокусированного ионного пучка (*focused ion beam* – FIB). Полоски в серии отличались длинами разреза ℓ, которые равнялись 300, 900 и 1300 нм (скан одного из образцов представлен на рис. 1d). Увеличение длины разреза приводит к уменьшению I_{c0} критического тока без излучения. При увеличении длины разреза ℓ от 300 до 1300 нм критический ток I_{c0} меняется от 1.00 до 0.49 мА (критический ток для полоски без разреза $I_{c0} = 1.8$ мА).

ВАХ образца с разрезом имеет безгистерезисный характер в диапазоне токов $I_c < I < I^*$ (образец без разреза при превышении критического тока скачком переходил в нормальное состояние). Микроволновое облучение приводит к уменьшению критического тока и смещению ВАХ, как показано на вставке к рис. 2. Этот эффект обусловлен как прямым сложением постоянного и индуцированного высокочастотного тока, так и нагревом образца за счет поглощения СВЧ излучения нормальными электронами. Отклик напряжения $U(\nu)$ при токе I_m в зависимости от частоты микроволного облучения ν имеет выраженный резонансный характер (см. рис. 2). Спектральный состав отклика отвечает геометрии образца на держателе и меняется при монтаже образца. Измерения проводились на частотах, соответствующих максимумам на спектральной зависимости.

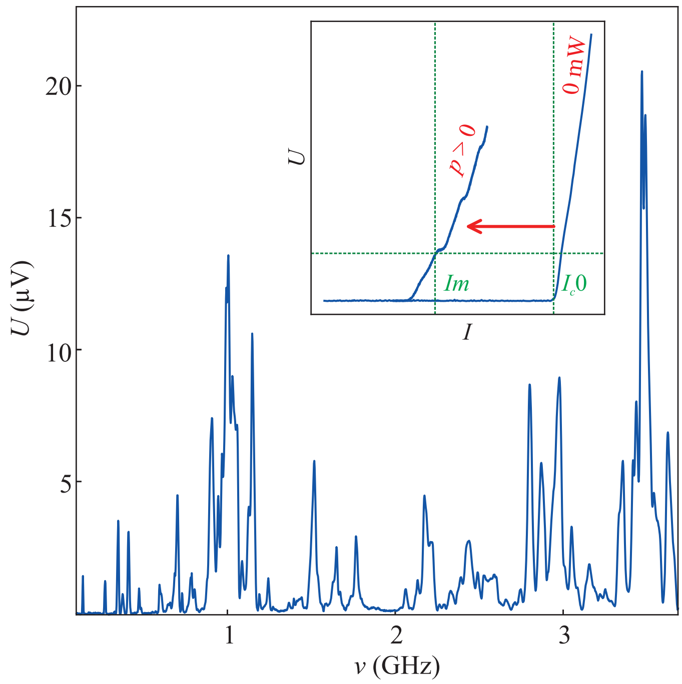

Рис. 2. (Цветной онлайн) Характерный спектр СВЧ отклика $U(\nu)$ при заданном измерительном токе $I_m < I_{c0}$, где I_{c0} – критический ток в отсутствии облучения. На вставке: ВАХ образца без облучения и под воздействием СВЧ облучения

3. Результаты. На рисунке 3 приведены ВАХ образца с длиной разреза 1300 нм как без микроволнового облучения (кривые, обладающие максимальным критическим током на рис. 3a–c), так и в его присутствии. Конечное напряжение связано с движением вихрей, которые входят в полоску вблизи вершины разреза при токе выше критического и движутся поперек полоски. По мере увеличения тока увеличивается скорость вихрей и их количество (это качественно подтверждается результатами численного счета, приведенного ниже), что приводит к росту напряжения. Срыв образца в нормальное состояние при $I > I^*$ носит стохастический (случайный) характер. Разброс токов срыва при номинально одинаковой мощности облучения не превышает ~ 0.01 мА.

При СВЧ облучении на ВАХ появляются ступеньки при напряжениях $U = nh\nu\,/\,2|e|$, где n – целое число (показано горизонтальными линиями на рис. 3). При увеличении мощности излучения ширина ступенек изменяется немонотонно, что качественно сходно со свойствами ступеней Шапиро для джозефсоновских переходов.

При большой мощности облучения появляется новая особенность на ВАХ – участок с немонотонной зависимостью $U(I)$, а именно, участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением (NDR). Данный эффект был обнаружен на всех трех

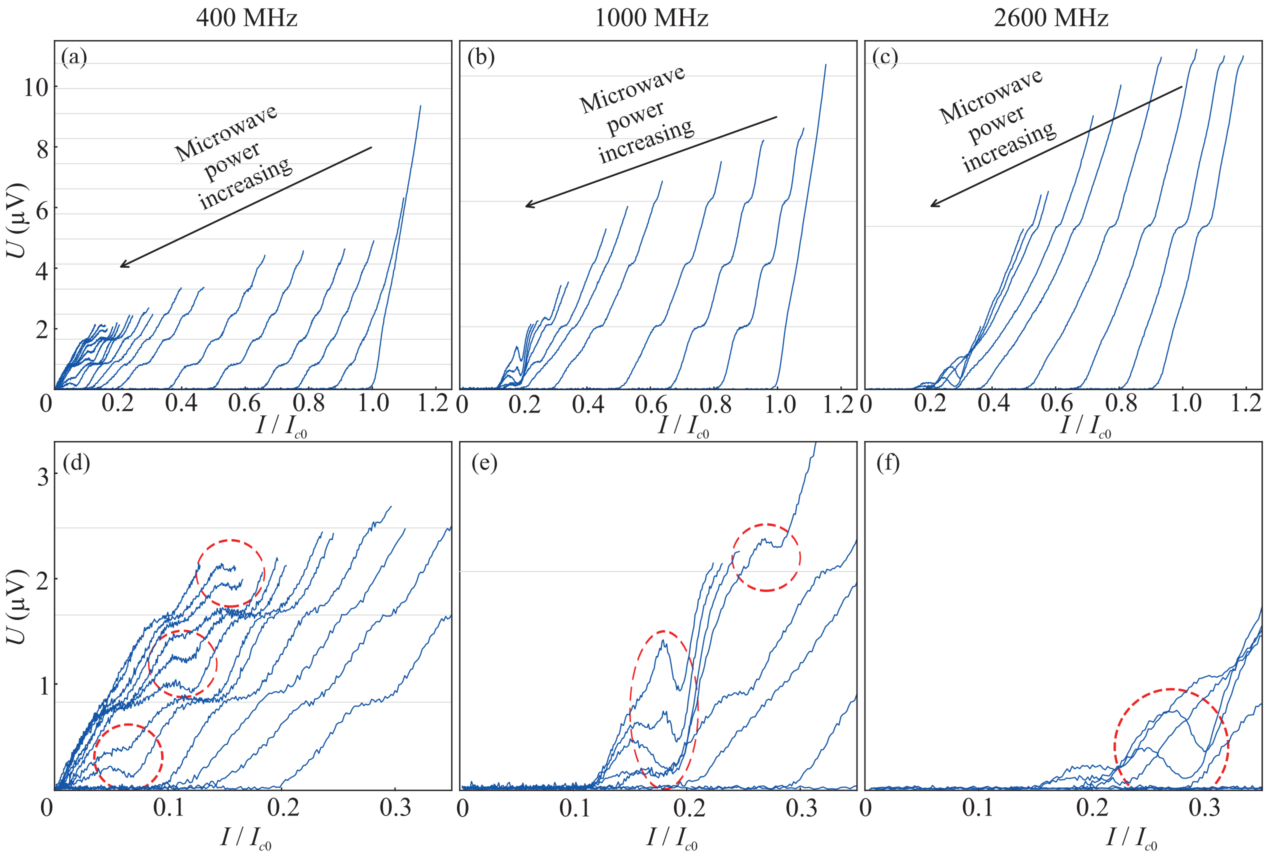

Рис. 3. (Цветной онлайн) Экспериментальные ВАХ для образца с длиной разреза 1300 нм в зависимости от мощности микроволнового излучения, для трех частот 400 МГц (a), (d), 1000 МГц (b), (e) и 2600 МГц (c), (f), $I_{c0} = 0.48$ мА – критический ток полоски без микроволнового облучения. С ростом мощности излучения ВАХ смещаются справа-налево. На рисунках (d), (e), (f) представлена область NDR в увеличенном масштабе

исследованных полосках с разной длиной разреза. Участок с NDR наблюдался для частот в диапазоне от 300 МГц до 3 ГГц. С повышением температуры немонотонность $U(I)$ становилась слабее, и затем эффект исчезал (он отсутствовал при 5.5 K). На различных частотах форма ВАХ с NDR демонстрирует количественные отличия (см. рис. 3), однако сам эффект качественно сохраняется.

Заметим, что похожая N-образная ВАХ достаточно редко встречается в сверхпроводниках. Обычно NDR возникает на ВАХ, имеющей S-образную форму, которую можно наблюдать в режиме заданного напряжения (см., например, обзор [13]). В нашем случае мы имеем режим заданного тока. Нам известны всего несколько сверхпроводящих систем, в которых наблюдалась ВАХ с NDR похожего типа. Во-первых, это джозефсоновский переход с низким затуханием в присутствии СВЧ излучения, где режим NDR появляется при реализации хаотической динамики сверхпроводящей разницы фаз в переходе [9–11]. Во-вторых, это сверхпроводниковая пленка с периодическим массивом искусственных центров пининнга при наличии магнитного поля, по величине чуть выше того значения, при котором на каждом центре пиннинга может находиться один вихрь (так называемое first matching field) [14–16]. В такой перфорированной пленке NDR возникает в отсутствии СВЧ излучения из-за достаточно сложной коллективной динамики большого ансамбля вихрей и зависит от предистории, т.е. ВАХ являются гистерезисными, даже если диссипацию не учитывать [14]. Интересно отметить, что участок с NDR возникает в этой системе, когда реализуется неупорядоченное движение вихрей. Третья система представляет из себя перфорированный Nb мостик [17], где специально был создан несимметричный профиль пиннинга вихрей, приводящий к диодному эффекту в ненулевом магнитном поле. В этой системе NDR возникал при наличии СВЧ излучения и магнитного поля, когда ВАХ становились несимметричными ($U(I) \neq -U(-I)$), однако детально этот эффект не был исследован и неизвестно, связан ли он с неупорядоченным движением вихрей. Опираясь на работы по джозефсоновскому переходу, как наиболее близкие по физическим свойствам нашей системе, мы предположили, что причина NDR в нашем случае может быть связана с хаотической динамикой вихрей. Чтобы проверить это предположение, нами было выполнено численное моделирование динамики вихрей в сверхпроводящей полоске с одиночным разрезом.

4. Численный эксперимент. Численные расчеты были выполнены в рамках нестационарного уравнения Гинзбурга–Ландау [18] для сверхпроводящего параметра порядка $\Delta = |\Delta| \exp(i\phi)$

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

Для учета джоулева разогрева электронов мы использовали локальную температуру электронов T_e в уравнении (1), а саму температуру находили из уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + D\nabla^2 T_e - \frac{1}{\tau_E}(T_e - T_0) + \overline{j}\,\overline{E}/C_v = 0. \quad (2)$$

Для учета непрерывности течения тока мы также решали уравнение для электрического потенциала φ,

$$\operatorname{div} j = \operatorname{div}(j_s + j_n) = \operatorname{div}\left(\frac{\sigma_n}{e}\frac{\pi|\Delta|^2 q_s}{4k_BT_c} - \sigma_n\nabla\varphi\right) = 0. \quad (3)$$

В уравнениях (1)–(3) T_c – критическая температура сверхпроводника, D – коэффициент диффузии, $\sigma_n = 2e^2DN_0$ – проводимость, N_0 – электронная плотность состояний на поверхности Ферми на один спин электрона, $q_s = (\nabla\phi - 2eA/\hbar c)$, τ_E – время релаксации неравновесной температуры, $C_v = 2\pi^2 k_B^2 N(0)T_0/3$ – электронная теплоемкость, $\xi_c^2 = \hbar D/k_BT_c$, $\Delta_{GL} = 3.06k_BT_c$.

Используемые уравнения справедливы при условии малого времени электрон-электронного неупругого рассеяния, обеспечивающего быструю термализацию внутри электронной подсистемы и установление электронной температуры $T_e(x,y,t)$, отличной от фононной температуры T_p и температуры подложки T_0 (мы полагаем, что $T_p = T_0$ и $T_e - T_0 \ll T_0$). Кроме того, для простоты мы используем выражение для теплоемкости и теплопроводности электронов в нормальном состоянии. Выбор модели обусловлен нахождением хотя бы качественного объяснения эксперимента, поэтому используется самый простой способ учета нагрева электронов и характерного времени их остывания τ_E, в рамках уравнения (2), в реальности ситуация может быть более сложной, как, например, обсуждается в работах [19–21]. На границе разреза и боковых поверхностях сверхпроводящей полоски мы использовали граничные условия типа сверхпроводник-изолятор $\partial T_e/\partial n = 0$, $\partial|\Delta|/\partial n = 0$, $\overline{j}_s|_n = \overline{j}_n|_n = 0$, тогда как на концах полоски использовались граничные условия типа сверхпроводник-нормальный металл $|\Delta| = 0$, $-\sigma_n\nabla\varphi = I/wd$, что позволяет "ввести" ток $I = jwd$ в полоску (на ее концах мы положили $T_e = T_0$). В расчетах ширина сверхпроводника была выбрана равной $w = 200\xi_c$, что примерно в 2 раза меньше экспериментальной (в MoN $D = 0.4\,\text{см}^2/\text{с}$ [22], что вместе с $T_c = 7.8\,\text{K}$ дает $\xi_c \simeq 6.2\,\text{нм}$). Такой выбор позволяет, с одной стороны, уменьшить время счета, а с другой, обеспечивает одновременное нахождение больше одного вихря в сверхпроводнике в резистивном состоянии, что ожидается и в эксперименте. Длина $L = w$ позволяет минимизировать влияние токовых контактов на распределение сверхтока вблизи разреза (мы выбрали длину разреза $\ell = 50\xi_c$ и его ширину $2\xi_c$) и уменьшить время вычислений. В численных вычислениях время масштабировалось в единицах $\tau_c = \hbar/k_BT_c$, расстояние в единицах ξ_c, температура в единицах T_c, ток в единицах тока распаривания Гинзбурга–Ландау I_{dep} [18], напряжение в единицах $U_0 = k_BT_c/|e|$ и Δ в единицах k_BT_c.

В расчетах сверхток имел постоянную I_{dc} и переменную $I_{ac}\cos(2\pi t/T)$ компоненты. Для каждого значения постоянного тока находилась зависимость $U(t)$ в течение времени $2000\tau_c = 20T$ для $I_{ac} \leq 0.2I_{\text{dep}}$ или $4000\tau_c = 20T$ для $I_{ac} \geq 0.4I_{\text{dep}}$ (в вычислениях был выбран период $T = 100\tau_c$, $\tau_E = 30\tau_c$, $T_0 = 0.8T_c$). Затем напряжение усреднялось во времени, и зависимость усредененного во времени напряжения от постоянного тока показана на рис. 4 для различных значений амплитуды переменного тока I_{ac}.

В интервале токов $I_c < I_{dc} < I^*$ расчетные ВАХ являются безгистерезисными (во всяком случае с точностью изменения шага по току $0.02{-}0.05I_{\text{dep}}$), когда $I_{dc} < I^*$. При токе $I_{dc} > I^*$ сверхпроводник переходит в нормальное состояние и возвращается в сверхпроводящее при токе $I_r \ll I_c$. Величина тока I_r контролируется величиной τ_E – чем больше τ_E, тем меньше I_r. Резистивное состояние в данной модели связано с рождением вихрей вблизи вершины разреза и их движением к противоположному краю сверхпроводника, когда $I_{dc} > I_c$. С увеличением тока скорость вихрей и их количество растет. Например,

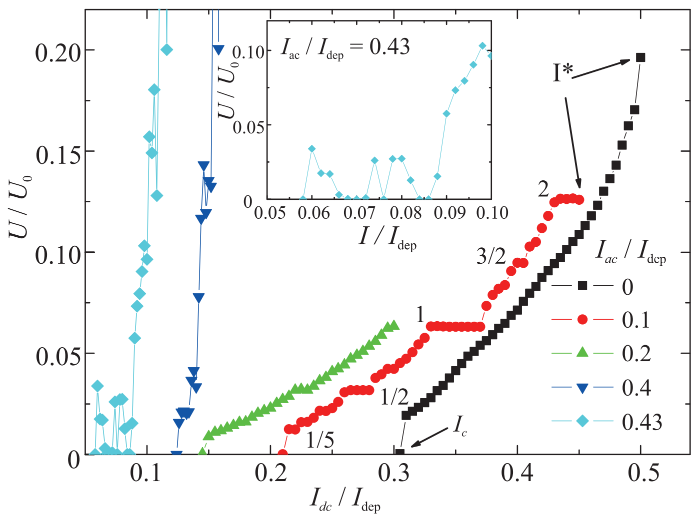

Рис. 4. (Цветной онлайн) Теоретические ВАХ сверхпроводника с разрезом при различной амплитуде переменного тока. Цифры показывают соответствующую ступеньку Шапиро на ВАХ при $I_{ac}/I_{\text{dep}} = 0.1$. На вставке показана ВАХ в увеличенном масштабе при $I_{ac}/I_{\text{dep}} = 0.43$

в случае $I_{ac} = 0$ и $I_{dc} \sim I^*$ в полоске одновременно находится пять вихрей, которые двигаются друг за другом, тогда как при $I_{dc} \sim I_c$ в сверхпроводнике находится только один движущийся вихрь.

Наличие переменного тока с амплитудой I_{ac} приводит к уменьшению критического тока и появлению ступеней на ВАХ при напряжениях $U = nh\nu/2m|e|$, где m и n – целые числа. Ступени возникают, когда время движения вихрей поперек сверхпроводника становится кратным периоду изменения тока. Ранее данный эффект для похожей системы был предсказан в работе [8] и природа этих ступеней аналогична природе ступеней Шапиро в джозефсоновских контактах. При большой амплитуде переменного тока на ВАХ возникают участки с немонотонной зависимостью $U(I_{dc})$. Для этого режима характерно хаотическое движение вихрей, в отличие от периодического для малых I_{ac}.

Чтобы продемонстрировать это, на рис. 5 показана зависимость от времени модуля Δ вблизи края полоски, противоположному краю с разрезом (точка A на рис. 1b). Обращение $|\Delta|_A$ в нуль означает проход вихря через эту точку и выход его из сверхпроводника. Для $I_{ac} = 0.1 I_{\text{dep}}$ и малых I_{dc} необходимо несколько периодов T для прохода вихря поперек полоски (см. рис. 5a). Причем в течение этих нескольких периодов вихрь входит и выходит из сверхпроводника из вершины разреза, и в течение каждого следующего периода проходит дальше от разреза. Это можно увидеть из динамики $|\Delta|_A(t)$, которая отражает приближение ($|\Delta|_A$ уменьшается) и удаление ($|\Delta|_A$ увеличивается) вихря к/от точки A. Обнаруженный эффект связан с появлением следа за прошедшим вихрем, который представляет из себя область с подавленной сверхпроводимостью и локально увеличенной температурой T_e. После полного прохода одного вихря поперек сверхпроводника процесс периодически повторяется. С ростом I_{dc} вихрь двигается быстрее, количество вихрей в сверхпроводнике увеличивается, однако движение вихрей остается периодическим во времени.

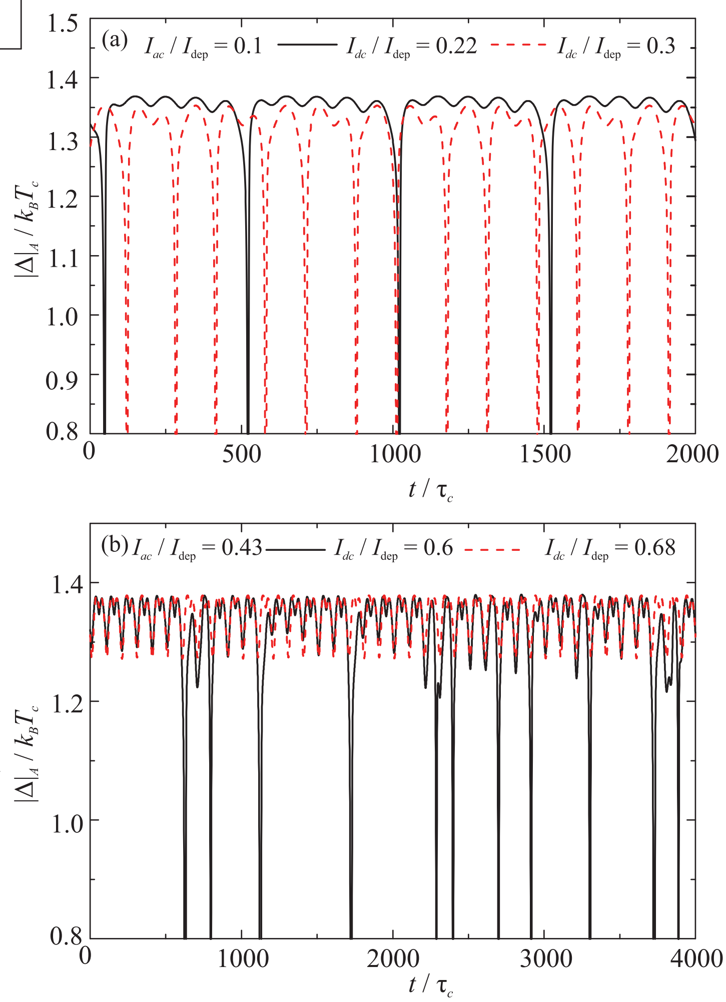

Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость от времени модуля сверхпроводящего параметра порядка в точке A на рис. 1b при различных значениях I_{ac} и I_{dc}. Для удобства презентации было выбрано минимальное значение $|\Delta|_A/k_B T_c = 0.8$. Его достижение означает, что вихрь проходит поперек сверхпроводника

Другая картина возникает при большой амлитуде I_{ac} (см. рис. 5b). Здесь не наблюдается периодичности в изменении $|\Delta|_A$, что означает отсутствие периодичности в движении вихрей. Именно когда реализуется этот режим, возникает немонотонная зависимость $U(I_{dc})$ (см. вставку на рис. 4). Этим наблюдаемый эффект похож на немнотонную $U(I_{dc})$, которая может возникать при наличии СВЧ излучения в джозефсоновских переходах с малым затуханием, для которых характерным является наличие "инерции", обусловленной емкостью перехода [9–11]. В нашем случае также есть "инерция" в системе, что хорошо видно из динамики $|\Delta|_A$ при малых I_{ac} (см. рис. 5a), физической причиной которой являются конечные времена изменения модуля сверхпроводящего параметра порядка и релаксации неравновесных электронов τ_E.

Отметим, что есть количественные отличия между экспериментом и теорией. В эксперименте ВАХ не имеет резкого роста (скачка) напряжения при $I_{dc} = I_c$, присутствуют только целочисленные ступеньки Шапиро, и они не так ярко выражены, как в теории. Количественно характеристики NDR в эксперименте и теории также отличаются. Мы полагаем, что эти отличия во многом связаны с наличием шумов в эксперименте. Действительно, мы обнаружили, что в отсутствие фильтров ступеньки Шапиро становятся практически незаметными на ВАХ (их можно заметить только из анализа дифференциального сопротивления), I_c и I^* сдвигаются в меньшие значения, и уменьшается диапазон напряжений, в котором существует вихревая ветка на ВАХ. Возможно, что наши фильтры не полностью удаляют внешний шум в системе. Кроме того, присутствует внутренний шум, связанный с термическими флуктуациями. В пользу влияния внутренних и, возможно, внешних шумов говорит стохатический характер переключения сверхпроводника в нормальное состояние при приближении к I^* и наличие "хвоста" на ВАХ вблизи критического тока, даже при наличии фильтров. Этот шум может приводить к сглаживанию особенностей на ВАХ (скачка напряжения и ступенек).

Наши расчеты показывают, что увеличение/уменьшение частоты в два раза (при выбранном τ_E) не приводило к отсутствию NDR, так же как и двукратное изменение τ_E (при выбранной частоте). Однако более подробное теоретическое исследование зависимости параметров NDR от частоты переменного тока или τ_E не проводилось, так как трудно говорить о количественном сравнении теории и эксперимента, из-за использованной упрощенной теоретической модели.

5. Заключение. Нами обнаружено, что на ВАХ сверхпроводящих MoN полосок с боковым разрезом появляются участки с отрицательным дифференциальным сопротивлением при достаточной большой мощности микроволнового излучения. Расчеты в рамках нестационарного уравнения Гинзбурга–Ландау и уравнения теплопроводности для электронной температуры показали, что похожий эффект возникает на теоретических ВАХ, когда реализуется хаотический режим движения вихрей, пересекающих сверхпроводящую полоску возле разреза. Предложенное объяснение обнаруженного эффекта схоже с причиной появления NDR для джозефсоновских переходов с малой вязкостью.

Работа поддержана НЦМУ "Центр фотоники", при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение # 075-15-2020-906.

---

1. T. Fiory, Phys. Rev. Lett. **27**, 501 (1971).
2. P. Martinoli, O. Daldini, C. Leemann, and E. Stocker, Solid Stat. Commun. **17**, 205 (1975).
3. A. B. Kolton, D. Domínguez, and N. Gronbech-Jensen, Phys. Rev. Lett. **86**, 4112 (2001).
4. J. van de Vondel, A. V. Silhanek, V. Metlushko, P. Vavassori, B. Ilic, and V. V. Moshchalkov, Phys. Rev. B **79**, 054527 (2009).
5. A. Harada, K. Enomoto, Y. Takahide, M. Kimata, T. Yakabe, K. Kodama, H. Satsukawa, N. Kurita, S. Tsuchiya, T. Terashima, and Sh. Uji, Phys. Rev. Lett. **107**, 077002 (2011).
6. S. Tran, J. Sell, and J. R. Williams, Phys. Rev. Res. **2**, 043204 (2020).
7. A. Barone and G. Paterno, *Physics and Application of the Josephson Effect*, John Wiley & Sons, N.Y. (1982), p. 291.
8. L. G. Aslamazov and A. I. Larkin, Sov. Phys. JETP **41**, 381 (1975).
9. N. F. Pedersen, O. H. Soerensen, B. Dueholm, and J. Mygind, J. Low Temp. Phys. **38**, 1 (1980).
10. C. Noeldeke, R. Gross, M. Bauer, G. Reiner, and H. Seifert, J. Low Temp. Phys. **64**, 235 (1986).
11. J. Nagel, D. Speer, T. Gaber, A. Sterck, R. Eichhorn, P. Reimann, K. Ilin, M. Siegel, D. Koelle, and R. Kleiner, Phys. Rev. Lett. **100**, 217001 (2008).
12. L. Machura, M. Kostur, P. Talkner, J. Luczka, and P. Hanggi, Phys. Rev. Lett. **98**, 040601 (2007).
13. A. Vl. Gurevich and R. G. Mints, Rev. Mod. Phys. **59**, 941 (1987).
14. C. Reichhardt, C. J. Olson, and F. Nori, Phys. Rev. Lett. **78**, 2648 (1997).
15. V. R. Misko, S. Savel'ev, A. L. Rakhmanov, and F. Nori, Phys. Rev. Lett. **96**, 127004 (2006).
16. J. Gutierrez, A. V. Silhanek, J. van de Vondel, W. Gillijns, and V. V. Moshchalkov, Phys. Rev. B **80**, 140514R (2009).

17. O. V. Dobrovolskiy, M. Huth, V. A. Shklovskij, and R. V. Vovk, Sci. Reports, **7**, 13740 (2017).
18. B. I. Ivlev and N. B. Kopnin, Adv. Phys. **33**, 80 (1984).
19. M. I. Kaganov, I. M. Lifshitz, and L. V. Talanov, ZhETF **31**, 232 (1956).
20. N. Perrin and C. Vanneste, Phys. Rev. B **28**, 5150 (1983).
21. Э. М. Баева, Н. А. Титова, А. И. Кардакова, С. В. Петруша, В. С. Храпай, Письма в ЖЭТФ **111**, 88 (2020).
22. Y. Korneeva, I. Florya, S. Vdovichev, M. Moshkova, N. Simonov, N. Kaurova, A. Korneev, and G. Goltsman, IEEE Trans. Appl. Supercond. **27**, 2201504 (2017).