© 2009 ІМФ (Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України) Надруковано в Україні. Фотокопіювання дозволено тільки відповідно до ліцензії

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<sub>x</sub>–Nb-переходах з нанометровим Al-прошарком: керування дисипацією енергії

В. Є. Шатернік, С. Ю. Ларкін<sup>\*</sup>, І. В. Бойло<sup>\*\*</sup>, А. П. Шаповалов<sup>\*\*\*</sup>

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 матеріялів 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 цикльом. Виконані експериментальні та теоретичні дослідження Джозефсонового ефекту в тонкоплівкових S/N-I-S-переходах, що мають дві надпровідні ніобійові електроди (S), нанометровий алюмінійовий прошарок (N) та тунельний бар'єр з оксиду алюмінію AlO<sub>x</sub> (I). Продемонстровано, що мініщілина, 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 underto 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<sub>x</sub> tunnel barrier (I) are carried out. As shown, the minigap developed in

951

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-Sпереходах, 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 метала 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 близькости, 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 матеріялів, 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 кількости 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 матеріялу 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 перемикання не може повернутися до вихідного стану, і для того, аби зробити це, потрібна ще одна операція перемикання. 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 прозорости та їх вкрай нелінійної квазичастинкової ділянки вольт-амперної характеристики [3]. Крім гістерези, при розробці дизайну електричних ланцюгів з Джозефсонових переходів є важливими ще два інші фактори, а саме, швидкість перемикання 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 наявности внутрішньої місткости величиною С часова константа RC може створити найбільш значне обмеження величини швидкости перемикання 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 вільности, 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<sub>x</sub>, що знаходиться поблизу переходу метал-діелектрик [5]. В останньому випадку шляхом зміни відносного вмісту Та і N у шарі бар'єру можна реґулювати ступінь гістерезности переходу. Але це означає, що при цьому необхідно використовувати різні складові для «слабкого» зв'язку, які можуть бути нестабільними, наприклад, щодо термоциклування. 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 квазичастинкових 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 а, помножена на опір переходу в нормальному стані), а  $\tau = R_N C \in$  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 відсутности гістерези формулюється нерівністю  $\beta_c = \omega_c \tau < 1$ , де  $\beta_c$  — параметер МакКамбера-Стюарта. Як відмічалось раніше, величина цього параметру знижується зазвичай шляхом зменшення  $R_N$  різними способами або шляхом зменшення величини критичного струму  $I_c(T = 0 \text{ K})$ , наприклад, шляхом заміни ніобію Nb, як надпровідникової електроди, на алюміній Al [3].

Ми пропонуємо іншу можливість, а саме, використовувати температуру Т як параметер керування. Це дає можливість зменшити значення  $I_{c}(T)$  і, таким чином, зменшити величину параметру МакКамбера-Стюарта β. З першого погляду, ідея виглядає тривіальною, тому що в будь-якому випадку  $I_c$  зменшується при  $T \to T_c$  і, як результат, в безпосередній близькості від критичної температури Т<sub>с</sub> всі Джозефсонові переходи мають бути безгістерезними. Але з точки зору практичного використання, перш за все, ми повинні знати, яким великим є відповідний інтервал  $\Delta T$ , в якому можна працювати, та чи є стабільними всі характеристики переходу в цьому інтервалі. Ця стабільність може характеризуватися температурною похідною критичного Джозефсонового струму  $\left| d \ln I_c(T) / d \ln T \right|$  [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 щілина  $\Delta_s$  надпровідних електрод. В дуже довгих та дифузних переходах із S/Nінтерфейсом нульового опору, вводиться Таулесова енергія  $E_{\rm Th}$ , 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 скінченою прозорістю N/S-інтерфейсу  $E_{\rm Th}$  замінюється на наведену ефектом близькости в області нормального металу енергетичну щілину  $\Delta_g$ , що називається мініщілиною. Шляхом зміни величини опору N/S-інтерфейсу є можливим змінювати кривину залежности  $I_c(T)$ від опуклої донизу до опуклої вгору [15]. Вплив реальної прозорости 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 мініщілини від температури і порівняємо їх із розрахованими теоретично, а також зробимо висновки стосовно ступеню відтворюваности наших зразків.

#### 2. ЕКСПЕРИМЕНТ

Переходи, що досліджувалися, виготовлялися на базі звичайної Nb/Al-технології, проте з однією (але важливою) відмінністю — товщина алюмінійової 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 відріжняє наші переходи від традиційних є досить тонкий шар оксиду алюмінію, що створюється шляхом витримки поверхні алюмінію в атмосфері кисню при оксидації. При цьому добуток тиску кисню на час оксидації Е був меншим ніж 500 Па.с. В наших найкращих переходах, де товщина алюмінійового шару змінювалася в межах від 20 до 100 нм, та експозиція оксидації Е була в межах від 100 до 300 Па $\cdot$ с, ріжниця між критичним струмом  $I_c$  та захопленим струмом *I<sub>r</sub>*, що відображає безпосередньо дисипацію енергії в Джозефсонових переходах, складала не більше ніж декілька відсотків при 4,2 К. Площа переходу зазвичай була рівною 25 мкм<sup>2</sup>.

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

#### 3. РОЗРАХУНКИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Перед тим, як порівнювати результати розрахунків та експериментальні дані для S-I-S'-переходів, де права електрода  $S' \in N/S$ -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]:

$$I_{c}(T) = \frac{\pi k_{B}T}{eR_{N}} \sum_{n=0,\pm1,\dots} \frac{\Delta_{S'}(T)}{\sqrt{\Delta_{S'}^{2}(T) + \omega_{n}^{2}}} \frac{\Delta_{S}(T)}{\sqrt{\Delta_{S}^{2}(T) + \omega_{n}^{2}}};$$
(1)

тут  $\omega_n = (2n+1)\pi k_B T$  — Мацубарова частота. Рівняння (1) надає можливість вирахувати невідому залежність  $\Delta_{S'}(T)$  за допомогою виміряної експериментально залежности  $I_c(T)$ , 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 близькости 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 сильнозв'язковим узагальненням рівнання (1) (див. формулу (А4) 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) icтотно не відріжняється від цієї ж залежности в рамках теоретичного моделю БКШ [18]. Таке ж твердження є справедливим і стосовно вигляду залежности  $\Delta_{
m Nb}(T)$ , яка і насправді відріжняється від кривої в моделю БКШ не більше ніж на декілька відсотків [19].

Для того, аби проінтерпретувати природу залежности  $\Delta_g(T)$  наших Al/Nb-гібридних систем, ми використовуємо так званий тунельний модель ефекту МакМілланової близькости [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 Sплівок, 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 квазичастинок із сусіднього надпровідника S, як це було показано в роботах [22, 23]. Надлишкова концентрація захоплених квазичастинок і діє в цій системі як деякий потенційний бар'єр на границі поділу N- та S-шарів. Цей бар'єр пригнічує ефект близькости з чистою границею поділу, натомість виникає ефект близькости крізь потенційний бар'єр, який і описується МакМіллановим модельом. Узгодження це не є дуже дивним, оскільки воно виходить з подібних врахувань ефектів скінченного часу життя, результатом чого є наступна система двох рівнань (див. [18]):

$$\Delta_{i}\left(E\right) = \frac{\sum_{j=1,2} \left\{ \Lambda_{ij} \int_{0}^{\omega_{0}} d\varepsilon \tanh\left(\frac{\varepsilon}{2k_{B}T}\right) \operatorname{Re}\left[\frac{\Delta_{j}\left(\varepsilon\right)}{\sqrt{\varepsilon - \Delta_{j}^{2}\left(\varepsilon\right)}}\right] + i\left[\frac{\Gamma_{ij}\Delta_{j}\left(E\right)}{\sqrt{E - D_{j}^{2}\left(E\right)}}\right]\right\}}{1 + \sum_{j=1,2} \left[\frac{\Gamma_{ij}}{\sqrt{E^{2} - D_{j}^{2}\left(E\right)}}\right]}$$
(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 Фермійового рівня;  $V_{ii}$  — потенціял спарювання в i-му шарі,  $\omega_0$  — гранична фононна енергія;  $\Gamma_{ij} = 1/[2D(E)\tau_{ij}]$  — це залежна від енергії інтенсивність розсіяння між двома шарами  $(i \neq j)$ ,  $D(E) = 1 + 2\kappa \frac{E^2 - \Delta_N(E)\Delta_S(E)}{\sqrt{E^2 - \Delta_N^2(E)}\sqrt{E^2 - \Delta_S^2(E)}}$  [18],  $\tau_{ij}$  — час життя електрона;  $\kappa$  — 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 вирахуваним з рівнання  $\Delta_g = \operatorname{Re} \Delta_N(\Delta_g)$ , яке розв'язується для кожного значення температури, тоді як функція  $\Delta_N(E)$  має бути знайденою з системи двох зв'язаних рівнань (2). Наше основне припущення тут полягає в тому, що надпровідні властивості кожної плівки вважаються однорідними по її глибині. Ми припускаємо, що наші плівки 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 когерентности, які в чистому випадку пропорційні  $\hbar v_{N,S} / 2\Delta_g$ ; тут  $v_{N,S}$  — Фермійові швидкості в N- та S-шарах. Це є прийнятним для алюмінійових 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/Sпереходах. Виявилося, що МакМілланів модель непогано описує відповідні залежності та що одержані шляхом апроксимації значення енергетичної щілини 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 K) до негістерезного режиму (за температури вище 4,2 K). 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<sub>x</sub>–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 залежности  $I_c(T)/I_c(0)$  від T (символи) для Джозефсонового переходу Nb/Al-AlO<sub>x</sub>-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 мініщілини  $\Delta_g$  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  $\Delta_{\rm Nb}(T)$  (пунктирна лінія) та  $\Delta_{\rm Al}(T)$  (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  $I_c(T = 0 \text{ K})$ 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  $|dln I_c(T)/dln T|$  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  $\Delta_{Al}(T)$  порівнюється із температурною поведінкою мініщілини  $\Delta_g$  подвійного шару, одержаною з експериментальних характеристик  $I_c(T)$  (рис. 2). В розрахунках ми використовували лише як вільні параметри величини  $\Gamma_{12}$ , 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 варіяції 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).