

PACS numbers: 72.25.-b, 73.40.Gk, 74.50.+r, 74.70.Ad, 74.78.-w, 84.71.Mn

Транспортні властивості надпровідних мікромістків свинцю під дією спін-поляризованої струмової інжекції

Е. М. Руденко, М. В. Дякін, І. В. Короташ, В. М. Реут

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

Вивчено вплив спін-поляризованої струмової інжекції (СПСІ) на критичний струм і резистивний стан мікромістків свинцю при пропусканні по плівці Pb транспортного струму за відсутності зовнішнього магнетного поля. Виявлено, що СПСІ ефективно впливає на величину критичного струму надпровідних мікромістків Pb. Виявлено ефект підвищення критичного струму надпровідних мікромістків Pb. Встановлено, що СПСІ є зручним зовнішнім чинником, який змінює величину струму відсічки. Встановлено, що динамічний опір ліній проковзування фази при підвищенні рівня СПТИ зростає.

Изучено влияние спин-поляризованной токовой инъекции (СПТИ) на критический ток и резистивное состояние микромостиков свинца при пропускании по плёнке Pb транспортного тока в отсутствие внешнего магнитного поля. Обнаружено, что СПТИ эффективно влияет на величину критического тока сверхпроводящих микромостиков Pb. Обнаружен эффект повышения критического тока сверхпроводящих микромостиков Pb. Установлено, что СПТИ является удобным внешним параметром, который изменяет величину тока отсечки. Установлено, что динамическое сопротивление линий прокальзывания фазы при повышении уровня СПТИ растёт.

The influence of spin-polarized current injection (SPCI) on the critical current and the resistive state of Pb microbridges at the passing of transport current through the Pb film is investigated in the absence of an external magnetic field. As found, the SPCI effectively influences on the critical current of superconducting Pb microbridges. The effect of increasing of the critical current of superconducting Pb microbridges is detected. As established, the SPCI is a convenient external parameter, which changes the value of the cut-off current. As ascertained, the dynamical resistance of the phase-slip lines increases with the increase of SPCI level.

Ключові слова: надпровідний мікромісток, критичний струм, спінова по-

ляризація, тунельна інжекція, Гойслерів стоп.

(Отримано 19 листопада 2013 р.; остаточн. варіант — 26 листопада 2013 р.)

1. ВСТУП

Дослідження транспортних властивостей надпровідних мікромістків виконуються вже понад 50 років. Такий інтерес викликано насамперед багатством фізичних явищ, що супроводжують транспорт зарядів у тонких плівках, і які потребують їх розуміння на фундаментальному рівні. Не менш важливими є прикладні аспекти застосування цих явищ при створенні приладів і пристроїв з високими експлуатаційними параметрами. Не дивлячись на велику кількість виконаних досліджень, залишається маловивченим питання про вплив тунельної струмової інжекції на фізичні властивості мікромістків [1].

В даній роботі вивчено вплив спін-поляризованої струмової інжекції (СПІ) з високим ступенем спінової поляризації p на критичний струм мікромістків і на їх резистивний стан.

2. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТУ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Надпровідні мікромістки були виготовлені з плівок свинцю і мали форму, наведену на рис. 1. Як джерело спін-поляризованих носіїв струму (F) — спінового інжектора — використовували тонкі плівки Гойслерового стопу (СГ) Co_2CrAl , які мають високий ступінь спінової поляризації електронів на рівні Фермі. Гойслерів стоп Co_2CrAl є ферромагнетним напівметалом, для якого характерний металевий стан для однієї поляризації спіну і діелектричний стан для протилежної [2].

Хрестоподібний тунельний контакт $F-I-S$ (рис. 1) формувався на сапфіровій підкладці методом послідовного напорошення плівок Co_2CrAl і Pb через спеціальні маски. Першою, методом «спалаху» у вакуумі ($\cong 10^{-6}$ мм рт. ст.), наносили плівку Co_2CrAl і без розриву циклу відпалювали у вакуумі 10^{-2} мм. рт. ст. протягом 4 годин. Далі цю плівку використовували як інжектор спін-поляризованого струму F . Тунельний бар'єр (I) формувався контрольованим окисненням плівки Co_2CrAl на повітрі в лабораторних умовах при кімнатній температурі. Після цього методом термічного осадження наносили плівку Pb , в якій формували локальне звуження, власне «мікромісток», що є одночасно S -електродом $F-I-S$ -структури.

Товщина плівок Co_2CrAl $d_F \cong 100$ нм, ширина $w_F \cong 270$ мкм. Товщина плівок Pb $d_S \cong 60-80$ нм, ширина мікромістків у плівці свинцю $w_S \cong 140-170$ мкм, довжина найвужчої частини мікромістка $l_S \cong 200$ мкм. Ширина плівки Pb в «берегах» мікромістка — $W_S = 4$ мм,

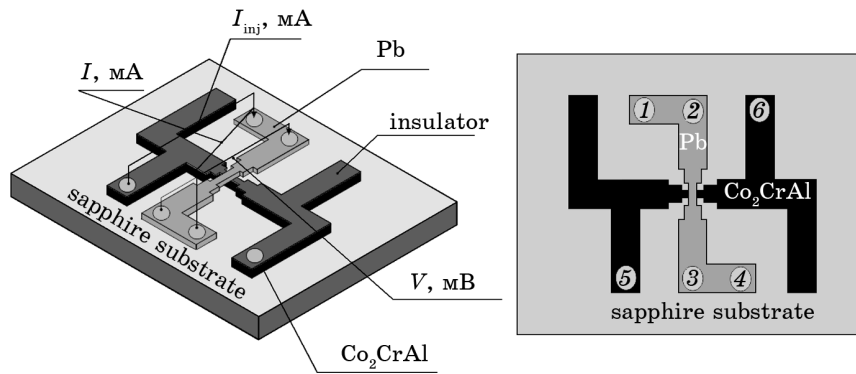


Рис. 1. Загальний вигляд топології експериментальних зразків мікромістків $F-I-S$ -структури. Струм в мікромісток подавався через електроди (1–3); потенціальні електроди — (2–4). Струм інжекції подавався через електроди (5–1).

тобто $W_s \gg w_s$. Така геометрія плівки надпровідника забезпечує локалізацію досліджуваних процесів безпосередньо в мікромістку.

Згідно з результатами досліджень структури Co_2CrAl -плівок Рентгеновими методами і за допомогою електронного мікроскопа, залежно від технологічних режимів осадження, були використані плівки Co_2CrAl — із структурою $B2$ -типу (гранецентрованою) з розміром кристалічного зерна $\approx 30\text{--}50$ нм і структурою $L2_1$ -типу (об'ємноцентрованою) з розміром кристалічного зерна $\approx 1000\text{--}1200$ нм. Температура Кюрі обох стопів СГ дорівнювала 325 К, коерцитивна сила при 4,2 К була 800 Е і поле насити намагнетованости — 100 Е.

Ступінь спінової поляризації p струму з плівок Co_2CrAl для плівок $B2$ -типу була $p \approx 0,63$, а для плівок із структурою $L2_1$ -типу $p \approx 0,97$. Плівки Co_2CrAl $B2$ -типу (розмір кристалічного зерна ≈ 30 нм) були використані як спінові інжектори в зразках мікромістків MM^{B2} , а плівки Co_2CrAl $L2_1$ -типу (розмір кристалічного зерна ≈ 1200 нм) — як спінові інжектори в зразках мікромістків MM^{L2_1} . Як бачимо, ступінь спінової поляризації p струму залежить не тільки від теоретичного ступеня поляризації на рівні Фермі феромагнетика, але й від мікроструктури плівки в області тунельного контакту.

Вимірювання ВАХ мікромістків виконували 4-х зондовим методом на спеціальному стенді, використовуючи джерело стабілізованого струму, в спеціальній транспортній Дьюаровій посудині при гелійовій температурі 4,2 К. Критичний струм визначали за ВАХ плівок, які вимірювалися в режимі джерела струму, коли на них з'являлася напруга ≈ 1 мкВ.

Для створення інжекції спін-поляризованих носіїв струму в мікромістку використовувалось додаткове джерело струму, підключене до спінового інжектора F (плівки СГ Co_2CrAl) і одного з електро-

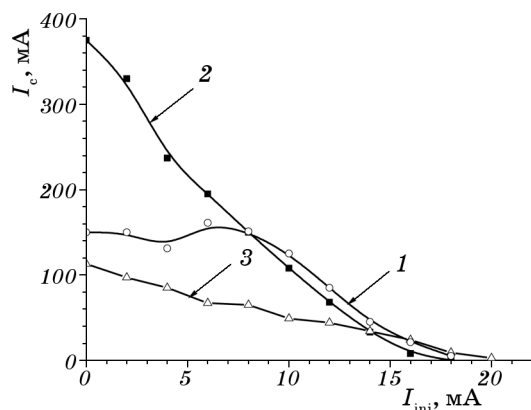


Рис. 2. Залежність критичного струму I_c мікромістка MM^{B2} ($p \approx 0,63$) і мікромістка MM^{L2_1} ($p \approx 0,97$) від струму спін-поляризованої інжекції I_{inj} . Крива 1 — до термоциклу для MM^{L2_1} , крива 2 — після термоциклу для MM^{L2_1} , крива 3 — для MM^{B2} .

дів S (берега) Pb-мікромістка.

На рисунку 2 наведено залежність критичного струму I_c мікромістків MM^{L2_1} (криві 1–2) і MM^{B2} (крива 3) від струму інжекції I_{inj} . Як можна бачити, зростання струму спін-поляризованої інжекції I_{inj} призводить до зменшення критичного струму I_c плівок. Залежність між I_c і I_{inj} має майже лінійний характер і залежить від ступеня спінової поляризації p струму інжекції. Така поведінка обумовлена в першу чергу тим, що струмова інжекція придушує енергетичну щільність плівки Pb і тим самим зменшує концентрацію надпровідних електронів n_s .

На рисунку 2 криві 1 і 2 відображають залежність критичного струму мікромістків MM^{L2_1} ($p \approx 0,97$) від величини струму інжекції. Дані кривої 1 були одержані при першому зануренні зразка в рідкий гелій. Як бачимо, вона має горизонтальну ділянку, на якій величина критичного струму практично не залежить від струму інжекції. Такий характер кривої може бути пов'язаний з захопленням магнетного поля надпровідною плівкою Pb при зануренні зразка, яке могло локально зменшити потенційний крайовий бар'єр плівки [3]. Після термоциклу було одержано дані, що відповідають кривій 2 і відтворюють характерну, майже лінійну, залежність між I_c та I_{inj} .

Виявлений вплив СПСІ на величину критичного струму мікромістків може бути застосовано при створенні керованих пристроїв кріоелектроніки. Для створення різного роду керованих елементів кріоелектроніки важливою величиною є $\eta = \Delta I_c / \Delta I_{inj}$, яка пропорційна зміні критичного струму плівки ΔI_c при малій зміні струму інжекції ΔI_{inj} . Цю величину можна назвати керованістю, за анало-

гією з керованістю в роботі [3]. Зважаючи на те, що залежність між I_c і I_{inj} майже лінійна, можна виконати оцінку керованості η наступним чином. Так, для мікромістка MM^{B2} ($p \approx 0,63$) при збільшенні I_{inj} від 0 до 20 мА критичний струм I_c^{B2} зменшився від 113 мА до 20 мА. Тобто збільшення I_{inj} на 1 мА зменшувало I_c^{B2} в середньому на $\approx 5,6$ мА або середня керованість $\eta^{B2} = I_c^{B2} / \Delta I_{inj} \approx 5,6$. Для мікромістка MM^{L2_1} ($p \approx 0,97$) при збільшенні I_{inj} від 0 до 18 мА критичний струм $I_c^{L2_1}$ змінився від 375 мА до 18 мА, тобто середня керованість $\eta^{L2_1} = I_c^{L2_1} / \Delta I_{inj} \approx 19$.

На деяких мікромістках типу MM^{L2_1} в діапазоні струмів інжекції $0 < I_{inj} < 5,3$ мА спостерігається перевищення критичного струму мікромістка $I_c^{L2_1}$ відносно його критичного струму $I_{c0}^{L2_1}$ при $I_{inj} = 0$.

Ефект зростання надпровідного критичного струму в присутності надлишкових спін-поляризованих квазічастинок до теперішнього часу не має остаточної інтерпретації. Він може бути викликаний фізичними механізмами, які відповідальні за зростання критичної температури надпровідників внаслідок наявності малої концентрації магнетних домішок (див. роботу [4]).

Резистивний стан у широких надпровідних мікромістках виникає при струмі більшому за критичний струм плівки I_c . За відсутності зовнішнього магнетного поля ця резистивність може бути викликана або проникненням у плівку через крайовий потенційний бар'єр вихорів власного магнетного поля струму і їх рухом поперек неї, або виникненням ліній проковзування фази (ЛПФ) надпровідного параметра порядку.

Коли величина повного струму в широкій плівці досягає значення $I_m(T)$, порушується картина стаціонарної в'язкої течії вихорів від країв плівки (де вони зароджуються) до її середини (де відбувається анігіляція вихорів). Хоча відстань між вихорами ще велика, створювана ними посередині плівки густина струму стає рівною густині струму розпарювання. У цьому місці виникає нестійкість, аналогічна тій, яка виникла на краю плівки при критичному струмі. Проте через розвиток нестійкості посередині плівки не можуть утворитися ланцюги вихорів, як це мало місце поблизу краю плівки при струмі I_c . На ВАХ плівки при $I = I_m$ спостерігається стрибок напруги, і виникає ЛПФ [5].

На рисунку 3 наведено низку типових експериментальних ВАХ мікромістків MM^{B2} , одержаних при різних значеннях струму інжекції I_{inj} . В мікромістку MM^{B2} використаний спіновий інжектор (плівка СГ Co_2CrAl B2-типу), що має ступінь спінової поляризації струму $p \approx 0,63$. Як бачимо, вони мають східчасту структуру.

На рисунку 4 наведено в більшому масштабі ВАХ мікромістка MM^{B2} при струмах СПСІ I_{inj} рівних 2 мА і 4 мА. Як бачимо, на них спостерігаються сходинки напруги, а продовження лінійних ділянок східчастої структури перетинаються в одній точці на осі стру-

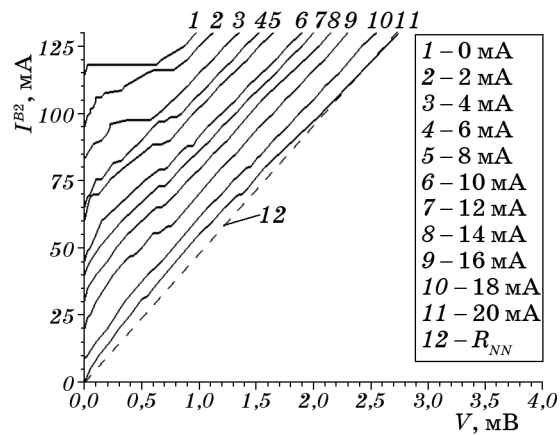


Рис. 3. ВАХ мікромістка MM^{B2} (спіновий інжектор плівка Co_2CrAl B2-типу з спіноювою поляризацією струму $p \cong 0,63$) при різному рівні струму інжекції I_{inj} (на рисунку вказано значення величини струму інжекції I_{inj}).

мів, що характерно для ЛПФ. Точка перетину визначає струм відсічки I_s . Струм відсічки на ВАХ при нульовій напрузі є усереднений за часом надпровідний струм \bar{I}_s , що протікає через нерівноважну область ЛПФ, в якій виникають Джозефсонові коливання параметра порядку, такі як і в центрах проковзування фаз (ЦПФ) [6]. Величина струму відсічки I_s залежить від амплітудного значення надпровідного струму і ступеня ангармонійних Джозефсонових коливань.

Одним з важливих параметрів резистивного стану є динамічний опір ЛПФ R_d . Його можна визначити експериментально за ВАХ мікромістка за формулою $R_{di} = V_i / (I_i - I_s)$, де V_i — напруга початкової i -ої лінійної ділянки, I_i — струм, при якому відбувається i -й стрибок. Визначимо R_{d1} за ВАХ, яку представлено на рис. 4, при СПСІ I_{inj} рівній 2 мА. В цьому випадку $V_1 = 0,06$ мВ, $I_1 = 102$ мА і $I_s = 92$ мА. З цих експериментальних даних одержуємо $R_{d1} = 0,6 \cdot 10^{-3}$ Ом. Відповідно одержимо: $V_2 = 0,15$ мВ, $I_2 = 106$ мА і $V_3 = 0,32$ мВ, $I_3 = 109$ мА, які дають $R_{d2} = 1,1 \cdot 10^{-3}$ Ом і $R_{d3} = 1,9 \cdot 10^{-3}$ Ом. Як видно, для одержаних експериментальних даних виконується умова ЛПФ $R_{di} = iR_{d1}$. Наступним на ВАХ спостерігається стрибок при струмі 117 мА і початок лінійної ділянки при напрузі 0,78 мВ. Динамічний опір цієї ділянки складає $3,1 \cdot 10^{-3}$ Ом. Як бачимо, він приблизно в 5 разів більший, ніж R_{d1} . Таким чином, ця ділянка відповідає стану з п'ятьма ЛПФ. Стан з чотирма ЛПФ, для якого $V_4 = 0,50$ мВ, $I_4 = 112$ мА, згідно з представленою ВАХ в MM^{B2} , не виникав, але все ж при струмі $I_4 = 112$ мА на ВАХ спостерігається перегин. Розглянемо ВАХ MM^{B2} при СПСІ I_{inj} рівному 4 мА. В цьому випадку маємо $I_s = 75$ мА, $V_1 = 0,15$ мВ, $I_1 = 87$ мА і $V_2 = 0,57$ мВ, $I_2 = 97$ мА, які дають $R_{d1} = 12,5 \times$

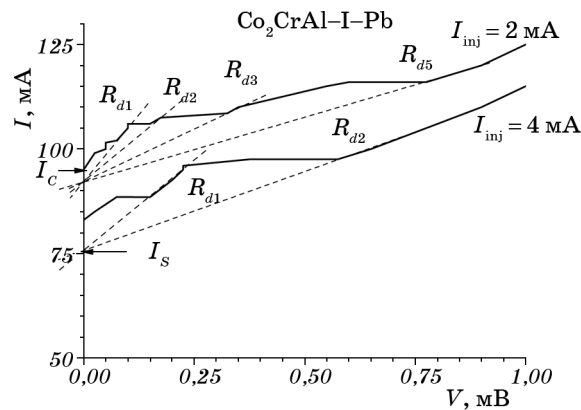


Рис. 4. ВАХ мікромістка MM^{B2} з різним рівнем СПСІ, що демонструють ЛПФ.

$\times 10^{-3}$ Ом і $R_{d2} = 25 \cdot 10^{-3}$ Ом. Як бачимо, і в цьому випадку виконується умова ЛПФ $R_d = iR_{d1}$. Представлені розрахунки свідчать про те, що в MM^{B2} експериментально спостерігаються ЛПФ і при цьому виявлено вплив СПСІ I_{inj} як на величину струму відсічки I_s , так і величину динамічного опору ЛПФ R_d . З ростом СПСІ струм відсічки I_s зменшується, а динамічний опір R_d зростає, тобто відбувається пригнічення енергетичної щільності Δ_{Pb} . Слід відзначити, що дія мікрохвильового випромінювання при зростанні його потужності викликає зменшення як I_s , так і R_d [7].

3. ВИСНОВКИ

Показано, що СПСІ може ефективно впливати на величину критичного струму I_c надпровідного мікромістка. Одержано високі значення керованості $\eta = \Delta I_c / \Delta I_{inj}$, які для мікромістка MM^{B2} при СПСІ з $p \cong 0,63$ склали $\cong 5,6$, а для мікромістка MM^{L2} при СПСІ з $p \cong 0,97$, відповідно, $\cong 19$.

Одержані експериментальні дані свідчать, що СПСІ є зручний зовнішній чинник, що може змінювати величину струму відсічки I_s^{B2} .

Встановлено, що динамічний опір ліній проковзування фази R_d при підвищенні рівня СПСІ (I_{inj}) зростає, що можна пов'язати з придушенням енергетичної щільності Δ_{Pb} під дією СПСІ.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Э. М. Руденко, И. В. Короташ, Ю. В. Кудрявцев, М. В. Дякин, Д. С. Щипцов, *Металлофиз. новейшие технол.*, **30**: 451 (2008).
2. I. Galanakis, P. H. Dederichs, and N. Papanikolaou, *Phys. Rev. B*, **66**: 174429 (2002).

3. К. К. Лихарев, *Изв. ВУЗов. Радиофизика*, **14**: 909 (1971); К. К. Лихарев, *Изв. ВУЗов. Радиофизика*, **14**: 918 (1971).
4. B. T. Matthias, V. B. Compton, H. Suhl, and E. Gorenzwitt, *Phys. Rev.*, **115**: 1597 (1959); B. T. Matthias and H. Suhl, *Phys. Rev. Lett.*, **4**: 51 (1960).
5. E. M. Rudenko, I. V. Korotash, I. P. Nevirkovets et al., *Supercond. Sci. Technol.*, **4**: 1 (1991).
6. W. J. Skocpol, M. R. Beasley, and M. Tinkham, *J. Low Temp. Phys.*, **16**: 145 (1974).
7. В. М. Дмитриев, И. В. Золочевский, *Физика низких температур*, **35**: 1187 (2009).

REFERENCES

1. E. M. Rudenko, I. V. Korotash, Yu. V. Kudryavtsev, M. V. Dyakin, and D. S. Shchiptsov, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **30**: 451 (2008) (in Russian).
2. I. Galanakis, P. H. Dederichs, and N. Papanikolaou, *Phys. Rev. B*, **66**: 174429 (2002).
3. К. К. Лихарев, *Изв. ВУЗов. Радиофизика*, **14**: 909 (1971); К. К. Лихарев, *Изв. ВУЗов. Радиофизика*, **14**: 918 (1971) (in Russian).
4. B. T. Matthias, V. B. Compton, H. Suhl, and E. Gorenzwitt, *Phys. Rev.*, **115**: 1597 (1959); B. T. Matthias, and H. Suhl, *Phys. Rev. Lett.*, **4**: 51 (1960).
5. E. M. Rudenko, I. V. Korotash, I. P. Nevirkovets et al., *Supercond. Sci. Technol.*, **4**: 1 (1991).
6. W. J. Skocpol, M. R. Beasley, and M. Tinkham, *J. Low Temp. Phys.*, **16**: 145 (1974).
7. V. M. Dmitriev and I. V. Zolochevskiy, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **35**: 1187 (2009) (in Russian).