УДК 538.945
DOI https://doi.org/10.32782/pet-2021-1-8

Олександр ПАСТУХ
аспірант відділу дослідження обчислювальних матеріалів, Інститут ядерної фізики (Генріка Неводнічанський) Польської академії наук, вул. Валері Еляш-Радзіковські, 152, м. Краків, Польща, 31-342
ORCID: *0000-0003-0031-0159*

Василь САХНЮК
доцент кафедри теоретичної та комп'ютерної фізики, Волинський національний університет імені Лесі Українки, вул. Потапова, 9, м. Луцьк, Україна, 43000
ORCID: *0000-0002-9225-7473*

Олег БІРУК
старший викладач кафедри теоретичної та комп'ютерної фізики, Волинський національний університет імені Лесі Українки, вул. Потапова, 9, м. Луцьк, Україна, 43000

Олег ВІЛІГУРСЬКИЙ
старший викладач кафедри теоретичної та комп'ютерної фізики, Волинський національний університет імені Лесі Українки, вул. Потапова, 9, м. Луцьк, Україна, 43000

Бібліографічний опис статті: Пастух, О., Сахнюк, В., Бірук, О., Вілігурський, О. (2021) До проблеми знаходження граничних умов в надпровідних контактах. *Фізика та освітні технології*, *1,* 46–51, doi: https://doi.org/10.32782/pet-2021-1-8

ДО ПРОБЛЕМИ ЗНАХОДЖЕННЯ ГРАНИЧНИХ УМОВ В НАДПРОВІДНИХ КОНТАКТАХ

В роботі було досліджено питання знаходження граничних умов для рівняння Гінзбурга-Ландау, яке описує просторову поведінку параметра впорядкування у надпровідних контактах поблизу критичної температури. Зокрема було розглянуто надпровідні контакти, що поєднують в собі тунельні ефекти та ефект близькості, за наявності немагнітних домішок у надпровідних областях. Для знаходження граничної умови в контакті було використано метод квазіортогональності до асимптотики. Крім того, ніякі обмеження на значення коефіцієнта проходження електронів та товщину нормального прошарку не накладались.

Ключові слова: *граничні умови, параметр впорядкування, теорія Гінзбурга-Ландау.*

Olexandr PASTUKH
PhD student of the Department of Computational Materials Research, Polish Academy of Sciences, Henryk Niewodniczański Institute of Nuclear Physics, 152 Walery Eljasz Radzikowski St., Krakow, Poland, 31-342
ORCID: *0000-0003-0031-0159*

Vasyl SAKHNYUK
Associate Professor of the Department of Theoretical and Computer Physics named by A.V. Svidzynskyi, Lesya Ukrainka Volyn National University, 9 Potapova St., Lutsk, Ukraine, 43000

Oleh BIRUK
Lecturer of the Department of Theoretical and Computer Physics named by A.V. Svidzynskyi, Lesya Ukrainka Volyn National University, 9 Potapova St., Lutsk, Ukraine, 43000

Oleh VILIHURSKYI
Lecturer of the Department of Theoretical and Computer Physics named by A.V. Svidzynskyi, Lesya Ukrainka Volyn National University, 9 Potapova St., Lutsk, Ukraine, 43000

To cite this article: Pastukh, O., Sakhnyuk, V., Biruk, O. & Vilihurskyi O. (2021) Do problemy znakhodzhennia hranychnykh umov v nadprovidnykh kontaktakh [To the problem of finding the boundary conditions for superconducting junctions]. *Physics and educational technology*, *1,* 46–51, doi: https://doi.org/10.32782/pet-2021-1-8

TO THE PROBLEM OF FINDING THE BOUNDARY CONDITIONS FOR SUPERCONDUCTING JUNCTIONS

The problem of finding boundary conditions for the Ginzburg-Landau equation, which describes the spatial behavior of the order parameter in superconducting junctions near the critical temperature, was considered. In particular, superconducting junctions, combining tunnel effects and the proximity effect with nonmagnetic impurities in superconducting regions, were investigated. To find the boundary condition for the Ginzburg-Landau equation the method of quasiorthogonality to asymptotics was used. In addition, there were no restrictions on the values of the electron transmission coefficient and the thickness of the normal layer.

Key words: *boundary conditions, order parameter, Ginzburg-Landau theory.*

Постановка наукової проблеми та її значення. Дослідження надпровідних контактів різного типу невпинно розвивається та набуває дедалі більшого інтересу як у науковій сфері, так і з боку інженерії та практичного використання. А тому важливим питанням теоретичних досліджень фізики надпровідності стає детальний аналіз струмових станів у таких структурах (див. огляд [1–2]). Для розрахунку струм-фазової залежності необхідно дослідити просторову поведінку параметра впорядкування в надпровідних областях контакту. З цією метою, в області температур, близьких до критичної, використовують теорію Гінзбурга-Ландау [3]. Однак, ключовим питанням, яке постає при застосуванні цієї теорії є знаходження відповідних граничних умов для рівняння Гінзбурга-Ландау. В роботі [4], для одержання необхідної інформації про просторову поведінку параметра впорядкування поблизу NS границі, використовується рівняння Узаделя, а в [5-7] лінійне інтегральне рівняння. Проте константа, яка входить в граничну умову, знаходиться в [5–7] методом Вінера-Хопфа, застосування якого до складніших контактів є проблематичним. В нашому дослідженні ми розглядатимемо граничну умову у надпровідному контакті типу SNINS (S – надпровідник, N – нормальний метал, I – діелектрик) за наявності немагнітних домішок та при довільних значеннях прозорості діелектричного прошарку і товщини нормальної області. Стаціонарні властивості SNINS контакту для області температур, близьких до критичної розглядались в [8] для товщини нормального прошарку d набагато більшої за довжину когерентності ξ_0, а випадок довільних значень d в масштабі ξ_0 аналізувався в [9]. Проте, знайдені в даних роботах граничні умови не враховували наявності в надпровідних областях немагнітних домішок, що буде зроблено в нашій роботі.

Виклад основного матеріалу й обґрунтування отриманих результатів дослідження. Розглянемо модель досліджуваного контакту. 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.

Теорія Гінзбурга-Ландау описує просторову поведінку параметра впорядкування поблизу критичної температури, який, за наявності струму в контакті, представляють у формі [3]

$$\Delta(\zeta) = e^{\pm i\frac{\varphi}{2}}\Delta_\infty f(\zeta)\, e^{2im\chi(\zeta)} \tag{1}$$

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, $\zeta = z/\xi_0$ – безрозмірна змінна.

Рівняння Гінзбурга-Ландау є чинним на відстанях порядку $\xi(T)$ – характерної довжини в теорії Гінзбурга-Ландау. Однак при використанні цього рівняння постає проблема граничної умови на границі надпровідної області з не надпровідною, оскільки при наближенні до даної границі параметр впорядкування змінюється швидко на відстанях порядку $\xi_0 << \xi(T)$. Тому, щоб одержати коректну інформацію про поведінку $\Delta(\zeta)$ в надпровідній області поблизу NS – границі необхідно звернутись до мікроскопічної теорії надпровідності [3] (див. також позначення), в якій для параметра впорядкування, з урахуванням геометрії контакту та наявності в надпровідниках немагнітних домішок, маємо систему лінійних інтегральних рівнянь

$$\Delta(\zeta) = \frac{\rho}{2}\sum_n \int_0^1 \frac{dx}{x} \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta' \Delta_n(\zeta') \left\{ \exp\left(-\frac{|2n'+1|}{x}|\zeta - \zeta'| \right) + sign\zeta\zeta' R(x) \right. \tag{2}$$

$$\Delta_n(\zeta) = \Delta(\zeta) + \frac{1}{2\lambda}\int_0^1 \frac{dx}{x} \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta' \Delta_n(\zeta') \left\{ \exp\left(-\frac{|2n'+1|}{x}|\zeta - \zeta'| \right) + sign\zeta\zeta' R(x) \exp \right. \tag{3}$$

Знайти точний аналітичний розв'язок системи інтегральних рівнянь (2) та (3) у загальному випадку неможливо. Але якщо $\zeta \to \pm\infty$ то ця система має асимптотично точний розв'язок у вигляді лінійних функцій

$$\begin{aligned} &\Delta(\zeta) = \Delta'_+\zeta + \Delta_+, \;\; \Delta_n(\zeta) = \left|\frac{2n'+1}{2n+1}\right|(\Delta'_+\zeta + \Delta_+), \;\; \zeta \to +\infty, \\ &\Delta(\zeta) = \Delta'_-\zeta + \Delta_-, \;\; \Delta_n(\zeta) = \left|\frac{2n'+1}{2n+1}\right|(\Delta'_-\zeta + \Delta_-), \;\; \zeta \to -\infty. \end{aligned} \tag{4}$$

Запроваджуючи парну і непарну частини параметра впорядкування: $\Delta_s(\zeta) = \Delta(\zeta) + \Delta(-\zeta)$, $\Delta_{n,s}(\zeta) = \Delta_n(\zeta) + \Delta_n(-\zeta)$, $\Delta_a(\zeta) = \Delta(\zeta) - \Delta(-\zeta)$, $\Delta_{n,a}(\zeta) = \Delta_n(\zeta) - \Delta_n(-\zeta)$, можемо переписати лінійні інтегральні рівняння (2) та (3) так, щоб інтегрування виконувалось на півосі $z > 0$. В результаті одержимо

$$\begin{cases} \Delta_s(\zeta) = \sum_n \int_0^{\infty} d\zeta' \Delta_{n,s}(\zeta') \{K(\zeta - \zeta') + K(\zeta + \zeta' + a)\}, \\ \Delta_{n,s}(\zeta) = \Delta_s(\zeta) + \int_0^{\infty} d\zeta' \Delta_{n,s}(\zeta') \{\tilde{K}(\zeta - \zeta') + \tilde{K}(\zeta + \zeta' + a)\}, \end{cases} \tag{5}$$

$$\begin{cases} \Delta_a(\zeta) = \sum_n \int_0^{\infty} d\zeta' \Delta_{n,a}(\zeta') \{K(\zeta - \zeta') + K_D(\zeta + \zeta' + a)\}, \\ \Delta_{n,a}(\zeta) = \Delta_a(\zeta) + \int_0^{\infty} d\zeta' \Delta_{n,a}(\zeta') \{\tilde{K}(\zeta - \zeta') + \tilde{K}_D(\zeta + \zeta' + a)\}. \end{cases} \tag{6}$$

Ядра цих інтегральних рівнянь мають вигляд

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

де $\tau(x) = 2R(x) - 1 = 1 - 2D(x)$

Очевидно, що асимптотика розв'язків систем рівнянь (5) та (6), як і рівнянь (2) та (3) при $\zeta >> 1$ є лінійною. Тобто, ми можемо записати

$$\begin{aligned} &\Delta_s(\zeta) = C_1(\zeta + q_{1,\infty}), \qquad \Delta_a(\zeta) = C_2(\zeta + q_{2,\infty}), \\ &\Delta_{n,s}(\zeta) = \left|\frac{2n'+1}{2n+1}\right| C_1(\zeta + q_{1,\infty}), \qquad \Delta_{n,a}(\zeta) = \left|\frac{2n'+1}{2n+1}\right| C_2(\zeta + q_{2,\infty}). \\ &\zeta \to \infty \end{aligned} \tag{7}$$

Важливим тут є той факт, що $q_{1,\infty}$ та $q_{2,\infty}$ є відношенням коефіцієнтів лінійної асимптотики і визначається однозначно ядром інтегрального рівняння. Ця обставина пов'язана з тим фактом, що інтегральні рівняння (5) та (6) визначені на півосі. Нам важливо обчислити коефіцієнти $q_{1,\infty}$ та $q_{2,\infty}$, оскільки вони будуть входити у граничну умову для рівняння Гінзбурга-Ландау. Для їх відшукання застосовуємо метод квазіортогональності до асимптотики [6], що зрештою приводить до такого результату

$$q_{1,\infty} = \frac{1}{2I_1}\left[I_2 + I_2(a) + \frac{(I_1 + I_1(a))^2}{I_0 - I_0(a)} \right]; \tag{8}$$

$$q_{2,\infty} = \frac{1}{2I_1}\left[I_2 + I_2(a,D) + \frac{(I_1 + I_1(a,D))^2}{I_0 - I_0(a,D)} \right]. \tag{9}$$

В останній рівності було використано позначення для наступних інтегралів

$$\begin{aligned} &I_0(a,D) = \sum_n \left|\frac{2n'+1}{2n+1}\right|^2 \int_0^{\infty} d\zeta \int_0^{\infty} d\zeta' K_D(\zeta + \zeta' + a); \\ &I_1(a,D) = \sum_n \left|\frac{2n'+1}{2n+1}\right|^2 \int_0^{\infty} d\zeta \int_0^{\infty} \zeta' d\zeta' K_D(\zeta + \zeta' + a); \\ &I_2(a,D) = \sum_n \left|\frac{2n'+1}{2n+1}\right|^2 \int_0^{\infty} \zeta d\zeta \int_0^{\infty} \zeta' d\zeta' K_D(\zeta + \zeta' + a); \\ &I_S(a) = I_S(a,0), \qquad I_S = I_S(0,0), \qquad s = 0,1,2. \end{aligned}$$

Після обчислення інтегралів по ζ ζ' та отримаємо

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

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. З Рис. 1 слідує, що величини $q_{2,\infty}$ з різними значеннями коефіцієнта проходження електронів зі збільшенням товщини d/ξ_0 наближаються до спільного значення. При збільшенні концентрації немагнітних домішок значення як $q_{1,\infty}$ так і $q_{2,\infty}$ зменшуються (Рис. 2).

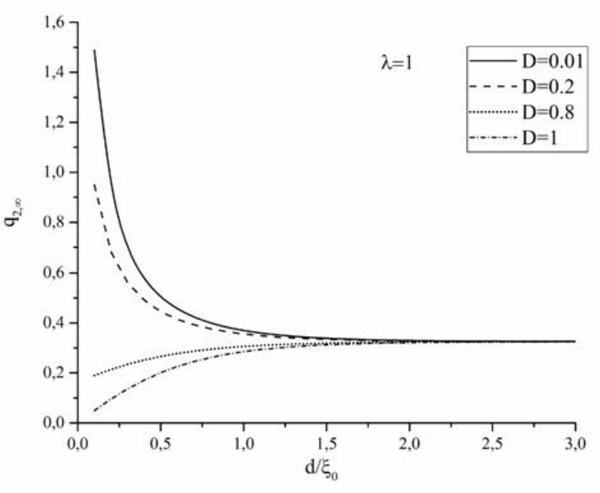

Рис. 1. Залежність коефіцієнта $q_{2,\infty}$ від товщини нормального прошарку для заданого значення довжини вільного пробігу λ та різних значень коефіцієнта проходження електронів *D*

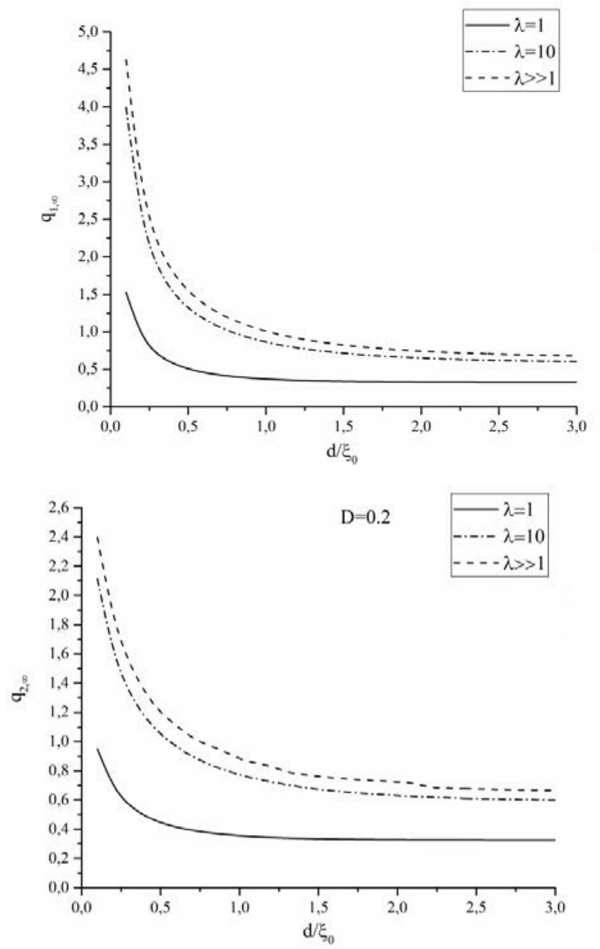

Рис. 2. Залежність коефіцієнтів $q_{1,\infty}$ та $q_{2,\infty}$ від товщини нормального прошарку для заданого значення коефіцієнта проходження електронів *D* та різних значень довжини вільного пробігу λ.

Маючи результати дослідження просторової поведінки параметра впорядкування поблизу NS – границі, можемо перейти до знаходження граничних умов для рівняння Гінзбурга-Ландау. До цього, ми досліджували лінійні інтегральні рівняння, яким задовольняє параметр впорядкування поблизу границі нормального металу і надпровідника на відстанях порядку довжини когерентності ζ_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 лінійне інтегральне рівняння втрачає свою чинність і параметр впорядкування буде описуватись рівнянням Гінзбурга-Ландау. 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 ζ_0 та малих z в порівнянні з характерною довжиною в теорії Гінзбурга-Ландау. Тобто, ми 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. Далі знаходимо зв'язок між коефіцієнтами асимптотик (4) і (7) та використовуємо представлення (1). В результаті приходимо до системи рівнянь на функції f_+, f_-, f'_+, f'_-, з якої отримуємо граничну умову

$$f_+ = f_-, \quad f'_+ = -f'_-, \quad \frac{f'_+}{f_+} = \frac{\cos^2 \frac{\varphi}{2}}{q_{1,\infty}} + \frac{\sin^2 \frac{\varphi}{2}}{q_{2,\infty}}. \qquad (10)$$

Тут f_+ та f_- — значення функції f на межі нормальної та надпровідної областей.

З граничної умови для SNINS контакту, можемо одержати ряд частинних випадків.

1. SIS контакт за наявності немагнітних домішок

Для розгляду даного надпровідного контакту нам необхідно виключити нормальний прошарок з контакту, поклавши для цього *a=0*. В даному випадку з (8) та (9) матимемо

$$q_{1,\infty} \to \infty,$$

$$q_{2,\infty} = q_\infty = \frac{3\chi_1(\lambda)}{\chi(\lambda)} \int_0^1 x^3 R(x)\,dx + \frac{3\chi(\lambda)}{S_2} \left(\int_0^1 x D(x)\,dx \right)^{-1} \left(\int_0^1 x^2 R(x)\,dx \right)^2,$$

де

$$\chi(\lambda) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{|2n+1|^2 |2n'+1|}, \quad \chi_1(\lambda) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{|2n+1|^2 |2n'+1|^2}, \quad S_2 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{|2n+1|^2},$$

а гранична умова (10) набуде наступного вигляду:

$$\frac{f'_+}{f_+} = \frac{\sin^2 \frac{\varphi}{2}}{q_\infty}.$$

Даний вираз повністю збігається з тим, який був отриманий при безпосередньому аналізі такого контакту в роботі [10].

2. SNS контакт за наявності немагнітних домішок

В цьому випадку гранична умова є аналогічною формулі (10) для SNINS контакту. Відмінність буде лише у виразах для коефіцієнтів $q_{1.\infty}$, $q_{2.\infty}$ в яких слід покласти коефіцієнт проходження електронів рівним одиниці.

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

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

Для чистого SNS контакту вирази для коефіцієнтів $q_{1.\infty}, q_{2.\infty}$ одержимо, покладаючи $D = 1$, $\lambda \to \infty$.

3. Бездомішковий SNINS контакт

За відсутності домішок довжина вільного пробігу електронів $l >> \xi_0$, тобто у виразах для $q_{1.\infty}, q_{2.\infty}$ слід покласти $\lambda \to \infty$. В результаті одержимо

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

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

Гранична умова буде аналогічна до (10), проте з $q_{1.\infty}$ та $q_{1.\infty}$, що задаються виразами, записаними вище. Отриманий результат повністю узгоджується з роботою [9].

Висновки та перспективи подальшого дослідження. В роботі було досліджено граничні умови для рівняння Гінзбурга-Ландау на прикладі надпровідного SNINS контакту. Під час дослідження було враховано наявність в контакті немагнітних домішок. Крім того, ніякі обмеження на значення коефіцієнта проходження електронів та товщину нормального прошарку не накладались. Було показано, що гранична умова містить невідомі константи, для обчислення яких було використано метод квазіортогональності до асимптотики, який виявився досить ефективним для складних надпровідних систем, на зразок SNINS контакту. Також було проаналізовано, як залежать дані коефіцієнти від довжини вільного пробігу, товщини нормального прошарку та значення коефіцієнта проходження електронів. Показано, що з граничної умови (10) для SNINS контакту, розглядаючи частинні випадки, можна одержати граничні умови для надпровідних контактів типу SIS та SNS. Отримані в роботі результати можуть бути використані для дослідження струмових станів у контактах типу SNINS та інших.

Публікація містить результати досліджень, проведених при грантовій підтримці Державного фонду фундаментальних досліджень за конкурсним проектом №Ф76/123-2017.

ЛІТЕРАТУРА:

1. Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu., Il'ichev E. The current-phase relation in Josephson junctions. *Rev. Mod. Phys*. 2004. Vol. 6. P. 411.
2. Likharev K.K. Superconducting weak links. *Rev. Mod. Phys*. 1979. Vol. 51. P. 101.
3. Свідзинський А.В. Мікроскопічна теорія надпровідності : монографія. Луцьк : Волин. нац. ун-т ім. Лесі Українки, 2011. 420с.
4. Ivanov G., Kupriyanov M.Yu., Likharev K. K. et al. Boundary conditions for the Usadel and Eilenberger equations. *Fiz. Nizk. Temp*. 1981. Vol. 7. P. 560.
5. Zaitsev R.O. Solution of the superconductivity equations for a system of superconducting and normal metals. *Sov. Phys. JETP*. 1965. Vol. 21. P. 426.
6. Zaitsev R.O Boundary conditions for the superconductivity equations at temperatures close to critical. *Sov. Phys. JETP*. 1965. Vol. 21. P. 1178.
7. Barone A., Ovchinnikov Yu.N. Boundary conditions and critical current of SNS junctions. *Zh. Eksp. Teor. Fiz*. 1979. Vol. 77. P. 1463.
8. Akhramovich L.N., Svidzinskii A.V. Current states in junction at temperatures close to critical. *Fiz. Nizk. Temp*. 1988. Vol. 14. P. 815.
9. Sakhnyuk V.E., Svidzinskii A.V. On the theory of current states in superconducting junctions of SNINS type. *Condens. Matter Phys*. 2005. Vol. 9. P. 169.
10. Pastukh O.Yu., Shutovskyi A.M., Sakhnyuk V.E. The effect of depairing on the current-phase relation in SIS junctions in the presence of nonmagnetic impurities of arbitrary concentration. *Low Temp. Phys*. 2017. Vol. 43. P. 664.

REFERENCES:

1. Golubov, A.A., Kupriyanov, M.Yu., Il'ichev, E. (2004) The current-phase relation in Josephson junctions. *Rev. Mod. Phys*. 6, 411 [in English].
2. Likharev, K.K. (1979) Superconducting weak links. *Rev. Mod. Phys*. 51, 101 [in English].
3. Svidzynskyi, A.V. (2011) Microscopic theory of superconductivity. *Lutsk: Lesya Ukrainka Volyn National University* [in Ukrainian].
4. Ivanov, G., Kupriyanov, M.Yu., Likharev, K. K. et al. (1981) Boundary conditions for the Usadel and Eilenberger equations. *Fiz. Nizk. Temp*, 7, 560 [in English].
5. Zaitsev, R.O. (1965) Solution of the superconductivity equations for a system of superconducting and normal metals. *Sov. Phys. JETP*, 21, 426 [in English].
6. Zaitsev, R.O (1965) Boundary conditions for the superconductivity equations at temperatures close to critical. *Sov. Phys. JETP*. 21, 1178 [in English].
7. Barone, A., Ovchinnikov, Yu.N. (1979) Boundary conditions and critical current of SNS junctions. *Zh. Eksp. Teor. Fiz*. 77, 1463 [in English].
8. Akhramovich, L.N., Svidzinskii, A.V. (1988) Current states in junction at temperatures close to critical. *Fiz. Nizk. Temp*. 14, 815 [in English].
9. Sakhnyuk, V.E., Svidzinskii, A.V. (2005) On the theory of current states in superconducting junctions of SNINS type. *Condens. Matter Phys*. 9, 169 [in English].
10. Pastukh, O.Yu., Shutovskyi, A.M., Sakhnyuk, V.E. (2017) The effect of depairing on the current-phase relation in SIS junctions in the presence of nonmagnetic impurities of arbitrary concentration. *Low Temp. Phys*. 43, 664 [in English].