А.М. ШУТОВСЬКИЙ, А.В. СВІДЗИНСЬКИЙ, В.Є. САХНЮК, О.Ю. ПАСТУХ
Східноєвропейський національний університет ім. Лесі Українки
(Просп. Волі,13, Луцьк 43025; e-mail: arsen4sh@gmail.com)

УДК 538.945

МІКРОСКОПІЧНИЙ РОЗРАХУНОК ДЖОЗЕФСОНІВСЬКОГО СТРУМУ В ТУНЕЛЬНИХ НАДПРОВІДНИХ КОНТАКТАХ НА ОСНОВІ ДВОЩІЛИННИХ НАДПРОВІДНИКІВ

Метод квазікласичних рівнянь, побудований у теорії однощілинної надпровідності, застосовано для випадку надпровідників з двома енергетичними щілинами. Побудовані рівняння для функцій Гріна у t-представленні дають можливість обчислювати густину струму, який протікає крізь тонку діелектричну плівку у тунельних джозефсонівських контактах на основі двощілинних надпровідників. Отримана залежність густини струму від різниць фаз містить коефіцієнти зрозумілого походження.

Ключові слова: квазікласичне рівняння, енергетична щілина, функція Гріна, t-представлення, густина струму, діелектрична плівка, джозефсонівський контакт, двощілинний надпровідник, різниця фаз.

1. Вступ

Дослідженню джозефсонівського ефекту присвячені численні роботи (див. огляди [1, 2]). Зокрема, дослідження струмових станів у надпровідних контактах типу SIS було здійснено багатьма науковцями: в роботі [3] отримано нестаціонарний струм Джозефсона, використовуючи кінетичний підхід; для температур, близьких до критичної, джозефсонівський струм обчилювали для чистого контакту [4] та для контакту з немагнітними домішками [5–7]. У роботах [8, 9] побудовано залежність густини струму від різниці фаз у тунельному SIS-контакті з врахуванням ефектів розпаровування, використовуючи асимптотичну форму мікроскопічної теорії надпровідності поблизу критичної температури T_{c}. Однак, усі перелічені вище роботи стосуються лише надпровідників з однією енергетичною щілиною. Можливість існування надпровідників з двома енергетичними щілинами розглянуто ще в роботах [10] та [11]. Але початком активних досліджень у галузі двощілинної надпровідності стало відкриття двох енергетичних щілин у бінарній сполуці MgB_2 [12] з критичною температурою $T_{\mathrm{c}} = 39$ K, яка є найвищою серед надпровідників з фононним механізмом спарювання електронів. Вивченню властивостей сполуки MgB_2 присвячені роботи [13–21], де подано, власне, теорію БКШ для двощілинної надпровідності. У роботі [22] отримано залежність густини струму від різниць фаз у тунельному джозефсонівському контакті на основі сполуки MgB_2, використовуючи феноменологічну теорію Гінзбурга–Ландау. В даній роботі буде виконано мікроскопічний розрахунок джозефсонівського струму в тунельних надпровідних контактах на основі двощілинних надпровідників, використовуючи метод квазікласичних рівнянь. Цей метод детально викладений в монографії [23], де рівняння Горькова для функцій Гріна записані у так званому t-представленні, яке вже довело свою ефективність у теорії однощілинної надпровідності. Іншими словами, ми поставили собі за мету поширити метод квазікласичних рівнянь на випадок надпровідності з двома енергетичними щілинами.

2. Рівняння для функцій Гріна

Запишемо гамільтоніан системи вільних електронів, які перебувають у полі комплексних джерел електронних пар [24]:

$$\hat{H}_B = \sum_{l,\sigma} \int d\mathbf{r} \hat{\psi}^{+}_{l,\sigma}(\mathbf{r}) \hat{\xi} \hat{\psi}_{l,\sigma}(\mathbf{r}) - \\ - \left(\sum_{l,l'} g_{l,l'} \int d\mathbf{r} \Delta_{l'}(\mathbf{r}) \hat{\psi}^{+}_{l,\uparrow}(\mathbf{r}) \hat{\psi}^{+}_{l,\downarrow}(\mathbf{r}) + \mathrm{h.c.} \right). \quad (1)$$

Оскільки надпровідність є двоцілинною, то індекси зон l та l' можуть набувати значень 1 та 2. Сталі $g_{l,l'}$ описують взаємодію між зонами l та l'. Розглядаючи випадок відсутності магнітного поля, можна записати, що

$$\hat{\xi} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} - \mu.$$

Комплексні функції $\Delta_l(\mathbf{r})$ називають параметрами впорядкування. Шукатимемо вираз для густини струму у формалізмі функцій Гріна, які визначатимемо за формулами

$$F_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau_1, \tau_2) = \left\langle T_\tau \hat{\psi}^+_{l,\uparrow}(\mathbf{r}_1, \tau_1)\, \hat{\psi}^+_{l,\downarrow}(\mathbf{r}_2, \tau_2)\right\rangle,$$
$$G_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau_1, \tau_2) = -\left\langle T_\tau \hat{\psi}_{l,\downarrow}(\mathbf{r}_1, \tau_1)\, \hat{\psi}^+_{l,\downarrow}(\mathbf{r}_2, \tau_2)\right\rangle.$$

Останні рівності містять так званий уявний час τ, який змінюється від 0 до $1/T$. Оператори породження та знищення беруться у гайзенбергівському представленні. Ці функції Гріна задовольняють замкнену систему рівнянь Горькова:

$$\begin{aligned}
&\left(\frac{\partial}{\partial \tau_1} + \hat{\xi}_1\right) G_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau_1, \tau_2) - \\
&- \sum_{l'} g_{l,l'} \Delta_{l'}(\mathbf{r}_1)\, F_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau_1, \tau_2) = \\
&= -\delta(\tau_1 - \tau_2)\, \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \\
&\left(\frac{\partial}{\partial \tau_1} - \hat{\xi}_1\right) F_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau_1, \tau_2) - \\
&- \sum_{l'} g_{l,l'} \Delta^*_{l'}(\mathbf{r}_1)\, G_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau_1, \tau_2) = 0.
\end{aligned} \tag{2}$$

Оскільки параметри впорядкування не залежать від змінних τ_1 та τ_2, то функції Гріна матимуть такі властивості:

$$F_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau_1, \tau_2) = F_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau_1 - \tau_2),$$
$$G_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau_1, \tau_2) = G_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau_1 - \tau_2).$$

Якщо скористатися розкладами

$$F_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau_1 - \tau_2) = T \sum_{\omega_n} F_{l,\omega_n}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)\, e^{-i\omega_n(\tau_1 - \tau_2)},$$
$$G_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau_1 - \tau_2) = T \sum_{\omega_n} G_{l,\omega_n}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)\, e^{-i\omega_n(\tau_1 - \tau_2)},$$

за непарною мацубарівською частотою $\omega_n = \pi T(2n+1)$, то з системи рівнянь Горькова (2) можна отримати таку

$$\begin{aligned}
&\left(i\omega_n - \hat{\xi}_1\right) G_{l,\omega_n}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) + \\
&+ \sum_{l'} g_{l,l'} \Delta_{l'}(\mathbf{r}_1)\, F_{l,\omega_n}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \\
&\left(i\omega_n + \hat{\xi}_1\right) F_{l,\omega_n}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) + \\
&+ \sum_{l'} g_{l,l'} \Delta^*_{l'}(\mathbf{r}_1)\, G_{l,\omega_n}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = 0.
\end{aligned} \tag{3}$$

Доцільно буде запровадити ще такі функції Гріна:

$$\tilde{F}_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau_1, \tau_2) = \left\langle T_\tau \hat{\psi}_{l,\downarrow}(\mathbf{r}_1, \tau_1)\, \hat{\psi}_{l,\uparrow}(\mathbf{r}_2, \tau_2)\right\rangle,$$
$$\tilde{G}_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau_1, \tau_2) = -\left\langle T_\tau \hat{\psi}^+_{l,\uparrow}(\mathbf{r}_1, \tau_1)\, \hat{\psi}_{l,\uparrow}(\mathbf{r}_2, \tau_2)\right\rangle.$$

Ці функції задовольняють систему

$$\begin{aligned}
&\left(\frac{\partial}{\partial \tau_1} + \hat{\xi}_1\right) \tilde{F}_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau_1, \tau_2) - \\
&- \sum_{l'} g_{l,l'} \Delta_{l'}(\mathbf{r}_1)\, \tilde{G}_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau_1, \tau_2) = 0, \\
&\left(\frac{\partial}{\partial \tau_1} - \hat{\xi}_1\right) \tilde{G}_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau_1, \tau_2) - \\
&- \sum_{l'} g_{l,l'} \Delta^*_{l'}(\mathbf{r}_1)\, \tilde{F}_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau_1, \tau_2) = \\
&= -\delta(\tau_1 - \tau_2)\, \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2).
\end{aligned} \tag{4}$$

Виконання перетворень Фур'є дає змогу отримати з системи (4) таку систему:

$$\begin{aligned}
&\left(i\omega_n - \hat{\xi}_1\right) \tilde{F}_{l,\omega_n}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) + \\
&+ \sum_{l'} g_{l,l'} \Delta_{l'}(\mathbf{r}_1)\, \tilde{G}_{l,\omega_n}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = 0, \\
&\left(i\omega_n + \hat{\xi}_1\right) \tilde{G}_{l,\omega_n}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) + \\
&+ \sum_{l'} g_{l,l'} \Delta^*_{l'}(\mathbf{r}_1)\, \tilde{F}_{l,\omega_n}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2).
\end{aligned} \tag{5}$$

Запроваджуючи матричну функцію Гріна

$$\hat{G}_{l,\omega_n}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \begin{pmatrix} G_{l,\omega_n}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') & -\tilde{F}_{l,\omega_n}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\ -F_{l,\omega_n}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') & \tilde{G}_{l,\omega_n}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \end{pmatrix},$$

можна об'єднати системи (3) і (5) в одне матричне рівняння

$$\begin{aligned}
&\left(i\omega_n - \sigma_z \hat{\xi} - \sum_{l'} g_{l,l'} \hat{\Delta}_{l'}(\mathbf{r})\right) \hat{G}_{l,\omega_n}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \\
&= \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'),
\end{aligned} \tag{6}$$

де

$$\hat{\Delta}_l(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} 0 & \Delta_l(\mathbf{r}) \\ \Delta^*_l(\mathbf{r}) & 0 \end{pmatrix}.$$

За наявності потенціалу матричне рівняння (6) матиме такий вигляд:

$$\left(i\omega_n - \sigma_z\left(\hat{\xi} + U(\mathbf{r})\right)\right)\hat{G}_{l,\omega_n}(\mathbf{r},\mathbf{r}') - \\ - \sum_{l'} g_{l,l'}\hat{\Delta}_{l'}(\mathbf{r})\hat{G}_{l,\omega_n}(\mathbf{r},\mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}').$$

3. Квазікласичні рівняння

Для побудови методу квазікласичних рівнянь у теорії двощілинної надпровідності запровадимо матричні функції Гріна в імпульсному просторі

$$\hat{G}^{i,k}_{l,\omega_n}(\mathbf{p},\mathbf{p}') = \int d\mathbf{r}\int d\mathbf{r}'\psi^{*(i)}_{\mathbf{p}}(\mathbf{r})\,\psi^{(k)}_{\mathbf{p}'}(\mathbf{r}')\,\hat{G}_{l,\omega_n}(\mathbf{r},\mathbf{r}').$$

Індекси i та k можуть набувати значень 1 та 2. Функції $\psi^{(k)}_{\mathbf{p}}(\mathbf{r})$ є розв'язками рівняння Шредінгера з потенціалом

$$U(\mathbf{r}) = U(z) = U_0\delta(z),$$

який моделює тонку діелектричну плівку. У такому випадку параметри впорядкування та густина струму залежатимуть лише від координати z. Використовуючи схему, аналогічну до схеми в монографії [25], можна дійти до таких матричних рівнянь у змінних t і t':

$$\left(i\omega_n + i\sigma_z\frac{\partial}{\partial t}\right)\hat{G}^{i,k}_{l,\omega_n}(t,t') - \\ - \sum_{i'}\hat{E}^{i,i'}_{l}(t,x)\,\hat{G}^{i',k}_{l,\omega_n}(t,t') = \delta_{i,k}\delta(t-t'). \quad (7)$$

В рівнянні (7) використано позначення

$$\hat{E}^{i,i'}_{l}(t,x) = \\ = \begin{pmatrix} 0 & \sum_{l'} g_{l,l'}\Delta^{i,i'}_{l'}(t,x) \\ (-1)^{i+i'}\sum_{l'} g_{l,l'}\Delta^{*i,i'}_{l'}(t,x) & 0 \end{pmatrix},$$

де

$$\Delta^{1,1}_{l}(t,x) = D\Delta_l(v_0xt) + \\ + R\left[\theta(-t)\,\Delta_l(v_0xt) + \theta(t)\,\Delta_l(-v_0xt)\right],$$

$$\Delta^{1,2}_{l}(t,x) = i\sqrt{DR}\theta(t)\left[\Delta_l(-v_0xt) - \Delta_l(v_0xt)\right],$$

$$\Delta^{2,1}_{l}(t,x) = i\sqrt{DR}\theta(t)\left[\Delta_l(v_0xt) - \Delta_l(-v_0xt)\right],$$

$$\Delta^{2,2}_{l}(t,x) = D\Delta_l(-v_0xt) + \\ + R\left[\theta(t)\,\Delta_l(v_0xt) + \theta(-t)\,\Delta_l(-v_0xt)\right].$$

Фізичну величину v_0 називають швидкістю Фермі. Варто зауважити, що

$$x = \frac{p_z}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}}.$$

Щодо коефіцієнтів відбиття R та проходження D електронів крізь потенціальний бар'єр, то вони обчислюються за такими формулами:

$$R(x) = \frac{m^2U_0^2}{p_0^2x^2 + m^2U_0^2},\;\; D(x) = \frac{p_0^2x^2}{p_0^2x^2 + m^2U_0^2}.$$

Величину p_0 називають фермі-імпульсом. Це саме те значення імпульсу, в околі якого виконано всі необхідні обчислення в ході пошуків матричних рівнянь для функцій Гріна у t-представленні.

4. Густина струму

Густину струму для випадку надпровідності з двома енергетичними щілинами обчислюємо за такою формулою:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \frac{ie}{m}T\sum_{l,\omega_n}\lim_{\mathbf{r}'\to\mathbf{r}}\left(\nabla_{\mathbf{r}'} - \nabla_{\mathbf{r}}\right)G_{l,\omega_n}(\mathbf{r},\mathbf{r}'). \quad (8)$$

Використовуючи функції Гріна в t-представленні, з виразу для густини струму (8), можна отримати таку формулу:

$$j(z) = 2\pi e v_0 N(0)\,T\times \\ \times\sum_{l,\omega_n}\int_0^1 x dx\Big[D\left\{G^{1,1}_{l,\omega_n}(t,t) - G^{2,2}_{l,\omega_n}(-t,-t)\right\} + \\ + R\Big\{\theta(-z)\left[G^{1,1}_{l,\omega_n}(t,t) - G^{1,1}_{l,\omega_n}(-t,-t)\right] + \\ + \theta(z)\left[G^{2,2}_{l,\omega_n}(t,t) - G^{2,2}_{l,\omega_n}(-t,-t)\right]\Big\} + \\ + i\sqrt{DR}\Big\{\theta(z)\left[G^{1,2}_{l,\omega_n}(t,t) - G^{2,1}_{l,\omega_n}(t,t)\right] + \\ + \theta(-z)\left[G^{1,2}_{l,\omega_n}(-t,-t) - G^{2,1}_{l,\omega_n}(-t,-t)\right]\Big\}\Big].$$

Остання формула містить позначення $t = \frac{z}{v_0x}$ та величину $N(0) = \frac{m^2v_0}{2\pi^2}$. Надалі буде використано модель з кусково сталими параметрами впорядкування. У цій моделі вважають, що модулі параметрів впорядкування сталі в межах кожного з надпровідників, а фази є різними. Тоді можна записати, що

$$\Delta_l(z) = \Delta_l\left[\theta(-z)\exp(i\varphi_l) + \theta(z)\exp(i\chi_l)\right].$$

Розв'язавши рівняння для функцій Гріна в t-представленні (7) для випадку малої прозорості та вибраної апроксимації параметрів впорядкування, можна обчислити густину струму в площині $z = 0$

$$j = \sum_{i,k} j_{i,k}\sin(\chi_i - \varphi_k). \quad (9)$$

У виразі для струму (9) використано позначення

$$j_{i,k} = \pi e v_0 N(0)\, T \Delta_i \Delta_k \times$$

$$\times \sum_l g_{l,i} g_{l,k} \sum_{\omega_n} \frac{1}{\Omega^{1,1}_{l,\omega_n}\Omega^{2,2}_{l,\omega_n}} \int\limits_0^1 x D(x)\, dx,$$

де

$$\Omega^{k,k}_{l,\omega_n} = \sqrt{|\omega_n|^2 + \left|E^{k,k}_l\right|^2},$$

$$E^{1,1}_l = \sum_{l'} g_{l,l'}\Delta_{l'}\exp(i\varphi_{l'}),$$

$$E^{2,2}_l = \sum_{l'} g_{l,l'}\Delta_{l'}\exp(i\chi_{l'}).$$

5. Висновки

Метод квазікласичних рівнянь, про який відомо з теорії однощілинної надпровідності, поширено на випадок надпровідників з двома енергетичними щілинами. Одержано рівняння для функцій Гріна у t-представленні та знайдено вираз для густини струму через функції Гріна у цьому представленні. Усі обчислення виконані на поверхні Фермі. Розглядаючи випадок малої прозорості, отримано цілком компактну залежність густини струму від різниць фаз. Знайдений результат за математичною структурою аналогічний до того результату, який вже отримували на основі феноменологічного підходу [22]. Ця робота яскраво демонструє переваги мікроскопічного підходу, адже отримано залежність густини струму з такими коефіцієнтами, які вже можна обчислювати. Ці коефіцієнти мають цілком зрозумілу природу, чого, власне, не можна отримати на основі феноменологічної теорії надпровідності.

1. A.A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, E. Il'ichev. The current-phase relation in Josephson junctions. *Rev. Mod. Phys.* **6**, 411 (2004).
2. K.K. Likharev. Superconducting weak links. *Rev. Mod. Phys.* **51**, 101 (1979).
3. A.V. Svidzinskii, V.A. Slyusarev. Contribution to the theory of tunneling in superconductors. *JETP* **24**, No. 1, 120 (1967).
4. V.P. Galaiko, A.V. Svidzinskii, V.A. Slyusarev. Concerning the theory of proximity effects in superconductors. *JETP* **56**, 835 (1969).
5. Е.Н. Братусь, А.В. Свидзинский. Ток Джозефсона в контактах з немагнитными примесями. *ТМФ* **3**, 239 (1977).
6. М.Ю. Куприянов. Влияние конечной прозрачности на свойства туннельних SIS–переходов. *Письма ЖЕТФ* **56**, № 8, 414 (1992).
7. В.Є. Сахнюк, А.В. Свідзинський. Джозефсонівські контакти за неповної прозорості бар'єра та наявності домішок. *Укр. фіз. журн.* **9**, 876 (2006).
8. В. Сахнюк, В. Головій. Вплив прозорості діелектричного прошарку на форму залежності струму від різниці фаз у контактах типу SIS. *Журнал фізичних досліджень* **15**, № 2, 2702(1) (2011).
9. О.Ю. Пастух, А.М. Шутовский, В.Е. Сахнюк. Влияние эффектов распаривания на зависимость тока от разности фаз в контактах типа SIS при наличии немагнитных примесей произвольной концентрации. *Физика низких температур* **43**, № 6, 835 (2017).
10. D.F. Москаленко. Сверхпроводимость металлов с учетом перекрытия энергетических полос. *Физ. мет. металлов* **8**, 503 (1959).
11. H. Suhl, B.T. Matthias, L.R. Walker. Bardeen–Cooper–Schrieffer theory of superconductivity in the case of overlapping bands. *Phys. Rev. Lett.* **3**, 552 (1959).
12. J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, J. Akimitsu. Superconductivity at 39 K in magnesium diboride. *Nature* **410**, 63 (2001).
13. A.A. Golubov, J. Kortus, O.V. Dolgov, O. Jepsen, Y. Kong, O.K. Andersen, B.J. Gibson, K. Ahn, R.K. Kremer. Specific heat of MgB_2 in one- and two-band model from first principle calculations. *J. Phys. Condens. Matter* **14**, 1353 (2002).
14. A. Brinkman, A.A. Golubov, H. Rogalla, O.V. Dolgov, J. Kortus, Y. Kong, O. Jepsen, O.K. Andersen. Multiband model for tunneling in MgB_2 junctions. *Phys. Rev. B* **65**, 180517 (2002).
15. I.I. Mazin, O.K. Andersen, O. Jepsen, O V. Dolgov, J. Kortus, A.A. Golubov, A.B. Kuz'menko, D. van der Marel. Superconductivity in MgB_2: Clean or dirty? *Phys. Rev. Lett.* **89**, 107002 (2002).

16. M.B. Maple, P.-C. Ho, V.S. Zapf *et all.* Heavy fermion superconductivity in the filled skutterudite compound $PrOs_4Sb_{12}$. *J. Phys. Soc. Jpn.* **71**, 23 (2002).
17. P. Miranović, K. Machida, V.G. Kogan. Anisotropy of the upper critical field in superconductors with anisotropic gaps: Anisotropy parameters of MgB_2. *J. Phys. Soc. Jpn.* **72**, 221 (2003).
18. T. Dahm, N. Schopohl. Fermi surface topology and the upper critical field in two-band superconductors: Application to MgB_2. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 017001 (2003).
19. T. Dahm, S. Graser, N. Schopohl. Fermi surface topology and vortex state in MgB_2. *Physica C* **408**, 336 (2004).
20. A. Gurevich. Enhancement of the upper critical field by nonmagnetic impurities in dirty two-gap superconductors. *Phys. Rev. B* **67**, 184515 (2003).
21. A.E. Koshelev, A.A. Golubov. Why magnesium diboride is not described by anisotropic Ginzburg–Landau theory. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 107008 (2004).
22. A. Omelyanchouk. Coherent current states in two-band superconductors. In: *Superconductivity – Theory and Applications.* Edited by A.M. Luiz (InTech, 2011), p. 37 [ISBN: 978-953-307-151-0].
23. А.В. Свидзинский. *Пространственно-неоднородные задачи теории сверхпроводимости* (Наука, 1982).
24. M.E. Zhitomirsky, V.-H. Dao. Ginzburg–Landau theory of vortices in a multigap superconductor. *Phys. Rev. B* **69**, 054508 (2004).
25. А.В. Свідзинський. *Мікроскопічна теорія надпровідності: монографія* (ВНУ ім. Лесі Українки, 2011).

Одержано 30.10.18

A.M. Shutovskyi, A.V. Svidzinskyi,
V.E. Sakhnyuk, O.Yu. Pastukh

MICROSCOPIC CALCULATION
OF JOSEPHSON CURRENT IN TUNNEL
JUNCTIONS WITH TWO-GAP SUPERCONDUCTORS

S u m m a r y

Quasiclassical equations of the one-gap superconductivity theory have been applied to superconductors with two energy gaps. Using the equations for Green's functions obtained in the t-representation, the Josephson current density through tunnel junctions with two-gap superconductors is calculated.