

PACS numbers: 73.23.Hk, 73.43.Jn, 74.25.F-, 74.45.+c, 74.50.+r, 74.55.+v, 74.81.Fa

Вплив зовнішнього магнетного поля на транспортні характеристики надпровідникових переходів MoRe–Si(W)–MoRe

В. Є. Шатернік*, О. Ю. Суворов*, І. Г. Гавриш*, А. П. Шаповалов*,**

**Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України,
бульв. Академіка Вернадського, 36,
03142 Київ, Україна*

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

Експериментально досліджено вплив магнетного поля на вольт-амперні характеристики гетероструктур MoRe–Si(W)–MoRe, що складаються з надпровідних обкладок (стоп молібдену з ренієм) та гібридного напівпровідникового тунельного бар'єра з нанорозмірного шару кремнію (Si) з нанокластерами вольфраму (W). Виявлено зростання резистивної ділянки відповідних кривих і показано, що цей ефект є наслідком зміни слабкої локалізації електронів у розупорядкованому бар'єрі під впливом прикладеного магнетного поля.

Ключові слова: вольт-амперні характеристики, гібридні надпровідникові гетероструктури, резонансно-перколяційний одновимірний транспорт, слабка локалізація.

The effect of a magnetic field on the current-voltage characteristics of MoRe–Si(W)–MoRe heterostructures formed by superconducting banks (mo-

Corresponding author: Volodymyr Yevgenovych Shaternik
E-mail: shaternik@imp.kiev.ua

**G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,
36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03142 Kyiv, Ukraine*

***V. M. Bakul Institute for Superhard Materials, N.A.S. of Ukraine,
2 Avtozavodska Str., UA-04074 Kyiv, Ukraine*

Citation: V. E. Shaternik, O. Yu. Suvorov, I. G. Gavrysh, and A. P. Shapovalov, Influence of External Magnetic Field on Transport Characteristics of Superconducting Junctions MoRe–Si(W)–MoRe, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **42**, No. 12: 1617–1627 (2020) (in Ukrainian), DOI: [10.15407/mfint.42.12.1617](https://doi.org/10.15407/mfint.42.12.1617).

lybdenum-rhenium alloy) and a hybrid semiconducting tunnelling barrier (nanoscale silicon layer with tungsten nanoclusters) is investigated experimentally. A growth of the resistive region in the corresponding curves is observed and it is shown that this effect is a consequence of a modification in the weak localization of electrons in the disordered barrier under the influence of the applied magnetic field.

Key words: current-voltage characteristics, hybrid superconducting heterostructures, resonant-percolation one-dimensional transport, weak localization.

(Отримано 17 червня 2020 р.; остаточн. варіант — 11 жовтня 2020 р.)

1. ВСТУП

На даний час напівпровідникова електроніка майже досягла межі подальшого зростання швидкодії її елементів та тепловиділення в них [1]. Тому основним завданням сучасних інформаційних технологій є пошук альтернативних варіантів розвитку мікро- і наноелектроніки, які в перспективі здатні подолати ці обмеження. Основними напрямками розвитку електронної галузі вважають спінтроніку та надпровідникову електроніку. Магістральним шляхом розвитку останньої є подальша мініатюризація базових елементів — багатошарових гібридних джозефсонівських гетероструктур, що складаються з шарів надпровідників у комбінації з плівками інших матеріалів у складі тунельних переходів з бар'єрами різних типів і демонструють незвичайну поведінку під впливом зовнішніх факторів, зокрема, магнетного поля H .

Одним із добре відомих ефектів, що виникають у розупорядкованих металевих провідниках під впливом магнетного поля, є ефект слабкої локалізації електронів і відповідно поява від'ємного магнетоопору (зменшення електричного опору в магнетному полі) в таких зразках. Кількісну теорію цього ефекту в 1981 році запропоновано Б. Альтшулером, А. Ароновим, А. Ларкіним та Д. Хмельницьким [2, 3] і нині підтверджено багатьма експериментами. Подальший аналіз магнеторезистивних ефектів привів до відкриття ефектів колосального магнетоопору, а також гігантського магнетоопору, які зараз активно використовують в електронній техніці.

Як вже зазначалося вище, переходи Джозефсона надпровідник–бар'єр–надпровідник ($S-B-S$) демонструють велику кількість незвичайних (для стандартної електроніки) ефектів [4–6]. Запропонована з самого початку концепція ефекту Джозефсона як явища тунелювання куперівської пари електронів крізь потенційний бар'єр вже через рік після публікації оригінальної статті отримала своє експериментальне підтвердження. Первісну ідею Джозефсона пізніше дещо модифікували, коли встановили, що надпровідний

струм через бар'єр джозефсонівського переходу реалізується процесами андріївського відбивання квазічастинок на інтерфейсах [5]. У джозефсонівському контакті таке перетворення на межі надпровідника S та нормального металу N (бар'єра) падаючого електрону у відбиту дірку забезпечує бездисипативний транспорт заряду всередині енергетичної щілини.

Проте такий підхід обмежується насамперед процесами пружного проходження квазічастинками бар'єрів без зміни їхньої енергії. У роботі [5] показано, що в деяких бар'єрах відбуваються також непружні процеси розсіювання квазічастинок зі зміною енергії, які впливають на шумові характеристики переходів Джозефсона. Якщо брати до уваги можливість реалізації дворівневої енергетичної системи у локалізованому нанокластері всередині бар'єра, то у таких тунельних гетероструктурах виникають ділянки вольт-амперних характеристик (ВАХ) з від'ємним диференціальним опором, тобто такі структури можна застосовувати як негатрони [6].

Характерною відзнакою класичних переходів Джозефсона є фраунгоферовий тип залежності критичного надпровідного струму від зовнішнього магнетного поля $I_c(H)$, який визначається розподілом фази надпровідного параметра порядку вздовж однорідного за прозорістю бар'єра. Саме висока чутливість до магнетного поля переходів Джозефсона дозволила створити на їх базі різноманітні сенсори з квантовою межею чутливості та роздільності [4], а також реалізувати так звані π -контакти, переходи Джозефсона типу надпровідник–ферромагнетик–надпровідник, в яких реалізовано заданий зсув фази надпровідного параметра порядку.

Нині велику увагу приділяють дослідженню переходів з бар'єрами, що містять в собі квантові точки, де формується дискретний спектр станів, через які і реалізується транспорт зарядів [6]. Очікується, що такі бар'єри можуть демонструвати суттєві переваги перед стандартними $S-N-S$ переходами Джозефсона (велика густина критичного надпровідного струму) і не мати їхніх недоліків (небажаний ефект близькості між шарами).

Особливу увагу приділяють також цілеспрямованим роботам з аналізу різних аспектів поведінки одновимірних переходів Джозефсона, в яких бар'єри виготовлено у вигляді нанодротинок. Так у роботі [7] досліджували залежність критичного надпровідного струму Джозефсона $I_c(H)$ від зовнішнього магнетного поля H у переході, сформованому напівпровідниковою нанодротинкою із сильною спин-орбітальною взаємодією і двома надпровідними берегами, а зовнішнє поле H спрямовували як паралельно, так і перпендикулярно напрямку зарядового транспорту. Експериментально показано [7], що у такому переході, коли напрямок поля H паралельний зарядовому потоку, спостерігається колосальне збільшення величини надпровідного струму Джозефсона, що може бути інтерпрето-

вано як виникнення топологічної надпровідності. Досліджені переходи не демонструють добре відому фраунгоферову залежність $I_c(H)$, замість цього спостерігалась монотонна крива $I_c(H)$. Подібне до цього зростання критичного струму Джозефсона $I_c(H)$ у випадку прикладання зовнішнього магнетного поля H спостерігалось і в роботах [8, 9] для переходів з дуже вузькими (менше 10 нм) надпровідними дротинками з аморфних MoGe та Nb; аналогічна поведінка мала місце і у переходах Al–Ag–нанодротинка–Al [10].

Дана робота присвячена дослідженню особливостей магнетопольової поведінки у переходах Джозефсона MoRe–Si(W)–MoRe з металевими нанокластерами W, вміщеними у нанорозмірний шар аморфного кремнію Si. Зауважимо, що в таких гетероструктурах квазіодновимірний транспорт зарядів реалізується саме через вказані кластери у бар'єрі, що робить ці зразки подібними за своїми властивостями до згаданих вище контактів Джозефсона з нанодротинками [7–10]. Поведінка вольт-амперних кривих таких переходів у магнетному полі пояснюється ефектом слабкої локалізації у квазіодновимірних каналах провідності у бар'єрі.

2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА МЕТОДИКА ТА РЕЗУЛЬТАТИ

У роботі переходи Джозефсона MoRe–Si(W)–MoRe створено методом магнетронного розпорошення мішеней у потоці аргону з подальшим осадженням тонких плівок на діелектричні підложжя. Надпровідні електроди цих переходів виготовляли у вигляді тонких плівок стопу MoRe з температурою надпровідного переходу біля 9 К і критичною густиною надпровідного струму j_c порядку 10^6 А/см² за температури 4,2 К. Шар бар'єра Si(W) виготовляли шляхом розпорошення магнетронним методом в атмосфері аргону складної мішені, що складається з пластини монокристалічного кремнію з розташованими на її поверхні дротинками вольфраму діаметром 0,3 мм. Для формування необхідної геометрії, плівки MoRe і Si(W) осаджували через металеві молібденові маски. Формування W нанокластерів розміром біля $15 \times 50 \times 50$ нм³ всередині шару кремнію товщиною біля 15 нм підтверджено результатами досліджень модельного шару Si(W) більшої товщини за допомогою електронного просвічувального мікроскопа [11], а також результатами експериментальних досліджень шару Si(W) за допомогою атомно-силового мікроскопа [12] у безконтактній моді.

У даній роботі за температури кипіння рідкого гелію $T = 4,2$ К експериментально досліджено вольт-амперні характеристики вказаних переходів Джозефсона без магнетного поля (на рис. 1, *a* позначено як I_{q1}) та у зовнішньому магнетному полі H (позначено як I_{q2}), паралельному площині досліджуваного переходу (див. рис. 1, *a*), там же наведено різницю другого та першого графіків $I_{\Delta} = (I_{q2} -$

– I_{q1}). На рисунку 1, б показано залежності критичного надпровідного струму Джозефсона досліджуваних переходів від прикладеного магнетного поля $I_c(H)$. Вольт-амперні криві на рис. 1, а та залежність 1 для $I_c(H)$ на рис. 1, б наведено для переходу із вмістом Вольфраму 9 ат.%; залежність 2 для $I_c(H)$ на рис. 1, б — для переходу із вмістом Вольфраму 11 ат.%.

Важливо відзначити, що під впливом зовнішнього магнетного поля H досліджувані гетероструктури не тільки не демонструють відому фраунгоферову залежність $I_c(H)$, а навпаки їхні вольт-амперні криві є близькими до вигляду $I_c(H) \approx \text{const}$. У роботі [13] показано, що за відносно високого вмісту Вольфраму в бар'єрі у гетероструктурах MoRe–Si(W)–MoRe спостерігаються залежності вигляду $I_c(H) \approx \text{const}$ з невеликими за амплітудою осциляціями, характерними для паралельного з'єднання переходів Джозефсона.

У даній роботі пояснено принципово новий ефект, який полягає у зростанні більшою чи меншою мірою квазічастинкового струму I_{q1} на величину додаткового струму I_Δ у випадку, коли зовнішнє магнетне поле H паралельне площині переходу (див. рис.1, а).

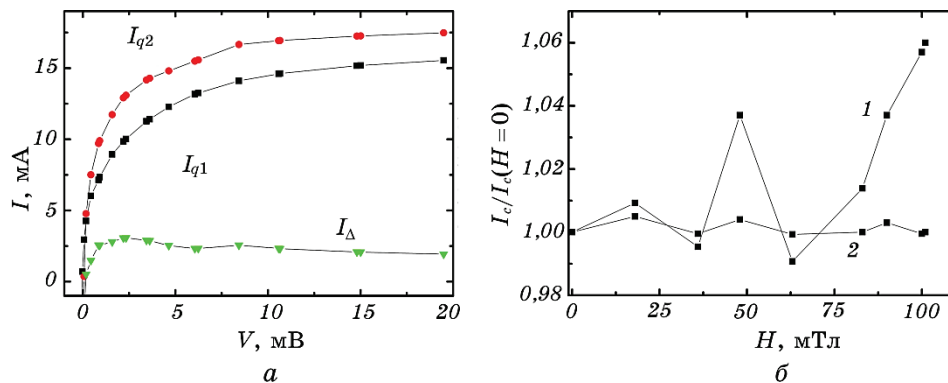


Рис. 1. Вольт-амперні характеристики переходів MoRe–Si(W)–MoRe у зовнішньому магнетному полі H , паралельному площині переходу. ВАХ, що позначена I_{q1} , виміряна за $H = 0$, та I_{q2} — за $H = 100$ мТл. Ефект зростання квазічастинкового струму I_{q1} у разі прикладання магнетного поля $H = 100$ мТл до значень струму I_{q2} демонструє різниця $I_\Delta = I_{q2} - I_{q1}$ (а). Залежності $I_c(H)$ для переходів із вмістом Вольфраму в бар'єрі 9 ат.% (1) і 11 ат.% (2) (б).

Fig. 1. Current-voltage characteristics of MoRe–Si(W)–MoRe junctions in an external magnetic field H parallel to the junction plane. I - V characteristics, marked I_{q1} , are measured at $H = 0$, and marked I_{q2} at $H = 100$ mT. The effect of the quasiparticle current I_{q1} increase to the values of the current I_{q2} in the magnetic field $H = 100$ mT is illustrated by the difference $I_\Delta = I_{q2} - I_{q1}$ (a). $I_c(H)$ dependences for the junctions with a tungsten content in the barrier of 9 at.% (1) and 11 at.% (2) (b).

3. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Згідно нашим попереднім роботам Si(W) бар'єри можна розглядати як неоднорідні структури з нанокластерами металу (рис. 2). Залежно від вмісту Вольфраму в них та швидкості їх осадження у процесі формування бар'єри відрізнялися один від одного розподілом розмірів цих нанокластерів, тобто таким чином можна було одержувати нанокластери з різними дискретними енергетичними спектрами [14]. У результаті зарядовий потік відбувається через дозволені стани у кластерах, що має істотний вплив на особливості транспорту заряду крізь такі бар'єри. Так, опір у нормальному стані R_N гетероструктур, що розглядається, буде залежати від відстані між дискретними рівнями енергії E_{n+1} та E_n у кластері, через один з яких відбувається транспорт заряду:

$$R_N = \frac{dV}{dI} \propto \frac{V_{n+1} - V_n}{\Delta I} \propto \frac{\hbar(E_{n+1} - E_n)}{4e^2\Gamma_R}. \quad (1)$$

Тут приріст струму ΔI у разі суміщення рівня Фермі одного з елект-

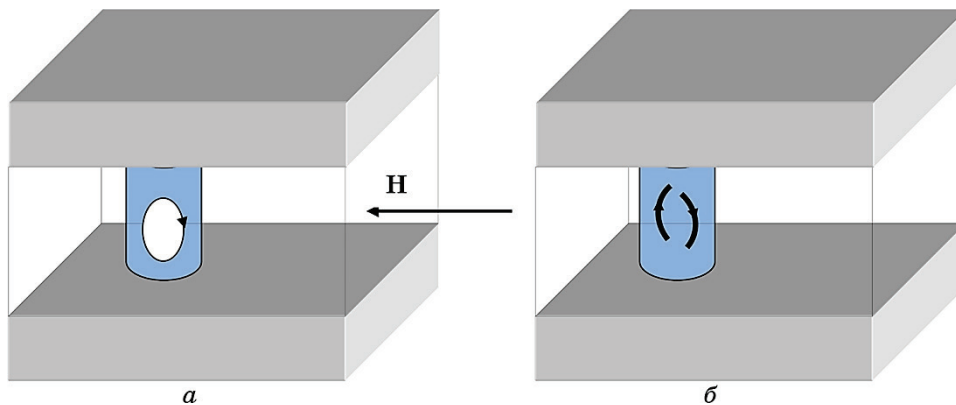


Рис. 2. Під впливом зовнішнього магнетного поля \mathbf{H} частина електронів рухається по замкненим траєкторіям всередині кластера W між обкладинками MoRe і через це не приймає участі у розсіюванні на неоднорідностях; у результаті провідність гетероструктури зростає (а). Без магнетного поля електрони рухаються по незамкненим траєкторіям, розсіюються на неоднорідностях, і провідність відносно мала (б).

Fig. 2. Under the influence of an external magnetic field \mathbf{H} , a part of the electrons is moving along closed trajectories inside the cluster W between the MoRe electrodes and therefore does not participate in scattering by inhomogeneities; as a result, the heterostructure conductance increases (a). Without the magnetic field, electrons are moving along open trajectories, scatter on inhomogeneities, and conductance is relatively small (b).

родів із одним з дискретних рівнів енергії у кластері E_{n+1} задають Γ_R — розмиттям по енергії цього рівня. Тобто [15]

$$\Delta I = \frac{4e^2\Gamma_R}{\hbar}. \quad (2)$$

В огляді [16] теоретично розглянуто властивості вузьких надпровідних каналів, що несуть постійний струм. Вузькими каналами у даному випадку називають такі провідники, поперечні розміри яких є меншими за глибину проникнення магнетного поля та довжину когерентності $\xi(T)$. Таким умовам задовольняють вузькі містки, віскери та кластери Вольфраму в досліджуваних нами бар'єрах. Відомо [16], що для струмів, які перевищують критичний струм Гінзбурга–Ландау, надпровідність не зникає цілком, а переходить у так званий резистивний стан, у якому вона одночасно співіснує з постійним електричним полем. Таким чином, виникає скінченна різниця потенціалів на зразку водночас, як в інших відношеннях він залишається надпровідником. До того ж поведінка надпровідників у присутності електричного поля є істотно нестационарною і має описуватися динамічними рівняннями надпровідності [16]. На жаль, система нестационарних рівнянь для надпровідників у загальному випадку є надзвичайно складною і крім рівнянь для надпровідних параметрів містить узагальнені кінетичні рівняння для функцій розподілу збуджень. Крім того можна показати, що за певних умов можуть виникати зародки надпровідної фази у нормальному середовищі та зародки нормальної фази у надпровідному середовищі. У нашій попередній статті [13] стверджувалось, що за певних умов у результаті перевищення деякого критичного значення надструму в гетероструктурах MoRe–Si(W)–MoRe у кластерах Вольфраму можуть виникати центри проковзування фази надпровідного параметра порядку. До цього деяка ділянка бар'єра переходить у резистивний стан. У разі збільшення струму вона збільшується у розмірах, що і визначає форму ВАХ досліджуваних зразків (див. рис. 1, *a*). Таким чином, у разі збільшення струму зростає напруга на зразку, а струм через нього майже не змінюється, внаслідок чого інтерполяція лінійної ділянки ВАХ (див. рис. 1, *a*) не проходить через початок координат.

У роботі А. Л. Касаткіна зі співавторами [17] гетероструктури типу $S-Sm-S$ розглянуто як нерегулярну сітку паралельно включеним переходам Джозефсона у вигляді металевих наномістків, які випадковим чином формуються у W нанокластерах. У такому випадку транспорт куперівських пар реалізується завдяки тунелюванню електронів по резонансних траєкторіях у межах кластерів або через наномістки, які виникають всередині бар'єра. Це призводить до залежності критичного струму Джозефсона гетероструктури від магнетного поля $I_c(H)$, яка має вигляд

$$I_c(H) = \max_{\{\varphi_0, k\}} |I_J\{\varphi_k\}| \approx \text{const.} \quad (3)$$

Припускається [17], що надпровідний струм в електродах MoRe–Si(W)–MoRe переходу та надпровідні струми через кластери формують у надпровідних електродах такий розподіл фази надпровідного параметра порядку, який задає слабо коливну залежність $I_c(H)$, до того ж положення піків на цій залежності визначається формулою

$$H_p = \frac{2\pi\varphi_0}{ld}, \quad (4)$$

де l — ефективна ширина, 2π — сходинки у розрахованій залежності $\varphi(x)$, $l = ma$ ($m = 1, 2, 3$) — декілька міжкластерних відстаней, d — товщина Si(W) шару, φ_0 — квант магнетного потоку.

Формула (4) досить добре описує положення піків на залежності $I_c(H)$ гетероструктури (див. рис. 1, б). Видно, що зразки з різними бар'єрами демонструють наявність осциляцій різної амплітуди. Це можна пояснити тим, що зразок 1 містить невелику кількість паралельних переходів Джозефсона (основний внесок у транспорт зарядів, очевидно, дають два переходи), на відміну від цього зразок 2 містить більшу кількість паралельних переходів Джозефсона, тому амплітуда осциляцій на залежності $I_c(H)$ відносно зменшується.

Важливо зазначити, що у згаданих роботах, наприклад [8–10] не наведено ВАХ досліджуваних переходів Джозефсона з нанодротинками і не згадується про наявність на таких ВАХ надлишкових та інших квазічастинкових струмів. На відміну від цього у нашій роботі ми спостерігаємо досить великі за величиною квазічастинкові струми I_{q1} на ВАХ досліджуваних гетероструктур MoRe–Si(W)–MoRe (див. рис. 1, а). До того ж ми експериментально спостерігаємо новий ефект — ефект зростання величини квазічастинкового струму I_{q1} за зростання прикладеного зовнішнього магнетного поля H (див. рис. 1, а). Саме цьому ефекту нами приділено основну увагу.

На нашу думку, природу даного спостереження можна зрозуміти у рамках теоретичної моделі слабкої локалізації Альтшулера–Аронова–Ларкіна–Хмельницького [2, 3]. Згідно цій теорії для полів $H > H_{\text{клас}}$ необхідно враховувати ефекти викривлення класичної траєкторії на довжині вільного пробігу струмових носіїв у «брудному» розупорядкованому металі [18]. Величину $H_{\text{клас}}$ знаходимо з умови

$$\omega_H \tau > 1, \quad (5)$$

де $\omega_H = \gamma|H|$ — ларморівська частота прецесії електрону у магнетному полі H ; τ — відповідний час збурення фази, γ — гіромагнетне співвідношення.

Ситуація, розглянута нами, відрізняється від того випадку, коли електрон рухається крізь розупорядкований метал у зовнішньому магнетному полі, оскільки у досліджуваній гетероструктурі електрон знаходиться у квантовому колодязі між двома надпровідниками і до того ж мають місце багаторазові андріївські відбивання на інтерфейсах надпровідник–бар'єр [19]. Зауважимо, що у процесі кожного андріївського відбиття на інтерфейсах електрон перетворюється в дірку (без зміни енергії) когерентним чином, або дірка перетворюється в електрон (також без зміни енергії) і під час кожного проходження бар'єра (кластера) енергія електрону зростає на eV , де V — електрична напруга на переході. Тому для вищезгаданої оцінки обираємо величину часу непружної релаксації $\tau_e \approx \tau$, визначену шляхом експериментального дослідження надпровідників [20] з центрами проковзування фази надпровідного параметра порядку. Для гелієвих температур $T \approx 4,2$ К маємо $\tau_e \approx 10^{-9}$ с.

Видно, що умова (5) виконується, оскільки $\omega_H \tau = 2,8$ ГГц $\cdot 10^{-9}$ с $\approx 2,8 \cdot 10^9$ с $^{-1} \cdot 10^{-9}$ с = $2,8 > 1$. Таким чином, можна зробити висновок, що ефект зростання провідності досліджуваної гетероструктури в магнетному полі обумовлено насамперед інтерференційними дошками до провідності гетероструктури [18]. Для тривимірної густини станів розупорядкованого металу з теорії слабкої локалізації впливає, що за нульової напруги на ВАХ переходу метал–ізолятор–метал спостерігається провал провідності. У нашому випадку він не спостерігався, тобто кластер поводить себе скоріше як двовимірний або одновимірний об'єкт. Як відомо, у цих випадках квантові поправки до провідності об'єкта мають відносно більшу величину, ніж у тривимірних зразках [2].

З теорії ефекту слабкої локалізації впливає, що у разі відносно слабкої спин-орбітальної взаємодії у розупорядкованому металі ($\tau_{SO} \gg \tau_\phi$, τ_ϕ — час релаксації фази хвильової функції електронів) квантові поправки реалізують від'ємний магнетоопір [18, 21], як це і спостерігається у нашому випадку. У випадку відносно сильної спин-орбітальної взаємодії у металі ($\tau_{SO} \ll \tau_\phi$) магнетоопір стає додатним із логарифмічним насиченням у сильних магнетних полях. Такі теоретичні висновки підтверджують результати експериментів для розупорядкованих тонких плівок металів [21], в яких, зазвичай, має місце сильний розкид транспортних властивостей [22], а також аномальне зростання сили електрон-фононої взаємодії у приповерхневій області [23].

Якісно ефект, що спостерігався у наших зразках, можна описати таким чином. За відсутності магнетного поля електрони у кластері рухаються по незамкненим траєкторіям, розсіюються на неоднорідностях у неупорядкованому металі, і через це кластер має відносно малу провідність. Проте за наявності зовнішнього магнетного поля H траєкторії деяких електронів стають замкненими, як це схема-

тично зображено на рис. 2, вони не розсіюються на неоднорідностях, і через це провідність кластера у магнетному полі зростає.

4. ВИСНОВКИ

1. Експериментально встановлено, що у резистивному стані джозефсонівських переходів MoRe–Si(W)–MoRe у бар'єрі виникають центри проковзування фази надпровідного параметра порядку і відповідно ділянки нормальної фази, які збільшуються з ростом електричної напруги.

2. Досліджені гетероструктури MoRe–Si(W)–MoRe демонструють ефект зростання квазічастинкового струму I_q у разі збільшення величини зовнішнього магнетного поля H , паралельного площині зразка, який виникає внаслідок наявності у бар'єрі слабкої локалізації електронів та впливу на неї зовнішнього магнетного поля (теорія Альтшулера–Аронова–Ларкіна–Хмельницького) [2, 3].

Роботу виконано в рамках тем «Квантовий транспорт у гібридних надпровідникових наноструктурах і йонно-плазмових конденсатах та їх електромагнетні властивості» та «Наноінженерія нових високоефективних надпровідних і магнетних керамічних композиційних матеріалів та плівкових гетероструктур».

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА—REFERENCES

1. <https://ec.europa.eu/digital-single-market/en/electronics-roadmap-europe>
2. B. L. Al'tshuler, A. G. Aronov, A. I. Larkin, and D. E. Khmel'nitskil, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **81**, No. 2:768 (1981) (in Russian).
3. A. I. Larkin and D. E. Khmel'nitskiĭ, *Sov. Phys. Usp.*, **25**, No. 3: 185 (1982).
4. A. Barone and G. Paternò, *Physics and Applications of the Josephson Effect* (New York: Wiley:1982).
5. M. A. Belogolovskii, Yu. F. Revenko, A. Yu. Gerasimenko, V. M. Svistunov, E. Hatta, G. Plitnik, V. E. Shaternik, and E. M. Rudenko, *Low Temp. Phys.*, **28**, No. 6: 391 (2002).
6. *The Oxford Handbook of Small Superconductors* (Ed. A. V. Narlikar) (United Kingdom: Oxford University Press: 2017).
7. J. Tiira, E. Strambini, M. Amado, S. Roddaro, P. San-Jose, R. Aguado, F. S. Bergeret, D. Ercolani, L. Sorba, and F. Giazotto, *Nat. Commun.*, **8**: 14984 (2017).
8. A. V. Rozhkov, D. P. Arovas, and F. Guinea, *Phys. Rev. B*, **64**, No. 23: 233301 (2001).
9. *Single-Electron Tunneling and Mesoscopic Devices* (Ed. H. Koch and H. Lübbig) (Berlin: Springer: 1992).
10. A. Murani, S. Sengupta, A. Kasumov, R. Deblock, C. Celle, J-P. Simonato, H. Bouchiat, and S. Gueron, arXiv:1911.02962 [cond-mat.mes-hall] (2019).
11. V. E. Shaternik, A. P. Shapovalov, T. A. Prikhna, O. Yu. Suvorov,

- M. A. Skorik, V. I. Bondarchuk, and V. E. Moshchil, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **27**, No. 4: 1 (2016).
12. A. P. Shapovalov, V. E. Shaternik, O. G. Turutanov, V. Yu. Lyakhno, and V. I. Shnyrkov, *Low Temp. Phys.*, **45**, No. 7: 776 (2019).
 13. V. E. Shaternik, A. P. Shapovalov, and O. Yu. Suvorov, *Low Temp. Phys.*, **43**, No. 7: 877 (2017).
 14. V. E. Shaternik, A. P. Shapovalov, A. V. Suvorov, N. A. Skoryk, and M. A. Belogolovskii, *Low Temp. Phys.*, **42**, No. 5: 426 (2016).
 15. K. A. Matveev and A. I. Larkin, *Phys. Rev. B*, **46**, No. 23: 15337 (1992).
 16. B. I. Ivlev and N. B. Kopnin, *Sov. Phys. Usp.*, **27**, No. 3: 206 (1984).
 17. A. L. Kasatkin, V. E. Shaternik, O. Y. Suvorov, A. A. Kalenyuk, and A. P. Shapovalov, *Physica C*, **566**: 13535 (2019).
 18. A. A. Abrikosov, *Introduction to the Theory of Metals* (Amsterdam: North-Holland: 1986).
 19. M. Hurd, S. Datta, and P. F. Bagwell, *Phys. Rev. B*, **54**, No. 9: 6557 (1996).
 20. I. M. Dmitrenko, *Low Temp. Phys.*, **22**, No. 8: 648 (1996).
 21. Yu. F. Komnik, V. V. Andrievskii, and I. B. Berkutov, *Low Temp. Phys.*, **33**, No. 1: 79 (2007).
 22. V. Shaternik, M. Belogolovskii, T. Prikhna, A. Shapovalov, O. Prokopenko, D. Jabko, O. Kudrja, O. Suvorov, and V. Noskov, *Phys. Procedia*, **36**: 94 (2012).
 23. R. Khasanov, D. Di Castro, M. Belogolovskii, Yu. Paderno, V. Filippov, R. Britsch, and H. Keller, *Phys. Rev. B*, **72**, No. 22: 224509 (2005).