

ELECTRONIC STRUCTURE AND PROPERTIES

PACS numbers: 73.23.Hk, 73.30.+y, 74.45.+c, 74.50.+r, 74.55.+v, 74.81.Fa

Надпровідникові гібридні гетероструктури MoRe–Si(W)–MoRe та транспорт заряду через локалізовані в бар'єрі стани

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

*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*

В роботі наведено результати дослідження транспорту заряду в надпровідникових гетероструктурах MoRe–Si(W)–MoRe з гібридним бар'єром у вигляді шару напівпровідника з кластерами металу. При низькому вмісті вольфраму в бар'єрі вольт-амперні характеристики гетероструктури визначаються внесками у транспорт зарядів одночасно від тунельних процесів та процесів Андріївських відбивань носіїв. При підвищеному вмісті вольфраму в бар'єрі в гетероструктурах виникають надпровідні струми, обумовлені Андріївськими відбиваннями носіїв на інтерфейсах та одночасно резонансно-перколяційним транспортом зарядів крізь бар'єри.

Ключові слова: гібридні надпровідникові гетероструктури, перехід Джексона, одновимірний транспорт, резонансне тунелювання, резонансно-перколяційний транспорт.

The paper presents the results of a study of charge transport in superconducting MoRe–Si(W)–MoRe heterostructures with a hybrid barrier formed

Corresponding author: Volodymyr Yevhenovych 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 Avtozavods'ka Str., UA-04074 Kyiv, Ukraine*

Citation: V. Ye. Shaternik, A. P. Shapovalov, and O. Yu. Suvorov, Superconducting Hybrid Heterostructures MoRe–Si(W)–MoRe and Charge Transport Through Localized States in the Barrier, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, 41, No. 5: 565–582 (2019), DOI: [10.15407/mfint.41.05.0565](https://doi.org/10.15407/mfint.41.05.0565).

by a semiconductor layer with metal clusters. In a case of low content of tungsten in the barrier, the current-voltage characteristics of the heterostructure are determined by the charge-transport contributions from both tunnelling processes and Andreev reflections of carriers. In a case of increased tungsten content in the barrier, superconducting currents arise in the heterostructures simultaneously due to Andreev reflections of carriers at the interfaces and by resonance-percolation charge transport through the barriers.

Key words: hybrid superconducting heterostructures, Josephson junction, one-dimensional transport, resonant tunnelling, resonance-percolation transport.

В работе приведены результаты исследования транспорта заряда в сверхпроводниковых гетероструктурах MoRe–Si(W)–MoRe с гибридным барьером в виде слоя полупроводника с кластерами металла. При низком содержании вольфрама в барьере вольт-амперные характеристики гетероструктуры определяются вкладами в транспорт зарядов одновременно от туннельных процессов и процессов Андреевских отражений носителей. При повышенном содержании вольфрама в барьере в гетероструктурах возникают сверхпроводящие токи, обусловленные Андреевскими отражениями носителей на интерфейсах и одновременно резонансно-перколяционным транспортом заряда через барьеры.

Ключевые слова: гибридные сверхпроводниковые гетероструктуры, переход Джозефсона, одномерный транспорт, резонансное туннелирование, резонансно-перколяционный транспорт.

(Отримано 5 листопада 2018 р.)

1. ВСТУП

Однією з основних тенденцій розвитку сучасної електроніки та, зокрема, надпровідникової електроніки є мініатюризація використуваних елементів. На перших етапах розвитку електроніки мініатюризація елементів переслідувала як основне завдання збереження функціональності елементів із поступовим зменшенням їх розмірів. Фізика транспорту заряду в таких пристроях привертає постійний інтерес як з теоретичної, так і з прикладної точок зору [1]. Однією з характерних особливостей малих тунельних переходів є те, що невеликі включення (домішки або кластери), розташовані всередині тунельного бар'єру такого переходу, можуть істотно змінювати властивості бар'єру. Слід також зазначити, що останнім часом гібридні надпровідникові–напівпровідникові системи [2] привертають особливу увагу, оскільки вважається, що вони нададуть можливість реалізувати широкий спектр фізичних ідей: від квазічастинок Майорана (та виготовлення кубітів на їх основі) до реалізації нового механізму високотемпературної надпровідності у кван-

тових дротах, отримання незвичайних надпровідних станів, *p*-спаровування, топологічних надпровідників та ін. [3]. Процес низькотемпературного тунелювання квазічастинкових збуджень в гетероструктурах з неоднорідними бар'єрами відчуває істотний вплив з боку багаторазових підбар'єрних зіткнень з центрами розсіювання. У той же час стандартний підхід, заснований на ідеї тунелювання електронів через плавний потенціальний бар'єр, стає неприйнятним у випадках, коли ефекти квантової інтерференції виявляються визначальними факторами для заданої конфігурації розсіюючих центрів [4].

Ключовим питанням стосовно реалізації матеріалів з високими надпровідними характеристиками є їх наномасштабний дизайн [5, 6]. Синтез гібридних (металевих кластерів в діелектричній матриці) неоднорідних бар'єрів у надпровідних гетероструктурах являє собою зручний інструмент для створення джозефсонівських структур з ефектом самошунтування [7, 8]. Використання гетероструктур з бар'єрами нижчої прозорості (за рахунок зменшення вмісту металевого компонента) [9, 10] дозволило спостерігати особливості резонансних явищ при квазіодновимірному транспорті заряду.

Якщо металеві електроди тришарового S-I-S-переходу знаходяться в надпровідному стані (S), то стає можливим проходження надпровідного струму крізь неоднорідний бар'єр (I) значно більшої товщини, ніж відповідне значення для подібного однорідного бар'єру без включень металу [11–13]. Ця ідея була реалізована в роботах, де кремній, легований вольфрамом, використовувався як проміжний шар I. У наших попередніх дослідженнях, в яких надпровідні електроди S-I-S переходів були зроблені з молібден-ренієвого сплаву з критичною температурою T_c близько 9 K, а бар'єр із Si-шару має товщину близько 15–30 нм, було встановлено, що ці структури є безгістерезисними джозефсонівськими переходами, в яких локальна прозорість бар'єру (D) варіюється в дуже широкому інтервалі значень від нуля до одиниці і її розподіл має два максимуми при $D = 0$ і $D = 1$.

В роботі [14] на основі аналізу даних електронної просвічуючої мікроскопії автори висунули ідею, що при сумісному магнетронному осадженні кремнію та вольфраму внаслідок ефекту самоорганізації в плівці кремнію формується двовимірна сітка кластерів вольфраму діаметром 20–50 нм, розташованих на відстані 0,5–1 мкм один від одного, через які і реалізується транспорт зарядів в гетероструктурах. На основі аналізу вольт-амперних характеристик (ВАХ) та температурних залежностей опору $R(T)$ гетероструктур зроблено припущення, що в створених бар'єрах Si(W) існують квантові резонансно-перколяційні траєкторії [17] (КРПТ), при цьому основний внесок до кондактансу переходів вносять два доданки, які відповідають внескам однодомішкових та дводомішкових кванто-

вих закороток в бар'єрі, як це передбачено теоретично в роботі Кирпиченкова [15]. В роботі [14] висунуто припущення, що в досліджуваних гетероструктурах MoRe–Si(W)–MoRe при певних умовах при опроміненні їх надвисокочастотним (НВЧ) опроміненням виникають лінії (або центри) проковзування фази. Присутність кластерів вольфраму в бар'єрах вищезгаданих гетероструктур відрізняє їх від описаних та досліджених в роботі [7] переходів Джозефсона Nb–Si(W)–Nb, в яких бар'єри Si(W) являються шарами аморфного кремнію з рівномірно розподіленими в них атомами вольфраму.

Перспективність використання джозефсонівських гетероструктур з прошарком з легованого кремнію в надпровідниковій електроніці нині не викликає ніяких сумнівів [7, 16, 17]. Проте, не дивлячись на значні успіхи в розв'язку технологічних проблем, пов'язаних із їх виготовленням, питання про фізичні механізми транспорту струму в таких структурах залишається до тепер відкритим. Вивченню особливостей транспорту зарядів в гетероструктурах MoRe–Si(W)–MoRe і присвячена ця робота.

2. ВИГОТОВЛЕННЯ ЗРАЗКІВ ТА МЕТОДИКИ ДОСЛІДЖЕНЬ

Гетероструктури MoRe–Si(W)–MoRe формувались методом магнетронного розпорошення мішеней в потоці аргону (тиск порядку 0,3 Па) із наступним осадженням тонких плівок через металеві тіньові маски на полікорові (полікристалічний Al_2O_3) підкладки. Шари молібден-ренієвого сплаву MoRe були осаджені на підкладку при кімнатній температурі і мали $T_c \sim 9$ К. Густина надпровідного критичного струму MoRe плівок складала $j_{MoRe} \sim 10^6$ А/см² при $T = 4,2$ К. Така плівка з перерізом 100 мкм × 100 нм переносить надпровідний струм аж до 100 мА. Плівки кремнію Si(W), допованого вольфрамом, осаджувались шляхом розпорошення збірної мішені в потоці аргону, при цьому мішень складалася з пластини монокристалічного кремнію Si, на якій були розташовані декілька дротинок вольфраму діаметром 0,3 мм. Змінюючи кількість дротинок на мішені, ми мали змогу змінювати вміст вольфраму в кремнієвих шарах Si(W). Розміри сформованих гетероструктур складали від 50×50 мкм² до 100×100 мкм².

Запис ВАХ створених гетероструктур проводився, в основному, в режимі стабілізації напруги спеціально створеним джерелом живлення з негативним оберненим зв'язком. Середня тривалість записування всієї ВАХ складала порядку 30 с, на рисунках приводяться одночасно графіки ВАХ, одержані як в процесі розгортки живлення від нуля до максимальних значень, так і в зворотному напрямі.

В роботі використовувалася схема (див. рисунок 1, а) запису вольт-амперних характеристик в режимі джерела напруги (стабілізації напруги) [18], яку застосовують при записі ВАХ, на яких при-

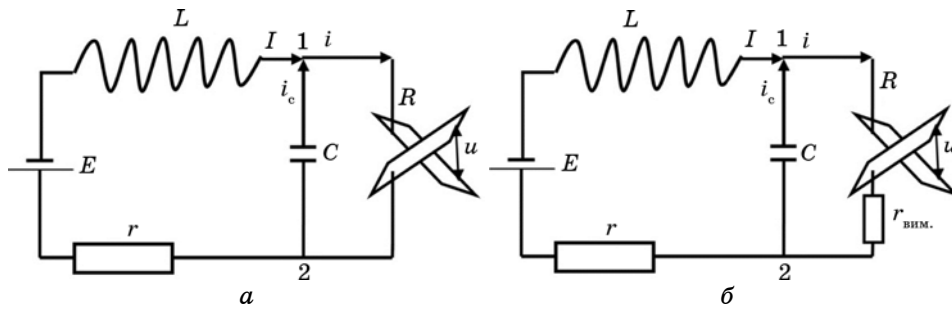


Рис. 1. Схеми запису ВАХ в режимі стабілізації напруги: схема, приведена в [18] (а); схема, яка використовувалася в даній роботі (б).

Fig. 1. Schemes of the I – V curves measurement in a voltage stabilization regime: scheme given in [18] (а) and scheme used in this work (б).

сутні ділянки з від’ємним диференційним опором N-типу (наприклад, ВАХ тунельного діоду), за умови, що запис ведеться в стійкому режимі (при відсутності виникнення небажаних коливань). Далі E — це електричне джерело, L — індуктивність, r — опір джерела, C — ємність, I, i, i_c — струми, i — струм через перехід, R — опір досліджуваного переходу, u — напруга на ньому. Для аналізу роботи схеми згідно з правилами Кірхгофа записуються рівняння:

$$\begin{aligned} L \frac{dI}{dt} &= E - rI - u, \\ C \frac{du}{dt} &= I - i. \end{aligned} \tag{1}$$

Тут струм i пов’язаний з напругою u на переході заданим рівнянням ВАХ $i = \varphi(u)$, яке має бути визначено експериментально. В роботі [18] з’ясовується, чи обраний стан запису вольт-амперної характеристики є стійким. При використанні загального методу дослідження стійкості рухів, розробленого Ляпуновим, вважається, що деякі стаціонарні значення струму i_0 та напруги u_0 змінилися на малі величини x та y таким чином, що $i = i_0 + x$, $u = u_0 + y$. В результаті цього, для малих змін струму та напруги малу ділянку вимірюваної ВАХ можна замінити відрізком прямої лінії:

$$\varphi(u) = \varphi(u_0) + y/R_d, \tag{2}$$

тут R_d — диференційний опір досліджуваного переходу в досліджуваній точці його ВАХ.

В роботі [18] показано, що в цьому випадку умови стійкості запису ВАХ з ділянкою з від’ємним диференційним опором N-типу ма-

ють вигляд

$$r < |R_d|, \quad L < |R_d| r C, \quad (3)$$

де $|R_d|$ — модуль від'ємного диференційного опору на вимірюваній ділянці ВАХ.

Перша умова з системи (3) співпадає із умовою наявності єдиного стаціонарного стану при запису ВАХ. Тому при порушенні цієї умови будуть спостерігатися стрибки напруги. Якщо ж перша умова буде виконана, але порушена друга умова, в схемі буде єдиний, але нестійкий стаціонарний стан, і схема буде самозбуджуватися.

В нашому випадку ми домагалися того, щоб обидві ці умови (3) виконувалися, тобто після запису конкретної ВАХ вираховувався диференційний опір досліджуваного переходу на всіх ділянках його ВАХ із від'ємним диференційним опором N-типу, і після цього перевірялося, чи виконуються умови (3) на всіх ділянках записаної ВАХ.

Слід відмітити, що напруга стабілізувалася розробленим джерелом між точками 1 та 2 (див. рис. 1, б), при цьому в рідкому гелії послідовно із переходом розміщувався еталонний опір $r_{\text{вим.}} = 1$ Ом, на якому вимірювався сигнал, пропорційний струму через перехід. Таким чином підсилювалася стабільність схеми запису ВАХ та зменшувалася можливість виникнення нестійкості при запису ВАХ. Тепер практично треба було виконувати умови

$$r < |r_{\text{вим.}} + R_d|, \quad L < (|r_{\text{вим.}} + R_d|) r C. \quad (4)$$

При проведенні вимірювань фактично виконувалися і умова (4), і умова (3), оскільки обиралася велика ємність C (с «запасом») та мала індуктивність L . В результаті ВАХ досліджуваних переходів, що мають ділянки з від'ємним диференційним опором, були записані в стійкому режимі.

3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Дослідження транспорту заряду в гетероструктурах надпровідник–гібридний бар'єр–надпровідник MoRe–Si(W)–MoRe (тут гібридний бар'єр — це шар напівпровідника із кластерами металу) [8–14] проведені у випадку, коли вміст металу (вольфраму W) в шарі кремнію Si(W) (тобто в бар'єрі) є відносно малим ~3–4 ат.%. Виміряні при температурі кипіння рідкого гелію $T = 4,2$ К типові ВАХ таких гетероструктур із різними товщинами бар'єру Si(W) приведені на рис. 2: криві 1, 2, 3 відповідають товщинам бар'єру $d \sim 15, 30$ і 45 нм. На цьому ж рисунку для порівняння приведена крива 4, що відповідає товщині бар'єру $d \sim 15$ нм, але вміст вольфраму в бар'єрі Si(W)

складає $\sim 5-6$ ат. % (відмітимо, що надпровідний струм через цю гетероструктуру ще не протікає).

Експериментально виміряні в роботі положення $V_{\text{пік}}$ (по вісі напруги зміщення) струмового піку на ВАХ досліджуваних гетероструктур в залежності від товщини гібридного бар'єру $V_{\text{пік}}(d)$ та при різних температурах T приведені на рис. 3. Видно, що залежність $V_{\text{пік}}(d)$ є істотно нелінійною, величина $V_{\text{пік}}$ швидко зростає при збільшенні товщини гібридного бар'єру Si(W).

На рисунку 4 приведені типові температурні залежності струму через гетероструктуру $I(T)$, виміряні при різних напругах зміщення (залежності $I(T)$ взяті для гетероструктури, якій відповідає крива 1 з рис. 2, а також для порівняння приведено температурну залежність енергетичної щільності $\Delta(T)$ згідно із теорією Бардіна-Купера-Шріффера (БКШ) для MoRe електродів, що мають критичну температуру надпровідного переходу $T_c = 9$ К.

Вигляд залежностей $I(T)$ (рис. 4) свідчить про те, що в процесі запису ВАХ гетероструктура розігрівається приблизно на 1 К, оскі-

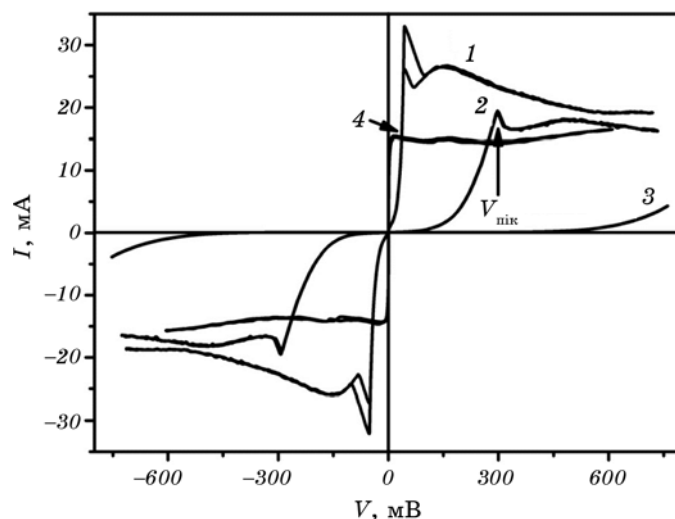


Рис. 2. Типові ВАХ гетероструктур MoRe-Si(W)-MoRe з вмістом вольфраму в бар'єрі $\sim 4-5$ ат. % та з різними товщинами бар'єру Si(W): криві 1, 2, 3 відповідають товщинам бар'єру $d \sim 15, 30$ і 45 нм. Крива 4 відповідає товщині бар'єру $d \sim 15$ нм, але вміст вольфраму в ньому складає $\sim 5-6$ ат. %.

Fig. 2. Typical $I-V$ curves of the MoRe-Si(W)-MoRe heterostructures with W content in the barrier $n_W \sim 4-5$ at. % and for the various thicknesses of Si(W) barriers: curves 1, 2, 3 correspond to the barriers thicknesses $d \sim 15, 30, 45$ nm. Curve 4 corresponds to the barrier thickness $d \sim 15$ nm and W content in the barrier $n_W \sim 5-6$ at. %.

льки залежність $I(T)$ є подібною до залежності $\Delta(T)$ в моделі БКШ, і струм спадає практично до нуля при температурі $T \approx 8$ К. Питання можливого розігріву зразка в процесі вимірювання його характеристик досліджувалося в роботах [19, 20].

При збільшенні вмісту вольфраму в бар'єрі Si(W) до ~ 9 – 10 ат. % через вищеописані гетероструктури MoRe–Si(W)–MoRe протікають надпровідні струми.

Як відомо [21, 22], з точки зору практичних використань важливою характеристикою надпровідного переходу Джозефсона є добуток критичного надпровідного струму Джозефсона I_c цього переходу на його опір в нормальному стані R_N (тобто, коли надпровідні обкладки переходу перейшли до нормального стану при $T > T_c$). Перспективність використання переходів Джозефсона в складі практичних пристроїв визначається такими параметрами як: (а) величина характеристичної напруги $V_C = I_c R_N$ — коефіцієнт перетворення магнітний потік–напруга у двоконтактних СКВІДів є пропорційним величині $I_c R_N$ [23]; (б) характеристична частота $f_c = (2e/h)I_c R_N$ — характеризує надвисокочастотні можливості оперування з переходами; (в) параметр Стюарта–Маккамбера $\beta_c = 2\pi I_c R_N^2 C/\Phi_0$, який є добутком джозефсонівської частоти на час затухання τ . Для безгістерезисної роботи переходів Джозефсона має бути $\beta_c \sim 1$. Шляхом пі-

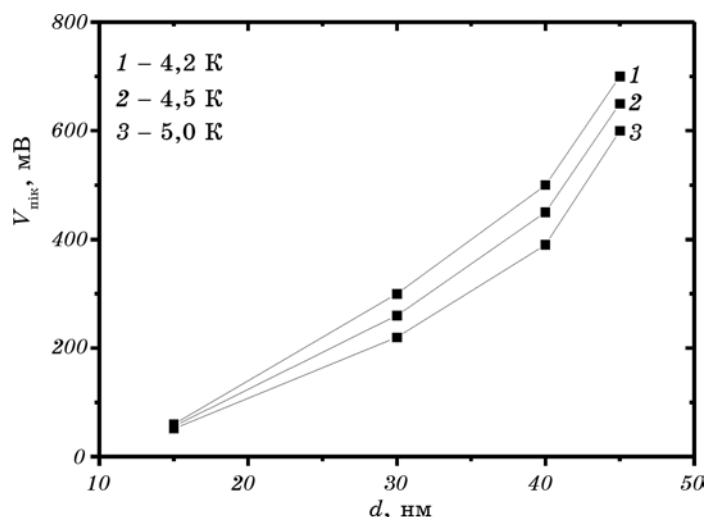


Рис. 3. Експериментальні залежності положення струмового піку по вісі напруг зміщення $V_{\text{ник}}(d)$ від товщини гібридного бар'єру d досліджуваних гетероструктур (рис. 2).

Fig. 3. Experimental dependences of the current peak position along the voltage axis $V_{\text{ник}}(d)$ on the thickness d of the hybrid barrier of the investigated heterostructures (see Fig. 2).

двищення значення добутку $I_c R_N$ у переходу Джозефсона (при умові $\beta C \sim 1$) стає можливим зменшити його ємність C і цим збільшити його швидкодію.

Експериментальне вимірювання величини надпровідного струму Джозефсона I_c конкретного переходу Джозефсона є досить простим у порівнянні з вимірами величини опору в нормальному стані R_N переходу Джозефсона, яке ускладнюється тим, що при вимірюваннях при $T > T_c$ ми разом із опором самого переходу одночасно вимірюємо і опір ділянок плівок, що розташовані під та над власне переходом [24]. Тому, наприклад, в роботі [25] пропонується для того, аби оцінювати величину R_N переходу Джозефсона, вимірювати його ВАХ на лінійній ділянці (при відносно високих напругах зміщення) і при температурі трохи меншій за T_c , тобто коли надпровідні обкладки переходу ще знаходяться в надпровідному стані і коли вважається, що ця лінійна ділянка ВАХ є паралельною до ВАХ переходу в нормальному стані. В роботі експериментально вимірювалися ВАХ створюваних переходів при $T > T_c$ та при $T < T_c$, після цього

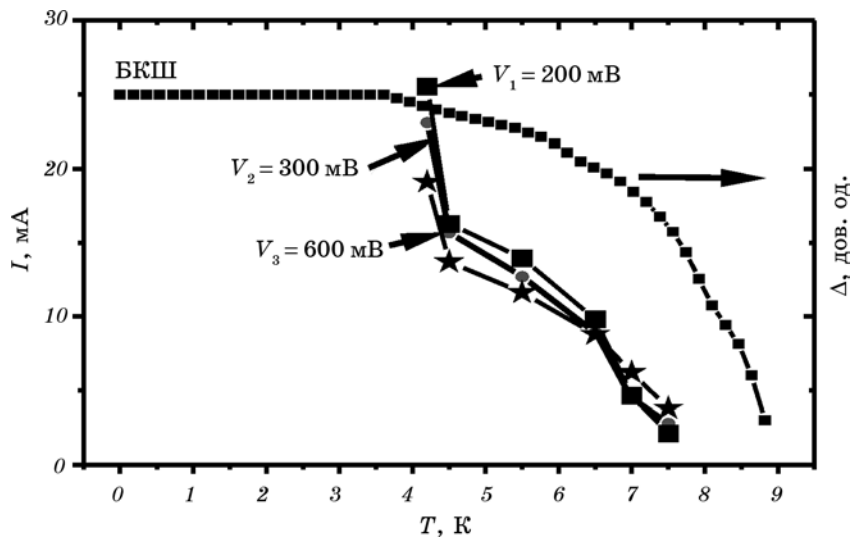


Рис. 4. Типові експериментальні залежності струму $I(T)$ через гетероструктуру від температури при різних напругах зміщення V_1, V_2, V_3 ; верхня крива — залежність щілини надпровідника від температури $\Delta(T)$ в моделі БКШ. Залежності $I(T)$ побудовані для гетероструктури MoRe-Si(W)-MoRe із бар'єром товщиною 15 нм та вмістом в ньому вольфраму 4 ат. % .

Fig. 4. Typical experimental dependences of current $I(T)$ through the heterostructure on temperature at various bias voltages V_1, V_2, V_3 , the top curve is a dependence of the superconductor gap on temperature $\Delta(T)$ in the BCS model. The dependences are plotted for the heterostructures MoRe-Si(W)-MoRe with the barrier thickness 15 nm and W content in it $n_w \sim 4$ at. % .

від ВАХ, виміряних при $T > T_c$, віднімались ВАХ ділянок плівок, що розташовані під та над власне переходом, ці останні ВАХ будувалися на основі даних про питомий опір плівок MoRe та про геометричні розміри цих ділянок. Показано, що після такої процедури вирахована ВАХ переходу в нормальному стані ставала із прийнятною точністю паралельною до лінійних ділянок ВАХ тих же переходів, але виміряних при $T < T_c$. Тому в подальшому на рисунках приведено не лише експериментально виміряні ВАХ створених гетероструктур, але й побудовані асимптоти до їх лінійних ділянок, за допомогою яких в тому числі оцінювались величини R_N досліджуваних переходів.

Типові ВАХ створених та досліджених гетероструктур, що демонструють наявність в них надпровідних струмів, наведено на рис. 5. Характерними особливостями вольт-амперних характеристик цих гетероструктур є наявність на них вертикальної струмової сходишки при напрузі $V = 0$, тобто надпровідного струму, а також наявність на них великого надлишкового квазічастинкового струму I_{exc} [26], який виникає внаслідок інтенсивних андріївських відбивань носіїв зарядів на інтерфейсах. Струм I_{exc} визначається як зміщення вгору та донизу по вісі струмів лінійних ділянок ВАХ (їх асимптот, які на рис. 5 зображені тонкими прямими) по відношенню до паралельної їм прямої, що проходить через початок координат, тобто до ВАХ переходу в нормальному стані (коли надпровідники перейшли до нормального стану).

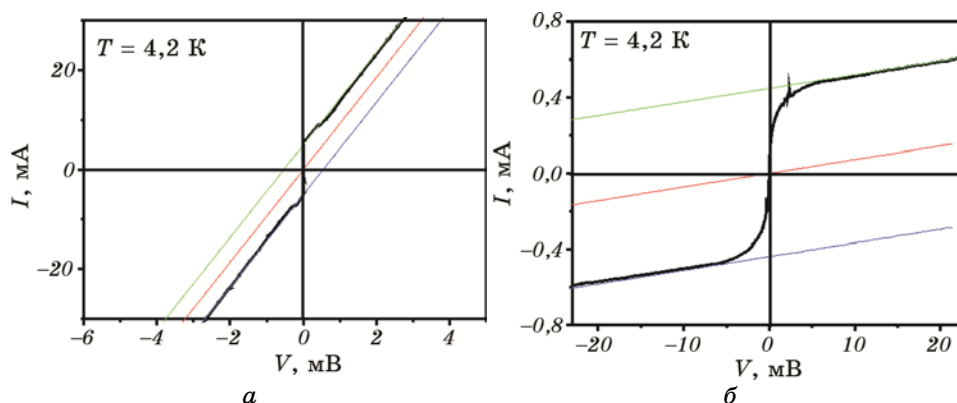


Рис. 5. ВАХ гетероструктур із вмістом вольфраму в бар'єрі $n_W \sim 9$ ат. % та товщиною бар'єру 17 нм: $I_c = 5$ мА, $dV/dI_{6 \text{ мВ}} = 0,11$ Ом, $I_c R_N = 0,53$ мВ (а); $I_c = 0,2$ мА, $dV/dI_{20 \text{ мВ}} = 138$ Ом, $I_c R_N = 27,7$ мВ (б).

Fig. 5. I - V curves of the heterostructures with W content in the barrier $n_W \sim 9$ at. % and the barrier thickness 17 nm: $I_c = 5$ mA, $dV/dI_{6 \text{ mV}} = 0.11 \Omega$, $I_c R_N = 0.53$ mV (a); $I_c = 0.2$ mA, $dV/dI_{20 \text{ mV}} = 138 \Omega$, $I_c R_N = 27.7$ mV (b).

На рисунку 5, *a* приведена ВАХ гетероструктури із малим значенням добутку $I_c R_N$, а на рис. 5, *б* — ВАХ гетероструктури із відносно високим значенням добутку $I_c R_N$. Також наведено побудовані асимптоти до ділянок ВАХ досліджуваних переходів, записаних при відносно високих напругах зміщення, по куту нахилу цих асимптот ми оцінювали величину R_N кожного з досліджуваних переходів.

В роботі проведено експериментальне дослідження залежності від температури величини надпровідного критичного струму $I_c(T)$ створюваних гетероструктур MoRe–Si(W)–MoRe з вмістом вольфраму в бар'єрі Si(W) ~ 6–10 ат.%, типові температурні залежності $(I_c/I_c(4,2\text{ K}))^{2/3}$ приведено на рис. 6. Видно, що приведені залежності є досить подібними до експериментальних залежностей $I_c(T)$, приведених в роботі [7] для Nb/ α -Si/Nb гетероструктур (α -Si — аморфний кремній, допований вольфрамом W до рівня 8–10 ат.%), в яких реалізовано випадок резонансно-перколяційного транспорту заряду в бар'єрах. Слід відмітити, що в роботі [7] завдяки оптимізації технології виготовлення гетероструктур Nb/ α -Si/Nb добивалися випадку, коли в таких гетероструктурах атоми вольфраму в бар'єрі розподілені досить однорідно, на відміну від наших зразків, коли частина вольфраму утворює в бар'єрі нанокластери.

Видно, що знак кривизни $d^2I_c(T)/dT^2$ виміряних в роботі експериментальних залежностей критичного надпровідного струму від температури $I_c(T)$ є позитивним.

4. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Як відомо, на інтерфейсах метал–напівпровідник та надпровідник–напівпровідник формуються бар'єри Шоттки, тобто виникають зарядові заперні шари, які формують потенціальні бар'єри. Проте важливо відмітити, що в створених гетероструктурах формуються фактично два бар'єри типу бар'єру Шоттки, які мають протилежну полярність, через що можливої асиметрії ВАХ по напрузі зміщення у створених гетероструктур не спостерігається.

В роботах [11, 15] вищеописану особливість на ВАХ у вигляді чіткого піку струму, що виникає на ВАХ вище деяких порогових напруг, ми розглядаємо та інтерпретуємо в рамках теоретичної моделі транспорту заряду через дискретний рівень, локалізований в квантовій точці в бар'єрі, запропонованої в роботі [27] А. І. Ларкіним та К. А. Матвеевим.

Стандартна теорія тунелювання через локалізований рівень в бар'єрі з енергією E_i , заснована на одноелектронному наближенні, передбачає ступінчасте зростання тунельного струму при деякій напрузі $V = V_{\text{пор.}}$, коли (в результаті прикладання напруги V) рівень Фермі лівого електроду співпадає із локалізованим рівнем E_i [27].

Таке ступінчате зростання описується формулою:

$$I(V) = 4e^2\Gamma_R \Theta (V - V_{\text{пор.}})/\hbar, \quad (5)$$

тут Γ_R — розмиття по енергії рівня E_i . Наші ВАХ на рис. 2 мають або близьку до такої форму (криві 1, 2), або практично саме таку форму (крива 4).

Ідея виникнення ділянки на ВАХ з від'ємним диференціальним опором полягає в наступному [27]: коли електрон з рівня Фермі лівого електроду тунелює на локалізований рівень E_i в кластері з позитивним зарядом, то в подальшому для проходження цього електрону стають доступними багато пустих рівнів в правому електроді (а не один рівень з такою ж енергією E_i), це забезпечує різке зростання струму при пороговій напрузі $V_{\text{пор.}}$, але при цьому позитивно заряджений кластер притягує хмару електронів з правого електроду, що заповнюють вищезгадані пусті рівні і, внаслідок цього, блокують подальше протікання струму — виникає різке зменшення струму при $V > V_{\text{пор.}}$.

Виникнення особливості у вигляді чіткого піку струму (рис. 2) обумовлене наявністю надпровідного стану в плівках гетероструктури. Іншими словами, для того аби підсилити обговорювану особливість, ми тут в якості електродів використали надпровідники. В залежності густини станів останніх від енергії $N(E) = |E|(E^2 - \Delta^2)^{-1/2}$,

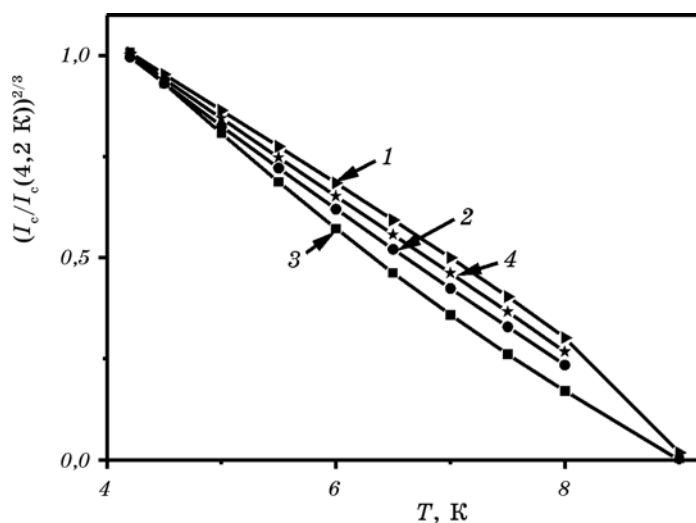


Рис. 6. Типові експериментальні температурні залежності критичного надпровідного струму $(I_c/I_c(4,2 \text{ K}))^{2/3}$ досліджених гетероструктур.

Fig. 6. Typical experimental temperature dependences of the superconducting critical current $(I_c/I_c(4.2 \text{ K}))^{2/3}$ of the investigated heterostructures.

як відомо, присутня коренева сингулярність при енергії, що дорівнює енергетичній щілині Δ надпровідника. Добре відомо, що наявність надпровідникових електродів у тунельних переходів (S–I–S) істотно підсилює особливості на їхніх ВАХ порівняно з випадком наявності нормальних електродів у, наприклад, S–I–N переходів [28, 29]. Саме такий ефект ми спостерігаємо на рис. 2.

Рисунок 4 свідчить про те, що до транспорту заряду через гетероструктуру істотний внесок вносять не лише тунелювання електронів з лівого електроду до правого через дозволений стан в кластері, але й одночасно процеси андріївського відбивання носіїв на одному з інтерфейсів MoRe/Si(W) у внутрішньощілинному діапазоні енергій із подальшим їх транспортом до протилежного електроду через дозволений стан в кластері. Про це свідчить той факт, що залежності $I(T)$ (див. рис. 4) мають вигляд, аналогічний до температурної залежності енергетичної щілини $\Delta(T)$ надпровідника в моделі БКШ.

В прошарках аморфного кремнію утворюються локалізовані стани зарядів та, відповідно, різного виду області просторового заряду [30], така область просторового заряду поводить себе як потенціальний бар'єр для транспорту заряду через гетероструктуру. Також на самих інтерфейсах надпровідник-напівпровідник утворюються бар'єри типу бар'єру Шоттки (протилежної полярності). Характерною особливістю обох бар'єрів є те, що їх легко зменшувати та нівелювати, прикладаючи деяку напругу зміщення до гетероструктури.

Тому тепер при однаковій технологічній методиці виготовлення гетероструктур MoRe–Si(W)–MoRe, але при різних тривалостях осадження бар'єру Si(W), що і задає різну товщину бар'єру Si(W) в них, ми одержуємо гетероструктури, у яких товщина прошарку кремнію Si між кластером вольфраму та електродом MoRe стає різною. Внаслідок цього, при більшій товщині прошарку Si в ньому утворюється більша область просторового заряду і в результаті висота потенціального бар'єру (цієї області) стає вищою.

Для того, аби сумістити рівень Фермі в лівому надпровіднику з деяким рівнем в кластері, стає потрібним спочатку зменшити до нуля потенціальний бар'єр зарядового шару, прикладаючи деяку напругу і видаляючи заряди, а потім вже суміщати рівень Фермі та рівень в кластері, прикладаючи, ще деяку напругу. Саме тому гетероструктури з різною товщиною бар'єру мають різні значення порогової напруги, при яких виникає особливість описаного типу на їх ВАХ (див. рис. 2). Слід відмітити, що насправді, оскільки у надпровідника є енергетична щілина Δ поблизу рівня Фермі, то суміщаються край цієї щілини надпровідника і деякий рівень в кластері, а не сам рівень Фермі надпровідника, через що вищеописаний струмовий пік і виглядає набагато вужчим та вищим ніж у випадку аналогічних напівпровідникових гетероструктур.

На ВАХ досліджених гетероструктур, крім надпровідних стру-

мів, спостерігається (див. рис. 6) ще і наявність великих надлишкових струмів $I_{\text{exc.}}$, що свідчить про присутність інтенсивних андріївських відбивань на інтерфейсах, а, значить, про те [26], що прозорість бар'єру в наших зразках є близькою до одиниці. Пояснити, чому коефіцієнт проходження D крізь розупорядковану систему може бути таким високим, можна на основі моделі І. М. Ліфшиця та В. Я. Кірпіченкова [31], які показали, що в цьому випадку резонансне проходження електронів стає можливим вздовж спеціальних КРПТ, коли нанокластери розташовані майже періодично та локалізовані в цих кластерах рівні енергії ε_0 практично співпадають між собою. Імовірність виникнення таких конфігурацій є малою, проте їх внесок до транспорту заряду, очевидно, є визначальним [32].

В моделі Матвеева–Ларкіна [27] розглядається транспорт заряду через дискретні рівні енергії в кластері, розташованому в напівпровідниковому бар'єрі. Наш випадок є аналогічним. Можна зробити таку оцінку для величини добутку $I_c R_N$ вищеописаних створених переходів MoRe–Si(W)–MoRe: нехай в кластері металу W (в квантовій точці) маємо дискретні рівні енергії E_1, E_2, \dots, E_n . Припустимо, ми змінюємо прикладену до гетероструктури напругу зміщення від V_n до V_{n+1} . Відповідно приріст струму через гетероструктуру (при задіянні ще одного наступного дискретного рівня енергії E_{n+1}) складає $\Delta I \cong (4e^2/\hbar)\Gamma_R$, тобто визначається величиною розмиття даного енергетичного рівня Γ_R [27]. Диференційна провідність dI/dV в якійсь точці ВАХ визначається таким чином:

$$\frac{dI}{dV} \propto \frac{\Delta I}{V_{n+1} - V_n} \propto \frac{4e^2}{\hbar(E_{n+1} - E_n)} \Gamma_R, \quad (6)$$

звідси R_N гетероструктури в цій точці є пропорційним

$$R_N = \frac{dV}{dI} \propto \frac{V_{n+1} - V_n}{\Delta I} \propto \frac{\hbar(E_{n+1} - E_n)}{4e^2\Gamma_R}. \quad (7)$$

Відомо [21] визначення критичного надпровідного струму I_c переходу Джозефсона:

$$I_c \equiv \hbar/(2eL_c), \quad (8)$$

тут L_c — індуктивність переходу Джозефсона. Звідси випливає

$$I_c R_N \propto \hbar^2(E_{n+1} - E_n)/(8e^3\Gamma_R L_c). \quad (9)$$

Видно, що величина характеристичної напруги гетероструктур $I_c R_N$ стає залежною від розмірів, форми та орієнтації в просторі кластерів, через які йде транспорт зарядів. Відмітимо, наведений вираз

є лише оціночним, і, очевидно, саме питання потребує спеціального детального дослідження.

5. ВИСНОВКИ

Експериментально показано, що при малому вмісті вольфраму в бар'єрі ~4–5 ат. % у транспорт заряду через гетероструктуру істотний внесок дають не лише тунелювання електронів з лівого електроду до правого через дозволений стан в кластері, але й одночасно процеси андріївського відбивання носіїв на одному з інтерфейсів MoRe/Si(W) у внутрішньощілинному діапазоні енергій із подальшим їх транспортом до протилежного електроду через дозволений стан в кластері. Положення по вісі напруг зміщення резонансного піку струму на ВАХ цих гетероструктур істотно залежить від товщини бар'єру Si(W), що визначається тим, що в аморфному кремнії присутні захоплені в пастки заряди, які формують зарядові шари, що функціонують як потенціальні бар'єри. Внаслідок цього для того, аби сумістити дозволений рівень в кластері із краєм енергетичної щілини в надпровідниковому електроді, попередньо потрібно видалити ці зарядові шари, для чого прикласти певну додаткову напругу зміщення, необхідна величина якої залежить від товщини бар'єру.

Порівняння теоретичних та експериментальних залежностей критичного надпровідного струму цих гетероструктур від температури показує, що експериментальні криві наближаються за своїм виглядом до теоретичних залежностей для випадку резонансного тунелювання через один локалізований стан або до теоретичних кривих, розрахованих для моделі двобар'єрного переходу типу S–I–N–I–S.

Запропоновано теоретичну оцінку величини добутку $I_c R_N$ досліджуваних гетероструктур, її значення задається відстанню по енергії між енергетичними рівнями металевих кластерів, розташованих в шарі напівпровідника, і через це залежить від розмірів, форми та орієнтації в просторі кластерів, через які йде транспорт зарядів.

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

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. J. U. Knickerbocker, P. S. Andry, B. Dang, R. R. Horton, M. J. Interrante, C. S. Patel, R. J. Polastre, K. Sakuma, R. Sirdeshmukh, E. J. Sprogis, S. M. Sri-Jayantha, A. M. Stephens, A. W. Topol, C. K. Tsang, B. C. Webb, and

- S. L. Wright, *IBM J. Research and Development*, **52**, No. 6: 553 (2008).
2. S. De Franceschi, L. Kouwenhoven, C. Schönberger, and W. Wernsdorfer, *Nature Nanotechnology*, **5**, No. 10: 703 (2010).
3. J. Alicea, *Reports on Progress in Physics*, **75**, No. 7: 076501 (2012).
4. V. Shaternik, M. Belogolovskii, T. Prikhna, A. Shapovalov, O. Prokopenko, D. Jabko, O. Kudrja, O. Suvorov, and V. Noskov, *Physics Procedia*, **36**, No. 1: 94 (2012).
5. T. Prikhna, A. Shapovalov, M. Eisterer, V. Shaternik, W. Goldacker, H. W. Weber, V. Moshchil, A. Kozyrev, V. Sverdun, V. Boutko, G. Grechnev, V. Kovylaev, and A. Shaternik, *Physica C: Superconductivity and Its Applications*, **533**: 36 (2017).
6. T. Prikhna, W. Gawalek, Ya. Savchuk, N. Sergienko, V. Moshchil, V. Sokolovsky, J. Vajda, V. Tkach, F. Karau, H. Weber, M. Eisterer, A. Juolain, J. Rabier, X. Chaud, M. Wendt, J. Dellith, N. Danilenko, T. Habisreuther, S. Dub, V. Meerovich, D. Litzkendorf, P. Nagorny, L. Kovalevl, Ch. Schmidt, V. Melnikov, A. Shapovalov, A. Kozyrev, V. Sverdun, J. Kosa, and A. Vlasenko, *Acta Phys. Pol. A*, **117**: 7 (2010).
7. A. L. Gudkov, M. Yu. Kupriyanov, and A. N. Samus', *JETP*, **114**, No. 5: 818 (2012).
8. V. Shaternik, A. Shapovalov, M. Belogolovskii, O. Suvorov, S. Döring, S. Schmidt, and P. Seidel, *Mater. Res. Exp.*, **1**, No. 2: 026001 (2014).
9. V. M. Pan, V. P. Gorishnyak, E. M. Rudenko, V. E. Shaternik, M. V. Belous, S. A. Koziychuk, and F. I. Korzhinsky, *Cryogenics*, **23**, No. 5: 258 (1983).
10. V. E. Shaternik, A. P. Shapovalov, A. Yu. Suvorov, N. A. Skoryk, and M. A. Belogolovskii, *Low Temp. Phys.*, **42**: 426 (2016).
11. V. E. Shaternik, A. P. Shapovalov, T. A. Prikhna, O. Y. Suvorov, M. A. Skorik, V. I. Bondarchuk, and V. E. Moshchil, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **27**, No. 4: 1800507 (2017).
12. V. Shaternik, M. Belogolovskii, A. Plecenik, Š. Beňačka, M. Grajcar, and E. Rudenko, *Physica C*, **350**, Nos. 3–4: 187 (2001).
13. V. Lacquaniti, C. Cassiago, N. De Leo, M. Fretto, A. Sosso, P. Febvre, V. Shaternik, A. Shapovalov, A. Suvorov, M. Belogolovskii, and P. Seidel, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **26**, No. 3: 1100505 (2016).
14. V. Shaternik, A. Shapovalov, and O. Suvorov, *Low Temp. Phys.*, **43**, No. 7: 877 (2017).
15. V. Ya. Kirpichenkov, N. V. Kirpichenkova, O. I. Lozin, and A. A. Postnikov, *JETP Letters*, **104**, No. 7: 500 (2016).
16. D. Olaya, P. Dresselhaus, S. Benz, A. Herr, Q. Herr, A. Ioannidis, D. Miller, and A. Kleinsasser, *Appl. Phys. Lett.*, **96**: 213510 (2010).
17. А. Л. Гудков, *Электронная промышленность*, **3**: 77 (2004).
18. С. Г. Калашников, *Электричество* (Москва: Физматлит: 2003).
19. M. Fouaidy, T. Junquera, A. Caruette, and Q. Shu, *Proc. of 7th Workshop on RF Superconductivity (October 17–20, 1995)* (Gif-sur-Yvette, France: 1995), p. 559.
20. D. S. Dubyna, E. M. Rudenko, A. A. Krakovny, and V. L. Noskov, *J. Low Temp. Phys.*, **173**, Nos. 5/6: 327 (2013).
21. K. K. Likharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits* (New York: Gordon and Breach: 1986).
22. K. K. Likharev, *Rev. Mod. Phys.*, **51**, No. 1: 101 (1979).

23. J. Clarke and A. I. Braginski, *The SQUID Handbook, Vol. 1. Fundamentals and Technology of SQUIDs and SQUID Systems* (Weinheim: Wiley-VCH Verlag: 2004).
24. A. Plecenik, S. Gazi, M. Zuzcak, S. Benacka, V. Shaternik, and E. Rudenko, *Low Temp. Phys.*, **25**: 810 (1999).
25. Y. Naveh, V. Patel, D. Averin, K. Likharev, and J. Lukens, *Phys. Rev. Lett.*, **85**: 5404 (2000).
26. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B*, **25**, No. 7: 4515 (1982).
27. K. A. Matveev and A. I. Larkin, *Phys. Rev. B*, **46**, No. 23: 15337 (1992).
28. V. M. Svistunov, A. I. D'yachenko, and M. A. Belogolovskii, *J. Low Temp. Phys.*, **31**, Nos. 3–4: 339 (1978).
29. Y. I. Stepurenko, V. E. Shaternik, and E. M. Rudenko, *Low Temp. Phys.*, **26**, No. 7: 467 (2000).
30. H. Fritzsche, *Amorphous Silicon and Related Materials* (World Scientific: 1989).
31. I. M. Lifshitz and V. Y. Kirpichenkov, *Sov. Phys. JETP*, **50**, No. 3: 989 (1979).
32. T. Plecenik, M. Tomášek, M. Belogolovskii, M. Truchly, M. Gregor, J. Noskovič, M. Zahoran, T. Roch, I. Boylo, M. Španková, Š. Chromik, P. Kúš, and A. Plecenik, *J. Appl. Phys.*, **111**, No. 5: 056106 (2012).

REFERENCES

1. J. U. Knickerbocker, P. S. Andry, B. Dang, R. R. Horton, M. J. Interrante, C. S. Patel, R. J. Polastre, K. Sakuma, R. Sirdeshmukh, E. J. Sprogis, S. M. Sri-Jayantha, A. M. Stephens, A. W. Topol, C. K. Tsang, B. C. Webb, and S. L. Wright, *IBM J. Research and Development*, **52**, No. 6: 553 (2008).
2. S. De Franceschi, L. Kouwenhoven, C. Schönberger, and W. Wernsdorfer, *Nature Nanotechnology*, **5**, No. 10: 703 (2010).
3. J. Alicea, *Reports on Progress in Physics*, **75**, No. 7: 076501 (2012).
4. V. Shaternik, M. Belogolovskii, T. Prikhna, A. Shapovalov, O. Prokopenko, D. Jabko, O. Kudrja, O. Suvorov, and V. Noskov, *Physics Procedia*, **36**, No. 1: 94 (2012).
5. T. Prikhna, A. Shapovalov, M. Eisterer, V. Shaternik, W. Goldacker, H. W. Weber, V. Moshchil, A. Kozyrev, V. Sverdun, V. Boutko, G. Grechnev, V. Kovylaev, and A. Shaternik, *Physica C: Superconductivity and Its Applications*, **533**: 36 (2017).
6. T. Prikhna, W. Gawalek, Ya. Savchuk, N. Sergienko, V. Moshchil, V. Sokolovsky, J. Vajda, V. Tkach, F. Karau, H. Weber, M. Eisterer, A. Juolain, J. Rabier, X. Chaud, M. Wendt, J. Dellith, N. Danilenko, T. Habisreuther, S. Dub, V. Meerovich, D. Litzkendorf, P. Nagorny, L. Kovalev, Ch. Schmidt, V. Melnikov, A. Shapovalov, A. Kozyrev, V. Sverdun, J. Kosa, and A. Vlasenko, *Acta Phys. Pol. A*, **117**: 7 (2010).
7. A. L. Gudkov, M. Yu. Kupriyanov, and A. N. Samus', *JETP*, **114**, No. 5: 818 (2012).
8. V. Shaternik, A. Shapovalov, M. Belogolovskii, O. Suvorov, S. Döring, S. Schmidt, and P. Seidel, *Mater. Res. Exp.*, **1**, No. 2: 026001 (2014).
9. V. M. Pan, V. P. Gorishnyak, E. M. Rudenko, V. E. Shaternik, M. V. Belous,

- S. A. Koziychuk, and F. I. Korzhinsky, *Cryogenics*, **23**, No. 5: 258 (1983).
10. V. E. Shaternik, A. P. Shapovalov, A. Yu. Suvorov, N. A. Skoryk, and M. A. Belogolovskii, *Low Temp. Phys.*, **42**: 426 (2016).
 11. V. E. Shaternik, A. P. Shapovalov, T. A. Prikhna, O. Y. Suvorov, M. A. Skorik, V. I. Bondarchuk, and V. E. Moshchil, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **27**, No. 4: 1800507 (2017).
 12. V. Shaternik, M. Belogolovskii, A. Plecenik, Š. Beňačka, M. Grajcar, and E. Rudenko, *Physica C*, **350**, Nos. 3–4: 187 (2001).
 13. V. Lacquaniti, C. Cassiago, N. De Leo, M. Fretto, A. Sosso, P. Febvre, V. Shaternik, A. Shapovalov, A. Suvorov, M. Belogolovskii, and P. Seidel, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **26**, No. 3: 1100505 (2016).
 14. V. Shaternik, A. Shapovalov, and O. Suvorov, *Low Temp. Phys.*, **43**, No. 7: 877 (2017).
 15. V. Ya. Kirpichenkov, N. V. Kirpichenkova, O. I. Lozin, and A. A. Postnikov, *JETP Letters*, **104**, No. 7: 500 (2016).
 16. D. Olaya, P. Dresselhaus, S. Benz, A. Herr, Q. Herr, A. Ioannidis, D. Miller, and A. Kleinsasser, *Appl. Phys. Lett.*, **96**: 213510 (2010).
 17. A. L. Gudkov, *Elektronnaya Promyshlennost'*, **3**: 77 (2004) (in Russian).
 18. S. G. Kalashnikov, *Elektrichestvo* [Electricity] (Moscow: Fizmatlit: 2003) (in Russian).
 19. M. Fouaidy, T. Junquera, A. Caruette, and Q. Shu, *Proc. of 7th Workshop on RF Superconductivity (October 17–20, 1995)* (Gif-sur-Yvette, France: 1995), p. 559.
 20. D. S. Dubyna, E. M. Rudenko, A. A. Krakovny, and V. L. Noskov, *J. Low Temp. Phys.*, **173**, Nos. 5/6: 327 (2013).
 21. K. K. Likharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits* (New York: Gordon and Breach: 1986).
 22. K. K. Likharev, *Rev. Mod. Phys.*, **51**, No. 1: 101 (1979).
 23. J. Clarke and A. I. Braginski, *The SQUID Handbook, Vol. 1. Fundamentals and Technology of SQUIDS and SQUID Systems* (Weinheim: Wiley-VCH Verlag: 2004).
 24. A. Plecenik, S. Gazi, M. Zuzcak, S. Benacka, V. Shaternik, and E. Rudenko, *Low Temp. Phys.*, **25**: 810 (1999).
 25. Y. Naveh, V. Patel, D. Averin, K. Likharev, and J. Lukens, *Phys. Rev. Lett.*, **85**: 5404 (2000).
 26. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B*, **25**, No. 7: 4515 (1982).
 27. K. A. Matveev and A. I. Larkin, *Phys. Rev. B*, **46**, No. 23: 15337 (1992).
 28. V. M. Svistunov, A. I. D'yachenko, and M. A. Belogolovskii, *J. Low Temp. Phys.*, **31**, Nos. 3–4: 339 (1978).
 29. Y. I. Stepurenko, V. E. Shaternik, and E. M. Rudenko, *Low Temp. Phys.*, **26**, No. 7: 467 (2000).
 30. H. Fritzsche, *Amorphous Silicon and Related Materials* (World Scientific: 1989).
 31. I. M. Lifshitz and V. Y. Kirpichenkov, *Sov. Phys. JETP*, **50**, No. 3: 989 (1979).
 32. T. Plecenik, M. Tomášek, M. Belogolovskii, M. Truchly, M. Gregor, J. Noskovič, M. Zahoran, T. Roch, I. Boylo, M. Španková, Š. Chromik, P. Kůš, and A. Plecenik, *J. Appl. Phys.*, **111**, No. 5: 056106 (2012).