

дає майже миттєвий відгук механічного напруження, що відповідає пластифікації матеріалу і є свідченням синергетичної природи фото-термо-механічних факторів.

**Ключові слова:** етилен вініл ацетат (ЕВА), інкапсулянт сонячних модулів, напруження-деформація, ядерний магнітний резонанс (ЯМР).

## ІНВЕРСНИЙ ЕФЕКТ БЛИЗЬКОСТІ В ГІБРИДНІЙ СТРУКТУРІ З ВИСОКОЮ ПРОЗОРИСТЮ БАР'ЄРУ

Е. Є. Зубов \*

\* *Інститут металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України, 36, бульвар Академіка Вернадського, 03142, Київ, Україна*

*Донецький національний університет імені Василя Стуса, 21, вул. 600-річчя, 21021, Вінниця, Україна, eezubov@ukr.net*

**Анотація.** В рамках діаграмного методу теорії збурень у наближенні ефективного поля розглянуто вплив тунельного бар'єру на спонтанну надпровідність в гібридній структурі «нормальний метал-надпровідник». Розраховані функції Гріна вказують на суттєве зростання як процесів некогерентного розсіювання тунелюючих електронів, так і теплових флуктуацій на параметр порядку при наближенні до критичної прозорості бар'єру, коли в основному стані зникає надпровідність. Показано, що температура надпровідності має немонотонну залежність від прозорості бар'єру, а також проведено порівняння результатів експерименту і теорії для структури Al-Pb.

**Ключові слова:** надпровідність, критична температура, гібридна структура, тунельний бар'єр, когерентність

Проблема строгого квантовомеханічного аналізу явища надпровідності і ефекту близькості в гібридних структурах «нормальний метал-надпровідник» дотепер не втратила своєї актуальності. Зокрема, пошук і реалізація ферміонів Майорана на основі вказаного ефекту в системі надпровідника з  $s$ -симетрією і топологічного ізолятора мають важливе значення для формування когерентних кубітних станів в майбутніх квантових комп'ютерах [1].

Слід відмітити, що для аналізу великого масиву експериментальних даних розроблено різноманітні теоретичні методи дослідження спостережуваних явищ в гібридних структурах, які базуються на відомих рівняннях Горькова, Мак-Міллана і їх квазікласичних наближеннях. Незважаючи на безсумнівний успіх таких підходів до аналізу досить складних кооперативних фізичних процесів, вказані теорії є лінійними, що суттєво ускладнює дослідження різноманітних квантовомеханічних особливостей гетероструктур з досить прозорими бар'єрами.

Раніше нами було запропоновано наближення ефективного поля в рамках діаграмного методу теорії збурень для рішення широкого кола задач у фізиці конденсованих середовищ [2]. Виявилось, що вже в нульовому наближенні по зворотному ефективному радіусу електронної взаємодії можна побудувати нелінійну теорію ефекту близькості в гібридній структурі «нормальний метал-надпровідник», в якій відсутні феноменологічні параметри. При цьому можна знехтувати просторовою неоднорідністю параметра порядку, що значно спрощує задачу і дозволяє визначити критичну температуру  $T_C$ , спонтанну і індуковану щільності як функції тільки мікроскопічних параметрів гамільтоніана. В даній роботі вивчається вплив електронного тунелювання на надпровідник, тобто явище інверсного ефекту близькості.

Розглянемо повний гамільтоніан гібридної структури «нормальний метал-надпровідник» як суму традиційних гамільтоніанів теорії БКШ і газу ферміонів з тунелюванням у вигляді

$$\hat{H}_T = \sum_{il\sigma} \left\{ T_{il} c_{i\sigma}^+ a_{l\sigma} + T_{il}^* a_{l\sigma}^+ c_{i\sigma} \right\}, \quad (1)$$

де  $T_{il}$  - координатне представлення тунельного матричного елементу,  $c_{i\sigma}^+$  ( $c_{i\sigma}$ ) і  $a_{i\sigma}^+$  ( $a_{i\sigma}$ ) - оператори народження (знищення) електронів у вузлі  $i$  зі спіном  $\sigma$  для металу і надпровідника, відповідно.

Вираз для фур'є-образу щільності функції  $\Delta_{k\sigma}$  має традиційний вигляд:

$$\Delta_{k\sigma} = \sum_q V_{k-q}^{el-ph} \langle a_{-q-\sigma} a_{q\sigma} \rangle, \quad (2)$$

де  $V_{k-q}^{el-ph}$  - матричний елемент електрон-фононного зв'язку, а аномальний корелятор  $\langle a_{-q-\sigma} a_{q\sigma} \rangle$  визначається через відповідну причинну функцію Гріна  $Z_{-q-\sigma}^-(\omega) = -\langle T a_{-q-\sigma}(\tau) a_{q\sigma}(0) \rangle_\omega$  за допомогою співвідношення

$$\langle a_{-q-\sigma} a_{q\sigma} \rangle = -\beta \sum_i \text{Res} \left[ Z_{-q-\sigma}^-(\omega) (f(\omega) - 1) \right] \Big|_i \quad (3)$$

В формулі (3) символ  $\text{Res}[\dots]_i$  відноситься до  $i$ -го полюсу функції  $Z_{-q-\sigma}^-(\omega)$ ,  $1/\beta = T$  - температура і  $f(\omega)$  - функція розподілу Фермі по частоті  $\omega$ . В рамках наближення ефективного поля отримано наступний вираз для функції Гріна  $Z_{-q-\sigma}^-(\omega + i\delta)$ :

$$Z_{-q-\sigma}^-(\omega + i\delta) = \frac{\Delta_{q\sigma} / \beta}{\left[ \omega + i\delta - \xi_q - \tilde{\varphi}_1(\omega + i\delta) \right] \left[ \omega + i\delta + \xi_q - \tilde{\varphi}_2(\omega + i\delta) \right] - |\Delta_{q\sigma}|^2}, \quad (4)$$

де  $\xi_q = \varepsilon_q - \mu_1$  - енергія електрона в надпровіднику відносно рівня Фермі  $\mu_1$ , а аналітично продовженні функції  $\tilde{\varphi}_1(\omega + i\delta)$  і  $\tilde{\varphi}_2(\omega + i\delta)$  описують вплив некогерентних електронних збуджень металу на надпровідник. Відповідні вирази для них мають вигляд:

$$\begin{aligned} \tilde{\varphi}_1(\omega) &= -\Gamma_N \left( 2 + \ln \left( \frac{\omega}{4\mu_1} \right) \right) \\ \tilde{\varphi}_2(\omega) &= \Gamma_N \left( 2 + \ln \left( \frac{-\omega}{4\mu_1} \right) \right) \end{aligned} \quad (5)$$

Множник  $\Gamma_N = |B|^2 \rho_N(\mu_1)$  визначає прозорість бар'єру,  $|T_{pq}|^2 = |B|^2$  і не залежить від хвильових векторів, а  $\rho_N(\mu_1)$  є щільністю електронних станів на рівні Фермі в об'ємі металу  $V_N$ . В загальному випадку функція (4) має полюси  $\omega_{q\sigma}^\pm$  в комплексній площині частот  $\omega$ , які є рішеннями самоузгодженого рівняння

$$\omega_{q\sigma}^\pm = -\frac{1}{2} i\pi \Gamma_N \text{sign}(\arg \omega_{q\sigma}^\pm) \pm \sqrt{\left( \xi_q - \Gamma_N \left( 2 + \ln \left[ \frac{\omega_{q\sigma}^\pm}{4\mu_1} \right] \right) + \frac{1}{2} i\pi \Gamma_N \text{sign}(\arg \omega_{q\sigma}^\pm) \right)^2 + |\Delta_{q\sigma}|^2}, \quad (6)$$

Причому  $\omega_{q\sigma}^- = -\omega_{q\sigma}^+$ . Таким чином, спектр збуджень надконденсатних електронів може бути некогерентним, а відповідна релаксація залежить від прозорості бар'єра для тунелюючих електронів.

На рис. 1 показані дійсні і уявні частини (на вставці) самоузгодженого рішення  $\omega_{q\sigma}^+$  рівняння (6) як функції  $\xi_q$  для структури Al-Sn з параметрами  $\mu_1 = 6$  еВ і константою

електрон-фононного зв'язку  $\lambda = 0.245$  для  $\Gamma_N = 2$  і 3.495 К (критична прозорість) при температурах  $T > T_C$ , коли щілина  $|\Delta_{q\sigma}|$  надпровідника Sn зникає. З рисунку видно, що електронний спектр нижче точки зламу є некогерентним, при чому зі зростанням  $\Gamma_N$  ступінь некогерентності підвищується (див. вставку).

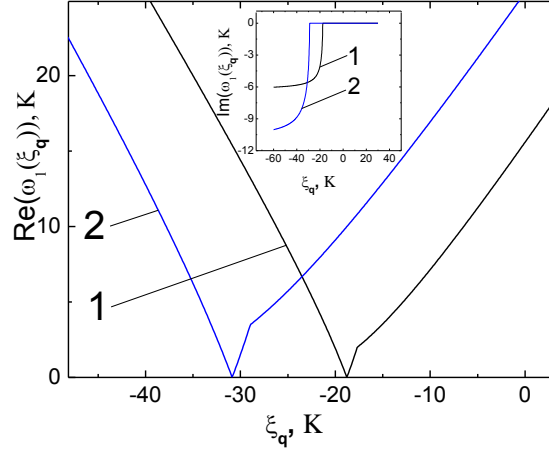


Рис. 1. Дійсні і уявні (вставка) частини спектру електронних збуджень  $\omega_{q\sigma}^+$  надпровідника як функції енергії електронів  $\xi_q$  відносно рівня Фермі для структури Al-Sn при відсутності параметра порядку

З урахуванням (2) і (3) отримуємо інтегральне комплексне рівняння для спонтанної щілини

$$\Delta_{k\sigma} = \lambda \int_{-\omega_D}^{\omega_D} \frac{\Delta_{q\sigma}}{2\omega_{q\sigma}} \tanh\left(\frac{\omega_{q\sigma}}{2T}\right) d\xi_q, \quad (7)$$

де  $\omega_D$  - частота Дебая. В найпростішому випадку  $s$ -щілини  $\Delta_S = |\Delta_{k\sigma}|$  з просторово однорідною фазою рівняння (7) для  $\Delta_S$  має вигляд

$$1 = \lambda \left| \int_{-\omega_D}^{\omega_D} \frac{1}{2\omega_{q\sigma}} \tanh\left(\frac{\omega_{q\sigma}}{2T}\right) d\xi_q \right| \quad (8)$$

Для визначення  $T_C$  в рівнянні (8) припускаємо  $\Delta_S = 0$ .

На рис. 2а показано фазову діаграму в координатах  $T_C - \Gamma_N$  для гібридної структури Al-Pb при значеннях параметрів  $\mu_I = 9.9$  еВ,  $\omega_D = 96$  К і  $\lambda = 0.39$ , яку розраховано чисельно із рівняння (8). На рисунку визначено символами ділянки, які відповідають областям падіння і зростання  $T_C$  із ростом  $\Gamma_N$ . Дана залежність також визначає температурні області існування і відсутності надпровідної фази, що вказує на появу повторної (reentrant) надпровідності, яка спостерігалася, зокрема, в роботі [3]. На рис. 2б показано експериментальні величини  $T_C$  (точки) для сандвіча Al-Pb в залежності від товщини  $d_{Pb}$  надпровідної плівки Pb з фіксованою товщиною нормального металу Al (використано дані роботи [4]). Теоретична крива розраховувалась для кожної ділянки АВ, ВС і CD окремо. Для встановлення співвідношення між  $\Gamma_N$  і  $d_{Pb}$  перша точка кожної ділянки дорівнювала теоретичному значенню на рис. 2а. Виявилось, що краща відповідність теорії і експерименту досягається на ділянці АВ при  $\Gamma_N = S d_{Al} \rho(\mu_2) B^2$ , де  $S$  – площа контакту,  $d_{Al}$  і  $\rho(\mu_2)$  - товщина і електронна щільність станів для плівки Al, відповідно, а  $B^2 = \frac{C}{d_{Al} d_{Pb}}$ . Таким чином, маємо  $\Gamma_N = k_{AB} / d_{Pb}$  і

$k_{AB} = 3800 \text{ \AA}$ . На ділянці BC і CD, що відповідають більш тонкій плівці Pb кращою є експоненціальна залежність  $\Gamma_N = De^{\alpha d_{Pb}}$ .

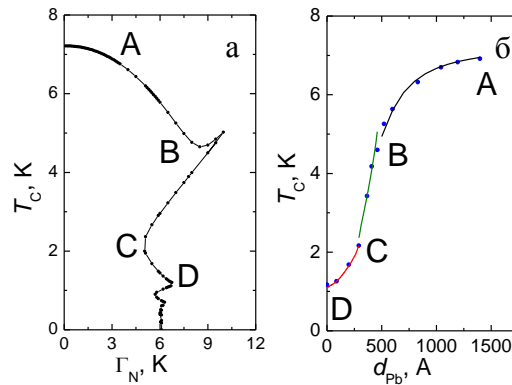


Рис.2. а) Критична температура  $T_C$  надпровідності як функція бар'єрної прозорості  $\Gamma_N$  для гібридної структури Al-Pb; б) експериментальні дані роботи [4] і теоретична залежність  $T_C$  сандвіча Al-Pb від товщини  $d_{Pb}$  плівки Pb з фіксованою товщиною 4400 Å плівки Al

Невідомі константи  $D$  і  $\alpha$  визначались із умови тотожності експериментальних і теоретичних значень  $T_C$  двох близьких точок, що відповідає для ділянки BC коефіцієнту  $D = 1.563 \text{ K}$ ,  $\alpha = 0.0041 \text{ \AA}^{-1}$ , а для CD відповідно  $7.379 \text{ K}$  і  $-0.0014 \text{ \AA}^{-1}$ . На основі отриманих констант побудовано теоретичні криві на відповідних ділянках рис. 2б, які добре погоджуються з експериментом за винятком граничних областей.

Отримані результати відображають суттєвий вплив некогерентних електронних збуджень, обумовлених наявністю тунельного бар'єра, та теплових флуктуацій на формування надпровідного стану поблизу критичної прозорості  $\Gamma_N$ .

Дослідження виконано в рамках програми фундаментальних досліджень Міністерства освіти і науки України, проєкт № 0120U102059.

### Література

1. L. Fu, C.L. Kane, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 096407 (2008).
2. E. E. Zubov and E. S. Zhitlukhina, *Effective field approach to transition-metal oxide systems: Magnetism, transport and spectral properties* (Vinnytsia: Vasyl' Stus DonNU: 2019, ISBN 978-966-949-157-2).
3. V. Zdravkov, A. Sidorenko, G. Obermeier, S. Gsell, M. Schreck, C. Muller, S.Horn, R. Tidecks, L.R. Tagirov, *Phys.Rev.Lett.* **97**, 057004 (2006).
4. J.J. Hauser, H.C. Theuerer, *Phys.Rev.Lett.* **69**, 104429 (2004).

## INVERSE PROXIMITY EFFECT IN A HYBRID STRUCTURE WITH HIGH BARRIER TRANSPARENCY

**E. E. Zubov**

G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics,  
 NASU, 03680, Kyiv, Ukraine, Acad. Vernadsky Boulevard 36;  
 Vasyl' Stus Donetsk National University,  
 21021, Vinnytsia, Ukraine,  
 str. 600-richya, 21

**Abstract.** *In the framework of the diagram method of the perturbation theory, an effect of the tunnel barrier on the spontaneous superconductivity in the hybrid structure "normal metal-superconductor" is considered within the effective field approximation. The calculated Green's*

*functions exhibit significant increase in the effects of both incoherent scattering of tunneling electrons and thermal fluctuations on the order parameter when the critical transparency of the barrier is approaching and superconductivity disappears in the ground state. It is shown that the superconducting temperature has a nonmonotonic dependence on the barrier transparency, experimental data for an Al-Pb structure is compared to theoretical predictions.*

**Keywords:** superconductivity, critical temperature, hybrid structure, tunnel barrier, coherence

## **ФОРМУВАННЯ ПОЛІКРИСТАЛІВ ПІД ЧАС СПІКАННЯ ЗА ВИСОКОГО ТИСКУ АЛМАЗНИХ ПОРОШКІВ, СИНТЕЗОВАНИХ В СИСТЕМІ Mg–Zn–C**

**О. О. Бочечка, О. І. Чернієнко, О. В. Куш, В. В. Гаращенко**

Інститут надтвердих матеріалів ім. В.М. Бакуля НАН України, Київ, вул. Автозаводська, 2,  
obochechka@gmail.com

**Анотація.** Описано спікання під дією високого тиску алмазних порошків, синтезованих в системі Mg–Zn–C. Показано, що поєднання в вихідній суміші для спікання дрібної та крупної фракцій дозволяє зменшити в 2,46 рази залишкову пористість в порівнянні зі спіканням за такого ж тиску алмазних порошків, синтезованих в системах на основі металів групи заліза, і досягти твердості полікристала 50,7 ГПа за навантаження на індентор Кнупа 9,8 Н.

**Ключові слова:** алмазний порошок, високий тиск, спікання, алмазний полікристал, твердість

Використання для спікання алмазних порошків, кристалізованих в традиційних ростових системах на основі металів і сплавів з елементів групи заліза, обмежує рівень термостабільності одержаних полікристалів. Використання нетрадиційних розчинників вуглецю дозволяє підвищити ефективність одержання та покращити властивості порошків алмазу [1]. В 1975 р. співробітниками ІНМ НАН України був розроблений спосіб одержання (синтезу) алмазу з використанням як розчинника сплаву MgZn [2].

Як було показано в роботі [3], термостабільність алмазних порошків, яка характеризує зміну показника міцності після нагрівання, для алмазних порошків, синтезованих в системі Mg–Zn–B–C зростає на всьому діапазоні концентрацій.

За тиску 8 ГПа та температури 1700 °С в системі Mg–Zn –C було здійснено перекристалізацію графіту в алмаз – синтезовано алмазні порошки. Після синтезу проведено хімічне очищення продукту синтезу та здійснено за допомогою вібростит класифікацію одержаного алмазного порошку за зернистостями.

Дослідження поглинання електромагнітного випромінювання в інфрачервоній області синтезованим алмазним порошком показали, що в спектрі наявний пік 2820 см<sup>-1</sup> (рис. 1), який відповідає центрам поглинання, утвореним при заміщенні в ґратці алмазу атомів вуглецю атомами бору, тобто синтезований порошок алмазу відноситься до типу Пб.

Коефіцієнт перетворення графіту в алмаз, який є кількісною характеристикою інтенсивності кристалізації алмазу, для дослідженої системи Mg–Zn–C складає 64 %, а максимальна кількість алмазного порошку (біля 50 %) відповідає зернистості 80/50. Із зменшення розміру зерен зменшується кількість монокристалів в одному зерні та збільшується кількість монокристалічних зерен. Так зерна фракції < 40 мкм в більшості є монокристалами.