

УДК 538.93

### ПРОЗОРІСТЬ БАР'ЄРА І НЕЛІНІЙНИЙ ТРАНСПОРТ В ГІБРИДНІЙ СТРУКТУРІ НОРМАЛЬНИЙ МЕТАЛ – НАДПРОВІДНИК

*Е. Є. Зубов, К. М. Пономарь*

Вивчення ефекту наведеної надпровідності в нормальному металі, який граничить із надпровідником, привертає увагу багатьох дослідників вже протягом тривалого часу [1, 2]. Незважаючи на досить значний список теоретичних публікацій по цій темі, слід зазначити, що в більшості випадків використовуються основні положення теорій де Жена і Мак-Міллана.

Як відомо, вольт-амперна характеристика (ВАХ) гібридної структури нормальний метал-ізолятор-надпровідник в основному стані відображає відсутність струму при напругах  $V < \Delta/e$ , де  $\Delta$  і  $e$  є енергетична щілина надпровідника і заряд електрона, відповідно. В той же час експеримент вказує на наявність слабкого нелінійного струму при вказаних напругах, що обумовлено температурними збудженнями електронів. Гевер у роботі [3] експериментально встановив залежність струму тунелювання від поданої до контакту напруги  $V$ , а також проаналізував експериментальні дані на основі формули для струму  $I_{NS}$  в гібридній структурі:

$$I_{NS} = 2\sigma_0 \frac{\Delta}{e} \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m+1} K_1\left(m \frac{\Delta}{k_B T}\right) \sinh\left(m \frac{eV}{k_B T}\right), \quad (1)$$

де  $\sigma_0$  – провідність нормального металу зі струмом  $I_N = \sigma_0 V$ ,  $T$  – температура,  $k_B$  – стала Больцмана,  $K_1$  – модифікована функція Бесселя 2-го роду 1-го порядку. Представлена формула недостатньо точно описує поведінку експериментальної кривої залежності струму від напруги, оскільки не враховує ефект близькості, пов'язаний з індукованою в нормальному металі енергетичною щілиною. Вказане явище суттєво впливає на перебудову електронної спектральної густини, яка в значній мірі змінює і ВАХ.

В роботі [4] в рамках самоузгодженого поля розглянуто ефект близькості в даній гібридній структурі в рамках тунельного гамільтоніана. Отримано вираз і розраховані температурні залежності наведеної щільності функції  $\tilde{\Delta}$  в нормальному металі, а також досліджена відповідна електронна спектральна густина. Так, на рівні Фермі  $\varepsilon = \mu$  в спектрі електронних збуджень нормального металу з'являється щілина

$$\delta = -B^2 \rho(\mu) \{2 + \ln(\Delta/4\mu)\}, \quad (2)$$

де  $B^2$  – квадрат матричного елемента тунелювання,  $\rho(\mu)$  – електронна густина станів. Однорідна спектральна густина  $R_{\sigma}^N(\omega)$  в області  $eV < \Delta$  має вигляд

$$R_{\sigma}^N(\omega) = \frac{2\pi \rho(\mu)}{\left| 1 - \Gamma_N \left\{ \frac{\omega}{\Delta^2 - \omega^2} - \frac{\pi \Delta^2}{2\sqrt{(\Delta^2 - \omega^2)^3}} \right\} \right|}, \quad (3)$$

де  $\sigma$  – спин електрона і прозорість бар'єра  $\Gamma_N = B^2 \rho(\mu)$  визначає час релаксації  $\tau_N = \hbar / \Gamma_N$  в нормальному металі в позначенні Мак-Міллана. При  $\Gamma_N = 0$  маємо звичайну спектральну густину металу в нормальному стані. Легко показати, що струм  $I_{NS}$  виражається через

спектральну густину  $A_{p\sigma}^S(\omega)$  і  $A_{k\sigma}^N(\omega)$  надпровідного і нормального металів, відповідно, наступним чином

$$I_{NS} = \frac{2e}{\hbar} B^2 \sum_{kp\sigma} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{2\pi} A_{p\sigma}^N(\omega + eV) A_{k\sigma}^S(\omega) [f(\omega) - f(\omega + eV)], \quad (4)$$

де  $f(\omega)$  - фермієвська функція розподілу. Виконуючи в (4) підсумовування по хвильовим векторам з використанням рівняння (3) при умові  $eV \ll k_B T$ , легко отримати вираз для  $I_{NS}$ :

$$I_{NS} = \frac{2\sigma_0 V}{T} \left[ \int_{\sqrt{(eV)^2 + \Delta^2}}^{eV + \Delta} \frac{dE E f(E)(1-f(E))}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} \frac{R_\sigma^N(eV - E)}{2\pi\rho(\mu)} + \theta(2\Delta - eV) \int_{\Delta}^{\sqrt{(eV)^2 + \Delta^2}} \frac{dE E f(E)(1-f(E))}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} \frac{R_\sigma^N(eV - E)}{2\pi\rho(\mu)} + \right. \\ \left. + \theta(eV - 2\Delta) \int_{eV - \Delta}^{\sqrt{(eV)^2 + \Delta^2}} \frac{dE E f(E)(1-f(E))}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} \frac{R_\sigma^N(eV - E)}{2\pi\rho(\mu)} \right] \quad (5)$$

В рівнянні (5)  $\sigma_0 = 4\pi e^2 \rho(\mu) \Gamma_N / \hbar$  і  $\theta(x)$  – ступінчаста функція Хевісайда. Видно, що  $I_{NS} / I_N$  в лінійному наближенні по  $eV / k_B T$  залежить від потенціалу  $V$  і  $\Gamma_N$ , тоді як з рівняння (1) такої залежності немає. Співвідношення (5) дозволяє оцінити прозорість бар'єра в гібридних структурах на основі експериментальних даних по ВАХ. На Рис. 1 представлені експериментальні (точки) [3] і теоретичні (криві) ВАХ в рамках теорій [3,4] для гібридної структури Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Pb при різних температурах. При  $T=10$  К лінійна ВАХ визначає  $\sigma_0 = 0.445$  мА/мВ. У виразі (5) використовувалась провідність  $2.5\sigma_0$  для встановлення величини  $\Gamma_N = 0.0008$  еВ. Таким чином, в рамках розглянутої теорії з урахуванням ефекту близькості встановлена величина прозорості бар'єра в структурі Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Pb. Спостережувана нелінійність транспорту обумовлена не тільки температурним збудженням тунелюючих електронів, а й наведеною в нормальному металі енергетичною щільною.

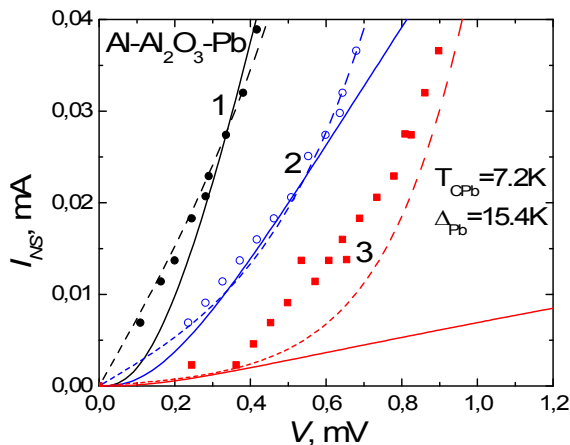


Рис. 1. ВАХ при температурах  $T = 4.21, 3.26$  і  $2.25$  К (криві 1-3, відповідно. Точки – експеримент, суцільні і пунктирні лінії – теорії [4] і [3], відповідно)

## Література

1. Chandrasekhar V. Introduction to the quasiclassical theory of superconductivity for diffusive proximity-coupled systems. In: The Physics of Superconductors. V.2 (Springer-Verlag, 2004).
2. Ouassou J. A., Pal A., Blamire M., Eschrig M., Linder J. Scientific Reports. 16; 7(1):1932 (2017).
3. Giaever I., Megerle K. Phys. Rev. V. 132, N 4. P. 1101–1111 (1961).
4. Zubov E. E. Cond. Matt. URL : <http://arxiv.org/abs/1903.05180>