

МАГНЕТНА СПРИЙНЯТЛИВІСТЬ ГРАНУЛЬОВАНИХ РТУТНОВМІСНИХ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИХ НАДПРОВІДНИКІВ У ЗМІННОМУ ПОЛІ

Р. В. Луців, І. І. Габріель, І. В. Лазарюк, М. В. Матвій

Львівський державний університет імені Івана Франка,

кафедра радіоелектронного матеріалознавства,

бул. Драгоманова, 50, Львів, 290005, Україна

(Отримано 4 січня 1998 р.)

Подано експериментальні залежності комплексної магнетної сприйнятливості $\chi = \chi' - i\chi''$ від температури і постійного магнетного поля для ртутновмісної високотемпературної надпровідної (ВТНП) кераміки. Наведено опис автоматизованої установки для вимірювання й аналізу спектра сигналів від зразків ВТНП. У рамках модифікованої моделі критичного стану проаналізовано експериментальні результати для зразків $(\text{Hg}, \text{Pb})-1212$ і $(\text{Hg}, \text{Pb})-1223$. Із порівняння експериментальних і розрахованих залежностей отримані критичні параметри джозефсонівського середовища й надпровідних гранул. Показано, що в ртутній кераміці здійснюється зв'язок між надпровідними гранулами за типом SNS контактів.

Ключові слова: магнетна сприйнятливість, ртутновмісні ВТНП, ефективна магнетна провідність

PACS number(s): 74.72.Jt, 74.60.Ec

I. ВСТУП

Керамічні високотемпературні надпровідники становлять середовище сукупності гранул, які в надпровідному стані утворюють сітку слабких джозефсонівських зв'язків. Макроскопічні властивості такої системи описуються рівнянням критичного стану

$$\text{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j}_c, \quad (1)$$

де \mathbf{H} — напруженість локального магнетного поля, а \mathbf{j}_c — густина критичного транспортного струму. Оскільки за магнетними властивостями високотемпературні надпровідники (ВТНП) є надпровідниками II роду, розв'язок рівняння (1) можна отримати, використовуючи модель Біна [1], де густина критичного струму не залежить від локального поля. Однак експериментально було встановлено, що \mathbf{j}_c є функцією змінного H_{AC} [2, 3] та постійного H_{DC} [4, 5] магнетних полів, і для опису електродинаміки при низьких полях придатніша модель Кіма [6] з обернено пропорційною залежністю j_c від H . У низці робіт для ітрієвої кераміки було виявлено квадратичні [7, 8], експоненційні [9] або гаусові залежності [10] струму від поля, а для вісмутової $j_c(H) = J_0/(H_0 + |H|)$ [11]. У полях, менших за перше критичне поле гранул (H_{c1g}), мейснерівське внутрігранульне екраниування враховується введенням ефективної магнетної проникливості μ_{eff} [12]. У полях $H \geq H_{c1g}$ внутрігранульна намагнеченість стає необоротною, і магнетне поле, яке виникає за рахунок цього, може перевищувати поля від екраниуючих міжгранульних суперструмів. Проникнення магнетного поля в гранули описується внутрігранульним рівнянням критичного стану $\mathbf{j}_{cg}(H)$. Явища, які спостерігаємо при цьому (наприклад, гістерезис критич-

ного струму) у ВТНП, принципово відрізняють їх від звичайних надпровідників. Найпоширенішими методами дослідження електродинаміки ВТНП при низьких полях є безконтактні індуктивні вимірювання магнетної сприйнятливості на змінному струмі [13], що дають змогу отримати інформацію не тільки про параметри критичного стану гранул H_{c1g} , H_{c2g} , j_{cg} , але і визначити тип зв'язків і критичні параметри міжгранульного середовища H_{c1j} , H_{c2j} , j_{cj} .

У нашій роботі обговорено результати, отримані з порівняння експериментальних і розрахованих за моделлю критичного стану температурних залежностей комплексної динамічної сприйнятливості $\chi = \chi' - i\chi''$ для надпровідників $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ і $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{6+\delta}$.

II. СИНТЕЗ ЗРАЗКІВ І РЕНТГЕНОФАЗОВИЙ АНАЛІЗ

Надпровідні зразки номінального складу $\text{Hg}_{0.8}\text{Pb}_{0.2}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ ($\text{Hg}, \text{Pb}-1223$) синтезовано за керамічною технологією з використанням твердофазних і паротвердофазних реакцій та попередньо синтезованих прекурсорів [14].

Синтез прекурсора формульного складу (за шіхтою) $\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ проведений з використанням BaCO_3 , CaCO_3 , CuO при температурі 910°C протягом 72 год. (з декількома проміжними перетираннями) в атмосфері протічного кисню [15].

Надпровідні ($\text{Hg}, \text{Pb})-1223$ зразки отримано при однакових температурних режимах (температура синтезу 860°C , витримка 6 годин, повільне охолодження $20^\circ\text{C}/\text{год}$, з використанням трьох способів підготовки шихти:

1. $\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y + 0.2\text{PbO} + 0.8\text{HgO}$ для твердофазного синтезу [14];

2. $\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y + 0.2\text{PbO}$ — у ролі прекурсора (І) та $\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y + 0.8\text{HgO}$ (“ртутне джерело” — ІІ) у ваговому співвідношенні $R/\Pi=4:1$ для паротвердофазного синтезу [14, 16];

3. $\text{Ba}_2\text{CuO}_3 + 2\text{CaCuO}_2 + 0.2\text{PbO} + 0.8\text{HgO}$ для твердофазного синтезу (Ba_2CuO_3 та CaCuO_2 — по-передньо синтезовані).

У зразках, синтезованих з використанням шихти, приготовленої способами 1 та 2, були наявні, крім фази (Hg, Pb)-1223, фаза (Hg, Pb)-1212 та сторонні фази у вигляді BaCuO_2 і суміші оксидів Ba та Ca . З метою збільшення частки надпровідної фази проводили досинтез (без руйнування кварцевої ампули) при 800°C протягом 40 год. За результатами вимірювань польових залежностей магнетної сприйнятливості досинтез збільшив частку надпровідної фази у 2 рази.

Для кількісного фазового аналізу проведено рентгенофазовий аналіз на дифрактометрі ДРОН-4-07 (CuK_α — випромінювання) та уточнення параметрів за методом Рітвельда. У зразках, синтезованих з використанням шихти за способом 2, виявлено 53% (Hg, Pb)-1212 ($a = 3.8617(2)$ Å, $c = 12.7339(5)$ Å), 22% (Hg, Pb)-1223 ($a = 3.8725(4)$ Å, $c = 15.2101(8)$ Å), 24% BaCuO_2 . Ці зразки далі позначені як “(Hg, Pb)-1212”. У зразках, синтезованих з використанням шихти за способом 3, виявлено 93% (Hg, Pb)-1223 з $a = 3.8538(1)$ Å, $c = 15.8490(4)$ Å і 7% BaCuO_2 .

ІІІ. МЕТОД ВИМІРЮВАННЯ МАГНЕТНОЇ СПРИЙНЯТЛИВОСТІ Й ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Техніка, яку використовують для вимірювань магнетної сприйнятливості в змінному полі (AC сприйнятливості), базується на мостовій схемі Гартшорна [17] і двоканальному фазочутливому детекторі [18]. Однак при таких вимірюваннях губиться інформація про гармонічний характер сприйнятливості, яка в загальному випадку представлена у вигляді $\chi_n = \chi'_n - i\chi''_n$. З метою виділення гармонік використовують спектроаналізатори (наприклад, НР 3580А [18] або СК-1 [19]). Оскільки основною проблемою як в першому, так і другому випадку є точне розділення квадратурної й синфазної компонент сигналу, у нашій роботі пропонуємо безпосереднє вимірювання напруги, яка виникає в катушці з ВТНП зразком. Розділення на дійсну χ' та уявну χ'' компонети відбувається не апаратно, а при розкладі вимірюваної напруги в ряд Фур'є. Точності в розділенні досягаємо встановленням початкової фази, при якій відбувається занулення уявної складової напруги при температурах вищих за температуру початку надпровідного переходу T_{cons} . На рис. 1 зображене спрощена блок-схема установки, яка складається з кріомагнетної (І) й апаратурної (ІІ) частин. Кріомагнетна частина містить систему катушок для створення й вимірювання постійного та змінного магнетних полів, які намотані на зовнішній стінці ан-

тикроєстата. Така конструкція дала змогу зменшити тепловий шум і температурний дрейф розбалансу, які є основними факторами, що впливають на точність вимірювання слабких сигналів. Апаратна частина установки складається з генераторів змінного й постійного магнетних полів та IBM сумісного модуля для реєстрації даних. Генератор змінного поля реалізовано на базі цифроаналогового перетворювача (ЦАП) (К1108ПА1), стабілізатора струму і катушки мідного дроту $d = 2 \cdot 10^{-4}$ м з кількістю витків $N = 1000$. Генератор постійного поля містить потенціостат ПІ-50-1.1 з програматором струму і катушкою мідного дроту $d = 2 \cdot 10^{-3}$ м з кількістю витків $N = 1500$. Підсилену широкосмуговим підсилювачем різницю напруг V між компенсаційною та вимірювальною катушками, пропорційну магнетній сприйнятливості, реєстрували по одному з каналів аналогоцифрового перетворювача (АЦП), реалізували на базі мікросхеми К1108ПВ1. Програмне забезпечення в режимі реального часу здійснює запис по трьох вимірювальних каналах модуля АЦП (температура, магнетне поле, V) з одночасним розрахунком фундаментальної сприйнятливості. Використання IBM сумісних модулів і швидкого перетворення Фур'є дало змогу спростити розділення синфазної і квадратурної компонент сигналу і одночасно отримати інформацію про поведінку окремих гармонік сприйнятливості. Зразки циліндричної форми з $R = 1.1$ мм і довжиною $L = 10$ мм, поміщені у вимірювальну катушку ($l = 3$ мм) як осердя, охолоджували в магнетному полі Землі до температури рідкого азоту. Температурні вимірювання проводили в змінному магнетному полі $H_{AC} = 79.6 \pm 0.1$ А/м при покрововому накладанні постійного магнетного поля $H_{DC} = (0 \div 3.7) \cdot 10^3$ А/м. Польові залежності сприйнятливості вимірювали в квазістационарному режимі із швидкістю розгортки постійного поля $v = (12 \pm 0.08)$ А $\text{m}^{-1}\text{сек}^{-1}$.

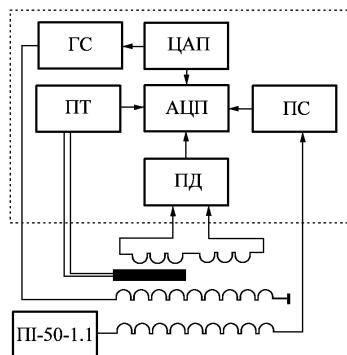


Рис. 1. Спрощена блок-схема установки для вимірювання комплексної AC магнетної сприйнятливості: ГС — генератор змінного струму, ЦАП — цифроаналоговий перетворювач, АЦП — аналогоцифровий перетворювач, ПТ — термопарний підсилювач, ПС — підсилювач постійного струму, ПД — диференційний підсилювач, ПІ-50-1.1 — потенціостат.

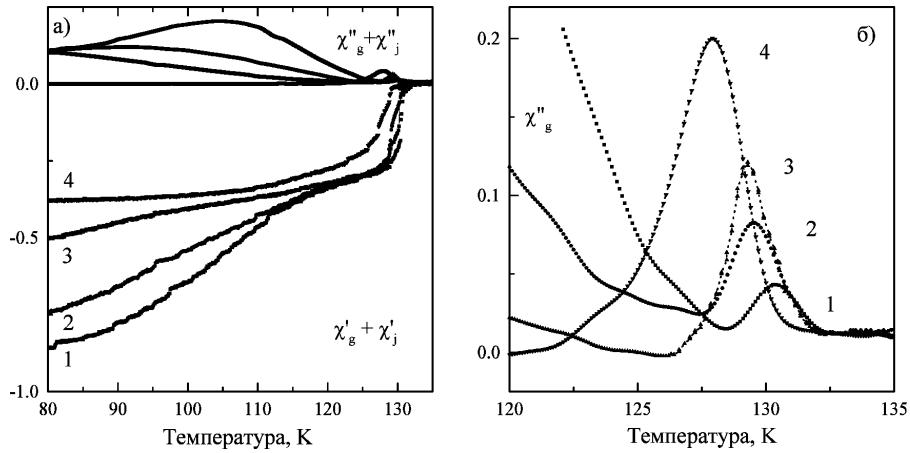


Рис. 2. Температурні залежності АС сприйнятливості для керамічного зразка (Hg, Pb)-1223 в постійному полі H_{DC} : 1 — 0 A/m, 2 — 400 A/m, 3 — 1200 A/m, 4 — 12250 A/m; а) дійсна $\chi'_j + \chi'_g$ та уявна $\chi''_j + \chi''_g$ частини сприйнятливості гранул і середовища, б) уявна частина сприйнятливості гранул.

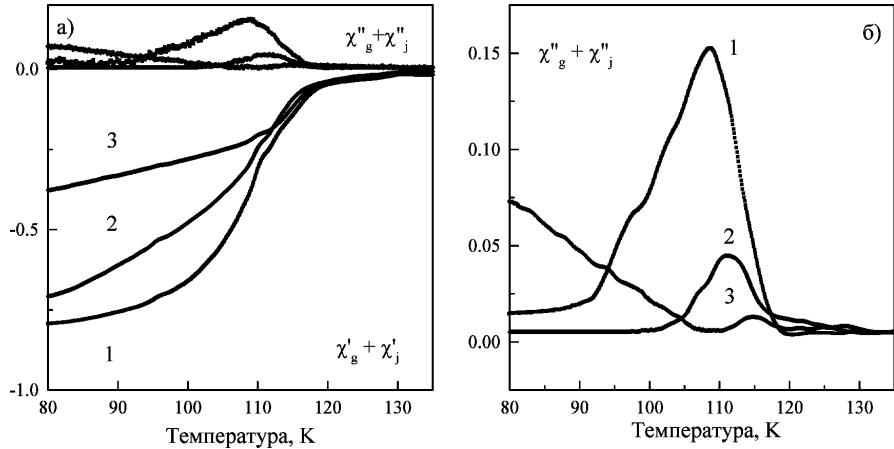


Рис. 3. Температурні залежності АС сприйнятливості зразка (Hg, Pb)-1212 в полі H_{DC} : 1 — 0 A/m, 2 — 13500 A/m, 3 — 36600 A/m.

Сполучка	T_{cog} (К)	T_{gm} (К)	T_{jm} (К)	H_{c1j} (Ам $^{-1}$)	H_{c2j} (Ам $^{-1}$)	H_{c1g} (Ам $^{-1}$)	f_g (%)
(Hg, Pb)-1212	120	117	107	30	500	6000	33
(Hg, Pb)-1223	132	130.5	110	5	10	2000	45

Таблиця 1. Параметри критичного стану, що отримані з експерименту.

Сполучка	$\langle R_g \rangle$ (мкм)	$\langle \lambda_g \rangle$ (мкм)	$\alpha_j(0)$ (АТм $^{-2}$)	$\alpha_g(0)$ (АТм $^{-2}$)	$j_{cj}(0)$ (Амм $^{-2}$)	$j_{cg}(0)$ (Амм $^{-2}$)	Тип зв'язку
(Hg, Pb)-1212	10	0.4	$1.3 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^7$	$5.2 \cdot 10^3$	$8.5 \cdot 10^6$	SNS
(Hg, Pb)-1223	10	0.3	$1.79 \cdot 10^3$	$1.78 \cdot 10^7$	$3.2 \cdot 10^2$	$1.4 \cdot 10^7$	SNS

Таблиця 2. Уточнені за моделлю [8] параметри ртутномісних зразків.

На рис. 2 і 3 подані температурні залежності першої гармоніки магнетної сприйнятливості зразків (Hg, Pb)-1212 і (Hg, Pb)-1223, відповідно, при різних значеннях постійного магнетного поля, що отримані з розкладу напруг (вимірювих при фіксованих температурах) у ряд Фур'є. У магнетному полі відбувається руйнування міжгранульних зв'язків, про що свідчить зміщення $\chi'(T=\text{const})$ до χ'_g внаслідок зменшення екрануючих струмів. Безпосередньо із залежностей $\chi'(T)$ і $\chi''(T)$ визначені температури початку переходу гранул у надпровідний стан T_{cons} і температури T_{gm} і T_{jm} , що відповідають повному проникненню поля в гранули і середовище. Збільшення площин під кривими χ''_g і χ''_j (див. рис. 2б і рис. 3 і г) і зміщення екстремумів у низькотемпературну область відбувається за рахунок збільшення втрат на перемагнечування в присутності постійного поля.

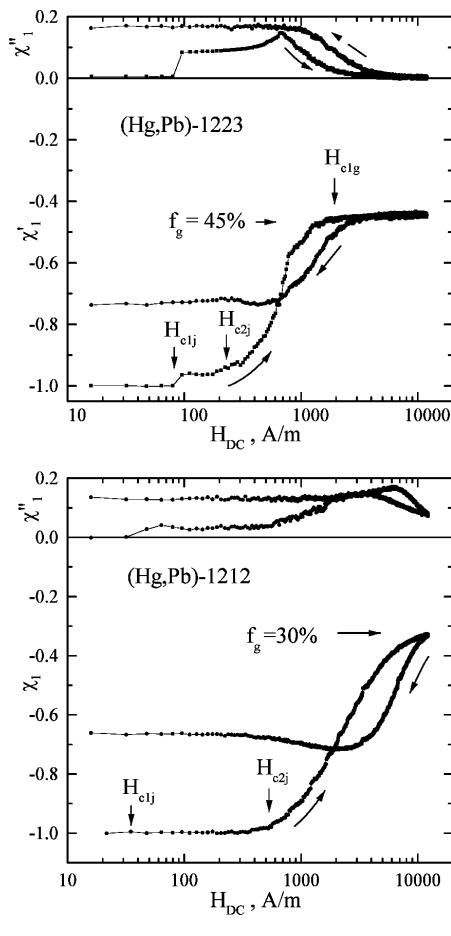


Рис. 4. Польові залежності комплексної АС сприйнятливості в полі $H_{AC} = 400$ А/м при $T = 80$ К для зразків (Hg, Pb)-1223, (Hg, Pb)-1212.

На рис. 4а і б показані польові залежності $\chi'(H_{DC})$ і $\chi''(H_{DC})$, з яких отримано значення H_{c1j} і H_{c2j} . В області полів $H_{c1g} < H$, коли часткою міжгранульних суперструмів можна знехтувати, дійсною і уявною частинами сприйнятливості кристалітів є

$$\chi'_g = \frac{\chi'}{f_g}, \quad (2)$$

$$\chi''_g = \frac{\chi''}{f_g}. \quad (3)$$

За полем $H_{DC}=H_{c1g}$, яке визначено на оборотній ділянці $\chi'(H_{DC})$, встановлена частка об'єму f_g , який займають надпровідні гранули (Hg, Pb)-1212 і (Hg, Pb)-1223. Параметри критичного стану гранул і зв'язків наведені в таблиці 1.

IV. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Для обчислень теоретичних залежностей магнетної сприйнятливості від температури використана модель критичного стану [8] модифікована в роботах [6, 20–23]. Означимо основні положення цієї моделі, які використані для розрахунків. Магнетна індукція в зразку складається з між- і внутрігранулярних компонентів:

$$\langle B \rangle = \langle B_j \rangle + \langle \langle B_g \rangle \rangle, \quad (4)$$

де $\langle \langle B_g \rangle \rangle$ — просторово усереднена за перерізом зразка з радіусом R магнетна індукція циліндричних гранул радіусом з R_g . Для отримання $\langle B \rangle$ розв'язували рівняння критичного стану:

$$\frac{dH_j(x, t)}{dx} = \pm j_{cj}(x, t), \quad (5)$$

де

$$j_{cj}(x, t) = \frac{\alpha_j(T)}{\mu_{eff}(T) \mu_0} \frac{1}{|H_j(x, t)| + H_{0j}}, \quad 0 \leq x \leq R,$$

i

$$\frac{dH_g(r, x, t)}{dr} = \pm j_{cg}(r, x, t), \quad (6)$$

де

$$j_{cg}(r, x, t) = \frac{\alpha_g(T)}{\mu_0} \frac{1}{|H_g(r, x, t)| + H_{0g}}, \quad 0 \leq r \leq R_g.$$

Густину сили пинингу магнетного потоку середовища $\alpha_j(T)$ приймали залежною від температури як:

$$\alpha_j(T) = \alpha_j(0)(1 - T/T_c), \quad (\text{SIS зв'язок [23]}) \quad (7)$$

i

$$\alpha_j(T) = \alpha_j(0)(1 - T/T_c)^2, \quad (\text{SNS зв'язок [23]}). \quad (8)$$

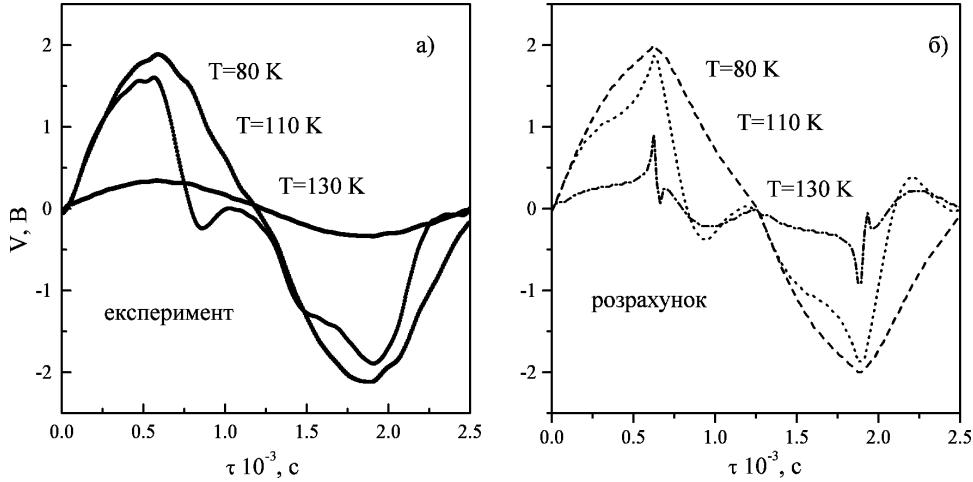


Рис. 5. Експериментально виміряні (а) і розраховані за моделлю [8] (б) напруги котушки із зразком (Hg, Pb)-1223 за період вимірювання на частоті $f = 400$ Гц в полі $H_{DC} = 0$, $H_{AC} = 400$ А/м при фіксованих температурах: $T = 80$, 110 , 130 К.

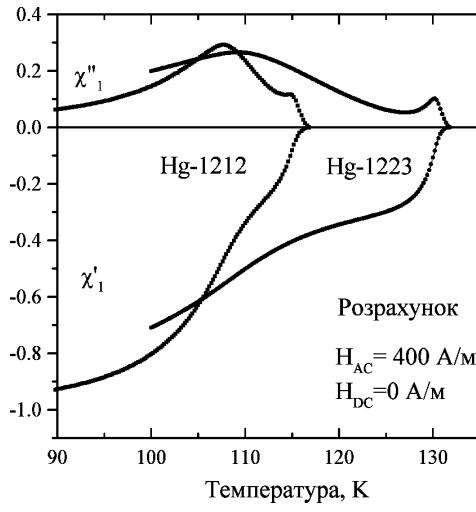


Рис. 6. Температурні залежності комплексної АС сприйнятливості в полі $H_{AC} = 400$ А/м і $H_{DC} = 0$, розраховані за моделлю [8] для керамік (Hg, Pb)-1223, (Hg, Pb)-1212.

У рівнянні (5) $\mu_{eff}(T)$ введена як ефективна магнетна проникливість середовища:

$$\mu_{eff} = f_n + f_g \frac{2I_1(\langle R_g \rangle / \lambda_g)}{\langle \langle R_g \rangle / \lambda_g \rangle I_0(\langle R_g \rangle / \lambda_g)}, \quad (9)$$

де f_n і f_g — відповідні частки ненадпровідного і надпровідного об'єму за умови $f_g + f_n = 1$, а $\lambda_g(T) = \lambda_g(0)(1 - (T/T_c)^4)^{-1/2}$ [24] — лондонівська глибина проникнення. I_0 і I_1 — модифіковані функції Бесселя нульового і першого порядку [27]. Внутрігранулярна сила пинінгу α_g за аналогією до вихорів Абрикосова,

у яких $\alpha_g(T) \sim (H_{cg})^2$, приймалася квадратично залежною від T :

$$\alpha_g(T) = \alpha_g(0)(1 - (T/T_c)^2)^2. \quad (10)$$

На відміну від [21], рівняння (5) і (6) розв'язували чисельними методами на комп'ютері. У загальному випадку комплексна магнетна сприйнятливість ВТНП зразка може бути зображенна у вигляді:

$$\chi = \chi' + i\chi'', \quad (11)$$

де

$$\chi' = \frac{\omega}{\pi\mu_0 H_{AC}} \int_0^{2\pi/\omega} \langle B \rangle(t) \cos(\omega t) dt - 1, \quad (12)$$

$$\chi'' = \frac{\omega}{\pi\mu_0 H_{AC}} \int_0^{2\pi/\omega} \langle B \rangle(t) \sin(\omega t) dt; \quad (13)$$

тут ω — кутова частота змінного магнетного поля $H_a(t) = H_{AC} \cos(\omega t) + H_{DC}$.

При розрахунку за формулами (12) і (13) були використані критичні параметри, отримані з експериментальних залежностей. Параметрами, які уточнювались, були $\lambda_g(0)$, R_g , $\alpha_j(0)$ і $\alpha_g(0)$. Початкові значення $\lambda_g(0)$ отримані усередненням між $\lambda_g^{ab}(0)$ і $\lambda_g^c(0)$ для (Hg, Pb)-1212 [25] і (Hg, Pb)-1223 [26]. Густини сил пинінгу $\alpha_j(0)$ і $\alpha_g(0)$ розраховані з експериментальних залежностей $\chi''(T)$ при $H_{DC} = 0$ з використанням умов [20]:

$$\alpha_j(0) = \frac{2.5197 \cdot 10^4 \mu_{eff}}{R} \left(\frac{T_c H_{AC}}{(T_c - T_{jm})} \right)^2, \quad (14)$$

$$\alpha_g(0) = \frac{2.5197 \cdot 10^4}{R_g} \left(\frac{T_c H_{AC}}{(T_c - T_{gm})} \right)^2, \quad (15)$$

де R і R_g в м, H_{AC} в Ам⁻¹. З порівняння вимірюваних і розрахованих напруг, що наведені на рис. 5а і б для зразка (Hg, Pb)-1223, бачимо добре узгодження експерименту з моделлю. Розраховані за (12) і (13) з урахуванням (2-9) теоретичні залежності $\chi'(T)$ і $\chi''(T)$ подані на рис. 6. Узгодження з експериментом (див. рис. 2а, і 3а) отримано для квадратичної залежності α_j від T , що свідчить про утворення SNS зв'язків між гранулами. Відповідні густини критичних струмів середовища і гранул для (Hg, Pb)-1212 і (Hg, Pb)-1223 розраховані за (5) і (6). У таблиці зведені параметри критичного стану, отримані з порівняння експериментальних даних з моделлю.

V. ВИСНОВКИ

Застосування моделі критичного стану для гранулярних надпровідників дало змогу обчислити АС сприйнятливість та розрахувати критичні параметри керамічних високотемпературних надпровідників $(\text{Hg}, \text{Pb})\text{Ba}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$ для $n = 2, 3$. Ліпше узгодження експерименту з моделлю отримано для квадратичної залежності густини струму від температури $j_c \sim (1 - T/T_c)^2$, що свідчить на користь утворення SNS контактів між надпровідними гранулами, якість яких поліпшується при додатковому синтезі.

Автори висловлюють вдячність Бойкові Я. М. за проведення рентгенофазового аналізу та Мясоєдову Ю. М. за участь в обговоренні результатів.

Робота виконана в рамках науково-дослідної теми, яку фінансує Міністерство освіти України (Д. Р. N 0197V018101).

-
- [1] C. P. Bean, Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).
[2] R. B. Goldfarb, A. F. Clark, A. I. Braginski *et al.*, Cryogenics **27**, 475 (1987).
[3] T. Ishida and Mazaki, Jpn. J. Appl. Phys. **26**, L1296 (1987).
[4] D.-X. Chen, R. B. Goldfarb, J. Nogues *et al.*, J. Appl. Phys. **63**, 980 (1988).
[5] P. Lobotka and F. Gomory, Phys. Status Solidi A **109**, 205 (1988).
[6] Y. B. Kim, C. F. Hempstead, A. R. Strand, Phys. Rev. Lett. **9**, 306 (1962).
[7] L. Ji, R. H. Sohn, G. C. Spalding *et al.*, Phys. Rev. B **40**, 10936 (1989).
[8] T. Ishida and R. B. Goldfarb, Phys. Rev. B **41**, 13, 8937 (1990).
[9] R. L. Peterson and J. W. Ekin, Physica C **157**, 325 (1989).
[10] V. Calzona, M. R. Cimberle, C. Ferdeghini, M. Putti and A. S. Siri, Physica C **157**, 425 (1989).
[11] Б. П. Хавронин, С. Л. Гинзбург, И. Д. Лузянин, Г. Ю. Логинова, Сверхпроводимость (Москва) **5**, 809 (1992).
[12] K.-H. Muller, J. C. MacFarlane and R. Driver, Physica C **158**, 366 (1989).
[13] А. А. Никонов, М. Н. Петухов, Т. В. Сотников, А. Г. Терекиди, Высокотемпературная сверхпроводимость (Москва) вып. 1, 73 (1989).
[14] Kazuyuki Isawa, Ayako Tokiwa-Yamamoto, Makoto Itoh, Seiji Adachi and H. Yamauchi, Physica C **217**, 11 (1993).
[15] Y. S. Yao, Y. J. Su, W. Liu *et al.*, Physica C **224**, 91 (1994).
[16] R. L. Meng, L. Beauvais, X. N. Zhang et. al, Physica C **216**, 21 (1993).
[17] L. Hartshorn, Rev. Sci. Instrum. **2**, 145 (1923).
[18] В. Г. Антонов, Л. М. Петров, А. П. Щелкин, Средства измерений магнитных параметров материалов (Москва, Энергия, 1986).
[19] S. L. Ginzburg, V. P. Khavronin, I. D. Luzyanin, in Proceed. of Intern. Workshop on HTS, September 30, 1991 (World Scientific, Singapore, 1991), p. 136.
[20] K.-H. Muller, Physica C **159**, 717 (1989).
[21] K.-H. Muller, J. C. MacFarlane, and R. Driver, Physica C **158**, 69, (1989).
[22] K.-H. Muller, B. W. Ricketts, J. C. MacFarlane, and R. Driver Physica C **162**, 1177 (1989).
[23] K.-H. Muller, Physica C **168**, 585 (1990).
[24] D. R. Harshman, G. Aepli, E. J. Ansaldo, B. Batiogg *et al.*, Phys. Rev. B **36**, 2386 (1987).
[25] R. Puzniak, R. Usami, K. Isawa, and H. Yamauchi, Phys. Rev. B **52**, 5, 3756 (1995).
[26] A. Shilling, O. Jeandupeux, S. Buchi, H. R. Ott, and C. Rossel, Physica C **229**, 235 (1994).
[27] К. Зеегер, Физика полупроводників (Мир, Москва, 1977).

Р. В. ЛУЦІВ, І. І. ГАБРІЄЛЬ, І. В. ЛАЗАРИОК, М. В. МАТВІЙІВ

AC-MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF GRANULAR Hg-CONTAINING HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS

R. V. Lutciv, I. I. Gabriel', I. V. Lazaryuk, M. V. Matviyiv

*The Ivan Franko State University of Lviv, Chair of Radioelectronic Materials Sciences,
50 Drahomanov Str., Lviv, UA-290005, Ukraine*

Experimental dependencies of ac-magnetic susceptibility $\chi = \chi' - i\chi''$ versus temperature and constant magnetic field for the Hg-containing high-temperature ceramic superconductors are established. A description of the automatic device for the signals spectrum from the HTSC-samples measuring and their analysis is provided. Experimental results for the (Hg, Pb)-1212 and (Hg, Pb)-1223 have been presented in the framework of the modified critical state model. Critical parameters for the Josephson's medium and superconductive granules were received from the comparison of experimental and calculated dependencies. As shown, junctions between superconductive granules are realized as SNS contacts.