ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 2, № 3 (1998) с. 384–390

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 2, No. 3 (1998) p. 384–390

МАГНЕТНА СПРИЙНЯТЛИВІСТЬ ҐРАНУЛЬОВАНИХ РТУТНОВМІСНИХ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИХ НАДПРОВІДНИКІВ У ЗМІННОМУ ПОЛІ

Р. В. Луців, І. І. Габрієль, І. В. Лазарюк, М. В. Матвіїв
Львівський державний університет імені Івана Франка,
кафедра радіоелектронного матеріялознавства,
вул. Драгоманова, 50, Львів, 290005, Україна
(Отримано 4 січня 1998 р.)

Подано експериментальні залежності комплексної магнетної сприйнятливости $\chi = \chi' - \mathrm{i}\chi''$ 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 (Hg, Pb)–1212 і (Hg, Pb)–1223. Із порівняння експериментальних і розрахованих залежностей отримані критичні параметри джозефсонівського середовища й надпровідних ґранул. Показано, що в ртутній кераміці здійснюється зв'язок між надпровідними ґранулами за типом SNS контактів.

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

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

I. ВСТУП

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

$$\mathrm{rot}\mathbf{H} = \mathbf{j}_c, \tag{1}$$

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 ґаусові залежності [10] струму від поля, а для вісмутової $j_c(H) = J_0/(H_0 + |H|)$ [11]. У полях, менших за перше критичне поле ґранул (H_{c1g}), мейснерівське внутрішґранульне екранування враховується введенням ефективної магнетної проникливости μ_{eff} [12]. У полях $H \geq H_{c1g}$ внутрішґранульна намагнеченість стає необоротною, і магнетне поле, яке виникає за рахунок цього, може перевищувати поля від екрануючих міжґранульних суперструмів. Проникнення магнетного поля в ґранули описується внутрішґранульним рівнянням критичного стану $\mathbf{j}_{cg}(H)$. Явища, які спостерігаємо при цьому (наприклад, гістерезис критичного струму) у ВТНП, принципово відрізняють їх від звичайних надпровідників. Найпоширенішими методами дослідження електродинаміки ВТНП при низьких полях є безконтактні індуктивні вимірювання магнетної сприйнятливости на змінному струмі [13], що дають змогу отримати інформацію не тільки про параметри критичного стану ґранул H_{c1g}, H_{c2g}, j_{cg}, але і визначити тип зв'язків і критичні параметри міжґранульного 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 сприйнятливости $\chi = \chi' - \mathrm{i}\chi''$ для надпровідників $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$ і $HgBa_2CaCu_2O_{6+\delta}$.

II. СИНТЕЗ ЗРАЗКІВ І РЕНТҐЕНОФАЗОВИЙ АНАЛІЗ

Надпровідні зразки номінального складу $Hg_{0.8}Pb_{0.2}Ba_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$ (Hg, Pb–1223) синтезовано за керамічною технологією з використанням твердофазних і паротвердофазних реакцій та попередньо синтезованих прекурсорів [14].

Синтез прекурсора формульного складу (за шихтою) $Ba_2Ca_2Cu_3O_y$ 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 (Hg, Pb)–1223 зразки отримано при однакових температурних режимах (температура синтезу 860°C, витримка 6 годин, повільне охолодження 20°C/год, з використанням трьох способів підготовки шихти:

1. $Ba_2Ca_2Cu_3O_y$ + 0.2PbO + 0.8HgO для твердофазного синтезу [14];

2. $Ba_2Ca_2Cu_3O_y$ + 0.2PbO — у ролі прекурсора (П) та $Ba_2Ca_2Cu_3O_y$ + 0.8HgO ("ртутне джерело" — R) у ваговому співвідношенні R/П=4:1 для паротвердофазного синтезу [14, 16];

3. Ba_2CuO_3 + $2CaCuO_2$ + 0.2PbO + 0.8HgO для твердофазного синтезу (Ba_2CuO_3 та $CaCuO_2$ — попередньо 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 сумішей 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 сприйнятливости досинтез збільшив частку надпровідної фази у 2 рази.

Для кількісного фазового аналізу проведено рентґенофазовий 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)Åі 7% $BaCuO_2$.

III. МЕТОД ВИМІРЮВАННЯ МАГНЕТНОЇ СПРИЙНЯТЛИВОСТИ Й ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Техніка, яку використовують для вимірювань магнетної сприйнятливости в змінному полі (АС сприйнятливости), базується на мостовій схемі Гартшорна [17] і двоканальному фазочутливому детекторі [18]. Однак при таких вимірюваннях губиться інформація про гармонічний характер сприйнятливости, яка в загальному випадку представлена у вигляді $\chi_n = \chi'_n - \mathrm{i}\chi''_n$. З метою виділення гармонік використовують спектроаналізатори (наприклад, HP 3580A [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 котушці з ВТНП зразком. Розділення на дійсну χ' та уявну χ'' компонети відбувається не апаратно, а при розкладі виміряної напруги в ряд Фур'є. Точности 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 зображено спрощену блок–схему установки, яка складається з кріомагнетної (I) й апаратурної (II) частин. Кріомагнетна частина містить систему котушок для створення й вимірювання постійного та змінного магнетних полів, які намотані на зовніошній стінці антикріостата. 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 ґенераторів змінного й постійного магнетних полів та IBM сумісного модуля для реєстрації даних. Ґенератор змінного поля реалізовано на базі цифроаналогового перетворювача (ЦАП) (К1108ПА1), стабілізатора струму і котушки мідного дроту $d = 2 \cdot 10^{-4}$ м з кількістю витків $N = 1000$. Ґенератор постійного поля містить потенціостат ПИ–50–1.1 з програматором струму і котушку мідного дроту $d = 2 \cdot 10^{-3}$ м з кількістю витків $N = 1500$. Підсилену широкосмуговим підсилювачем різницю напруг V між компенсаційною та вимірювальною котушками, 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 сприйнятливости. 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 сприйнятливости. Зразки циліндричної форми з $R = 1.1$ мм і довжиною $L = 10$ мм, поміщені у вимірювальну котушку ($l = 3$ мм) як осердя, охолоджували в магнетному полі Землі до температури рідкого азоту. Температурні вимірювання проводили в змінному магнетному полі $H_{\mathrm{AC}} = 79.6 \pm 0.1$ А/м при покроковому накладанні постійного магнетного поля $H_{\mathrm{DC}} = (0 \div 3.7) \cdot 10^3$ А/м. Польові залежності сприйнятливости вимірювали в квазістаціонарному режимі із швидкістю розгортки постійного поля $v = (12 \pm 0.08)$ $\text{Ам}^{-1}\text{сек}^{-1}$.

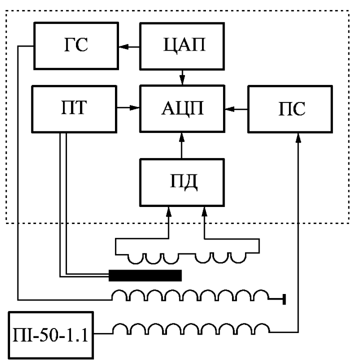

Рис. 1. Спрощена блок–схема установки для вимірювання комплексної АС магнетної сприйнятливости: ГС — ґенератор змінного струму, ЦАП — цифроаналоговий перетворювач, АЦП — аналогоцифровий перетворювач, ПТ — термопарний підсилювач, ПС — підсилювач постійного струму, ПД — диференційний підсилювач, ПІ–50–1.1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

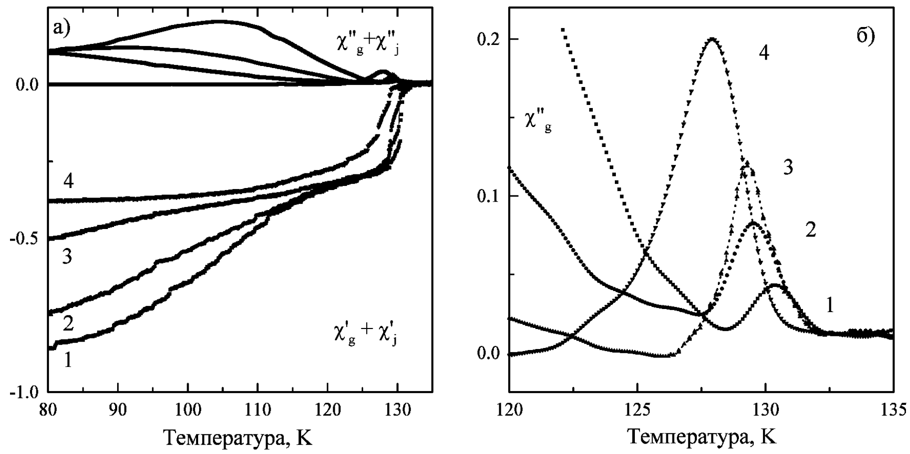

Рис. 2. Температурні залежності AC сприйнятливости для керамічного зразка (Hg, Pb)–1223 в постійному полі $H_{\rm DC}$: 1 — 0 А/м, 2 — 400 А/м, 3 — 1200 А/м, 4 — 12250 А/м; а) дійсна $\chi'_j + \chi'_g$ та уявна $\chi''_j + \chi''_g$ частини сприйнятливости ґранул і середовища, б) уявна частина сприйнятливости ґранул.

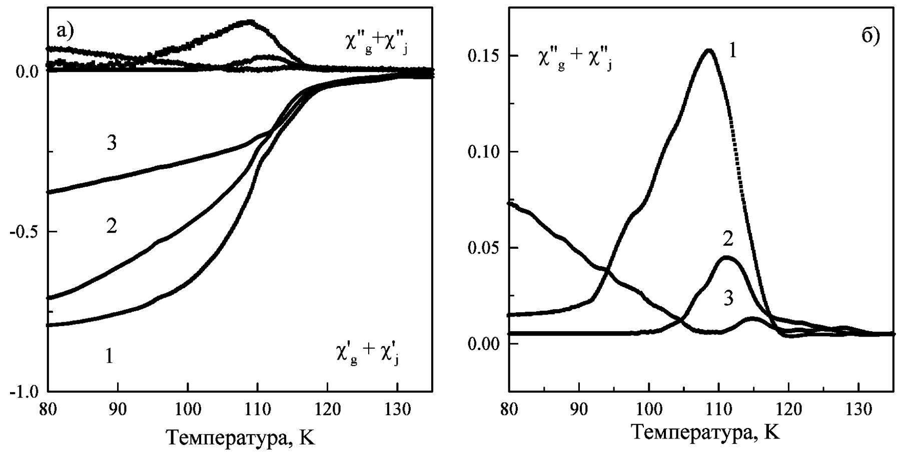

Рис. 3. Температурні залежності AC сприйнятливости зразка (Hg, Pb)–1212 в полі $H_{\rm DC}$: 1 — 0 А/м, 2 — 13500 А/м, 3 — 36600 А/м.

Сполука	T_{cog} (K)	T_{gm} (K)	T_{jm} (K)	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.

Сполука	$\langle R_g \rangle$ (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 сприйнятливости зразків (Hg, Pb)–1212 і (Hg, Pb)–1223, відповідно, при різних значеннях постійного магнетного поля, що отримані з розкладу напруг (виміряних при фіксованих температурах) у ряд Фур'є. У магнетному полі відбувається руйнування міжґранульних 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 ґранул у надпровідний стан T_{cons} і температури T_{gm} і T_{jm}, що відповідають повному проникненю поля в ґранули і середовище. Збільшення площі 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.

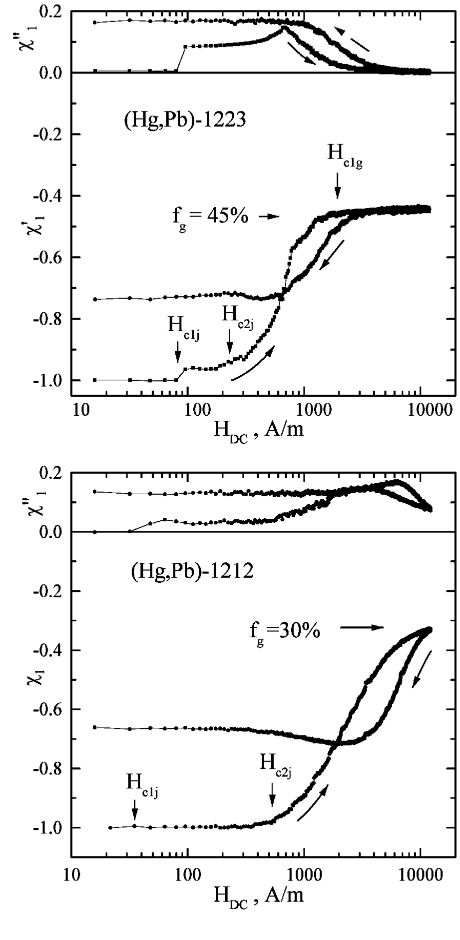

Рис. 4. Польові залежності комплексної AC сприйнятливости в полі $H_{\mathrm{AC}} = 400$ А/м при Т = 80 К для зразків (Hg, Pb)–1223, (Hg, Pb)–1212.

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

$$\chi'_g = \frac{\chi'}{f_g}, \tag{2}$$

$$\chi''_g = \frac{\chi''}{f_g}. \tag{3}$$

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

IV. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Для обчислень теоретичних залежностей магнентої сприйнятливости 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 внутріґранулярних компонентів:

$$\langle B\rangle = \langle B_j\rangle + \langle\langle B_g\rangle\rangle, \tag{4}$$

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

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

де

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

і

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

де

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

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

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

і

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

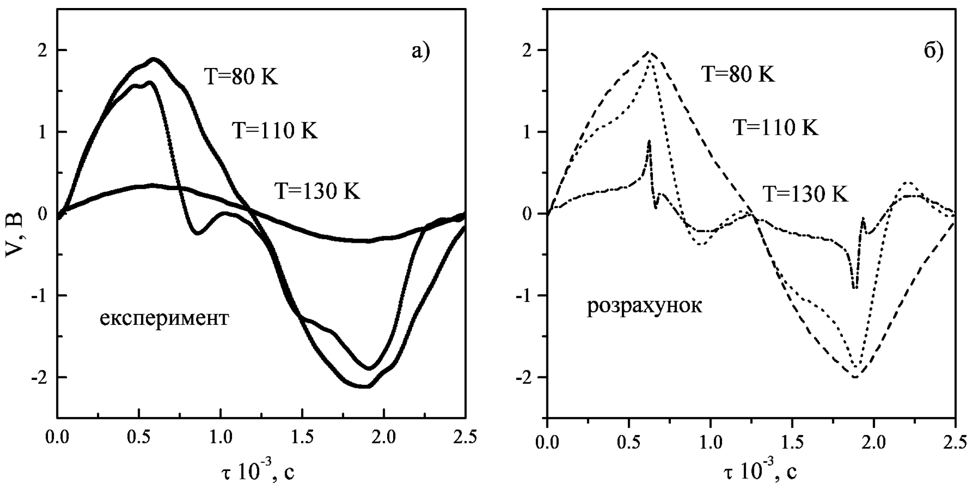

Рис. 5. Експериментально виміряні (а) і розраховані за моделлю [8] (б) напруги котушки із зразком (Hg, Pb)–1223 за період вимірювання на частоті $f = 400$ Гц в полі $H_{\rm DC} = 0$, $H_{\rm AC} = 400$ А/м при фіксованих температурах: T = 80, 110, 130 К.

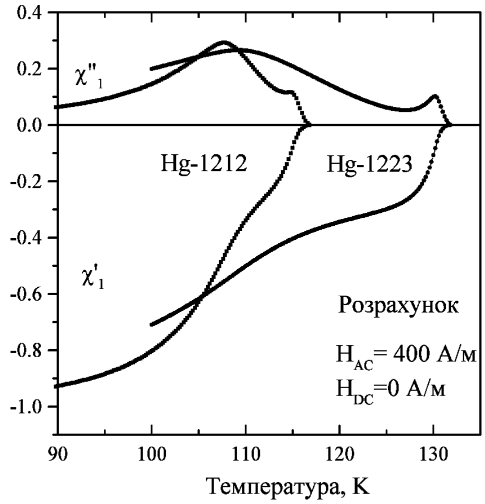

Рис. 6. Температурні залежності комплексної AC сприйнятливости в полі $H_{\rm AC} = 400$ А/м і $H_{\rm DC} = 0$, розраховані за моделлю [8] для керамік (Hg, Pb)–1223, (Hg, Pb)–1212.

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

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

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 пиннінґу α_g за аналогією до вихорів Абрикосова, у яких $\alpha_g(T) \sim (H_{cg})^2$, приймалася квадратично залежною від T:

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

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 зображена у вигляді:

$$\chi = \chi' + {\rm i}\chi'', \qquad (11)$$

де

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

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

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 пининґу $\alpha_j(0)$ і $\alpha_g(0)$ розраховані з експериментальних залежностей $\chi''(T)$ при $H_{\rm DC} = 0$ з використанням умов [20]:

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

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

де R і R_g в м, H_{AC} в Ам^{-1}. З порівняння виміряних 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 залежности α_j від T, що свідчить про утворення SNS зв'язків між ґранулами. Відповідні густини критичних струмів середовища і ґранул для (Hg, Pb)–1212 і (Hg, Pb)–1223 розраховані за (5) і (6). У таблиці зведено параметри критичного стану, отримані з порівняння експериментальних даних з моделлю.

V. ВИСНОВКИ

Застосування моделі критичного стану для ґранулярних надпровідників дало змогу обчислити АС сприйнятливість та розрахувати критичні параметри керамічних високотемпературних надпровідників (Hg, Pb)$Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2+\delta}$ для $n = 2$, 3. Ліпше узгодження експерименту з моделлю отримано для квадратичної залежности густини струму від температури $j_c \sim (1 - T/T_c)^2$, що свідчить на користь утворення SNS контактів між надпровідними ґранулами, якість яких поліпшується при додатковому синтезі.

Автори висловлюють вдячність Бойкові Я. М. за проведення рентґенофазового 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] В. 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 Scintific, 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. Aeppli, 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 полупроводников* (Мир, Москва, 1977).

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.