

PACS numbers: 73.40.Rw, 74.25.Sv, 74.45.+c, 74.50.+r, 74.78.Na, 74.81.Fa, 85.25.Cp

Джозефсонів критичний струм в Nb/Al–AlO_x–Nb-переходах з нанометровим Al-прошарком: керування дисипацією енергії

В. Є. Шатернік, С. Ю. Ларкін*, І. В. Бойло**, А. П. Шаповалов***

*Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України,
бульв. Акад. Вернадського, 36,
03680, МСП, Київ-142, Україна*

**Науково-виробничий концерн «Наука»,
вул. Довнар-Запольського, 2/20,
03148 Київ, Україна*

***Донецький фізико-технічний інститут ім. О. О. Галкіна НАН України,
вул. Р. Люксембург, 72,
83114 Донецьк, Україна*

****Інститут надтвердих матеріалів ім. В. М. Бакуля НАН України,
вул. Автозаводська, 2,
04074 Київ, Україна*

Дану роботу спрямовано на пошук прийнятної технології виготовлення придатних до практичних використань Джозефсонових переходів, які б переходили зі стану із зовнішнім шунтуванням до стану із внутрішнім шунтуванням при зміні зовнішніх параметрів, а також були б здатні працювати за температур, створюваних рефрижераторами із замкненим циклом. Виконані експериментальні та теоретичні дослідження Джозефсонового ефекту в тонкоплівкових $S/N-I-S$ -переходах, що мають дві надпровідні ніобійові електроди (S), нанометровий алюмінієвий прошарок (N) та тунельний бар'єр з оксиду алюмінію AlO_x (I). Продемонстровано, що мініщільна, яка утворилася в електронному спектрі шару нормального металу Al, що знаходиться в контакті із надпровідником Nb, визначає температурну залежність критичного надпровідного струму в $S/N-I-S$ -переходах. На базі цього спостереження запропоновано методу керування дисипацією енергії в Джозефсоновому переході шляхом зміни його температури.

This work is stimulated by a search for a suitable technology for fabrication of practically applicable Josephson junctions that could be tuned from underdamped to overdamped type by an external parameter and capable to work at temperatures accessible by closed-cycle refrigerators. Experimental and theoretical studies of the Josephson effect in $S/N-I-S$ junctions made of two superconducting Nb electrodes (S), a nanometre-scale Al interlayer (N), and the AlO_x tunnel barrier (I) are carried out. As shown, the minigap developed in

the electron spectrum of a normal-metal Al layer in contact with a superconductor determines the temperature dependence of the critical current in the $S/N-I-S$ devices. This observation suggests the possibility of controlling the energy dissipation of a Josephson junction by temperature.

Настоящая работа направлена на поиск приемлемой технологии изготовления пригодных для практического использования переходов Джозефсона, которые переходили бы из состояния с внешним шунтированием в состояние с внутренним шунтированием в результате изменения внешних параметров, а также могли бы работать при температурах, создаваемых рефрижераторами замкнутого цикла. Выполнены экспериментальные и теоретические исследования эффекта Джозефсона в тонкопленочных $S/N-I-S$ -переходах, которые включают в себя два сверхпроводящих ниобиевых электрода (S), наноразмерную алюминиевую прослойку (N) и туннельный барьер из оксида алюминия AlO_x (I). Показано, что минищель, которая образовалась в электронном спектре пленки нормального металла Al, находящегося в контакте со сверхпроводником Nb, определяет температурную зависимость критического сверхпроводящего тока в $S/N-I-S$ -переходах. На основе этого наблюдения предложен метод управления диссипацией энергии в переходе Джозефсона посредством изменения его температуры.

Ключові слова: Джозефсонів перехід, ефект близькості, температурна залежність властивостей, енергія дисипації, надпровідність.

(Отримано 15 липня 2009 р.)

1. ВСТУП

Дослідження зарядового транспорту в Джозефсонових гетероструктурах різної геометрії і на базі різних матеріалів, які формують «слабкий» зв'язок між надпровідниковими (S) електродами, є зараз одним з найважливіших напрямів сучасної електроніки, що спрямований на пошук метод досягнення заданих характеристик цих переходів [1]. Серед великої кількості різновидів Джозефсонових переходів, запропонованих досі, найбільш часто обирають і використовують геометрію переходів у вигляді тонкоплівкових сандвічів через те, що її досить легко реалізувати (для чого потрібна скінченна кількість операцій). У цьому випадку можуть бути одержані різні співвідношення струм-фаза для виготовлюваних переходів залежно від того, з якого матеріалу і за якої товщини створюється «слабкий» зв'язок в Джозефсоновому контакті, що розробляється [1, 2]. В результаті на практиці існують різні типи вольт-амперних характеристик таких переходів, зокрема, гістерезна і негістерезна, які мають свої переваги й недоліки. Наприклад, гістерезні переходи $S-I-S$ -типу з відносно великою місткістю звичайно демонструють порівняно більші величини критичних Джозефсонових струмів відносно негістерезних структур $S-N-S$ -типу, які є внутрішньо

зашунтованими і при цьому мають знехтувано малу власну місткість. Будь-який гістерезний перехід після операції перемикавання не може повернутися до вихідного стану, і для того, аби зробити це, потрібна ще одна операція перемикавання. Через цю причину використання внутрішньо шунтованого режиму Джозефсонових переходів спрощує дизайн логічних схем, що є важливим у таких практичних застосуваннях, як магнетометрія з надзвичайно швидким перемиканням переходів чи надпровідні електронні пристрої високої швидкодії [2]. Гістерезні властивості $S-I-S$ -переходів часто пригнічуються шляхом використання резистивного шунтування.

Альтернативною методою є використання для шунтування $S-I-S$ -переходів високої прозорості та їх вкрай нелінійної квазічастинкової ділянки вольт-амперної характеристики [3]. Крім гістерези, при розробці дизайну електричних ланцюгів з Джозефсонових переходів є важливими ще два інші фактори, а саме, швидкість перемикавання та опір переходу. Для одержання максимальних струмів треба мати опір переходу близьким за величиною до опору зовнішнього кола, або навіть дещо більшим за нього. В той же час, оскільки індуктивна часова затримка, пов'язана із зовнішнім колом, змінюється обернено пропорційно до величини його опору, останній має бути достатньо великим і, внаслідок цього, ми повинні мати переходи з великими опорами. При цьому за наявності внутрішньої місткості величиною C часова константа RC може створити найбільш значне обмеження величини швидкості перемикавання переходу. Для вирішення цієї проблеми потрібні Джозефсонові переходи із керованими гістерезними властивостями.

В принципі, це може бути реалізовано шляхом зміни складу шару діелектрику I — ступінь вільності, що досі є неосвоєною в рамках традиційних методик виготовлення Джозефсонових переходів. Як приклад можемо відмітити реалізацію напівпровідникових бар'єрів із властивостями, керованими шляхом допування напівпровідників [4], або бар'єрів із корельованих металів, таких як TaN_x, що знаходиться поблизу переходу метал-діелектрик [5]. В останньому випадку шляхом зміни відносного вмісту Ta і N у шарі бар'єру можна регулювати ступінь гістерезности переходу. Але це означає, що при цьому необхідно використовувати різні складові для «слабкого» зв'язку, які можуть бути нестабільними, наприклад, щодо термоцикування. Прийнятним рішенням проблеми було б таке, при реалізації якого одержується можливість переводити перехід із зашунтованого стану до незашунтованого і навпаки шляхом зміни будь-якого зовнішнього параметру системи. Для цього автори роботи [6] запропонували керувати енергією дисипації Джозефсонових переходів шляхом збільшення внутрішнього шунтування внаслідок зміни густини квазічастинкових станів у надпровідній електроді. Вони успішно продемонстрували перехід від

гістерезного до безгістерезного режиму внаслідок збільшення струму інжекції носіїв з іншого переходу [6, 7].

В цій статті пропонується інший (більш простий) шлях реалізації Джозефсонових переходів із керованою дисипацією енергії. Нехай $\omega_c = 2eV_c / \hbar$ є характеристична частота переходу; тут $V_c = I_c R_N$ (величина критичного Джозефсонового струму a , помножена на опір переходу в нормальному стані), а $\tau = R_N C$ є часова стала в рамках звичайного RSJ-моделю [8], що розглядає Джозефсонів перехід як еквівалентне електричне коло, що містить в собі місткість C та тунельний опір переходу в нормальному стані R_N . Енергія дисипації важлива, якщо цей добуток стає більшим за одиницю. І, навпаки, якщо він є малим, вольт-амперна характеристика переходу не має гістерези (або демонструє дуже обмежену гістерезу). Умова відсутності гістерези формулюється нерівністю $\beta_c = \omega_c \tau < 1$, де β_c — параметер МакКамбера–Стюарта. Як відмічалось раніше, величина цього параметру знижується зазвичай шляхом зменшення R_N різними способами або шляхом зменшення величини критичного струму $I_c(T = 0 \text{ К})$, наприклад, шляхом заміни ніобію Nb, як надпровідникової електроди, на алюміній Al [3].

Ми пропонуємо іншу можливість, а саме, використовувати температуру T як параметер керування. Це дає можливість зменшити значення $I_c(T)$ і, таким чином, зменшити величину параметру МакКамбера–Стюарта β_c . З першого погляду, ідея виглядає тривіальною, тому що в будь-якому випадку I_c зменшується при $T \rightarrow T_c$ і, як результат, в безпосередній близькості від критичної температури T_c всі Джозефсонові переходи мають бути безгістерезними. Але з точки зору практичного використання, перш за все, ми повинні знати, яким великим є відповідний інтервал ΔT , в якому можна працювати, та чи є стабільними всі характеристики переходу в цьому інтервалі. Ця стабільність може характеризуватися температурною похідною критичного Джозефсонового струму $|d \ln I_c(T) / d \ln T|$ [10]. В статтях [7–9] зроблено припущення, що ці вимоги можуть бути реалізовані в $S-I-N/S$ -гетероструктурах з проміжним шаром нормального металу N нанометрової товщини (хоча в цьому випадку значення $V_c = I_c R_N$ знижується порівняно до випадку $S-I-S$ -переходів). Метою даної статті є розгляд фізики процесів, що задають вигляд залежностей $I_c(T)$ в таких переходах та продемонструвати, що основні характеристики наших переходів відтворюються досить добре для того, аби вони були вживаними для практичних використань. Слід відмітити, що електричні властивості симетричних $S-N-S$ -систем вивчалися досить інтенсивно у великій кількості робіт. Добре відомо, що у дуже коротких переходах [12], як і в тунельних $S-I-S$ -структурах [13],

єдиним параметром, що контролює величину критичного струму та його температурну залежність $I_c(T)$, є енергетична щільність Δ_S надпровідних електрод. В дуже довгих та дифузних переходах із S/N -інтерфейсом нульового опору, вводиться Таулесова енергія E_{Th} , що дорівнює $\hbar D/L^2$, де D та L — константа дифузії та довжина N -плівки [14]. Як показано в [15], в дифузному $S-N-S$ -переході, але із скінченною прозорістю N/S -інтерфейсу E_{Th} замінюється на наведену ефектом близькості в області нормального металу енергетичну щільність Δ_g , що називається мініщільною. Шляхом зміни величини опору N/S -інтерфейсу є можливим змінювати кривину залежності $I_c(T)$ від опуклої донизу до опуклої вгору [15]. Вплив реальної прозорості N/S -інтерфейсу на властивості $S-N-S$ -систем було досліджено експериментально авторами у статті [16].

В даній роботі ми маємо справу із несиметричною $S-I-N/S$ -системою, яка досі, наскільки нам відомо, не була ще детально дослідженою. Ми одержали залежності величини мініщільності від температури і порівнюємо їх із розрахованими теоретично, а також зробимо висновки стосовно ступеню відтворюваності наших зразків.

2. ЕКСПЕРИМЕНТ

Переходи, що досліджувалися, виготовлялися на базі звичайної Nb/Al-технології, проте з однією (але важливою) відмінністю — товщина алюмінієвої плівки, що використовується як проміжна плівка нормального металу в $S/N-I-S$ -гетеропереходах була значно більшою, ніж така, що використовується при стандартній технології виготовлення гістерезних $S-I-S$ -переходів. Зауважимо, що всі плівки ніобію мали товщину 120–150 нм. Іншою відмінністю, що відрізняє наші переходи від традиційних є досить тонкий шар оксиду алюмінію, що створюється шляхом витримки поверхні алюмінію в атмосфері кисню при оксидзації. При цьому добуток тиску кисню на час оксидзації E був меншим ніж 500 Па·с. В наших найкращих переходах, де товщина алюмінієвого шару змінювалася в межах від 20 до 100 нм, та експозиція оксидзації E була в межах від 100 до 300 Па·с, різниця між критичним струмом I_c та захопленим струмом I_c^* , що відображає безпосередньо дисипацію енергії в Джоузефсонових переходах, складала не більше ніж декілька відсотків при 4,2 К. Площа переходу зазвичай була рівною 25 мкм².

Вимірювання величини критичного струму як функції температури виконувалось в інтервалі, починаючи від критичної температури Al/Nb-системи і до температури 1,67 К. Значення критичного струму оцінювалося шляхом використання «критерію 1 мкВ», тоді як величина R_N визначалась з лінійної апроксимації вольт-амперних характеристик при напрузі $V > 1$ мкВ. Критична температура T_c плі-

вок ніобію була у межах від 8,7 до 9,1 К. Використовуючи співвідношення $\Delta_S = \Delta_{Nb} = 1,9k_B T_c$ з роботи [9], ми оцінювали усереднену величину щілини надпровідної плівки ніобію Nb $\Delta_{Nb} \approx 1,4$ меВ.

3. РОЗРАХУНКИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Перед тим, як порівнювати результати розрахунків та експериментальні дані для $S-I-S'$ -переходів, де права електрода S' є N/S -структурою, розглянемо основні кроки процедури обчислення та зроблені при цьому припущення.

Використаємо формулу моделю БКШ, що пов'язує температурну залежність критичного струму $I_c(T)$ із значеннями щілин $\Delta_S(T)$ та $\Delta_{S'}(T)$ по обидві боки діелектричного бар'єру I [13]:

$$I_c(T) = \frac{\pi k_B T}{e R_N} \sum_{n=0, \pm 1, \dots} \frac{\Delta_{S'}(T)}{\sqrt{\Delta_{S'}^2(T) + \omega_n^2}} \frac{\Delta_S(T)}{\sqrt{\Delta_S^2(T) + \omega_n^2}}; \quad (1)$$

тут $\omega_n = (2n + 1)\pi k_B T$ — Мацубарова частота. Рівняння (1) надає можливість вирахувати невідому залежність $\Delta_{S'}(T)$ за допомогою вимірної експериментально залежності $I_c(T)$, у випадку, якщо крива $\Delta_S(T)$ є відомою (в розрахунках ми використовуємо стандартну БКШ-залежність для $\Delta_{Nb}(T)$). Після цього ми вважаємо, що $\Delta_{S'}(T)$ — це мініщілина $\Delta_g(T)$ в N/S -подвійному шарі. Така процедура має певні обмеження, оскільки, по-перше, Nb є надпровідником, властивості якого необхідно обговорювати в моделю сильної електрон-фононної взаємодії, та, по-друге, необхідно прийняти до уваги той факт, що густина станів плівки нормального металу модифікована ефектом близькості з надпровідником, внаслідок чого має мати деякі особливості при енергіях, більших за енергетичну щілину, що відображає існування реальних процесів згасання в сусідній надпровідній плівці. Це означає, що фактично ми маємо справу із сильнов'язковим узагальненням рівняння (1) (див. формулу (A4) в [17]). Але для того, аби розрахувати максимальну величину Джозефсонового струму, нам необхідно, в головному, знати електронну густину станів $N(E)$ електрод при енергіях порядку їх енергетичних щілин $\Delta_S(T)$ та $\Delta_{S'}(T)$, при цьому функція $N(E)$ істотно не відрізняється від цієї ж залежності в рамках теоретичного моделю БКШ [18]. Таке ж твердження є справедливим і стосовно вигляду залежності $\Delta_{Nb}(T)$, яка і насправді відрізняється від кривої в моделю БКШ не більше ніж на декілька відсотків [19].

Для того, аби проінтерпретувати природу залежності $\Delta_g(T)$ наших Al/Nb-гібридних систем, ми використовуємо так званий тунельний модель ефекту МакМілланової близькості [20]. Як показано в роботі [18], теоретичні розрахунки для різних надпровідних систем з двома окремими електронними підсистемами добре узгоджуються з

результатами цього моделю, розробленого для випадку двох N - та S -плівки, розділених між собою діелектричним бар'єром. Хоча діелектричний бар'єр між шарами N та S штучно не створювався, проте деякий бар'єр там все ж таки виникає через те, що N -шар працює в цьому випадку як пастка для квазічастинок із сусіднього надпровідника S , як це було показано в роботах [22, 23]. Надлишкова концентрація захоплених квазічастинок і діє в цій системі як деякий потенційний бар'єр на границі поділу N - та S -шарів. Цей бар'єр пригнічує ефект близькості з чистою границею поділу, натомість виникає ефект близькості крізь потенційний бар'єр, який і описується МакМіллановим моделью. Узгодження це не є дуже дивним, оскільки воно виходить з подібних врахувань ефектів скінченного часу життя, результатом чого є наступна система двох рівнянь (див. [18]):

$$\Delta_i(E) = \frac{\sum_{j=1,2} \left\{ \Lambda_{ij} \int_0^{\omega_0} d\varepsilon \tanh\left(\frac{\varepsilon}{2k_B T}\right) \operatorname{Re} \left[\frac{\Delta_j(\varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon - \Delta_j^2(\varepsilon)}} \right] + i \left[\frac{\Gamma_{ij} \Delta_j(E)}{\sqrt{E - D_j^2(E)}} \right] \right\}}{1 + \sum_{j=1,2} \left[\frac{\Gamma_{ij}}{\sqrt{E^2 - D_j^2(E)}} \right]}, \quad (2)$$

де $\Delta_i(E)$ — температурозалежні енергетичні щілини у вигляді комплексних функцій для N - і S -шарів ($i, j = 1, 2 = N, S$); $\Lambda_{ij} = N_i(0)V_{ii}\delta_{ij}$ — безрозмірні константи зв'язку; $N_i(0)$ — густини станів поблизу відповідного Фермієвого рівня; V_{ii} — потенціал спарювання в i -му шарі, ω_0 — гранична фононна енергія; $\Gamma_{ij} = 1/[2D(E)\tau_{ij}]$ — це залежна від енергії інтенсивність розсіяння між двома шарами ($i \neq j$),

$$D(E) = 1 + 2\kappa \frac{E^2 - \Delta_N(E)\Delta_S(E)}{\sqrt{E^2 - \Delta_N^2(E)}\sqrt{E^2 - \Delta_S^2(E)}} \quad [18], \quad \tau_{ij} — \text{час життя електро-}$$

на; κ — параметер, який дорівнює приблизно 0,01 (див. [18]); $\Gamma_{ij} / \Gamma_{ji} = N_j(0)d_j / N_i(0)d_i$, $d_{i,j}$ — товщини цих двох шарів.

Значення мініщілини $\Delta_g(T)$, яке порівнюється із значенням щілини, знайденим із експериментальних даних, має бути вирахованим з рівняння $\Delta_g = \operatorname{Re} \Delta_N(\Delta_g)$, яке розв'язується для кожного значення температури, тоді як функція $\Delta_N(E)$ має бути знайденою з системи двох зв'язаних рівнянь (2). Наше основне припущення тут полягає в тому, що надпровідні властивості кожної півки вважаються однорідними по її глибині. Ми припускаємо, що наші півки є досить чистими, і тому основні акти розсіяння мають місце на межі поділу. В цьому припущенні довжина вільного пробігу електро-

на є такою ж за порядком величини, що і товщина плівки. Не дивлячись на це, для того, аби мати однорідний параметер надпровідного порядку в обох шарах, їх товщини мають бути набагато меншими ніж відповідні довжини когерентності, які в чистому випадку пропорційні $\hbar v_{N,S} / 2\Delta_g$; тут $v_{N,S}$ — Фермієві швидкості в N - та S -шарах. Це є прийнятним для алюмінієвих плівок, але не дуже прийнятним для плівок з ніобію, які швидше за все знаходяться в проміжному випадку між чистим та грубим наближеннями.

Підсумовуючи всі зроблені припущення, ми робимо висновок, що наші розрахунки можуть описувати експериментальні дані, принаймні, якісно. В той же час слід відмітити, що цей модель вже успішно застосовувався у роботі [21] для того, аби описати температурну залежність критичного струму в Джозефсонових $S/N-I-N/S$ -переходах. Виявилось, що МакМілланів модель непогано описує відповідні залежності та що одержані шляхом апроксимації значення енергетичної щільності знаходяться у добрій відповідності із значеннями, незалежно одержаними із резистивних вимірювань у нормальному стані. Ми сподіваємось, що даний модель є корисним і може працювати також і в нашому випадку.

Наведемо надалі експериментальні дані для одного із переходів Nb/Al-I-Nb (інші структури демонстрували дуже подібні характеристики). Рисунок 1 показує основну особливість поведінки наших переходів, а саме, перехід від гістерезного (за температури нижче 4,2 К) до негістерезного режиму (за температури вище 4,2 К). Ступінь гістерези може характеризуватися відношенням $(I_c - I_r)/I_r$, де I_c — це критичний струм, тобто струм, необхідний для того, аби створити напругу на переході, та I_r — залишковий струм, який характеризує ди-

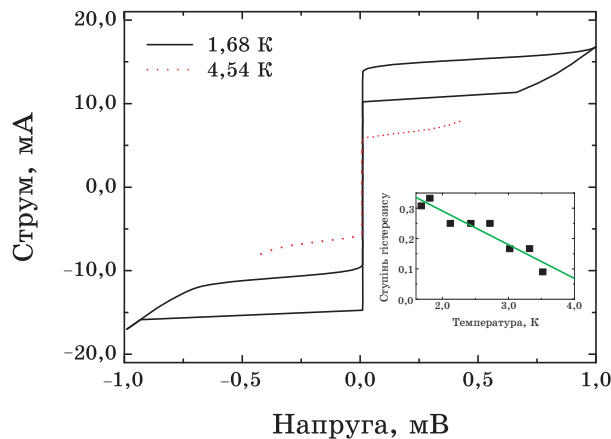


Рис. 1. Вольт-амперні характеристики переходу Nb/Al-AlO_x-Nb із $d_{Al} = 80$ нм, $E = 180$ Па·с і опором у нормальному стані $R_N = 60$ мОм за двох температур $T = 1,68$ і $4,54$ К. Вставка демонструє ступінь гістерези як функцію T .

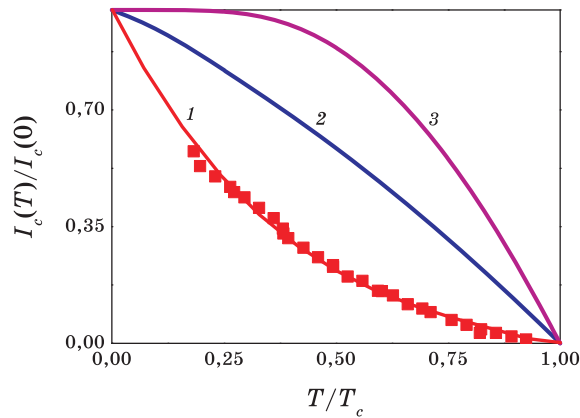


Рис. 2. Дані залежності $I_c(T)/I_c(0)$ від T (символи) для Джозефсонового переходу Nb/Al-AlO_x-Nb, суцільна лінія (крива 1) — результат екстраполяції. Для порівняння наведені відповідні залежності для короткого S-N-S- (крива 2) та S-I-S- (крива 3) переходів.

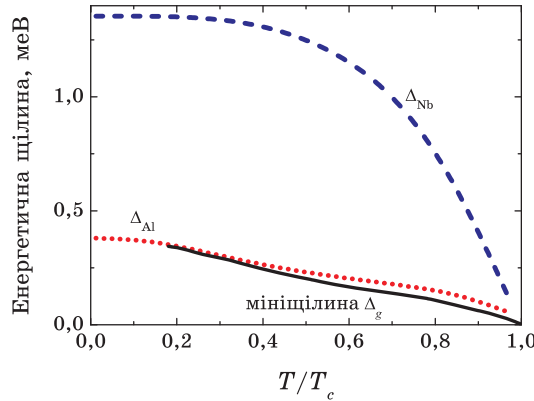


Рис. 3. Температурна залежність мініщільни Δ_g Nb/Al-гібридної системи, яка була одержана внаслідок числових розрахунків із кривої 1 на рис. 2 (суцільна лінія) і в порівнянні з розрахованими в рамках тунельного Мак-Мілланового моделю $\Delta_{Nb}(T)$ (пунктирна лінія) та $\Delta_{Al}(T)$ (точкова лінія). Параметри моделю — $\Lambda_{11} = 0,51$, $\Lambda_{22} = 0,24$, $\Gamma_{12} = 0,05$, $\Gamma_{21} = 0,13$.

сипацію енергії безпосередньо. Вставка на рис. 1 демонструє, як цей ступінь змінюється з температурою. Зазначимо, що в обох випадках гістереза перевищує 30% при дуже низьких температурах, та практично зникає при температурах вище 4,2 К.

На рисунку 2 ми порівнюємо наші температурні залежності критичного струму, нормовані на екстрапольоване значення $I_c(T = 0 \text{ К})$ з добре відомими кривими для традиційних S-N-S- [12] та S-I-S-

структур [13]. Вони свідчать про те, що при температурах більших за $0,5T_c$, тобто в області, де наші переходи стають внутрішньо шунтованими, похідна $|\text{dln}I_c(T)/\text{dln}T|$ є набагато меншою, ніж у традиційних Джозефсонових переходах (див. також [10]).

На рисунку 3 наведено результати чисельних розрахунків значень енергетичних щілин у двох плівках. Значення $\Delta_{\text{Al}}(T)$ порівнюється із температурною поведінкою мініщілини Δ_g подвійного шару, одержаною з експериментальних характеристик $I_c(T)$ (рис. 2). В розрахунках ми використовували лише як вільні параметри величини Γ_{12} , при цьому нам вдалося успішно описати не лише температурну поведінку мініщілини, але й величину цього параметру. Нами встановлено, що основні характеристики Джозефсонових переходів, такі як значення мініщілини, ступінь гістерези, величина критичної напруги не змінювались помітно зі зміною в невеликих межах d_{Al} , d_{Nb} та E . Це означає, що при використанні в електронних схемах характеристики такого типу переходів не є надмірно чутливими до розкиду значень d та E , які виникають в процесі виготовлення $S/N-I-S$ -зразків.

4. ВИСНОВКИ

Таким чином, ми продемонстрували можливість створення Джозефсонових гетероструктур $S/N-I-S$ -типу, властивостями яких можна керувати шляхом зміни їх температури, переводячи їх із гістерезного стану (температура нижче 4,2 К) до безгістерезного стану (температура вище 4,2 К). Більш того, при температурах вище 4,2 К переходи за своїми властивостями є більш стабільними ніж традиційні типи Джозефсонових переходів. Температурна залежність критичного струму Джозефсонових $S/N-I-S$ -переходів визначається поведінкою мініщілини N/S -гібридних систем. Було встановлено, що невеликі флюктуації товщини S - та N -плівок, а також малі варіації експозиції оксидації не вносять помітних змін до таких практично важливих параметрів як ступінь гістерезности або значення критичної напруги. Це означає, що запропоновані $S/N-I-S$ -переходи є достатньо стійкими щодо розкиду значень їх параметрів і можуть бути використані у різних надпровідникових приладах.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev, *Rev. Mod. Phys.*, **76**: 411 (2004).
2. K. K. Likharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits* (New York: Gordon and Breach: 1986).
3. S. Lotkhov, E. Tolkacheva, D. Balashov, M. Khabipov, F.-I. Buchholz, and A. Zorin, *Appl. Phys. Lett.*, **89**: 132115 (2006).

4. C. L. Huang and T. Van Duzer, *Appl. Phys. Lett.*, **25**: 753 (1974).
5. A. B. Kaul, S. R. Whitely, T. Van Duzer, L. Yu, N. Newman, and J. M. Rowell, *Appl. Phys. Lett.*, **78**: 99 (2001).
6. K. Utsunomiya and R. Yagi, *Physica B*, **383**: 53 (2006).
7. K. Utsunomiya, K. Tsuboi, and R. Yagi, *Proc. of the International Symposium on Mesoscopic Superconductivity and Spintronics—MS+S2006* (Eds. H. Takayanagi, J. Nitta, and H. Nakano) (Singapore: World Scientific: 2008).
8. A. Barone and G. Paternò, *Physics and Application of the Josephson Effect* (New York: Wiley: 1982).
9. V. Lacquaniti, C. Cagliero, S. Maggi, and R. Steni, *Appl. Phys. Lett.*, **86**: 04250 (2005).
10. V. Lacquaniti, D. Andreone, N. D. Leo, M. Fretto, S. Maggi, A. Sosso, and M. Belogolovskii, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **17**: 609 (2007).
11. V. Lacquaniti, D. Andreone, N. De Leo, M. Fretto, A. Sosso, and M. Belogolovskii, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **19** (2009) (to be published).
12. I. O. Kulik and A. G. Omelyanchuk, *Sov. J. Low Temp. Phys.*, **3**: 59 (1978).
13. V. Ambegaokar and A. Baratoff, *Phys. Rev. Lett.*, **10**: 486 (1963).
14. P. Dubos, H. Courtois, B. Pannetier, F. K. Wilhelm, A. D. Zaikin, and G. Schön, *Phys. Rev. B*, **63**: 064502 (2001).
15. J. C. Hammer, J. C. Cuevas, F. S. Bergeret, and W. Belzig, *Phys. Rev. B*, **76**: 064514 (2007).
16. F. Carillo, D. Born, V. Pellegrini, F. Tafuri, G. Biasio, L. Sorba, and F. Beltram, *Phys. Rev. B*, **78**: 052506 (2008).
17. S. B. Nam, *Phys. Rev.*, **156**: 470 (1967).
18. M. Belogolovskii, A. Plecenik, and M. Grajcar, *Phys. Rev. B*, **72**: 052508 (2005).
19. E. L. Wolf, *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy* (New York: Oxford University Press: 1989).
20. W. L. McMillan, *Phys. Rev.*, **175**: 537 (1968).
21. L. Capogna and M. G. Blamire, *Phys. Rev. B*, **53**: 5683 (1996).
22. V. Shaternik, S. Larkin, V. Noskov, V. Chubatyy, V. Sizontov, A. Miroshnikov, and A. Karmazin, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **97**: 012243 (2008).
23. V. Shaternik, S. Larkin, and M. Belogolovskii, *Int. J. Modern Phys. B* (2009) (to be published).