

РОЗДІЛ II

Теоретична фізика

УДК 538.945

Василь Сахнюк

Дослідження впливу зовнішнього магнітного поля на критичний струм джозефсонівських контактів для температур, близьких до критичної

Досліджено вплив зовнішнього магнітного поля на критичний струм у тунельних джозефсонівських контактах для області температур, близьких до критичної, та широкого інтервалу значень коефіцієнта проходження електронів. Показано, що зі збільшенням коефіцієнта проходження електронів чутливість контакту до зміни зовнішнього поля зростає.

Ключові слова: тунельний контакт, магнітний потік, критичний струм.

Постановка наукової проблеми та її значення. Бездисипативність протікання струму через контакт двох надпровідників, розділених півкою діелектрика, – так званий стаціонарний ефект Джозефсона, від моменту його відкриття в 1962 р. [4] і по нині залишається одним із найпривабливіших явищ у надпровідності і в плані теоретичних досліджень, і в його широких можливостях прикладного застосування. Отриманий Джозефсоном результат є надзвичайно цікавим: спостережувана величина – електричний струм, який протікає через тунельний перехід виявився залежним від різниці фаз параметрів впорядкування надпровідників, що поєднані контактом. Хоча фази кожного з надпровідників самі по собі не визначені, за наявності струму між фазами встановлюється когерентність: їх різниця стає визначеною величиною. Відповідна залежність струму від різниці фаз:

$$j = j_c \sin \varphi. \quad (1)$$

Один із прикладних аспектів цього ефекту базується на вельми цікавій поведінці тунельних контактів у магнітному полі [2; 3; 5; 7]. Критичний струм контакту дуже чутливий до змін величини магнітного поля. При зміні магнітного потоку, що пронизує контакт, від нуля до половини кванту магнітного потоку критичний струм контакту змінюється від нуля до максимально можливої величини. Ця обставина робить тунельні контакти надзвичайно чутливими елементами до змін величини магнітного поля, що може бути покладено в основу створення надчутливих вимірювальних приладів [3; 6; 8].

У найпростішому випадку синусоїдальної залежності струму від різниці фаз (1) та за наявності магнітного поля критичний струм контакту [2]

$$j_{max}(H) = j_{max}(0) \frac{\sin \frac{\pi \Phi}{\Phi_0}}{\frac{\pi \Phi}{\Phi_0}}, \quad (2)$$

де Φ – магнітний потік, який пронизує контакт, а $\Phi_0 = \frac{\pi}{e}$ – елементарний квант потоку. З (2)

бачимо, що зміна поля, яка спричиняє зміну потоку на один квант потоку, може обернути струм на нуль.

Метою та завданням нашої роботи є дослідження впливу зовнішнього магнітного поля на струм Джозефсона для області температур, близьких до критичної, при цьому розглядається широкий інтервал значень коефіцієнта проходження D електронів крізь півку діелектрика.

Виклад основного матеріалу й обґрунтування отриманих результатів дослідження. Геометрія досліджуваного контакту представлена на рис. 1.

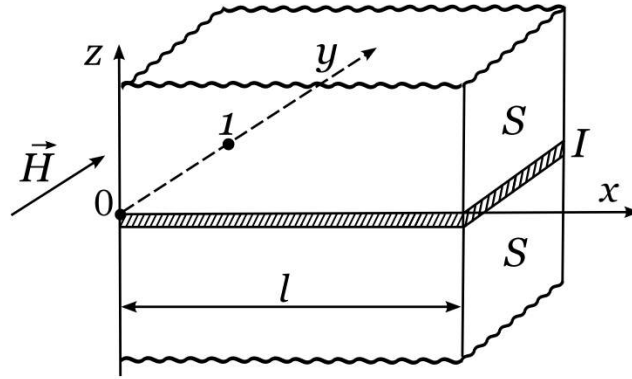


Рис. 1. Геометричне зображення досліджуваного в роботі джозефсонівського тунельного контакту

Тут між двома ідентичними надпровідниками (S) поміщено плівку діелектрика (I). Площина xOy збігається з площиною плівки. Довжина контакту дорівнює l , а ширина – 1 . Зовнішнє магнітне поле, прикладене до контакту, збігається за напрямом із віссю Oy : $\vec{H} = (0, H, 0)$. Струм протікає вздовж осі Oz : $\vec{j} = (0, 0, j)$.

Якщо коефіцієнт проходження електронів $D \ll 1$, то залежність струму від різниці фаз описується формулою (1).

У випадку довільних значень коефіцієнта проходження електронів струм – фазова залежність є складнішою. Це досліджувалося в роботі [1], а одержана в ній формула для залежності густини струму від різниці фаз має вигляд:

$$j(\varphi) = \alpha \frac{\sin \varphi}{\beta - \cos \varphi}, \quad (3)$$

$$\text{тут } \alpha = \frac{\tau q_{\infty}}{1 + \sqrt{1 + 2\tau^2 q_{\infty}^2}}, \beta = \sqrt{1 + 2\tau^2 q_{\infty}^2}, \text{ де } \tau = \sqrt{\frac{12}{7\zeta(3)} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)},$$

$\zeta(3)$ – дзета-функція Рімана, T – температура, T_c – критична температура;

$$q_{\infty} = \frac{\pi^4}{28\zeta(3)} \int_0^1 x^3 R(x) dx + \frac{21\zeta(3)}{\pi^2} \frac{\left(\int_0^1 x^2 R(x) dx\right)^2}{\int_0^1 x D(x) dx},$$

де $D(x)$ та $R(x)$ – коефіцієнти проходження та відбиття електронів, відповідно (детальніше див. в [1]).

Основна наша мета – з'ясувати, спираючися на результат (3), як величина коефіцієнта проходження D впливає на залежність критичного струму тунельного контакту від магнітного потоку, що пронизує контакт.

За наявності зовнішнього магнітного поля різниця фаз стає функцією координат і задовольняє рівняння [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial y} &= -4e \delta H_x, \\ \frac{\partial \varphi}{\partial x} &= 4e \delta H_y, \end{aligned} \quad (4)$$

тут δ – характерна глибина проникнення магнітного поля в надпровідник, e – заряд електрона, H_x та H_y – проекції вектора напруженості \vec{H} зовнішнього магнітного поля на осі Ox та Oy , відповідно.

Після інтегрування цих рівнянь, враховуючи, що напрям поля збігається з віссю Oy , отримаємо:

$$\varphi(x) = 4e\delta Hx + \varphi. \quad (5)$$

Підставляючи (5) в (4), знаходимо густину струму, що протікає через контакт:

$$j(H, x, \varphi) = \alpha \frac{\sin(4e\delta Hx + \varphi)}{\beta - \cos(4e\delta Hx + \varphi)} \quad (6)$$

як функцію напруженості поля, координати та різниці фаз.

Для знаходження повного струму через контакт інтегруємо (5) по x від 0 до l та по y від 0 до 1 :

$$I(H, \varphi) = \int_0^l dx \int_0^1 dy \alpha \frac{\sin(4e\delta Hx + \varphi)}{\beta - \cos(4e\delta Hx + \varphi)} = \frac{\alpha}{4e\delta H} \ln \frac{\beta - \cos(4e\delta Hl + \varphi)}{\beta - \cos \varphi}. \quad (7)$$

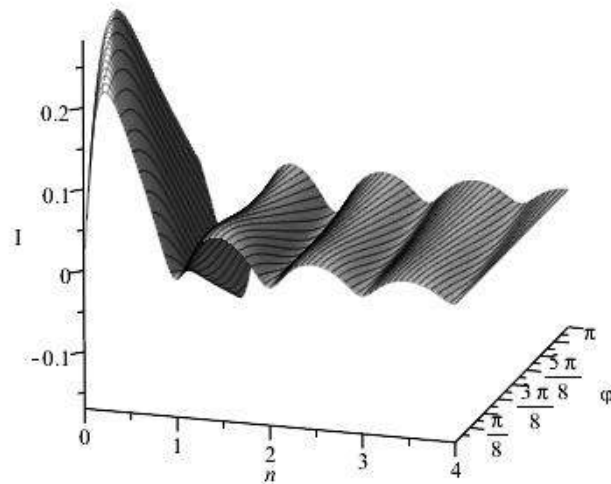


Рис. 2. Залежність струму джозефсонівського тунельного контакту від величини потоку магнітного поля та різниці фази (на рис. 2 $n = \frac{\Phi}{\Phi_0}$)

Як бачимо з рис. 2, струм осцилює зі зміною величини потоку магнітного поля, яке пронизує надпровідний контакт. Однак ці осциляції зменшуються зі збільшенням величини потоку.

Запровадимо позначення $\Phi = 2Hl\delta$ повного потоку магнітного поля, що пронизує контакт та використаємо позначення кванту магнітного потоку $\Phi_0 = \frac{\pi}{e}$. Тоді, на основі (7), усереднена по площі контакту густина струму

$$I(\Phi, \varphi) = \frac{\alpha}{2\pi\Phi} \ln \frac{\beta - \cos\left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0} + \varphi\right)}{\beta - \cos \varphi}. \quad (8)$$

Знайдемо максимальний струм через контакт. Очевидно, він реалізується при значенні фази φ_k , яка відповідає умові максимуму виразу (8). Прирівнюючи похідну від (8) по φ до 0 , для φ_k отримаємо такий результат:

$$\varphi_k = \arccos\left(\frac{1}{\beta} \cos \frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right) - \frac{\pi\Phi}{\Phi_0}. \quad (9)$$

Тоді критичний струм контакту як функція магнітного потоку:

$$I_k(\Phi) = \frac{\alpha}{2\pi\Phi} \ln \frac{\beta - \cos\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0} + \arccos\left(\frac{1}{\beta} \cos \frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right)\right)}{\beta - \cos\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0} - \arccos\left(\frac{1}{\beta} \cos \frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right)\right)}. \quad (9)$$

Нижче на рис. 3 побудовані графіки для залежності критичного струму від величини зовнішнього поля, яка визначається формулою (9).

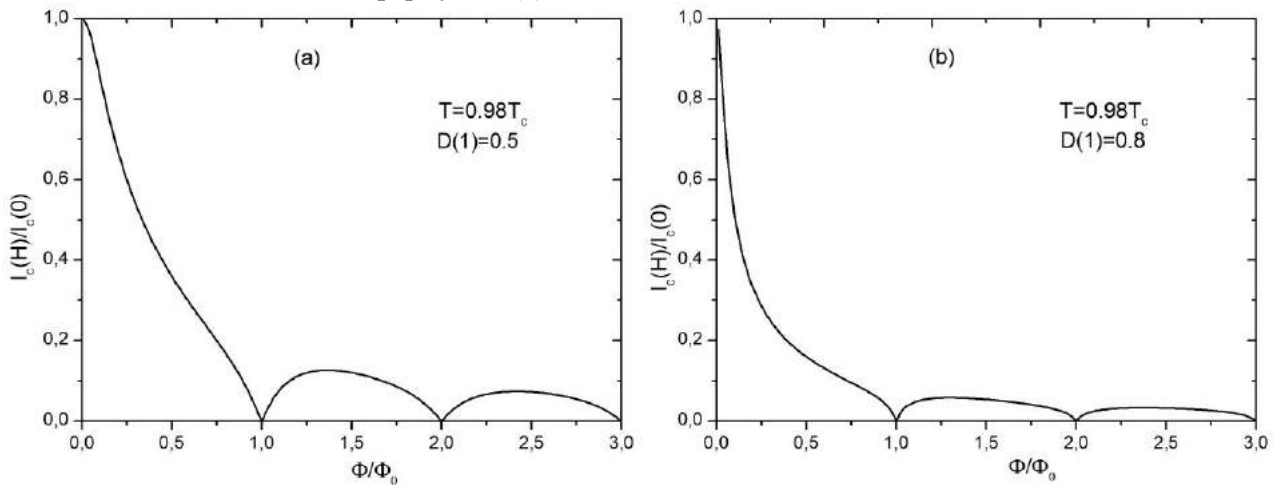


Рис. 3. Залежність критичного струму джозефсонівського тунельного контакту від величини потоку магнітного поля, яке пронизує контакт

Висновок. Порівнюючи графіки (а) та (б) на рис. 3, можемо зробити такий висновок: зі збільшенням коефіцієнта проходження електронів крізь контакт чутливість критичного струму контакту до зміни магнітного потоку зростає. Особливо різко змінюється критичний струм в області магнітного потоку близького до цілого числа елементарного потоку.

Джерела та література

1. Сахнюк В. Вплив прозорості діелектричного прошарку на форму залежності струму від різниці фаз у контактах типу SIS / В. Сахнюк, В. Головій // Журн. фіз. досл. – 2011. – Т.15, № 2. – С. 2702-1–2702-8.
2. Свідзинський А.В. Мікроскопічна теорія надпровідності : у 2-х ч. / А. В. Свідзинський. – Луцьк : РВВ «Вежа» Волин. держ. ун-ту ім. Лесі Українки, 2003. – Ч. 2. – 170 с.
3. Barone A. Physics and Applications of the Josephson Effect / A. Barone, G. Paterno. – New York : Wiley, 1982. – 549 p.
4. Josephson B. D. Possible New Effects in Superconducting Tunnelling / B. D. Josephson Phys. Lett. 1. – 1962. – Pp. 251–253.
5. Josephson B. D. Coupled Superconductors / B. D. Josephson // Rev. Mod. Phys. – 1964. – 36. – Pp. 216–220.
6. Likharev K. K. Dynamics of Josephson Junctions and Circuits / Likharev K. K. – New York : Gordon and Breach, 1986. – 614 p.
7. Rowell J. M. Magnetic Field Dependence of the Josephson Tunnel Current / J. M. Rowell // Phys. Rev. Lett. – 1963. – 11. – Pp. 200–202.
8. Solymar L. Superconducting Tunneling and Applications / L. Solymar. – London : Chapman and Hall, 1972. – 197 p.

Сахнюк Василь. Исследование влияния внешнего магнитного поля на критический ток джозефсоновских контактов для температур, близких к критической. Исследовано влияние внешнего магнитного поля на критический ток в джозефсоновских туннельных контактах для температур близких к критической и для широкого интервала значений коэффициента прохождения электронов. Полученные новые теоретические результаты для зависимости критического тока контакта от магнитного потока, которые представлены как аналитически, так и графически для двух значений коэффициента прохождения электронов: $D=0,5; 0,8$. С анализа полученных результатов следует, что чувствительность контакта к изменению внешнего магнитного поля возрастает с увеличением коэффициента прохождения электронов.

Ключевые слова: туннельный контакт, магнитный поток, критический ток.

Sakhnyuk Vasyli. The Influence of an External Magnetic field on the Critical Current of Josephson Junctions for Temperatures Close to the Critical. The influence of an external magnetic field on the critical current in Josephson tunnel junctions for temperatures close to the critical and for wide range of values of barrier transparency is studied. New theoretical results for the magnetic field dependence of the critical current are obtained. These results are presented analytically as well as graphically for two barrier transparency values: 0,5 and 0,8. The analysis of

obtained results shows the growth of sensitivity of the junction to external magnetic field with the increasing of barrier transparency.

Key words: tunnel junction, magnetic flux, critical current.

Стаття надійшла до редколегії
18.11.2013 р.

УДК 539.104:537.311.33

Геннадій Березюк
Петро Трохимчук

Моделювання лазерно-індукованих інтерференційних структур

Наведено результати моделювання процесів утворення лазерно-індукованих інтерференційних структур із використанням плазмон-поляритонної моделі, моделі Фейгенбаума, теорії каскадних процесів, застосовної до хімічних зв'язків. Отримане задовільне узгодження експериментальних результатів та теоретичних оцінок.

Ключові слова: релаксаційна оптика, інтерференція, наноструктури, плазмон-поляритонна модель, модель Фейгенбаума, каскадна модель.

Постановка наукової проблеми та її значення. Формування лазерно-індукованих мікро- та наноструктур має важливу роль у розвитку сучасної оптоелектроніки. Їх просторово-часовий розподіл визначається електромагнітним полем, що включає в себе інтенсивність, тривалість та спектральний склад опромінення. Саме ж явище утворення періодичних структур зумовлене інтерференцією падаючої хвилі зі збудженими на поверхні середовища електромагнітними хвилями, що дає змогу розглядати його в рамках і фізики плазми, і релаксаційної оптики. Механізм утворення лазерно-індукованих інтерференційних структур є до кінця не розв'язаним питанням, що потребує розробки нових теоретичних моделей для їх опису.

Метою та завданням нашої роботи є дослідження та моделювання процесів утворення поверхневих лазерно-індукованих інтерференційних структур; аналіз фізичних та математичних моделей утворення інтерференційних структур; вивчення залежності орієнтації структур від типу поляризації падаючого випромінювання.

Виклад основного матеріалу й обґрунтування отриманих результатів дослідження. Поверхневі плазмон-поляритони (ПП) – це взаємопов'язані між собою коливання густини вільних зарядів усередині провідного середовища та векторів електромагнітного поля в діелектрику, які поширюються вздовж межі між ними одночасно у двох середовищах (рис. 1).

Поля, що їх переносять ці хвилі, є локалізованими біля межі розподілу і швидко загасають із віддаленням від неї, зумовлюючи двовимірну природу поверхневих ПП. Унаслідок цього властивості поверхневих ПП значно залежать від властивостей і стану поверхонь, по якій поширюються. Тому оптичні характеристики металу і діелектрика, рельєф межі розподілу, домішки, адсорбовані на поверхні, тощо впливатимуть на швидкість поширення ПП і залежність цієї швидкості від частоти (дисперсію поверхневих ПП), а також на інші параметри поверхневих хвиль [1; 3; 4].

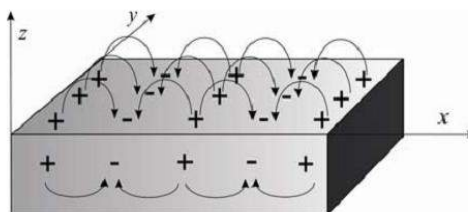


Рис. 1. Схематичне зображення взаємопов'язаних коливань електронного газу у металі ($z < 0$) та поля в діелектрику ($z > 0$), що формують ПЕХ