

РЕЗОНАНСНІ ЕФЕКТИ ПРИ ЗБУДЖЕННІ ПОВЕРХНЕВИХ ХВИЛЬ В ШАРУВАТИХ НАДПРОВІДНИКАХ

О. В. Кац¹, М. Л. Нестеров¹, О. Ю. Нікітін¹, Ф. Норі², С. Савельєв², Т. М. Сліпченко^{1,3},
В. О. Ямпольський^{1,2}

¹*Інститут радіофізики і електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України
12, вул. Ак. Проскури, Харків, 61085, Україна*

²*Frontier Research System, The Institute of Physical and Chemical Research
Wako-shi, Saitama, 351-0198, Japan*

³*Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна
4, пл. Свободи, Харків, 610775, Україна
E-mail: KoKcol@yandex.ru*

Розглядаються резонансні ефекти, які виникають при збудженні поверхневих джозефсон-плазмових хвиль (ПДПХ) на періодично-модульованому шаруватому надпровіднику. Показано, що поглинання падаючої електромагнітної хвилі значно збільшується при деяких кутах падіння, завдяки генерації ПДПХ. Знайдені оптимальні параметри задачі, які відповідають збудженню ПДПХ та ефекту повного заглушення дзеркального відбиття (ПЗЗВ) для реального матеріалу (Bi2212). Запропонована модель детектора терагерцових хвиль на основі ефекту ПЗЗВ. Ил. 3. Библиогр.: 14 назв.

Ключові слова: шаруватий надпровідник, поверхневі хвилі, джозефсон-плазмові хвилі, ефект повного заглушення дзеркального відбиття.

В останнє десятиріччя у науковому світі відчувається поживлений інтерес до фізичних властивостей шаруватих надпровідників. Справа в тому, що такі структури підтримують розповсюдження електромагнітних хвиль, які називають джозефсон-плазмовими хвилями (ДПХ). Частоти цих хвиль належать терагерцовому частотному діапазону (від 300 ГГц до 30 ТГц, що відповідає довжинам хвиль 1000-90 мкм), який є важко досяжним для сучасних електронних та оптичних приладів. Оскільки резонансні частоти більшості молекул також належать цій частотній області, очікується, що терагерцові технології можуть бути застосовані у спектроскопії, томографії, медичній діагностиці, контролі навколишнього середовища і т. д. [1].

Типовими представниками шаруватих надпровідників є сильно анізотропні високотемпературні монокристали $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ та сполуки подібні до них. У таких структурах між надпровідними шарами CuO_2 встановлюється джозефсонівський контакт через шари ізолятора [2]. ДПХ у даних матеріалах виникають внаслідок взаємодії джозефсонівського струму з електромагнітним полем в діелектричних шарах [3].

Раніше були досліджені незвичайні оптичні властивості шаруватих надпровідників, включаючи відбиття та проходження електромагнітних хвиль, спричинене збудженням ДПХ (див., наприклад, [4, 5]). В попередніх роботах за цією темою розглядалося тільки розповсюдження об'ємних хвиль, яке можливе виключно в частотному діапазоні вище джозефсон-плазмової частоти,

$\omega > \omega_J$. Наявність межі зрзка може спричинити появу нової гілки в хвильовому спектрі нижче джозефсон-плазмової частоти, $\omega < \omega_J$, а саме гілки поверхневих хвиль [6]. Нещодавно було передбачено існування поверхневих ДПХ (ПДПХ) у шаруватих надпровідниках у терагерцовому частотному діапазоні [7]. Поверхневі хвилі відіграють значну роль у багатьох фундаментальних резонансних ефектах, таких, як аномалії Вуда у відбитті [6, 8] та проходженні [9] світла крізь модульовані металеві зразки. Тому важливо дослідити резонансні явища, викликані збудженням поверхневих хвиль у шаруватих надпровідниках.

Поверхневі хвилі - повільні, тобто їх фазова швидкість менша за швидкість світла. Тому для їх збудження використовують спеціальні методи, серед яких метод порушеного внутрішнього відбиття (призмний метод), метод періодичної модуляції поверхні та інші (див., наприклад, [6]). Нами розглядається збудження ПДПХ неоднорідними хвилями, які виникають при дифракції падаючої хвилі на періодично-модульованій поверхні шаруватого надпровідника.

Розглянемо періодично-модульований напівнескінченний шаруватий надпровідник в геометрії, яка показана на рис. 1. Систему координат обрано таким чином, що кристалографічна площина ab співпадає з площиною xOy та вісь c спрямована вздовж вісі Oz . Надпровідні шари пронумеровані цілим числом $l \geq 0$.

Нехай p (TM) поляризована плоска монохроматична електромагнітна хвиля з електрич-

ним $\vec{E} = \{E_x, 0, E_z\}$ та магнітним $\vec{H} = \{0, H, 0\}$ полями падає з вакуумного напівпростору на періодично-модульований шаруватий надпровідник під деяким кутом θ . Тангенціальна та нормальна компоненти її хвильового вектора є відповідно $k_x = k \sin \theta$, $k^V = k \cos \theta$, де $k = \omega/c$ - хвильове число; c - швидкість світла.

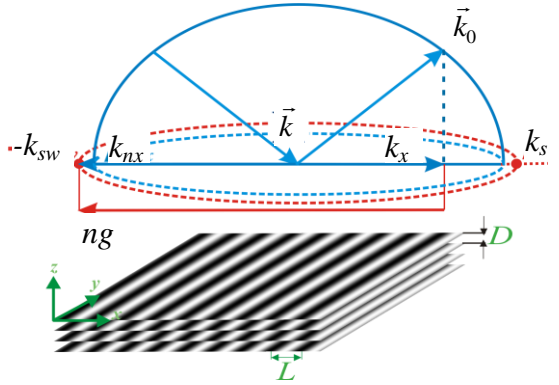


Рис. 1 Геометрія задачі

Як зазначалося вище, хвильове число поверхневої хвилі $k_{sw} = k_{sw}(\omega)$ більше за хвильове число k електромагнітної хвилі з частотою ω . Тому ПДПХ на шаруватому надпровіднику не може бути збуджена без допоміжних засобів. В даній задачі роль такого засобу виконує періодична модуляція в площині шарів надпровідника.

Періодична модуляція призводить до генерації дифрагованих хвиль (однорідних та неоднорідних) з компонентам хвильових векторів в площині падіння $k_{xn} = k_x + ng$, де $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$; $g = 2\pi/L$ - період оберненої решітки. При цьому, якщо тангенціальна компонента n -ї дифрагованої хвилі за модулем співпадає з хвильовим числом поверхневої хвилі k_{sw}

$$|k_{xn}| = |k \sin \theta + ng| = k_{sw}, \quad (1)$$

то відбувається резонансне збудження ПДПХ.

Компоненти електромагнітного поля в вакуумі можуть бути представлені у вигляді ряду Фур'є-Флоке:

$$H^V(x, z) = H_0^V [\exp(ik_x x - ik^V z) + \sum_n R_n \exp(ik_{nx} x + ik_n^V z)]; \quad (2)$$

$$E_x^V(x, z) = H_0^V [-\beta^V \exp(ik_x x - ik^V z) + \sum_n \beta_n^V R_n \exp(ik_{nx} x + ik_n^V z)], \quad (3)$$

де H_0^V - амплітуда падаючої хвилі; R_n - коефіцієнт трансформації; $\beta^V = k^V/k$; $\beta_n^V = k_n^V/k$. Оскільки частота хвилі при відбитті від нерухо-

мого середовища не змінюється, то залежність від часу $\exp(-i\omega t)$ всюди в задачі випущена.

Для того, щоб знайти електромагнітне поле у шаруватому надпровіднику, необхідно розв'язати наступну систему рівнянь:

$$\left(1 - \frac{\lambda_{ab}^2 \partial^2}{\partial z^2}\right) \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\omega_r \partial}{\partial t} + \omega_J^2(x)\right) \quad (4)$$

$$\varphi - \frac{c^2}{\varepsilon} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0;$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{2\pi D}{\Phi_0} \left(1 - \frac{\lambda_{ab}^2 \partial^2}{\partial z^2}\right) H, \quad (5)$$

$$E_x = \frac{\lambda_{ab}^2}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{\partial H}{\partial z} \right\},$$

де λ_{ab} - лондонівська глибина проникнення поля впоперек шарів; ε - діелектрична проникність шарів ізолятора; ω_r - частота згасання; D - просторовий період шаруватої структури; Φ_0 - квант магнітного потоку; $\omega_J(x) = \sqrt{8\pi e D J_c(x) / \hbar \varepsilon}$ - періодично-модульована максимальним джозефсонівським током $J(x)$ плазмова частота. Вона може бути представлена у вигляді ряду Фур'є

$$\omega_J^2(x) = \omega_J^2 \left[1 + \sum_{n \neq 0} f_n \exp(ingx)\right]. \quad (6)$$

Рівняння (4) - це лінеаризоване рівняння синус-Гордона для градієнтно-інваріантної різниці фаз φ , записане у континуальному вигляді. Інші два рівняння дають зв'язок φ з тангенціальними компонентами електромагнітного поля в шаруватому надпровіднику.

Взагалі для феноменологічного опису шаруватих надпровідників використовують пов'язані рівняння синус-Гордона, які відрізняються від рівняння (5) своєю дискретною формою, а саме різницеvim оператором $\partial_z^2 u^l = u^{l+1} + u^{l-1} - 2u^l$ замість другої похідної по координаті z , $\partial^2 / \partial z^2$. Перехід до континуального наближення у таких рівняннях справедливий, якщо різниця фаз φ неперервна величина, що плавно змінюється вздовж вісі z .

Отже, електромагнітне поле у шаруватому надпровіднику представимо у вигляді розкладу у ряд за власними функціями однорідної задачі $\Psi_{n|s} \exp(ik_{nx} x + k_s z)$:

$$H(x, z) = H_0^V \sum_{n,s} C_s \Psi_{n|s} \exp(ik_{nx} x + k_s z); \quad (7)$$

$$E_x(x, z) = -\xi H_0^V \sum_{n,s} \beta_s C_s \Psi_{n|s} \exp(ik_{nx} x + k_s z), \quad (8)$$

де уведені наступні безрозмірні величини $\xi \approx -ik^2 \lambda_{ab}^2$, $\beta_n = k_n / k$. Коефіцієнти Фур'є $\Psi_{n|s}$ власної функції та власні значення k_n однорідної задачі у надпровіднику згідно з її розв'язком мають наступний вигляд:

$$\Psi_{n|s} \approx \delta_{n,s} + \tilde{\Psi}_{n|s},$$

$$\tilde{\Psi}_{n|s} =$$

$$= \frac{k_{sx}^2}{(k_{nx}^2 - k_{sx}^2)} \frac{f_{n-s}}{1 - \Omega^2 - i\nu} + O(\tau^2), \quad n \neq s;$$

$$k_n = \frac{1}{\lambda_{ab}} \sqrt{1 + \frac{\lambda_c^2 k_{nx}^2}{1 - \Omega^2 - i\nu\Omega}} + O(\tau^2), \quad (10)$$

$$\text{Re}(k_n) > 0, \quad \text{Im}(k_n) > 0,$$

де $\lambda_c = c / \omega_J \sqrt{\varepsilon}$ - глибина проникнення поля вздовж шарів; $\delta_{n,s}$ - дельта-символ Крон'єкера; $\Omega = \omega / \omega_J$; $\nu = \omega_r / \omega_J$; $\tau_n = f_n / [1 - \Omega^2 - i\nu\Omega]$ ($|\tau_n| \ll 1$).

Привірюючи тангенціальні компоненти полів на межі двох середовищ, отримуємо нескінченну систему лінійних рівнянь (12) на коефіцієнти розкладу магнітного поля в надпровіднику C_n та їх зв'язок з коефіцієнтами трансформації R_n (11):

$$R_n = \sum_s C_s \Psi_{n|s} - \delta_{n,0}; \quad (11)$$

$$\sum_s D_{n|s} C_s = F_n, \quad F_n = 2\beta^V \delta_{n,0}, \quad (12)$$

де

$$D_{n|s} = b_n \delta_{n,s} + d_{n|s}; \quad b_n = \beta_n^V + \xi \beta_n;$$

$$d_{n|s} = (\beta_n^V + \xi \beta_s) \tilde{\Psi}_{n|s}.$$

У відсутності резонансу недіагональні елементи матриці $D_{n|s}$ пропорційні до τ_{n-s} та є малими у порівнянні з діагональними елементами b_n , які порядку одиниці. Якщо ж одна з дифрагованих хвиль ковзає вздовж поверхні, так що $|\beta_r^V + \xi \beta_r| \ll 1$ (індекси r, r', r'', \dots відповідають резонансним коефіцієнтам розкладу магнітного поля в надпровіднику, а N, N', N'', \dots - нерезонансним), то відповідний діагональний елемент матриці стає аномально малим, тобто порядку або меншим за недіагональні елементи. У зв'язку з цим для розв'язку системи рівнянь (12) використаємо модифіковану теорію збурень [10, 11], малим параметром якої є $|\tau_{n-s}|$.

Розіб'ємо систему рівнянь (12) на дві підсистеми: резонансну та нерезонансну, тобто відокремимо резонансні та нерезонансні коефіцієнти розкладу магнітного поля в надпровідни-

ку. Тоді матриця \hat{D} може бути розділена на чотири підматриці: дві, що відповідають резонансним та нерезонансним дифракційним порядкам $\hat{R} = \|D_{r|r'}\|$, $\hat{M} = \|D_{N|N'}\|$ та резонансним і нерезонансним рівнянням відповідно, та дві змішані підматриці $\hat{U} = \|D_{r|N}\|$, $\hat{L} = \|D_{N|r'}\|$. Праві частини резонансної та нерезонансної підсистеми позначимо $\hat{u} = \|F_r\|$ і $\hat{m} = \|F_N\|$ відповідно.

В матриці \hat{M} можна виділити діагональну частину \hat{b}

$$\hat{M} = \hat{b}(1 - \hat{\mu}), \quad b_{NN'} = \delta_{N,N'} D_{NN'}, \quad (13)$$

де норма матриці $\hat{\mu}$ мала, оскільки всі її елементи пропорційні τ_n . Обернена до \hat{M} матриця допускає аналітичне представлення у вигляді розкладу за степенями $\hat{\mu}$, $\hat{M}^{-1} = \sum_{k=0}^{\infty} \hat{\mu}^k \hat{b}^{-1}$. Таким чином, нерезонансні коефіцієнти розкладу магнітного поля C_N з будь-якою точністю можна виразити через резонансні коефіцієнти C_r :

$$\|C_N\| = \hat{M}^{-1}(\hat{m} - \hat{L}\|C_r\|). \quad (14)$$

Підставляючи C_N в резонансну підсистему, отримуємо скінчену систему, яка містить лише коефіцієнти розкладу тільки з резонансними індексами:

$$\sum_{r'} \tilde{D}_{r|r'} C_{r'} = \tilde{F}_r,$$

$$\|\tilde{D}_{r|r'}\| = \hat{R} - \hat{U}\hat{M}^{-1}\hat{L}, \quad (15)$$

$$\|\tilde{F}_r\| = \hat{u} - \hat{U}\hat{M}^{-1}\hat{m}.$$

Отже, розв'язок резонансної дифракційної задачі зводиться до розв'язку резонансної підсистеми. Точність розв'язку контролюється числом членів розкладу матриці \hat{M}^{-1} .

Проведена редукція системи (12) до виду (14), (15) дозволяє детально дослідити структуру розв'язку аналітично. Очевидно, що розв'язок залежить від числа резонансних дифракційних порядків та від числа збуджуваних поверхневих хвиль, а також від амплітуд резонансних та міжрезонансних гармонік.

Нехай тільки одна з дифрагованих хвиль близька до резонансу (при гармонічній модуляції найбільші резонансні ефекти будуть спостерігатися в умовах резонансу в ± 1 порядку). Тоді система (15) зводиться до одного рівняння, з якого знаходимо

$$C_r = \tilde{F}_r / \tilde{D}_r, \quad C_N = (F_N - d_{N|r} C_r) / b_N,$$

$$\tilde{F}_r = -\sum_N d_{r|N} F_N / b_N,$$

$$\tilde{D}_r = \beta_r^V + \xi \beta_r - \Gamma_r, \quad (16)$$

$$\Gamma_r = \sum_N d_{r|N} d_{N|r} / b_N.$$

Для спрощення у рівняннях (16) обмежилися розв'язком (15) у головному наближенні. Останнє відповідає утриманню лінійних за модуляцією членів у \tilde{F}_r та квадратичних у \tilde{D}_r . Для цього достатньо обмежитися нульовим членом розкладу матриці \tilde{M}^{-1} , $\tilde{M}^{-1} = \tilde{b}^{-1} + O(\tau)$. Утримуючи в рівняннях (11) не більше двох перших головних членів, знаходимо резонансний коефіцієнт трансформації R_r та коефіцієнт дзеркального відбиття R_0 у головному наближенні:

$$R_r = \tilde{F}_r / \tilde{D}_r, \quad R_0 = R_F (\tilde{D}_r - \Delta) / \tilde{D}_r; \quad (17)$$

$$\Delta = \tilde{F}_r (\tilde{\Psi}_{0|r} - d_{0|r} / b_0) / R_F, \quad (18)$$

$$R_F = (\beta^V - \xi\beta_0) / (\beta^V + \xi\beta_0).$$

Спрощений розв'язок (17) дозволяє провести якісний аналіз задачі і мало відрізняється від безпосереднього розв'язку системи (11), (12) шляхом її зрізання (див. рис. 2).

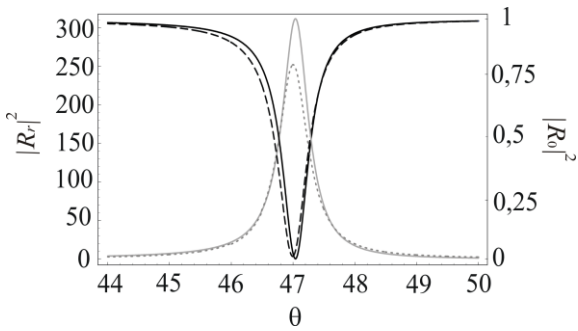


Рис. 2. Залежність енергетичних коефіцієнтів трансформації від кута падіння. Сірими та чорними кривими зображені резонансний ($|R_r|^2$) та дзеркальний ($|R_0|^2$) коефіцієнти. Пунктирні та суцільні криві розраховані за точними формулами (11), (12) та за формулами головного наближення (17). Результати наведені в умовах $r = -1$ резонансу для Bi2212 при $1 - \Omega^2 = 4 \cdot 10^{-6}$; $\nu = 3 \cdot 10^{-8}$; $|f_r|^2 = 0,7 \cdot 10^{-12}$

Провал до нуля, що спостерігається на графіку залежності коефіцієнта дзеркального відбиття від кута падіння, відповідає ефекту повного заглушення дзеркального відбиття (ПЗДВ). Умови існування цього ефекту ми отримуємо, прирівнюючи чисельник R_0 до нуля.

Для матеріалу Bi2212 ($\lambda_{ab} \approx 2000 \text{ \AA}$; $D \approx 20 \text{ \AA}$; $\varepsilon \approx 20$) наведемо оптимальні параметри задачі, такі як глибина згасання в вакуум та надпровідник L_z^V , L_z^{sup} , довжина пробігу хвилі L_x , резонансну частоту ω_r та квадрат оптимальної амплітуди модуляції $|f_r^{(opt)}|^2$

$$L_z^V / \lambda \sim cD / \omega_J \lambda_{ab}^2 \sim 1; \quad L_z^{\text{sup}} \sim D \ll 1, \\ L_x / \lambda \sim D^2 / \nu \lambda_{ab}^2 \gg 1; \quad |f_r|^2 \sim \nu D^2 / \lambda_{ab}^2, \quad (19) \\ \omega_{res} \sim \omega_J (1 - D^2 / \varepsilon \lambda_{ab}^2).$$

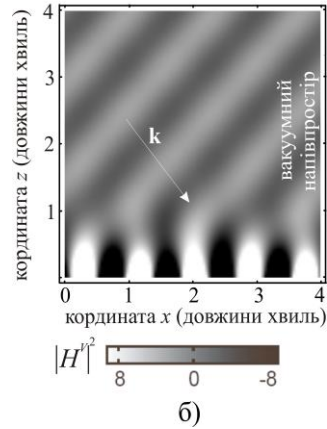
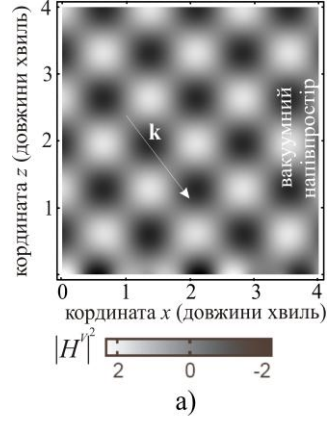


Рис. 3. Розподіл повного магнітного поля $|H^V(x, z)|^2$ в нерезонансному (а) та резонансному (б) випадку. Чисельні розрахунки виконані для наступних параметрів: $r = -1$; $1 - \Omega^2 = 4 \cdot 10^{-6}$; $\nu = 3 \cdot 10^{-8}$; $|f_r|^2 = 0,7 \cdot 10^{-12}$ для Bi2212. Дані параметри відповідають мінімуму дзеркального коефіцієнта відбиття на рис. 2

Дисперсійне рівняння ПДПХ на межі поділу вакуум - періодично-модульований шаруватий надпровідник можна отримати, прирівнюючи детермінант редукованої резонансної системи (15) до нуля:

$$\tilde{D}_r = \beta_r^V + \xi\beta_r - \Gamma_r = 0, \quad (20)$$

причому вважати незалежною змінною величину $q = k \sin \theta + rg$. Величина Γ_r відповідає за зміну закону дисперсії ПДПХ завдяки модуляції, а за її відсутності обертається на нуль ($\Gamma_r \sim |f_r|^2$). Зокрема, незбурений закон дисперсії для ПДПХ $\beta_r^V + \xi\beta_r = 0$ можна записати явно

$$k_{sw} = \Omega \sqrt{1 - a^2},$$

$$a^2 = -k^2 \lambda_{ab}^2 \left[\frac{\omega_J^2}{c^2} + \frac{k_{sw}^2}{\varepsilon(1 - \Omega^2 - i\nu\Omega)} \right]. \quad (21)$$

Резонансне збудження поверхневої хвилі, і зокрема, ефект ПЗЗВ можна наочно проілюструвати розподілом поля у вакуумі, яке наведене на рис. 3. Видно, що при кутах, відмінних від резонансного, (рис. 3, а), падаюча на межу вакуум - надпровідник хвиля з хвильовим вектором \vec{k} повністю відбивається і створює інтерференційну картину у вакуумному напівпросторі. На рис. 3, б зображено випадок ПЗЗВ. Падаюча під резонансним кутом на періодично-модульований шаруватий надпровідник хвиля збуджує ПДПХ. Її структуру поля добре видно поблизу межі поділу середовищ (темні та світлі смуги). При цьому вся енергія падаючої хвилі повністю поглинається, від надпровідника нічого не відбивається. Цьому відповідає відсутність інтерференційної картини в вакуумі.

Висновок. У даній роботі теоретично показано, що існування поверхневих хвиль на межі вакуум - періодично-модульований шаруватий надпровідник спричиняє аномалії в дифракційному спектрі заломлених і відбитих від поверхні надпровідника хвиль. Виявлені умови для існування ефекту повного заглушення дзеркального відбиття.

Це явище надзвичайно важливе для створення терагерцових детекторів, які можуть бути побудовані на основі зразка з Bi2212, до якого приєднані контакти для вимірювання опору, зафіксованого на тримачі, що може обернутися. Просторова модуляція в площині зразка може бути досягнута іонним опроміненням зразка, покритого періодично-модульованою маскою [12] або "pancake" ефектом, контрольованим зовнішнім магнітним полем [13, 14]. При обертанні зразка зовнішнє терагерцове випромінювання може збудити поверхневу хвилю при деяких кутах падіння. Це, в свою чергу, спричинює сильне збільшення поглинання у зразку, в зв'язку з чим підвищується його температура та, як наслідок, опір.

Дана робота частково підтримана державним фондом фундаментальних досліджень України, проект ДФФД №Ф16/16 та грантами INTAS №05-109-5182 та №05-109-5206.

1. Chamberlain M., Smith M. Biomedical imaging and sensing applications of THz technology // Phys. in Med. and Biol. - 2002. - 47, №21. - P.126-131.
2. Blatter G. M., Feigel'man V., Geshkenbein V. B., Larkin A. I. Vinokur V. M. Vortices in high-temperature superconductors // Rev. Mod. Phys. - 1994. - 66. - P.1125-1388.
3. Tachiki M., Koyama T., Takahashi S. Electromagnetic phenomena related to a low-frequency plasma in cuprate superconductors // Phys. Rev. B. - 1994. - 50. - P.7065-7084.
4. Bulaevskii L. N., Helm Ch., Bishop A. R., Maley M. Optical properties of crystals with spatial dispersion Josephson plasma

resonance in layered superconductors // Europhys. Lett. - 2002. - 58. - P.415-421.

5. Helm Ch., Bulaevskii L. N. Optical properties of layered superconductors // Phys. Rev. B - 2002. - 66. - P.094514(1)-094514(23).
6. Agranovich V. M. and Mills D. L. Surface Polaritons. - M.: Nauka, 1985. - 526 p.
7. Savel'ev S., Yampol'skii V., Nori F. Surface Josephson plasma waves in layered superconductors // Phys. Rev. Lett. - 2005. - 95. - P.187002(1)-187002(4).
8. Raether H. Surface Plasmons. - New York, Springer-Verlag, 1988. - 135 p.
9. Barnes W. L., Dereux A. and Ebbesen T. W. Surface plasmon subwavelength optics // Nature - 2003. - 424. - P.824-830.
10. Кац О. В., Сневак І. С. Дифракція електромагнітних хвиль. - Харків, ХВУ, 1998. - 178 с.
11. Kats A. V. and Nikitin A. Yu. Analytical treatment of anomalous transparency of a modulated metal film due to surface plasmon-polariton excitation // Phys. Rev. B. - 2004. - 70. - P.235412(1)-235412(12).
12. Kwok W. K. Modification of vortex behavior through heavy ion lithography // Physica C. - 2002. - 382. - P.137-141.
13. Koshelev A. E. Crossing lattices, vortex chains, and angular dependence of melting line in layered superconductors // Phys. Rev. Lett. - 1999. - 83. - P.187-190.
14. Savel'ev S. E., Mirkovich J., Kadowaki K. London theory of the crossing vortex lattice in highly anisotropic layered superconductors // Phys. Rev. B. - 2001. - 64. - P.094521(1)-094521(14).

RESONANCE EFFECTS DUE TO EXCITATION OF THE SURFACE WAVES IN LAYERED SUPERCONDUCTORS

A. V. Kats, M. L. Nesterov, A. Yu. Nikitin, F. Nori, S. Savel'ev, T. M. Slipchenko, V. A. Yampol'skii

The resonance effects due to surface Josephson-plasma waves (SJPW) excitation on the periodically-modulated layered superconductor are considered. It is shown that the absorption of the incident electromagnetic wave can be substantially increased at certain incident angles due to the resonance excitation of the SJPW. The optimal parameters of the problem corresponding to SJPW excitation and the effect of the total suppression of specular reflection (TSSR) are found for a real medium (Bi2212). The model of THz detectors based on an effect of the TSSR is proposed.

Key words: layered superconductor, surface waves, Josephson-plasma waves, effect of the total suppression of specular reflection.

РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В СЛОИСТЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А. В. Кац, М. Л. Нестеров, А. Ю. Никитин, Ф. Нори, С. Савельев, Т. М. Слипченко, В. А. Ямпольский

Рассматриваются резонансные эффекты, которые возникают при возбуждении поверхностных джозефсон-плазменных волн (ПДПВ) на периодически-модулированном слоистом сверхпроводнике. Показано, что поглощения падающей электромагнитной волны значительно увеличивается при некоторых углах падения, благодаря генерации ПДПВ. Найденны оптимальные параметры задачи, которые отвечают возбуждению ПДПВ и эффекту полного подавления зеркального отражения (ПЗЗО) для реального материала (Bi2212). Предложена модель детектора терагерцовых волн на основе эффекта ПЗЗО.

Ключевые слова: слоистый сверхпроводник, поверхностные волны, джозефсон-плазменные волны, эффект полного подавления зеркального отражения.

Рукопись поступила 18 июня 2007 г.