

УДК 537.312.62

А. В. Шатернік, А. П. Шаповалов*, Т. О. Пріхна** (м. Київ)

*shapovalovap@gmail.com

**prikhna@mail.ru

Вплив технологічних параметрів осадження на функції розподілу прозоростей бар'єрів переходів Джозефсона

Досліджено транспорт зарядів в переходах надпровідник–ізолятор–надпровідник. Використання в якості підкладок надтвердого матеріалу – лейкосапфіру – для створення переходів Джозефсона дозволило вперше отримати взаємозв'язок між технологічними параметрами процесу осадження шарів переходу, структурою бар'єру та модельними параметрами транспорту зарядів в цих переходах. Розглянуто результати експериментальних досліджень нанорозмірних структур, створених на основі тонких плівок MoRe-надпровідників. Транспорт зарядів в цих гетероструктурах аналізується в межах модифікованої теоретичної моделі багаторазових андріївських відбивань з урахуванням функції розподілу прозоростей бар'єру. Такий підхід дозволяє описати еволюцію форми реальних вольт-амперних характеристик гетероструктур в залежності від технологічних умов їх виготовлення.

Ключові слова: перехід Джозефсона, андріївське відбиття, надпровідник, функція розподілу прозоростей бар'єру, лейкосапфір.

ВСТУП

Дотепер проблема знаходження взаємозв'язку між транспортом заряду в переходах Джозефсона і структурним станом бар'єру не вирішена. І хоча експериментальні дані свідчать про значний вплив умов формування бар'єру на вольт-амперні характеристики (ВАХ), не було запропоновано адекватної моделі, яка б врахувала особливості структурного стану бар'єру. Практично всі існуючі моделі описують проходження струму Джозефсона, припускаючи наявність аморфного бар'єру, і розглядають його як ідеальний потенційний бар'єр. Дійсно, у випадках, коли прозорість бар'єру переходу D є малою ($D \ll 1$), таке спрощення є обґрунтованим, про що свідчить задовільний збіг результатів теоретичних моделей з експериментальними даними.

Зрозуміло, що сукупність факторів має впливати на структурний стан бар'єру, в тому числі і дефекти нижнього шару переходу, які обумовлені вибором підкладки. Використання в якості підкладок надтвердого матеріалу – лейкосапфіру – для створення переходів Джозефсона дозволило авторам виключити або принаймні нівелювати небажаний вплив дефектів підкладки на процес осадження шарів переходу та структуру бар'єру. Одночасно з розв'язанням задачі ретельного дослідження структурного стану бар'єру такі переходи Джозефсона на лейкосапфірових підкладках будуть перспективними для практичного застосування як базові елементи для надвисокочастотної (1–1000 ГГц) електроніки внаслідок малого ($\Gamma \approx 10^{-8} \text{ см}^{-1}$ при температурі $T \approx 40 \text{ К}$) поглинання електромагнітних хвиль в лейкосапфірі.

© А. В. ШАТЕРНІК, А. П. ШАПОВАЛОВ, Т. О. ПРІХНА, 2014

Дослідження взаємозв'язку між технологічними параметрами процесу осадження шарів переходу Джозефсона, структурою бар'єру та модельними параметрами опису транспорту зарядів в цих переходах дозволяє реалізувати комплексний підхід до керування когерентною динамікою квантових систем. Останнім часом надпровідникові системи, що містять переходи Джозефсона, викликають надзвичайно великий інтерес дослідників, оскільки вони демонструють квантово-механічну когерентність в макроскопічному масштабі і відкривають шлях для розробки і створення ланцюжків та матриць з елементарних джозефсонівських кубітів, які в свою чергу, як очікується, будуть базою процесора твердотілого квантового комп'ютера. Головним параметром сучасного комп'ютера прийнято вважати енергію, яка витрачається при виконанні однієї елементарної операції, або кількість елементарних операцій на 1 Дж. Одним з головних завдань технологічних розробок в галузі електроніки є потреба невпинно знижувати цей показник. Для цього необхідно вирішити проблему мініатюризації переходів Джозефсона. Для забезпечення безпомилкового рівня спрацювання швидкодіючої одноквантової логіки [1] необхідно, щоб для критичного джозефсонівського надпровідного струму I_c такого переходу було виконано умову $I_c \gg I_{шуму}$ (в ~ 500 разів) при температурі кипіння рідкого гелію маємо ефективний шумовий струм $I_{шуму} \approx 0,1-0,2$ мкА, звідси випливає, що $I_c \approx 100$ мкА. Для переходів розміром $0,1 \times 0,1$ мкм густина критичного струму Джозефсона повинна бути $j_k \approx 100$ кА/см², прозорість бар'єру переходу $D \approx 0,1$, тобто такою, при котрій процеси андріївського відбиття починають грати визначальну роль в транспорті заряду крізь перехід.

Нині є відомим і загально визнаним теоретичний підхід для описування процесу тунелювання в тунельних переходах Джозефсона типу надпровідник-ізолятор-надпровідник, що базується на використанні методу тунельного гамільтоніану та "золотого правила" квантової механіки [2] (для визначеності назвемо перший надпровідник – лівим, другий – правим). В рамках цього підходу обґрунтована та отримана наступна формула для розрахунків тунельних струмів $I(V)$ крізь тунельні бар'єри в залежності від прикладеної напруги зміщення V :

$$I(V) = A \int_{-\infty}^{\infty} N_L(E - eV) N_R(E) [f(E - eV) - f(E)] dE, \quad (1)$$

де $f(E)$ і $f(E - eV)$ – фермієвські функції розподілу електронів по енергії, що мають вигляд $f(E) = 1/[1 + e^{E/kT}]$ (енергія E відраховується від енергії Фермі); $N_L(E - eV)$ – густина станів лівого однорідного надпровідника, який описується моделлю Бардіна-Купера-Шріфера (БКШ-типу) в залежності від енергії; відповідно $N_R(E)$ – це густина станів правого однорідного надпровідника БКШ-типу (тут $N(E) = (|E|/(E^2 - \Delta^2)^{1/2})$); A – коефіцієнт, що дорівнює $2SN_L(0)N_R(0)ev_F$ (S – площа деякого тунельного переходу, $N(0)$ – густина станів на рівні Фермі, e – заряд електрону, v_F – швидкість Фермі, множник 2 пов'язаний з тим, що в протіканні струму беруть участь електрони з обома значеннями спінів).

В класичній роботі Блондера-Тінкхама-Клапвік (БТК) [3] показано, що при збільшенні прозорості тунельного бар'єру в переході Джозефсона основний внесок в транспорт заряду крізь перехід дають процеси андріївського відбиття носіїв (електронів і дірок) на інтерфейсах переходів. Ці процеси не враховують і не розглядають у вищезгаданому підході тунельного

гамільтоніана, тому цей підхід стає непридатним для опису поведінки переходів Джозефсона, що мають великі значення прозорості тунельних бар'єрів.

В [3] показано, що квазічастинкові ВАХ, записані при деяких напругах зміщення (коли вже надпровідний критичний струм Джозефсона конкретного переходу перевищено і пригнічено), розглянутих переходів є суттєво нелінійними і такими, що їхня форма сильно залежить від прозорості діелектричного бар'єру (на відміну від випадку тунельного гамільтоніана). В [4] показано, що через залежність форми ВАХ від прозорості бар'єру не можна розглядати бар'єри переходів Джозефсона як однорідні за прозорістю, а треба використовувати універсальні функції розподілу прозоростей в діелектричних бар'єрах відповідно до того, що бар'єри складаються з атомів та молекул. В [4] також розраховали в рамках моделі багаторазових андріївських відбивань (multiple Andreev reflections – MAR) квазічастинкову ВАХ переходу Джозефсона із використанням універсальної функції розподілу прозоростей Шепа-Бауера для розупорядкованого інтерфейсу [5], а також продемонстрували непоганий збіг розрахованої ВАХ із деякими з експериментальних.

Подальшим кроком в модифікації цього теоретичного підходу було врахування того факту, що для опису транспорту заряду у реальних гетероструктурах можливе відхилення від універсальної функції розподілу прозоростей Шепа-Бауера для розупорядкованого інтерфейсу. Так, в [6, 7] було використано різні функції розподілу прозоростей для моделювання форми ВАХ, але було не зовсім зрозумілим фізичне обґрунтування застосування двох параметрів для модифікації функції розподілу прозоростей. Метою цієї роботи є аналіз умов застосування різних форм функцій розподілу прозоростей бар'єру та реалізація методу відтворення параметрів модифікованих функцій розподілу прозоростей створених переходів Джозефсона шляхом порівняння розрахованих та експериментальних ВАХ. Такий підхід є обґрунтованим і перспективним з точки зору розробки технології виготовлення переходів Джозефсона, оскільки дозволяє встановити кореляцію між технологічними параметрами виготовлення переходів (та їх змінами), з одного боку, і параметрами (та їх змінами) модифікованих функцій розподілу прозоростей та властивостями створюваних переходів Джозефсона, з іншого боку.

МЕТОДИКИ СТВОРЕННЯ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ТРИШАРОВИХ НАНОРАЗМІРНИХ СТРУКТУР НАДПРОВІДНИК-ІЗОЛЯТОР- НАДПРОВІДНИК ТА РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТУ

Гетероструктури MoRe/Al/Al_xO_y/MoRe отримували послідовним осадженням тонких плівок на різні діелектричні підкладки при кімнатній температурі. Плівки MoRe отримували магнетронним розпорошенням на постійному струмі мішеней з MoRe. Типова швидкість осадження складала 1–5 нм/с. Тунельні бар'єри формували випаровуванням і осадженням 2–30-нанометрових шарів алюмінію при температурі підкладок < 100 °С. Після цього MoRe/Al-бішари окислювали протягом 10 хв при тиску кисню в камері 2·10⁻³ мм рт. ст. Потім осаджували верхній електрод з MoRe. Для формування топології електродів осадження кожного шару проводили крізь тінюві молибденові маски. Для отримання характеристик виготовлених тришарових S-I-S-структур вимірювали їхні квазічастинкові ВАХ та похідні $dI/dV(V)$ при температурі кипіння рідкого гелію 4,2 К.

Першу серію структур MoRe/Al/Al_xO_y/MoRe створювали таким чином: відстань підкладка–мішень $d_{п-м} \approx 6$ см, струм магнетрона $I_{маг} = 0,625$ А, час осадження $t_{ос} = 60$ с, товщина плівки $d_{MoRe} \approx 120$ нм, тиск аргону $p = 5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., температура підкладки $t_{під} = 300$ К, матеріал підкладки – лейкосапфір (монокристалічний Al₂O₃), алюміній осаджували термічним випаровуванням з вольфрамових кошиків, товщина шару $d_{Al} \approx 10$ нм, швидкість осадження $r_{Al} = 1$ нм/с. Відмінність технологічних умов створення другої серії структур MoRe/Al/Al_xO_y/MoRe полягає в збільшенні швидкості осадження ($r_{Al} = 5$ нм/с). Для дослідження особливостей рельєфоутворення плівок алюмінію були створені модельні MoRe/Al-бішари з товщиною шару $d_{Al} \approx 100$ нм. Рельєф поверхні модельних бішарів був досліджений за допомогою скануючого зондового мікроскопу JSPM-4610 фірми JEOL (Японія) з приставкою для атомно-силової мікроскопії. На рис. 1 приведено зображення поверхні плівок алюмінію для гетероструктур 1-типу (рис. 1, а) і 2-типу (рис. 1, б).

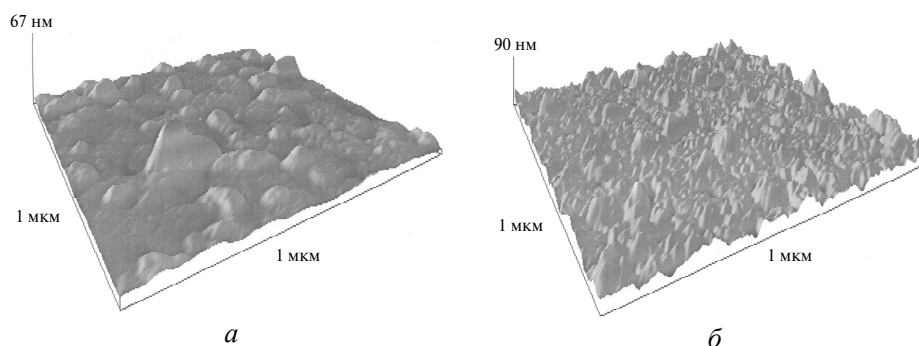


Рис. 1. Мікроструктура поверхні плівок алюмінію, отриманих при різній швидкості осадження: гетероструктури 1-типу (а) і 2-типу (б).

Видно, що збільшення швидкості осадження алюмінію привело до значної модифікації морфології плівок – відбулося зменшення середньої відстані між агломератами на поверхні з ~ 50 до ~ 20 нм. І хоча наступне окисування поверхні проходить в однакових технологічних умовах, вплив морфології плівки алюмінію на формування тунельного бар'єру є суттєвим, як було показано дослідженнями авторів [8].

МОДЕЛЮВАННЯ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ВАХ ТА ВІДТВОРЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ФУНКЦІЙ РОЗПОДІЛУ ПРОЗОРОСТЕЙ ПЕРЕХОДІВ ДЖОЗЕФСОНА

Для оцінки розподілів прозоростей створюваних джозефсонівських бар'єрів автори використовували результати [3] для моделі Блондера-Тінкхама-Клапвік (БТК), що було одержано для опису андріївського відбиття на границі розділу нормальний метал–надпровідник. Замість переходу S–I–S (надпровідник–ізолятор–надпровідник) розглядали еквівалентний йому перехід S–N–I–N–S (N – нескінченно тонкі шари нормального металу) і описували процеси звичайного тунелювання в переході N–I–N і процеси андріївського відбиття на інтерфейсах S–N і N–S, використовуючи розв'язок системи рівнянь Боголюбова-де Жена для моделі БТК з [7].

З квазічастинкою, що знаходиться в квантовому колодязі, тобто в шарі N між шарами S, відбуваються так звані багаторазові андріївські відбиття, тобто на S–N інтерфейсі дірка перетворюється в електрон, поглинаючи куперівську пару (або електрон в дірку, народжуючи куперівську пару), вона

(він) тунелюють крізь δ -подібний бар'єр, при цьому збільшуючи свою енергію на eV (V – прикладена напруга), після цього відбувається андріївське відбиття на N–S інтерфейсі.

Цей процес відбувається багаторазово із зростанням енергії, поки електрон (дірка) не “затухне” при високих енергіях E_n (n – номер відповідного рівня енергії). Якщо ж електрична напруга $V = 0$, маємо процес багаторазових андріївських відбивань квазічастинки без зростання енергії, це веде до утворення зв'язаного андріївського стану. Таким чином переноситься постійний надпровідний струм Джозефсона, доки його величина менше критичного значення I_c .

Автори модифікували та оптимізували підхід, запропонований в [3–7], щоб урахувати MAR на двох інтерфейсах (S–N, N–S). В даній моделі переходу S–N–I–N–S позначимо окремі шари матеріалу такими індексами: лівий шар надпровідника – 1, правий – 2, лівий шар металу – L , правий – R . Двохкомпонентна боголюбівська хвильова функція в лівому надпровіднику (відповідає боголюбівській квазічастинці типу “комбінація електрона та дірки”, що падає зліва) записується у вигляді [7]

$$\Psi_{S_1}^{\rightarrow} = \sum_n [\delta_{n,0} \begin{pmatrix} u_1(E_n) \\ v_1(E_n) \end{pmatrix} e^{iq^e x} + b_{1,n} \begin{pmatrix} v_1(E_n) \\ u_1(E_n) \end{pmatrix} e^{iq^h x} + d_{1,n} \begin{pmatrix} \bar{u}_1(E_n) \\ \bar{v}_1(E_n) \end{pmatrix} e^{i\bar{q}^e x}] e^{-i(E_n t / \hbar + n\phi_0 / 2)}, \quad (2)$$

де $q^{e/h}$ – хвильовий вектор електрон-подібної або дірково-подібної квазічастинки; $\delta_{n,0}$ – дельта-функція; u і v – відповідно електронна і діркова компоненти двохкомпонентної хвильової функції; $b_{1,n}$, $d_{1,n}$ – коефіцієнти хвильових функцій; x – координата, що перпендикулярна до бар'єру, t – час; ϕ_0 – різниця фаз параметрів порядку надпровідників 1 і 2 в початковий момент часу; перший доданок в (2) – хвильова функція квазічастинки, що падає, другий – її ж хвильова функція після n -го андріївського відбивання, третій – після n -го звичайного відбивання на δ -подібному бар'єрі.

Апроксимуємо кожний хвильовий вектор просто хвильовим вектором Фермі $q \approx k_F$. Через багаторазові андріївські відбивання хвильова функція містить компоненти при енергіях $E_n = E + neV$, де n – парне.

Області нормального металу зліва та справа від бар'єра описуємо відповідно хвильовими функціями

$$\Psi_L = \sum_n \begin{pmatrix} a_{L,n} e^{ik^e x} + d_{L,n} e^{i\bar{k}^e x} \\ b_{L,n} e^{ik^h x} + c_{L,n} e^{i\bar{k}^h x} \end{pmatrix} e^{-i(E_n t / \hbar + n\phi_0 / 2)}, \quad (3)$$

$$\Psi_R = \sum_n \begin{pmatrix} a_{R,n} e^{ik^e x} + d_{R,n} e^{i\bar{k}^e x} \\ b_{R,n} e^{ik^h x} + c_{R,n} e^{i\bar{k}^h x} \end{pmatrix} e^{-i(E_n t / \hbar + n\phi_0 / 2)}, \quad (4)$$

де ϕ_0 – стрибок фази в переході в початковий момент часу; a , b , c , d – коефіцієнти хвильових функцій з відповідними індексами та номерами.

Хвильова функція в правому надпровіднику виглядає так:

$$\Psi_{S_2} = \sum_n \left\{ a_{2,n} \begin{pmatrix} u_2(E_n) e^{i(\phi_0/2)} e^{i(eVt/\hbar)} \\ v_2(E_n) e^{-i(\phi_0/2)} e^{-i(eVt/\hbar)} \end{pmatrix} e^{ip^e x} + \right.$$

$$+ c_{2,n} \left(\frac{\bar{v}_2(E_n) e^{i(\varphi_0/2)} e^{i(eVt/\hbar)}}{\bar{u}_2(E_n) e^{-i(\varphi_0/2)} e^{-i(eVt/\hbar)}} \right) e^{i\bar{p}^h x} e^{-i(E_n t/\hbar + n\varphi_0/2)}. \quad (5)$$

Маємо три інтерфейси (S–N, N–I–N, N–S), на яких хвильові функції (2)–(5) і їхні похідні “зшиваються”. Квазічастинковий струм розглядаємо як першу компоненту розкладу Фур’є, яка відповідає стаціонарному випадку струму Джозефсона, тому ця компонента не залежить від різниці фаз φ_0 параметрів порядку надпровідників 1 і 2 в початковий момент часу (для спрощення прийmemo $\varphi_0 = 0$). Таким чином, використовуємо наступні вирази для струму через двовимірний перехід (нормуємо цей струм на провідність σ_0):

$$\frac{I_x}{\sigma_0} = \frac{eV}{\Delta_0} + \frac{1}{4D} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta \cos\theta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dE}{\Delta_0} [2f(E) - 1] \sum_{\tau} \tau N_{\tau}(E, \theta) T^{\tau}(E, \theta), \quad (6)$$

де $\sigma_0 = L_y \frac{2^{5/2} e m^{1/2} E_F^{1/2} \Delta_0 D}{h^2}$; L_y – геометричний розмір переходу по координаті y ; D – усереднена по куту падіння θ прозорість переходу, $D = \int d\theta |t(\theta)|^2 \frac{\cos\theta}{2}$; E_F – енергія Фермі; Δ_0 – амплітуда параметру порядку надпровідника; $\tau = \pm 1$ – показує, звідки падає квазічастинка – зліва або справа; $T^{\tau}(E, \theta)$ – густина потоку імовірності квазічастинки [7]; $N_x(E)$ – густина стану надпровідника БКШ-типу. Також використали співвідношення $2f(E) - 1 = \tanh(-E/2k_B T)$. Розраховані в рамках розглянутої моделі квазічастинкові ВАХ приведено на рис. 2 для деяких значень коефіцієнта прозорості бар’єру D (бар’єри вважаються однорідними за прозорістю D).

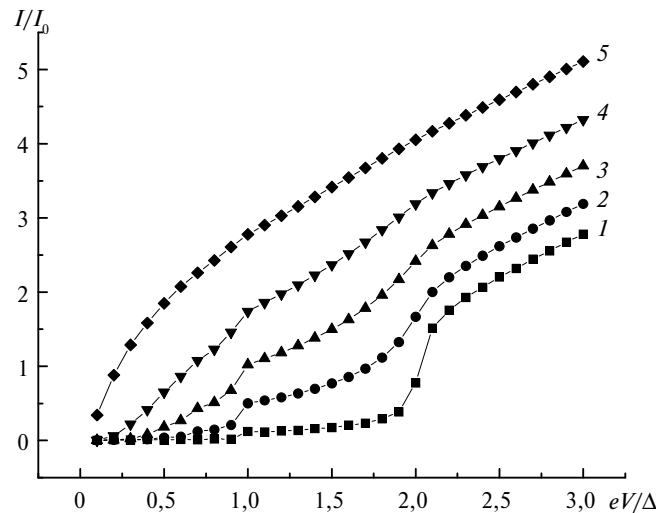


Рис. 2. ВАХ гетероструктур, розраховані в рамках моделі MAR для різних параметрів прозорості бар’єру D : 0,1 (1), 0,3 (2), 0,5 (3), 0,7 (4), 0,9 (5).

Видно, що в рамках цієї моделі можливо описати квазічастинкові ВАХ переходів будь-якої прозорості від чисто тунельних переходів виду надпровідник–ізолятор–надпровідник S–I–S ($D < 0,01$) до переходів

надпровідник–нормальний метал–надпровідник S–N–S ($D \approx 1$). Процес транспорту заряду шляхом багаторазових андріївських відбивань має нелінійну залежність від прикладеної напруги і сильно залежить від прозорості бар'єру, тому в [4] запропоновано дослідження розподілів прозоростей в бар'єрах тунельних переходів Джозефсона виконувати на підставі аналізу квазічастинкової ВАХ.

В [8] квазічастинкова ВАХ (розрахована для універсальної функції розподілу прозоростей типу “розупорядкований інтерфейс”) описує теоретичну залежність, яку одержано шляхом усереднення результатів теоретичної моделі багаторазових андріївських відбивань для струмів $I(D)$, що переносяться однією модою прозорості D для розподілу прозоростей Шепи-Бауера [5]:

$$\rho(D) = \frac{\hbar G_N}{e^2} \frac{1}{D^{3/2}(1-D)^{1/2}}. \quad (7)$$

Усереднення виконується за формулою

$$I_{\text{сеп}} = \int_0^1 dD \rho(D) I(D). \quad (8)$$

Проте, як підкреслено в [5], універсальність вищезгаданих функцій розподілу має обмеження: у випадках близьких до локалізації носіїв або до балістичного режиму формули (7) та (8) не придатні до використання. Але навіть у випадку металічного типу провідності бар'єру універсальність може порушуватися через виникнення та існування різного виду впорядкувань та дефектів, таких як тунельні бар'єри, границі зерен або інтерфейси [8]. Тому були розраховані квазічастинкові ВАХ S–I–S-переходів в рамках вищевикладеного підходу, але при умові, що межі інтегрування в (8) тепер змінюються, а саме – нижня границя інтегрування позначається параметром a , верхня – b :

$$I_{\text{сеп}} = \int_a^b dD \rho(D) I(D). \quad (9)$$

Якщо розрахувати ВАХ з різними параметрами, отримаємо їх набір з різною формою. Добрий збіг експериментальних та розрахованих ВАХ вдалось отримати при кроці 0,1 для параметра b , в той час як параметр a був близьким до нуля. При порівнянні експериментальних квазічастинкових ВАХ досліджених переходів з відповідними розрахованими видно, що експериментальні і розраховані характеристики співпадають. Теоретичні залежності розраховані при значеннях параметрів для гетероструктури 1-типу – $a = 10^{-5}$, $b = 0,49$, а для гетероструктури 2-типу – $a = 10^{-5}$, $b = 0,82$ (рис. 3, a – c). Як бачимо, є безпосередній зв'язок між технологічними умовами формування гетероструктур, їхньою кристалічною структурою, формою ВАХ та, з іншого боку, модельними уявленнями авторів про функцію розподілу прозоростей бар'єру та параметрами, які її задають. Так, для гетероструктури 2-типу, коли сформовано бар'єр з більш неупорядкованою кристалічною структурою, форма ВАХ найбільш вдало апроксимується розрахованою квазічастинковою ВАХ з параметрами близькими до універсальної функції розподілу прозоростей Шепи-Бауера для розупорядкованого інтерфейсу, тобто збільшення густини границь у кристалічній структурі відповідає випадку розупорядкованого інтерфейсу. Для гетероструктури 1-типу, коли кристалічна структура більш впорядкована (збільшена відстань між агломератами до ~ 50 нм),

потрібно застосувати функцію розподілу прозоростей з параметром $b = 0,49$, тобто є істотне відхилення від випадку розупорядкованого інтерфейсу.

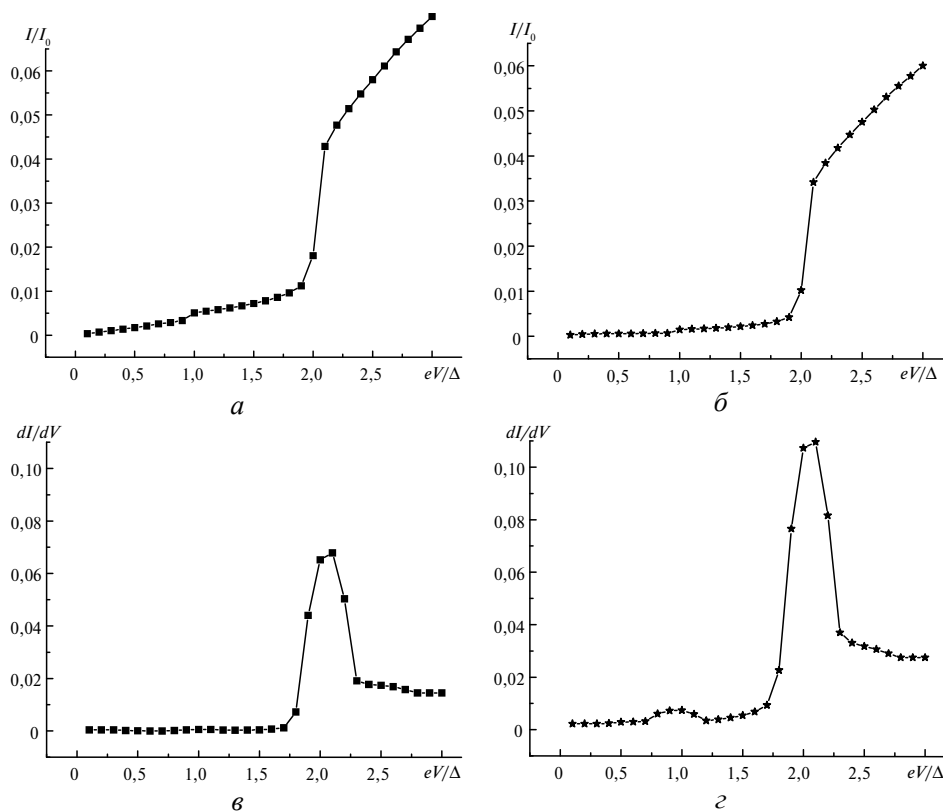


Рис. 3. Експериментальні (■, ★) і розраховані (—) ВАХ (а, б) та їхні похідні (в, г).

Найважливішим напрямком розвитку електроніки, в тому числі комп'ютерів, нині є мініатюризація елементів та, як наслідок цього, – підвищення густини розміщення елементів на підкладці. Цей процес в першу чергу обмежується виділенням тепла із працюючих елементів електроніки (транзисторів, тощо). Тому заміна сапфірових підкладок на алмазні (що мають на два порядки вищу теплопровідність) є перспективною для підвищення густини розміщення переходів Джозефсона на них принаймні на порядок (виграш від цього цілком може перекрити відповідне підвищення вартості підкладки).

ВИСНОВКИ

Застосування в якості підкладок лейкосапфіру для створення переходів Джозефсона дозволило провести модельні дослідження впливу технологічних параметрів процесу осадження шарів переходу, структури бар'єру на форму ВАХ та параметри функції розподілу прозоростей бар'єру.

Запропоновано модифікований підхід для опису транспорту квазічастинок крізь неоднорідні нан шаруваті плівки ізоляторів у переходах надпровідник–ізолятор–надпровідник з урахуванням функції розподілу прозоростей бар'єру.

Встановлено, що існує взаємозв'язок між технологічними умовами виготовлення джозефсонівських гетероструктур та кристалічною структурою

їхніх шарів: по мірі збільшення відстані між агломератами на поверхні нижнього шару електрода, нанесеного на підкладку з лейкосапфіру, збільшується відхилення функції розподілу прозоростей від універсальної функції Шеп-Бауера для розупорядкованого інтерфейсу.

Исследован транспорт зарядов в переходах сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник. Использование в качестве подложек сверхтвердого материала – лейкосапфира – для создания переходов Джозефсона позволило впервые осветить взаимосвязь между технологическими параметрами процесса осаждения слоев перехода, структурой барьера и модельными параметрами транспорта зарядов в этих переходах. Рассмотрены результаты экспериментальных исследований наноразмерных структур, созданных на основе тонких пленок MoRe-сверхпроводников. Транспорт зарядов в этих гетероструктурах анализируется в рамках модифицированной теоретической модели многократных андреевских отражений с учетом функции распределения прозрачностей в барьере. Такой подход позволяет описать эволюцию формы реальных вольт-амперных характеристик гетероструктур в зависимости от технологических условий их изготовления.

Ключевые слова: переход Джозефсона, андреевское отражение, сверхпроводник, функция распределения прозрачностей барьера, лейкосапфир.

We study charge transport in superconductor–insulator–superconductor junctions. Using of the substrates which are fabricated from a superhard material, for example, from the sapphire gives us a possibility to investigate experimentally the correlations in between the technological parameters of the Josephson junctions fabrication, their barriers crystallographic structure and model parameters of the charge transport in these junctions. Consideration is based on our interpretation of experimental results for the nanosized heterostructures fabricated on the base of MoRe superconducting thin films. Charge transport in these heterostructures is analyzed within the modified theoretical model of the multiple Andreev reflections with taking in account the transparency distribution functions for the barriers. Our approach allows us to describe the evolution of the shape of real heterostructures volt-ampere characteristics in dependence on technological conditions of fabrication.

Keywords: Josephson junction, Andreev reflection, superconductor, transparency distribution functions for the barriers, the sapphire.

1. Лихарев К. К. Введение в динамику джозефсоновских переходов. – М.: Наука, 1985. – 320 с.
2. Вольф Е. Л. Принципы электронной туннельной спектроскопии. – К.: Наук. думка, 1990. – 454 с.
3. Blonder G. E., Tinkham M., Klapwijk T. M. Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion // Phys. Rev. B. – 1982. – **25**, N 7. – P. 4515–4532.
4. Naveh Y., Patel V., Averin D. et al. Universal distribution of transparencies in highly conductive Nb/AlO_x/Nb junctions // Phys. Rev. Lett. – 2000. – **85**. – P. 5404–5407.
5. Schep K., Bauer G. Transport through dirty interfaces // Phys. Rev. B. – 1997. – **56**. – P. 15860–15872.
6. Шатерник В. Є., Пріхна Т. О., Білоголовський М. О. та ін. Переходи Джозефсона на базі двозонних надпровідників з різними функціями розподілу прозоростей // Металофізика и новейшие технологии. – 2013. – **35**, № 1. – С. 37–43.
7. Hurd M, Datta S, Bagwell P. ac Josephson effect for asymmetric superconducting junctions // Phys. Rev. B. – 1997. – **56**. – P. 11232–11244.
8. Белоголовский М. А., Бойло И. В., Шатерник В. Е. Универсальный характер туннельной проводимости гетероструктур металл–изолятор–металл с наноразмерными оксидными прослойками // Успехи физики металлов. – 2011. – **12**, № 2. – С. 157–182.

Інститут надтвердих матеріалів
ім. В. М. Бакуля НАН України

Надійшла 05.07.13