УДК 538.945 DOI 10.36910/775.24153966.2022.73.20

О.Ю. Пастух, В.Є. Сахнюк, О.В. Замуруєва, А.М. Шутовський

Волинський національний університет імені Лесі Українки

ВПЛИВ НЕМАГНІТНИХ ДОМІШОК НА СТРУМ ДЖОЗЕФСОНА В SNINS КОНТАКТАХ ДЛЯ ТЕМПЕРАТУР, БЛИЗЬКИХ ДО КРИТИЧНОЇ

В роботі було досліджено рівноважні струмові стани у надпровідних контактах типу SNINS (S – надпровідник, N – нормальний метал, I – діелектрик) за наявності немагнітних домішок довільної концентрації у надпровідних областях. Дослідження проводились для температур, близьких до критичної з використанням теорії Гінзбурга-Ландау. Одержані результати є чинними для широкого інтервалу значень коефіцієнта проходження електронів та довільної товщини нормального прошарку. При дослідженні струмових станів було враховано вплив на струм-фазову залежність ефектів розпаровування.

Ключові слова: *контакт Джозефсона, параметр впорядкування, ефекти розпаровування, теорія Гінзбурга-Ландау, струм-фазова залежність, немагнітні домішки.*

О.Ю. Пастух, В.Е Сахнюк, О.В. Замуруева, А.Н. Шутовський

ВЛИЯНИЕ НЕМАГНИТНЫХ ПРИМЕСЕЙ НА ТОК ДЖОЗЕФСОНА В SNINS КОНТАКТАХ ДЛЯ ТЕМПЕРАТУР, БЛИЗКИХ К КРИТИЧЕСКОЙ

В работе были исследованы равновесные токовые состояния в сверхпроводящих контактах типа SNINS (S – сверхпроводник, N – нормальный металл, I – диэлектрик) при наличии немагнитных примесей произвольной концентрации в сверхпроводящих областях. Исследования проводились для температур, близких к критической с использованием теории Гинзбурга-Ландау. Полученные результаты действуют для широкого интервала значений коэффициента прохождения электронов и произвольной толщины нормальной прослойки. При исследовании токовых состояний было учтено влияние на ток-фазовую зависимость эффектов разспаривания.

Ключевые слова: *контакт Джозефсона, параметр приведения в порядок, эффекты разспаривания, теория Гинзбурга-Ландау, ток-фазовая зависимость, немагнитные примеси.*

O. Pastukh, V. Sakhnyuk, O. Zamurujeva, A. Shutovskyi

INFLUENCE OF NON-MAGNETIC IMPURITIES ON JOSEPHSON'S CURRENT IN SNINS JUNCTIONS FOR TEMPERATURES CLOSE TO CRITICAL

Equilibrium current states in superconducting junctions of SNINS-type (S – superconductor, N – normal metal, I – insulator) for arbitrary concentrations of nonmagnetic impurities in superconducting regions were investigated using the Ginzburg-Landau theory near the critical temperature. We found the current-phase relation valid in a wide range of electron transmission coefficient values and an arbitrary thickness of the normal layer. The influence of depairing effects was taken into account.

Keywords: *Josephson junctions, order parameter, depairing effects, Ginzburg-Landau theory, current-phase relation, nonmagnetic impurities.*

Постановка проблеми. Як відомо поблизу критичної температури густина струму в контакті виражається через параметр впорядкування, просторова поведінка останнього описується рівнянням Гінзбурга-Ландау [1]. Основними факторами, що впливають на просторову поведінку параметра впорядкування є наявність в контакті нормальної області, діелектричного прошарку, домішок, а також струму. Виявляється, що вплив кожного з даних факторів за певних умов може викликати руйнування куперівських пар. Ефекти розпаровування виникають за умов, коли параметри контакту можуть набувати значень, при яким струм в контакті є немалим. А саме, у випадку наявності достатньо малих товщин нормального прошарку та немалих значень прозорості діелектричного прошарку. Крім того руйнування пар може бути спричинене наявністю границі розділу надпровідної області з ненадпровідною та власне залежністю параметра впорядкування на даній границі від різниці фаз надпровідників. Як результат, врахування ефектів розпаровування веде до появи ангармонійної струм-фазової залежності.

Дослідження властивостей надпровідних контактів типу SNINS, як просторово неоднорідної системи, слабкий зв'язок в якій є комбінацією прошарків нормального металу та діелектрика, виконувалось в багатьох роботах [2-9]. В дослідженнях [2-4], поширеною є модель, де параметр впорядкування в надпровідній області вважається сталим аж до границі розділу нормального металу та надпровідника. Використовуючи метод функцій Гріна, в [2] одержано формулу для густини струму при малих значеннях коефіцієнта проходження електронів D крізь діелектрик. Довільні значення D розглядались в [3] на основі методу t-представлення [1], в якому розв'язуються рівняння для функцій Гріна, попередньо згладжених на атомних довжинах. Гранично брудний випадок $l << \xi_0$ з врахуванням просторової зміни параметра впорядкування в надпровідній області аналізувався в [5, 6]. Показано, що зменшення параметра впорядкування поблизу границі нормальної та надпровідної областей приводить до зменшення величини критичного струму контакту. Стаціонарні властивості SNINS контакту для області температур, близьких до критичної розглядались в [7] для товщини нормального прошарку $d >> \xi_0$, а випадок довільних значень товщини нормального прошарку в масштабі ξ_0 аналізувався в [8].

Постановка завдань. В роботі поставлено мету – дослідити рівноважні струмові стани у надпровідних контактах типу SNINS за довільної прозорості D діелектричного прошарку та за довільних товщин нормального прошарку. Проаналізувати значення параметрів контакту, за яких виникають ефекти розпаровування та яким чином вони відображаються на формі струм-фазової залежності.

Викладення основного матеріалу. Вважатимемо поверхні, що розділяють нормальний метал і надпровідник плоскими, а вісь OZ перпендикулярною до них. Нехай надпровідник заповнює область $|z| > d/2$, а нормальний метал – $|z| < d/2$. Прошарок діелектрика розміщений у площині $|z| = 0$. Оскільки просторова неоднорідність порушена лише в напрямку осі OZ, то досліджувані величини залежатимуть лише від z-координати.

Як відомо з теорії Гінзбурга-Ландау, вихідна формула для густини струму є функціоналом від параметра впорядкування [1]

$$j(\zeta) = i\frac{7\zeta(3)}{16\pi^2}\frac{env_0}{p_0\xi_0 T_c^2}\left(\Delta\frac{d\Delta^*}{d\zeta} - \Delta^*\frac{d\Delta}{d\zeta}\right)\chi\left(\frac{\xi_0}{l}\right), \tag{1}$$

де e – заряд електрона, n – концентрація електронів, v_0 – фермі-швидкість, p_0 – фермі-імпульс, $\xi_0 = v_0/2\pi T_c$ – довжина когерентності, T_c – критична температура, $\zeta = z/\xi_0$ – безрозмірна змінна, $\chi\left(\frac{\xi_0}{l}\right) = \frac{8}{7\zeta(3)}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{1}{(2n+1)^2(2n+1+1/\lambda)}$, $l/\xi_0 = \lambda$ – безрозмірна довжина вільного пробігу електронів, яка визначає ступінь забруднення надпровідників домішками.

Параметр впорядкування за наявності струму в контакті, представимо у формі

$$\Delta(\zeta) = e^{\pm i\frac{\varphi}{2}}\Delta_\infty f(\zeta)e^{2im\chi(\zeta)}. \tag{2}$$

Тут $\Delta_\infty = \sqrt{\frac{8\pi^2}{7\zeta(3)}}T_c\sqrt{1-\frac{T}{T_c}}$ – параметр впорядкування в просторово однорідному випадку поблизу критичної температури, а функція $f(\zeta)$ описує просторову зміну параметра впорядкування. Якщо не враховувати ефектів розпаровування, то $f \to 1$ в глибині надпровідника, при $\zeta >> 1$. Кінцевий результат для густини струму в контакті виражається через φ – стрибок фази при переході через контакт. Тому, без втрати загальності, в (2) покладено фазу параметра впорядкування на лівому березі контакту рівною ($-\varphi/2$), а на правому – ($\varphi/2$). Через $\chi(\zeta)$ – неперервну складову фази параметра впорядкування ($\chi(d/2) = \chi(-d/2) = 0$) виражається надплинна швидкість v_s: $\frac{d\chi}{d\zeta} = \xi_0 v_s(\zeta)$.

Поблизу критичної температури просторова поведінка параметра впорядкування описується рівнянням Гінзбурга-Ландау. Однак при використанні цього рівняння постає проблема граничної умови на границі надпровідної області з ненадпровідною. Одержати коректну інформацію про поведінку параметра впорядкування в надпровідній області поблизу NS-границі можна звернувшись до мікроскопічної теорії надпровідності [1]. В результаті, виконуючи розрахунки подібні до виконаних в [10], приходимо до наступних систем лінійних інтегральних рівнянь для симетричної та антисиметричної частин параметра впорядкування

$$\begin{cases} \Delta_s(\zeta) = \sum_n \int_0^\infty d\zeta' \Delta_{n,s}(\zeta')\{K(\zeta-\zeta') + K(\zeta+\zeta'+a)\}, \\ \Delta_{n,s}(\zeta) = \Delta_s(\zeta) + \int_0^\infty d\zeta' \Delta_{n,s}(\zeta')\{\tilde{K}(\zeta-\zeta') + \tilde{K}(\zeta+\zeta'+a)\}, \end{cases} \tag{3}$$

$$\begin{cases} \Delta_a(\zeta) = \sum_n \int_0^\infty d\zeta' \Delta_{n,a}(\zeta') \left\{ K(\zeta-\zeta') + K_D(\zeta+\zeta'+a) \right\}, \\ \Delta_{n,a}(\zeta) = \Delta_a(\zeta) + \int_0^\infty d\zeta' \Delta_{n,a}(\zeta') \left\{ \tilde{K}(\zeta-\zeta') + \tilde{K}_D(\zeta+\zeta'+a) \right\}. \end{cases} \tag{4}$$

Ядра цих інтегральних рівнянь мають вигляд

$$K(\zeta) = \frac{\rho}{2}\int_0^1 \frac{dx}{x}\exp\left(-\frac{|2n'+1|}{x}|\zeta|\right), \quad K_D(\zeta) = \frac{\rho}{2}\int_0^1 \frac{dx}{x}\tau(x)\exp\left(-\frac{|2n'+1|}{x}|\zeta|\right),$$

$$\tilde{K}(\zeta) = \frac{1}{2\lambda}\int_0^1 \frac{dx}{x}\exp\left(-\frac{|2n'+1|}{x}|\zeta|\right), \quad \tilde{K}_D(\zeta) = \frac{1}{2\lambda}\int_0^1 \frac{dx}{x}\tau(x)\exp\left(-\frac{|2n'+1|}{x}|\zeta|\right),$$

де $\tau(x) = 2R(x) - 1 = 1 - 2D(x)$.

Легко переконатись, що асимптотика розв'язків систем рівнянь (3) і (4), при $\zeta >> 1$ є лінійною

$$\begin{aligned} &\Delta_s(\zeta) = C_1(\zeta + q_{1,\infty}), && \Delta_a(\zeta) = C_2(\zeta + q_{2,\infty}), \\ &\Delta_{n,s}(\zeta) = \left|\frac{2n'+1}{2n+1}\right| C_1(\zeta + q_{1,\infty}), && \Delta_{n,a}(\zeta) = \left|\frac{2n'+1}{2n+1}\right| C_2(\zeta + q_{2,\infty}). \quad \zeta \to \infty \end{aligned} \tag{5}$$

Важливим тут є той факт, що $q_{1,\infty}$ та $q_{2,\infty}$, які є відношеннями коефіцієнтів лінійної асимптотики, визначаються однозначно ядром інтегрального рівняння. Ця обставина пов'язана з тим фактом, що інтегральні рівняння (3) і (4) визначені на півосі. Нам важливо обчислити коефіцієнти $q_{1,\infty}$ та $q_{2,\infty}$, оскільки вони входитимуть як у граничну умову для рівняння Гінзбурга-Ландау, так і у кінцевий вираз для густини струму. Для їх відшукання застосовуємо метод квазіортогональності до асимптотики [11], що зрештою приводить до такого результату

$$q_{1,\infty} = \frac{1}{2I_1}\left[I_2 + I_2(a) + \frac{\left(I_1 + I_1(a)\right)^2}{I_0 - I_0(a)} \right]; \tag{6}$$

$$q_{2,\infty} = \frac{1}{2I_1}\left[I_2 + I_2(a,D) + \frac{\left(I_1 + I_1(a,D)\right)^2}{I_0 - I_0(a,D)} \right]. \tag{7}$$

В останніх рівностях було використано позначення для наступних інтегралів

$$I_S(a,D) = \frac{\rho}{2}\sum_n \frac{1}{|2n+1|^2 |2n'+1|^S}\int_0^1 dx\, x^{S+1}\tau(x) e^{-\frac{|2n'+1|}{x}a}, \quad s = 0,1,2.$$

$$I_S(a) = I_S(a,0), \qquad I_S = I_S(0,0), \qquad s = 0,1,2.$$

Залежність коефіцієнтів $q_{1,\infty}$ та $q_{2,\infty}$ від товщини нормального прошарку зображена на рис. 1, 2. Бачимо, що зі збільшенням товщини нормального прошарку вплив останньої на значення цих коефіцієнтів є несуттєвим. Із рис. 1 слідує, що величини $q_{2,\infty}$ для різних значень коефіцієнта проходження електронів зі збільшенням товщини d/ξ_0 наближаються до асимптотичного значення. При збільшенні концентрації немагнітних домішок значення як $q_{1,\infty}$ так і $q_{2,\infty}$ зменшуються (рис. 2).

Маючи результати дослідження просторової поведінки параметра впорядкування поблизу NS-границі, можемо перейти до знаходження граничних умов для рівняння Гінзбурга-Ландау. Лінійне інтегральне рівняння є чинним в області, де характерна відстань, на якій зазнає зміни параметр впорядкування, є порядку довжини когерентності ξ_0. Однак, якщо відійти вглиб надпровідника на відстань порядку $\xi(T) = \xi_0 \left(\frac{7\zeta(3)}{12} \frac{\chi(\xi_0/l)}{1 - T/T_c} \right)^{1/2}$, $(\xi(T) >> \xi_0)$, то характерною відстанню, на якій зазнає зміни параметр впорядкування є характерна довжина в теорії Гінзбурга-Ландау. Тому в цій області лінійне інтегральне рівняння втрачає свою чинність і параметр впорядкування буде описуватись рівнянням Гінзбурга-Ландау.

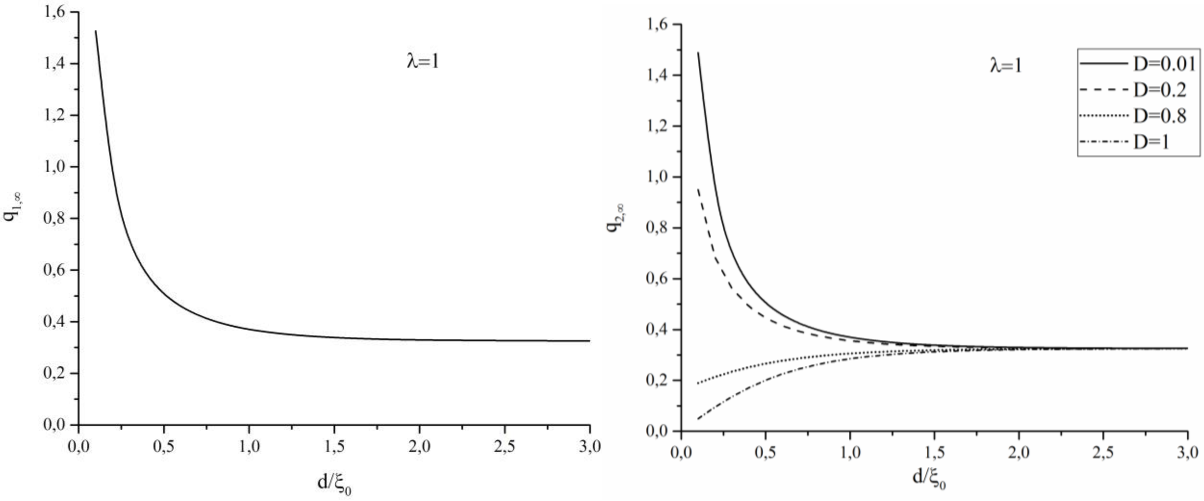

Рис. 1. **Залежність коефіцієнта $q_{2,\infty}$ від товщини нормального прошарку для заданого значення довжини вільного пробігу λ та різних значень коефіцієнта проходження електронів D.**

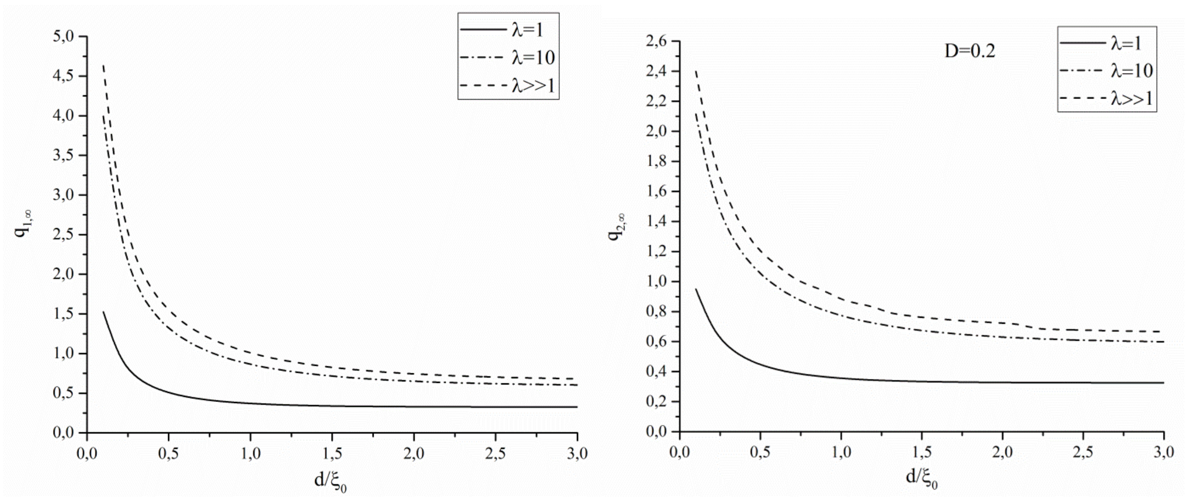

Рис. 2. **Залежність коефіцієнтів $q_{1,\infty}$ та $q_{2,\infty}$ від товщини нормального прошарку для заданого значення коефіцієнта проходження електронів D та різних значень довжини вільного пробігу λ.**

Зрозуміло, що перехід від лінійного інтегрального рівняння до рівняння Гінзбурга-Ландау та навпаки не може відбуватися різко. Тому логічно вважати, що існує така область $\xi_0 << z << \xi(T)$, де чинними є обидва рівнянь. Зрозуміло, що це область великих z у порівнянні з довжиною когерентності ξ_0 та малих z в порівнянні з характерною довжиною в теорії Гінзбурга-Ландау. Тобто, можемо зшити асимптотику розв'язку лінійного інтегрального рівняння на нескінченності з асимптотикою розв'язку рівняння Гінзбурга-Ландау на малих відстанях від границі розділу нормального металу і надпровідника. Це дасть можливість одержати граничну умову для рівняння Гінзбурга-Ландау

$$f_+ = f_-, \quad f_+' = -f_-', \quad \frac{f_+'}{f_+} = \frac{\cos^2\dfrac{\varphi}{2}}{q_{1,\infty}} + \frac{\sin^2\dfrac{\varphi}{2}}{q_{2,\infty}}. \tag{8}$$

f_+ і f_- – значення функції f на межі нормальної та надпровідної областей. Як бачимо з граничної умови, параметр впорядкування на межі залежить від різниці фаз, а тому очевидно, що дана умова буде відігравати ключову роль у формуванні ангармонійної струм-фазової залежності.

Фактично, можемо вважати, що умова (8) відповідає за розпаровування спричинене різницею фаз та самою NS границею.

Слід відмітити, що через залежність граничної умови від різниці фаз виникає ангармонічність в струм-фазовій залежності поблизу критичної температури. Гранична умова (8) є аналогічна умові (2) в [6] з феноменологічними параметрами g_l і g_δ. В нашій роботі ці параметри одержані з мікроскопічних розрахунків ($g_\delta = 1/q_{1,\infty}$, $g_l = 1/2(1/q_{2,\infty} - 1/q_{1,\infty})$), що дає можливість проаналізувати їх значення в залежності від параметрів контакту. Одержана гранична умова (8) з виразами (6) і (7) для $q_{1,\infty}$ та $q_{2,\infty}$ є чинною для довільної концентрації немагнітних домішок.

Густину струму обчислюватимемо в області спільної чинності лінійного інтегрального рівняння та рівняння Гінзбурга-Ландау, а тому у виразі для струму будемо використовувати асимптотичну форму для параметра впорядкування, яка є лінійною в цій області. Підставляючи представлення (2) у вираз для струму (1) та беручи до уваги (8), одержимо такий результат для густини струму

$$I = \frac{f_+^2}{2\tau}\left(\frac{1}{q_{2,\infty}} - \frac{1}{q_{1,\infty}}\right)\sin\varphi. \tag{9}$$

Тут запроваджено безрозмірну густину струму $I = \frac{j}{j_0}$, де $j_0 = \sqrt{\frac{12}{7\zeta(3)}}\frac{env_0}{p_0\xi_0}\sqrt{\chi(\xi_0/l)}\left(1-\frac{T}{T_c}\right)^{3/2}$ та використано позначення $\tau = \frac{\xi_0}{\xi(T)} = \left(\frac{12}{7\zeta(3)}\frac{1}{\chi(\xi_0/l)}\left(1-\frac{T}{T_c}\right)\right)^{1/2}$ – відношення довжини когерентності до характерної довжини в теорії Гінзбурга-Ландау.

Співвідношення для f_+ можна одержати скориставшись рівнянням Гінзбурга-Ландау, якому задовольняє функція $f(\zeta)$

$$\frac{1}{\tau^2}\frac{d^2 f(\zeta)}{d\zeta^2} - \frac{I^2}{f^3(\zeta)} + f(\zeta) - f^3(\zeta) = 0. \tag{10}$$

В граничному випадку $\zeta \to \infty$ функція $f(\zeta)$ прямує до сталої, яку позначимо через f_∞, а похідна $f'(\zeta)$ прямуватиме до нуля. В результаті для безрозмірної густини струму одержимо

$$I^2 = f_\infty^4\left(1 - f_\infty^2\right). \tag{11}$$

Використовуючи останню рівність та беручи до уваги граничну умову (8), для першого інтегралу рівняння (10) на границі нормального металу та надпровідника $(\zeta = a/2)$ одержимо

$$\frac{1}{\tau^2}\left(\frac{\cos^2\frac{\varphi}{2}}{q_{1,\infty}} + \frac{\sin^2\frac{\varphi}{2}}{q_{2,\infty}}\right)^2 f_+^4 - \left(f_\infty^2 - f_+^2\right)^2\left(\frac{1}{2}f_+^2 + f_\infty^2 - 1\right) = 0. \tag{12}$$

Доповнюючи (12) рівнянням

$$f_\infty^4\left(1 - f_\infty^2\right) = \frac{f_+^4}{4\tau^2}\left(\frac{1}{q_{2,\infty}} - \frac{1}{q_{1,\infty}}\right)^2 \sin^2\varphi, \tag{13}$$

яке слідує з порівняння (9) і (11), маємо замкнену систему рівнянь (12), (13). Розв'язуючи отриману систему, знаходимо залежність $f_+(\varphi)$, а підставляючи її в рівняння (9), отримуємо залежність струму від різниці фаз. Зазначимо, що у виразі для густини струму j/j_0 також враховується залежність від коефіцієнта прозорості D, товщини нормального прошарку a та ступеня забрудненості немагнітними домішками $\chi(\xi_0/l)$.

Отримати точний аналітичний розв'язок системи рівнянь (12), (13) у загальному випадку неможливо, однак ми можемо виконати чисельні розрахунки. З рис. 3(а) видно, що при значенні товщини нормального прошарку, близькому до ξ_0 величина струму в контакті при заданому коефіцієнті проходження електронів є суттєво меншою за значення струму для SIS контакту, яке асимптотично отримуємо за умови $a = 0$. Зі збільшенням коефіцієнта проходження електронів форма кривої (рис. 3(б)) починає відрізнятись від синусоїдальної і струм досягає максимуму за різниці фаз, яка менша за *π/2*. Останнє є значенням різниці фаз, при якому струм досягає максимального значення при $D \ll 1$. Очевидно, що поява ангармонічності у струм-фазовій залежності є викликана ефектами струмом розпаровування, які при малих значеннях товщини нормального прошарку a. є значними. Аналогічний результат було одержано в [13], для SNS контакту.

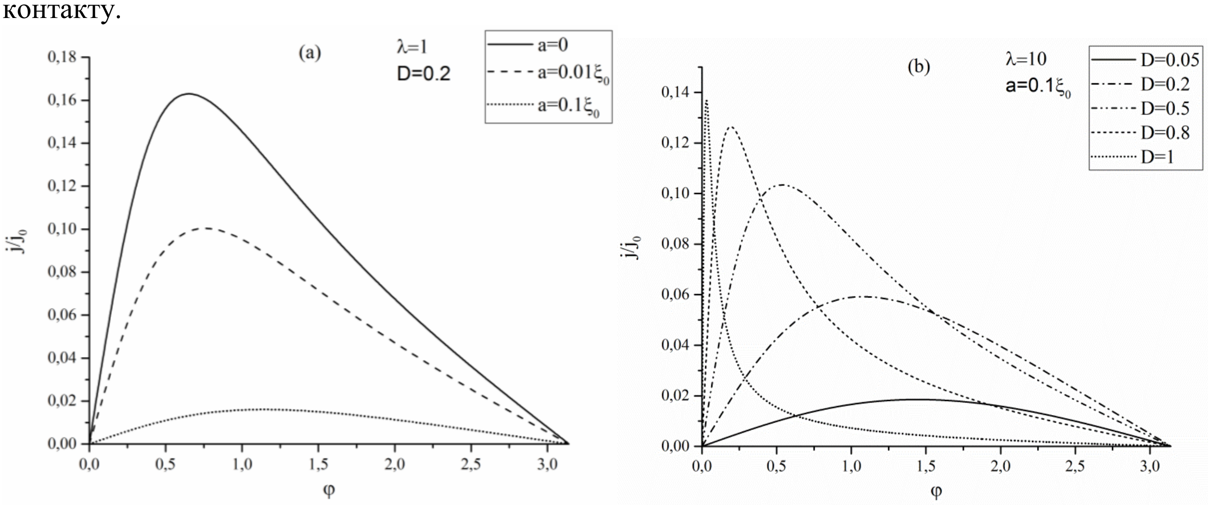

Рис. 3. **Залежність струму в контакті від різниці фаз: а) для довжини вільного пробігу електронів $\lambda = 1$ та коефіцієнта проходження електронів $D = 0.2$ при різних значеннях товщини нормального прошарку *a*; б) для довжини вільного пробігу електронів $\lambda = 10$ та товщини нормального прошарку $a = 0.1\xi_0$ при різних значеннях коефіцієнта проходження електронів** D.

З рис. 3(б) видно, що строга ангармонійність струму виникає також при значеннях прозорості діелектричного прошарку, близьких до одиниці, коли критичний струм контакту близький до струму розпаровування однорідного надпровідника. Верхній графік в границі $D = 1$ відображає фактично залежність струму від різниці фаз для SNS-контакту. Ця залежність є аналогічною з одержаними в роботах [13, 14] результатами: величина різниці фаз, при якій струм набуває максимального значення, зміщується в напрямку $\varphi < \pi/2$. Аналогічне зміщення маємо і для випадку, коли товщина нормального прошарку $a = 0$, тобто для тунельного SIS-контакту [10, 15]. З аналізу рис. 1 стає очевидним, що великі значення прозорості та малі товщини нормального прошарку відповідають значенню коефіцієнтів $q_{1,\infty} \gg 1$ і $q_{2,\infty} \ll 1$. Таким чином, маємо повну аналогію з асимптотичними значеннями відповідних коефіцієнтів в роботах [16], де замість $q_{2,\infty}$ маємо параметр $\Gamma_B = 2\tau q_{2,\infty}$ та [13], де слід врахувати, що $q_{1,\infty}^{-1} = \Gamma p/\xi(T)$, $q_{2,\infty}^{-1} = \Gamma q/\xi(T)$, які присвячені дослідженню ефектів розпаровування у відповідних надпровідних контактах. Якщо ж брати до уваги параметри контакту, за яких ефекти розпаровування, викликані струмом є несуттєвими ($D \ll 1, a \gg 1$), то з рис. 1 бачимо, що коефіцієнти $q_{1,\infty}$ та $q_{2,\infty}$ починають прямувати до спільного значення. Внаслідок цього, гранична умова (8) є практично незалежною від різниці фаз, а отже її внесок у формування ангармонійності струму зменшується.

Важливим є також питання про вплив довжини вільного пробігу на струм-фазову залежність. Як видно з рис. 4, зміна довжини вільного пробігу суттєво впливає на величину струму і вже при $\lambda \le 1$ максимум струму в контакті є суттєво меншим за відповідне значення в бездомішковому випадку, а при $\lambda \ge 10$ вплив домішок є несуттєвим.

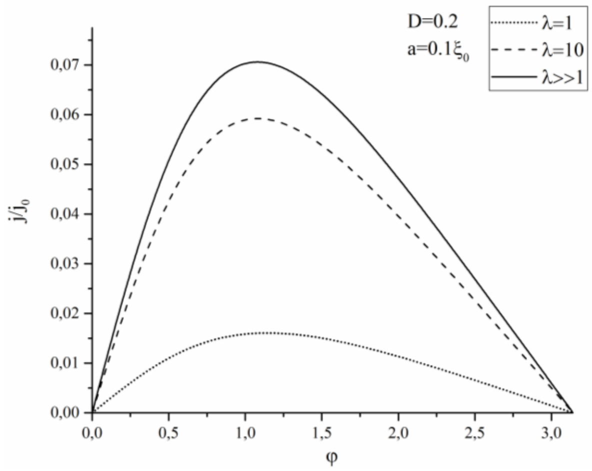

Рис. 4. **Залежність струму в контакті від різниці фаз для коефіцієнта проходження електронів $D = 0.2$ і товщини нормального прошарку $a = 0.1\xi_0$ при різних значеннях довжини вільного пробігу електронів λ.**

Висновки. Одержано лінійне інтегральне рівняння, що описує просторову поведінку параметра впорядкування поблизу NS-границі в надпровідному SNINS контакті. З аналізу лінійного інтегрального рівняння, використовуючи метод квазіортогональності до асимптотики, знайдено граничну умову для рівняння Гінзбурга-Ландау. Виконано чисельний аналіз залежності струму від різниці фаз для випадку довільних значень товщини нормального прошарку, коефіцієнта проходження електронів та наявності немагнітних домішок. Крім того, отримано аналітичний результат для струм-фазової залежності, який дуже добре узгоджується з результатами чисельних розрахунків. Показано, що врахування ефектів розпаровування відіграє важливу роль у формуванні струм-фазової залежності, яка стає значно складнішою у порівнянні з традиційною синусоїдальною. Також проаналізовано ряд граничних випадків переходу до простіших контактів типу SNS і SIS за наявності та відсутності немагнітних домішок, виходячи з отриманого результату для SNINS контакту. Отримані результати можуть бути використані для подальшого дослідження подібних надпровідних структур. Крім того, цікавим питанням є аналіз поведінки SNINS контактів у магнітному полі, враховуючи нетривіальну залежність струму від різниці фаз.

Список використаних джерел:

1. Svidzinskii A. V. *Spatially Innhomogeneous Problems in the Theory of Superconductivity*, Nauka, Moscow (1982).
2. Zaikin A. D. and Zharkov G. F. *Zh. Eksp. Teor. Fiz*. **78**, 721 (1978) [*Sov. Phys. JETP*. **51**, 364 (1980)].
3. Akhramovich L. N., Rakov Y. A., Svidzinskii A. V. *Theor Math Phys*. **77**, 450 (1988).
4. Zaikin A. D. and Zharkov G. F. *Zh. Eksp. Teor. Fiz*. **81**, 1781(1981) [*Sov. Phys. JETP*. **54**, 944 (1981)].
5. Golubov A. A., Kupriyanov M. Yu. *J. Low Temp. Phys*. **70**, 83 (1988).
6. Golubov A. A., Kupriyanov M. Yu. *Sov. Phys. JETP*. **69**, 4 (1989).
7. Akhramovich L. N., and Svidzinskii A. V. *Fiz. Nizk. Temp*. **14**, 815 (1988).
8. Sakhnyuk V. E., and Svidzynsky A. V. *Condens. Matter Phys*. **9**, 169 (2005).
9. Bezuglyi E. V., Bratus' E. N., Shumeiko V. S. *Phys. Rev. B*. **95**, 014522 (2017).
10. Pastukh O. Yu., Shutovskyi A. M., Sakhnyuk V. E. *Low Temp. Phys*. **43**, 664 (2017).
11. Svidzinsky A. V., and Sakhnyuk V. E. *Condens. Matter Phys*. **3**, 683 (2000).
12. Barash Y. S. *Phys. Rev. B*. **85**, 100503 (2012).
13. Ivanov G., Kuprianov M. Yu., Likharev K. K. et al. *Fiz. Nizk. Temp*. **7**, 560 (1981) [*Sov. J. Low Temp. Phys*. **7**, 274 (1981)].
14. Nikolić B. K., Freericks J. K., Miller P. *Phys. Rev. B*. **64**, 212507 (2001).
15. Kupriyanov M. Yu. *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz*. **56**, 414 (1992).
16. Sols F., Ferrer J. *Phys. Rev. B*. **49**, 15913 (1994).