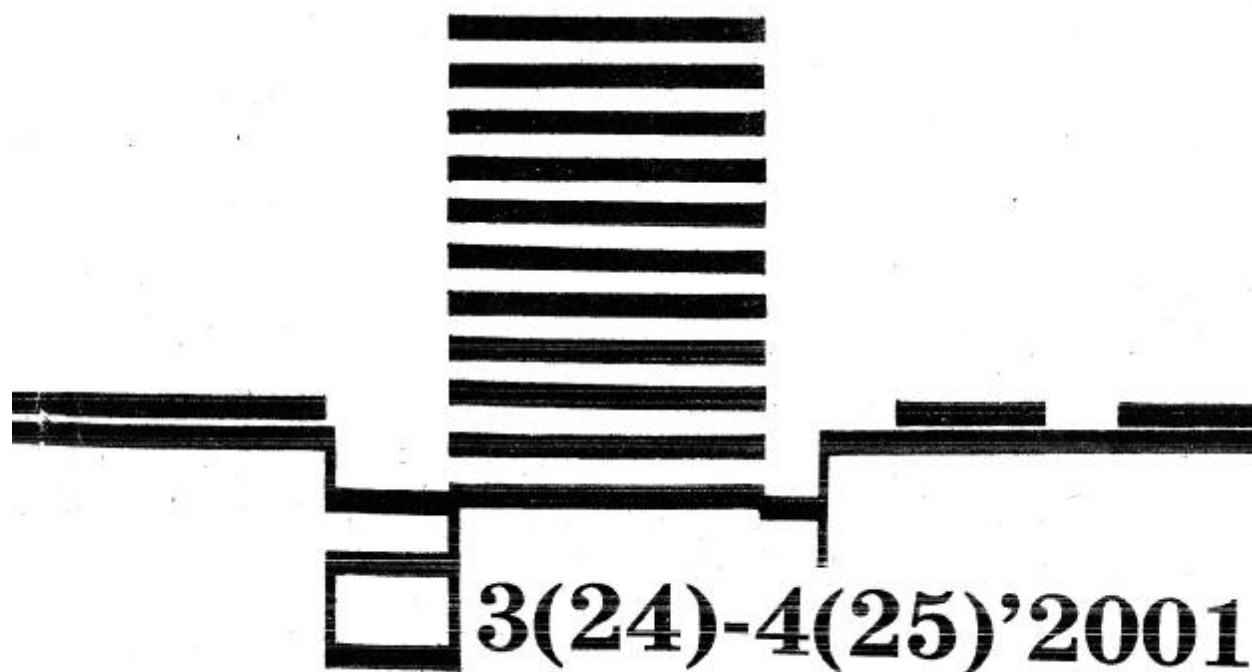


# ВІСНИК

Сумського  
державного  
університету

*Серія*

*Фізика, математика, механіка*



**3(24)-4(25)'2001**

## СТРУКТУРА ТА ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТОНКИХ ПЛІВОК СПЛАВУ Ni-Cu В ТЕМПЕРАТУРНОМУ ІНТЕРВАЛІ 300-700 К

*В.Б. Лобода\**, доц.; *С.М. Пирогова\**, магіс.; *С.І. Проценко*, магістр  
(\* Сумський державний педагогічний університет)

## ВСТУП

Сплави нікелю і міді в масивному стані у всьому інтервалі концентрацій (від 0 до 100%) утворюють твердий розчин (упорядкований при певних концентраціях) із ГЦК -решіткою і параметром від  $a_0 = 0,35238$  нм ( $C_{Cu} = 0$  ат %) до  $a_0 = 0,36150$  нм ( $C_{Cu} = 100$  ат %) [1].

Згідно з даними [2] питомий опір  $\rho_0$  і термічний коефіцієнт опору (ТКО)  $\beta_0$  масивних зразків сплаву дуже суттєво залежать від концентрації компонент:

- при концентрації 40-70 ат % Ni  $\rho_0$  сплаву при  $T = 300$ К досягає свого найбільшого значення ( $52 \cdot 10^{-8}$  Ом·м), що значно перевищує  $\rho_0$  вихідних компонент –  $5,8 \cdot 10^{-8}$  (Ni) та  $2,7 \cdot 10^{-8}$  (Cu) Ом·м;

- при концентрації 20-60 ат% Ni  $\beta_0$  сплаву при  $T = 290-400$ К досягає свого найменшого значення  $\beta_0 = 2 \cdot 10^{-5}$  К<sup>-1</sup>;

- температура Кюрі сплавів менша  $\Theta_{OC} = 625$ К для чистого Ni і лежить нижче 273К при концентрації, більшій за 33 ат% Cu.

Якщо фізичні властивості масивних зразків сплаву (Ni-Cu) вивчен досить детально, що дало конкретний прикладний результат у вигляді сплаву Ni-57 ат% Cu (константан), який знайшов широке застосування в електротехніці, то у випадку тонких плівок дослідження мають фрагментарний характер і пов'язані із вивченням впливу легуючих домішок на електрофізичні властивості конденсатів Cu (М.В. Білоус В.І. Попов, А.І. Костржицький та ін.).

У той самий час електрофізичні та гальваномагнітні властивості тонких плівок сплавів перебувають постійно в полі зору дослідників (див., наприклад, огляд [3], в якому наведені результати досліджень питомого опору, ефекту Холла, магнітної анізотропії, магнітострикції та доменної структури тонкоплівкових сплавів на основі 3d або РЗМ і 3d металів). Особливістю плівок (Ni-Cu) сплаву є перспективність її використання в мікроелектроніці як заміників дорогих металів при виготовленні струмопровідних доріжок, низькоомних резисторів і ТКО  $\sim 10^{-4}$  К<sup>-1</sup> та ін.

Виходячи із сказаного, в даній роботі було поставлено за мет встановити зв'язок між кристалічною структурою, елементним складом та електрофізичними властивостями (питомий опір і ТКО) тонких плівок сплаву Ni-Cu у всьому інтервалі концентрацій при температурах  $T=300-700$ К.

## 1 ТЕХНІКА І МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Для отримання плівкових зразків використовувались вакуумна установка ВУП-5М (тиск залишкових газів  $10^{-3}-10^{-4}$ Па) і методика [4] яка була успішно застосована у попередній роботі [5] при дослідженні електрофізичних властивостей плівок сплаву Ni-Co. Для випарування С і Ni застосовувався резистивний і електронно-променевий метод нагрівання, а для визначення концентрації компонент використовували розрахунковий метод, суть якого зрозуміла із схеми, наведеної на рис.1.

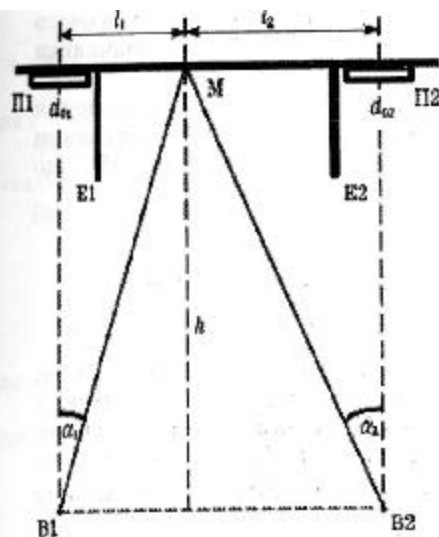


Рисунок 1 - Геометрія системи підкладка-випаровувачі для підрахунку концентрації компонент:  
 E1, E2 - екрани;  
 B1, B2 - випаровувачі;  
 П1, П2 - скляні пластинки для вимірювання товщин  $d_{01}$  і  $d_{02}$

Виходячи із геометрії рис.1, товщину плівки окремих компонент в точці М можна розрахувати за співвідношеннями

$$d_1 = d_{01} \cdot \left[ 1 + \left( \frac{l_1}{h} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}},$$

$$d_2 = d_{02} \cdot \left[ 1 + \left( \frac{l_2}{h} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}},$$

де  $d_0$  - товщина плівки в точці, що розміщена над випаровувачем.

Для знаходження концентрації компонент у точці М ми користувалися очевидними співвідношеннями

$$C_1 = \frac{D_1 d_1}{D_1 d_1 + D_2 d_2} \text{ і}$$

$$C_2 = \frac{D_2 d_2}{D_1 d_1 + D_2 d_2}, \quad (1)$$

де  $D_1$  та  $D_2$  - густини плівок

кожного з матеріалів.

Враховуючи, що в масивних зразках  $D_{Ni} \approx D_{Cu}$ , співвідношення (1) спрощується до вигляду

$$C_1 = \frac{d_1}{d_1 + d_2} \text{ і } C_2 = \frac{d_2}{d_1 + d_2}, \quad (1')$$

де  $d = (d_1 + d_2)$  - товщина плівки сплаву.

Товщини  $d_{01}$  і  $d_{02}$  вимірювалися за допомогою інтерферометра Лінніка з відносною похибкою 10% (в інтервалі товщин 50-200 нм) та 20-30% (при  $d_0 < 50$  нм).

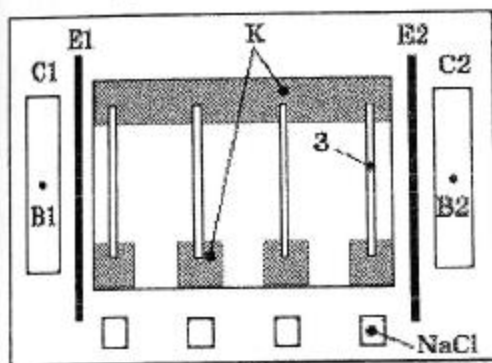


Рисунок 2 - Схема підкладкотримача:  
 З - зразок; К - контакти;  
 NaCl - пластини NaCl;  
 B1, B2 - проєкції випаровувачів на пластини C1 і C2

Конструкція підкладкотримача (рис.2) дозволяє отримувати за один технологічний цикл чотири зразки різної концентрації компонент, але приблизно однакової товщини. Підкладкотримач з'єднаний із термонагрівником, за допомогою якого здійснювалися відпал зразків та стабілізація їх електрофізичних властивостей.

Температура відпалювання контролювалася за допомогою хромель-крапельної термометри.

Термостабілізація властивостей плівок здійснювалася за схемою "нагрівання-охолодження" зі швидкістю (2-3) К/хв протягом трьох циклів в інтервалі

температур 300-700 К. Опір вимірювався за допомогою цифрового вольтметра В7-23 із точністю  $\pm 0,01$  Ом. Питомий опір і ТКО визначалися за даними третього циклу за кривою охолодження зразків.

Електронно-мікроскопічні та електроннографічні дослідження проводилися за допомогою електронного мікроскопа EM-125. Еталоном для вимірювання міжшлітинних відстаней були плівки Al, що забезпечувало точність  $\pm 0,001$  нм.

## 2 РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

### 2.1. Енергія активації «заліковування» дефектів кристалічної будови

Вимірювання електричного опору плівкових зразків свідчать про те, що перехід до двокомпонентного сплаву не вносить суттєвих змін у розмірно-температурні ефекти. Зокрема, при збільшенні товщини плівки опір монотонно зменшується (пропорційно  $1/d$ ), виходячи на асимптотичне значення  $\rho_{\infty}$  ( $\rho_{\infty} = \lim_{d \rightarrow \infty} \rho$ ), а в процесі відпалювання зразків

спостерігається ефект «заліковування» дефектів кристалічної будови (рис.3), теорію якого запропонував Венд [6].

Згідно з теорією Венда незворотне зменшення опору плівок (рис.3, I стабілізаційний цикл) пов'язано із дифузією атомів залишкової атмосфери із об'єму плівки, а також із «заліковуванням» структурних дефектів (вакансій, міжвузлових атомів, дефектів пакування). При конденсації плівок у достатньо сприятливих вакуумних умовах роль першої причини можна звести до мінімуму і зміну опору пов'язувати лише із «заліковуванням» дефектів.

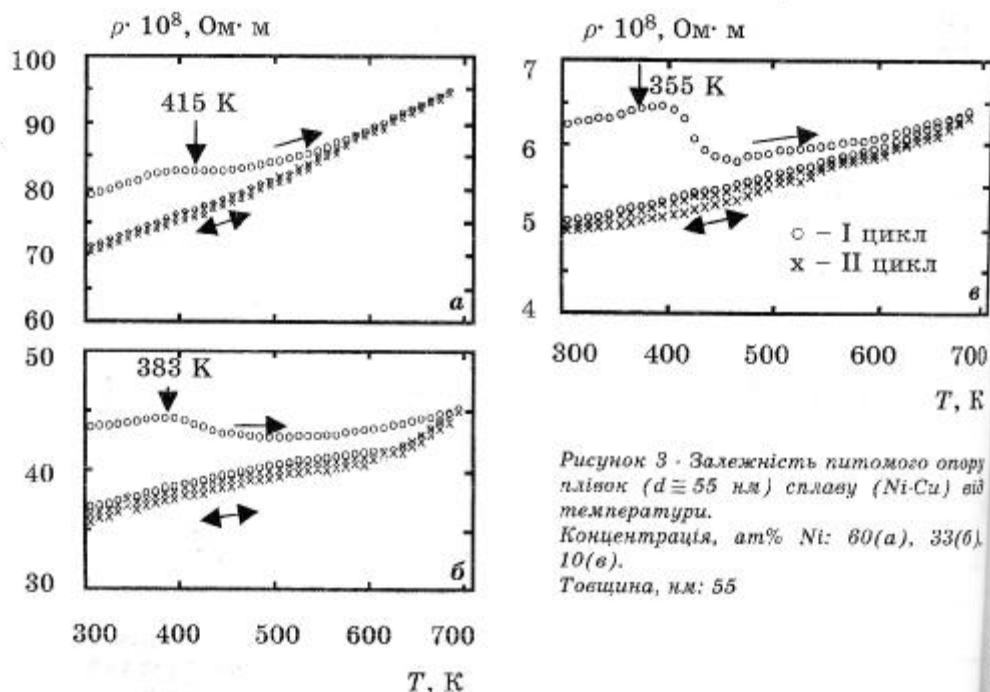


Рисунок 3 - Залежність питомого опору плівок ( $d \approx 55$  нм) сплаву (Ni-Cu) від температури. Концентрація, ат% Ni: 60(a), 33(б), 10(в). Товщина, нм: 55

Якщо позначити через  $\gamma(E)$  внесок в електричний опір структурних змін, обумовлених утворенням одного дефекту, то питомий опір, який зумовлений дефектами, можна записати у вигляді

$$\rho_1 = \int_{(E)} r(E) N(E, t) dE, \quad (2)$$

де  $t$  – час відпалювання до температури  $T$ , при якій вимірюється  $\rho_1$ ;

$N(E, t)$  – кількість дефектів в одиниці об'єму із енергією «заліковування» від  $E$  до  $E + \Delta E$ .

Величина  $N(E, t)$  знаходиться із співвідношення

$$\frac{dN(E, t)}{dt} = -c N(E, t) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \quad (3)$$

де  $c = \frac{4\omega_{\max} n}{2\pi}$  ( $n$  – число атомів, які утворюють дефект;  $\omega_{\max}$  – дебаєвська частота);

$k$  – постійна Больцмана.

Із урахуванням (3) рівняння (2) перетворюється до вигляду

$$\rho_1(t) = \int_{E_0(t)}^{\infty} r(E) N_0(E) dE = \int_{E_0(t)}^{\infty} F_0(E) dE, \quad (2')$$

де  $F_0(E)$  – функція розподілу дефектів, величина якої пропорційна концентрації дефектів у пливці.

У явному вигляді  $F_0(E)$  записується так:

$$F_0(E) = -\frac{1}{kU} \frac{\partial \rho_1}{\partial T},$$

де  $U = \frac{u(u+2)}{u+1}$  ( $u$  знаходиться із рівняння  $u + \lg u = \lg \frac{4nt\omega_{\max}}{2\pi}$ );

$\frac{\partial \rho_1}{\partial T} = \frac{\partial \rho}{\partial T} - \frac{\partial \rho_1}{\partial T}$  ( $\rho$  і  $\rho_1$  – питомий опір при першому нагріванні та охолодженні);

$$E = ukT.$$

Оскільки  $\omega_{\max} = \frac{k\Theta_D}{h}$  ( $\Theta_D$  – температура Дебая), то для розрахунків  $u$ ,  $U$ ,  $E$  і  $F_0(E)$  необхідно знати величину  $\Theta_D$ , яка дещо відрізняється від температури  $\Theta_{0D}$  для масивних зразків. У нашій ситуації ми змогли скористатися лише розрахунковою величиною  $\Theta_D$  як середньовиваженою між  $\Theta_{0D}^{Ni}$  і  $\Theta_{0D}^{Cu}$ , тобто

$$\Theta_D = C_{Ni} \cdot \Theta_{0D}^{Ni} + (1 - C_{Ni}) \cdot \Theta_{0D}^{Cu}.$$

Хоча така методика розрахунків  $\Theta_D$  сплавів загальноприйнята (див., наприклад, [7]), але точність їх визначається близькістю величин  $\Theta_{0D}$  для окремих компонент. У таблиці 1 як приклад розрахунку наведена залежність  $\Theta_D$  від концентрації для плівок сплаву для постійної товщини  $d \approx 70-77$  нм. Одержані таким чином величини  $\Theta_D$  були нанесені на графіки термостабілізаційного відпалювання (на рис.3 наведено три таких графіки), із яких випливає, що початок відпалювання дефектів приходить на температуру  $T \approx \Theta_D$ .

Таблиця 1 - Залежність  $\psi_D$  від концентрації

$d$ , нм	$C$ , ат.% Cu	$\psi_D$ , К
Масивний	100	465
71 15 (Cu) 56 (Ni)	21	439
77 30 (Cu) 47 (Ni)	39	417
76 35 (Cu) 41 (Ni)	47	408
74 40 (Cu) 34 (Ni)	54	399
70 43 (Cu) 27 (Ni)	62	389
70 57 (Cu) 13 (Ni)	81,5	365
75 65 (Cu) 10 (Ni)	87	359
Масивний	0	343

Результати розрахунків спектрів дефектів для плівкових сплавів наведені на рис.4. Характерними їх особливостями є таке. При малих концентраціях атомів Ni спостерігається два максимуми при енергіях «заліковування»:  $E_1 = 0,46$  і  $E_2 = 0,58$  еВ, які відрізняються від відповідних величин для плівок Cu ( $E \approx 0,67$ ;  $0,77$  та  $0,90$  еВ). При зростанні концентрації атомів Ni з'являється додатковий максимум при  $E_3 = 0,70-0,75$  еВ, висота якого збільшується при подальшому збільшенні концентрації Ni. Відносно мала величина енергії «заліковування» говорить про те, що «заліковуються» не дефекти пакування, а відбувається рекомбінація пар вакансія міжвузловий атом.

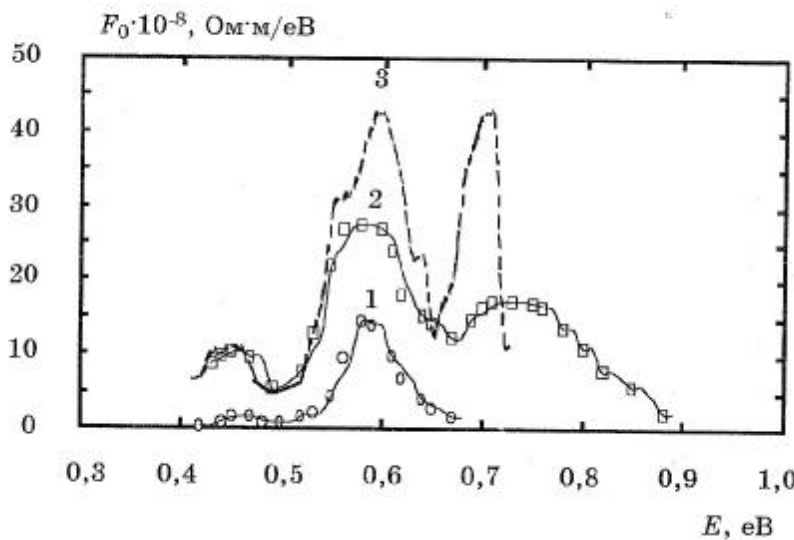


Рисунок 4 - Спектр дефектів для плівкових сплавів.  
Концентрація, ат%Ni: 27(1), 33(2), 74(3).  
Товщина  $d \approx 60$  нм; швидкість конденсації  $\omega \approx 0,5-1$  нм/с

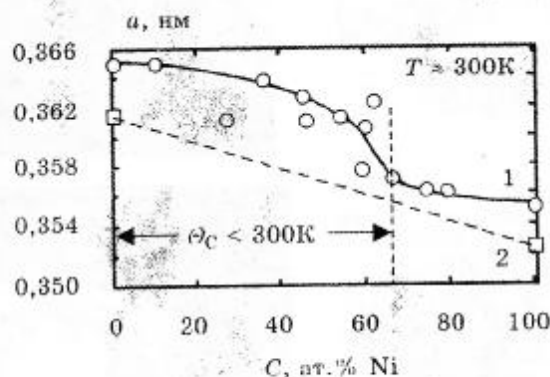
## 2.2 Кристалічна структура

Плівки сплаву (Ni-Cu) у всіх досліджених нами інтервалах товщини концентрацій і температур мають ГЦК-решітку із параметром, який залежить від концентрації і змінюється в межах від  $a = 0,350$  до  $a = 0,364$  нм, що добре узгоджується із даними для масивних сплавів.



( $a_0 = 0,3524-0,3615$  нм). На рис.5 наведена концентраційна залежність параметра решітки сплаву, яка отримана при  $T = 300\text{K}$ .

Привертає увагу той факт, що в плівках сплаву параметр решітки значно більший у порівнянні із масивними зразками. Це збільшення частково можна пояснити проникненням атомів із залишкової атмосфери в решітку сплаву, а частково тим, що атоми однієї з компонент у процесі конденсації займають позиції, які не відповідають впорядкованому сплаву. Не до кінця нам зрозуміла роль оксиду  $\text{Cu}_2\text{O}$ , який утворюється при відпалюванні зразків плівкового сплаву до  $700\text{K}$  і може спричинити макронапруження розтягувального характеру. В невіддалених зразках кристалічна структура виключно дисперсна (середній розмір кристалітів  $L \approx 5$  нм), що обумовлює кутове розширення ліній на електроннограмах. При цьому хоча перша лінія (111) дуже широка і складається враження, що вона подвійна (це буде мати місце тоді, коли плівковий сплав має евтектичну будову ГЦК Ni + ГЦК Cu), різниця  $d_{111}(\text{Cu}) - d_{111}(\text{Ni}) = 0,004$  нм достатньо велика, що дозволило б спостерігати окремо лінії (111) Ni та Cu (зауважимо, що у випадку сплаву (Ni-Co) [5] нами спостерігалися окремі лінії (111) ГЦК Ni та ГЦК Co при  $\Delta d_{111} < 0,002$  нм). Таким чином, ГЦК-сплав (Ni-Cu) утворюється вже на стадії конденсації. На електроннограмах від відпалених зразків фіксуються додаткові лінії  $\text{Cu}_2\text{O}$  (від 2 до 5 ліній), які дуже тонкі, що говорить про відносно великий середній розмір кристалітів цього оксиду. Він має ГЦК-решітку із параметром  $a = 0,424-0,450$  нм. Відмітимо, що дві найбільш інтенсивні лінії  $\text{Cu}_2\text{O}$  ((111) та (220)) спостерігаються на електроннограмах і від свіжосконденсованих плівок при швидкості їх одержання  $\omega \leq 0,2$  нм/с. Крім того, зауважимо, що в наших експериментальних умовах не спостерігалися лінії нестабільного оксиду NiO або стабільного нітриду  $\text{Ni}_3\text{N}$ , хоча в окремих випадках зазначене фазування має місце.



Рисунк 5 - Концентраційна залежність параметра ГЦК-решітки в плівках сплаву (1) та масивних зразках (2).

При концентрації (60-65) ат% Ni відбувається концентраційний фазовий перехід парамагнетик  $\leftrightarrow$  феромагнетик

На електронно-мікроскопічних знімках кристаліти  $\text{Cu}_2\text{O}$  на перших стадіях відпалювання фіксуються у вигляді напівпрозорих темних областей на поверхні зразка, але при збільшенні температури вони проростають в об'єм плівки. На рис.6. подана серія мікрознімків та електроннограм, які ілюструють процеси утворення  $\text{Cu}_2\text{O}$  та рекристалізації плівкового сплаву із паралельною полігонізацією (розбивання зерен на окремі субзерна двійниками термічного походження). Зауважимо, що у віддалених зразках середні розміри

кристалітів до полігонізації мають величину 100-300 нм, що значно більше у порівнянні із вихідними зразками. Важливо зауважити, що процеси полігонізації не впливають помітно на електрофізичні властивості (див., наприклад, рис.3), оскільки рекристалізаційні процеси їх перекривають.

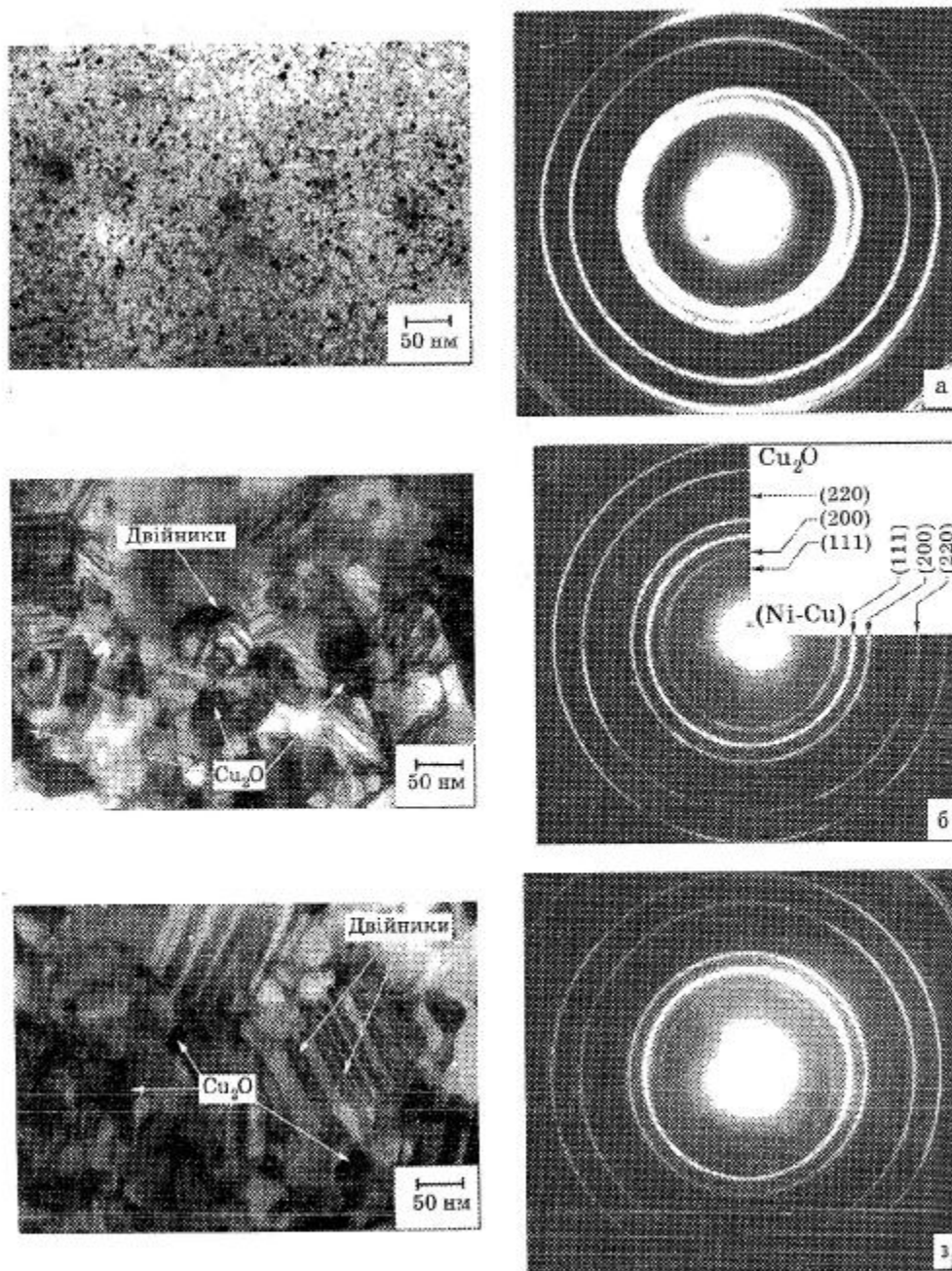


Рисунок 6 - Мікроструктура і відповідні їй електронограми для плівкового сплаву (Ni-Cu):

- а - невідпалений зразок (C = 60 ат% Ni, d = 40 нм);
- б - відпалений зразок (C = 60 ат% Ni, d = 80 нм);
- в - відпалений зразок (C = 38 ат% Ni, d = 80 нм)



### 2.3 Електрофізичні властивості

Дослідження електрофізичних властивостей (питомий опір або ТКО) пліткових сплавів свідчать про те, що тут мають місце ті самі розмірні ефекти, як і у випадку однокомпонентних зразків, тобто зовнішній і внутрішній розмірні ефекти.

Зовнішній розмірний ефект обумовлює залежність  $\rho$  і  $\beta$  від товщини, а внутрішній – їх абсолютну величину. На рис.7 показаний приклад зовнішнього розмірного ефекту в ТКО для однокомпонентних плівок Ni та Cu і сплаву із постійною концентрацією  $C \approx 40$  ат% Ni.

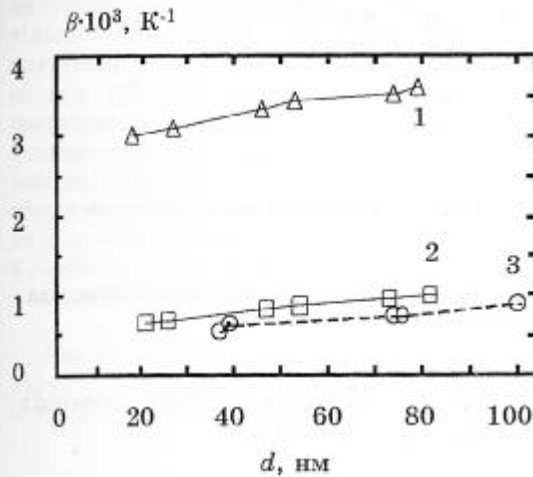


Рисунок 7 - Розмірна залежність ТКО для плівок Ni (1), Cu (2) та сплаву (Ni-60 ат.%Cu) (3)

та Cu і сплаву із постійною концентрацією  $C \approx 40$  ат% Ni.

Збільшення ТКО із товщиною пояснюється все меншим і меншим внеском поверхневого розсіювання електронів у загальний опір плівки. В той самий час залишається незрозумілою для нас причина більших значень ТКО плівок у порівнянні із масивними зразками (в однокомпонентних плівках завжди навпаки), як це впливає із концентраційної залежності, наведеної на рис.8. Однією із можливих причин цього може бути та обставина, що дані [2] для масивних сплавів отримані на більш дисперсних зразках.

Великий інтерес становить порівняння експериментальних і теоретичних величин для ТКО. Оскільки теорія електропровідності сплавів розробляється давно, то в літературі відомий ряд співвідношень на основі моделі Мотта (див., наприклад, [7,8]), але їх, на жаль, застосувати до експериментальних результатів для пліткових сплавів не завжди можливо. Однак у випадку ізоелектронних перехідних металів можна скористатися простим співвідношенням [7] для питомого опору сплаву

$$\rho(T) = \rho_{\text{зал}} + C_1 \cdot \rho_1(T) + C_2 \cdot \rho_2(T), \quad (4)$$

де 1 і 2 – номери окремих компонент сплаву;

$\rho_{\text{зал}}$  – залишковий опір, який не залежить від температури.

Оскільки Ni та Cu лише в окремих випадках можуть поводити себе як квазіізоелектронні метали, то невідомо, наскільки правомірно застосовувати наведене співвідношення (4) до сплаву (Ni-Cu).

Від співвідношення для  $\rho(T)$  легко перейти до  $\beta(T)$ :

$$\beta(T) = \frac{1}{\rho(T)} \cdot \frac{\partial \rho(T)}{\partial T},$$

або

$$\beta(T) = \frac{1}{\rho(T)} \cdot \frac{\partial}{\partial T} (C_1 \cdot \rho_1(T) + C_2 \cdot \rho_2(T)) = \frac{\beta_1(T)}{1 + \frac{C_2 \cdot \rho_2(T)}{C_1 \cdot \rho_1(T)}} + \frac{\beta_2(T)}{1 + \left( \frac{C_2 \cdot \rho_2(T)}{C_1 \cdot \rho_1(T)} \right)^{-1}}, \quad (5)$$

де індекс "1" належить до Ni, а "2" – до Cu.

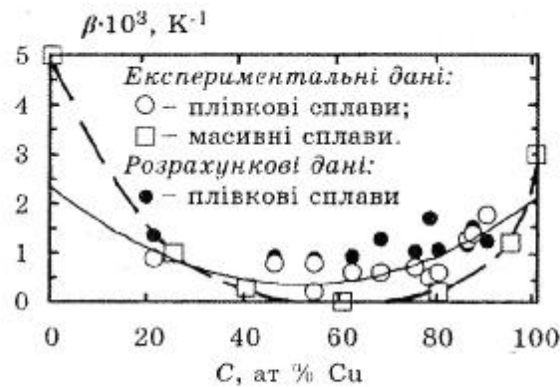


Рисунок 8 - Концентраційна залежність ТКО для плівкових і масивних сплавів

У таблиці 2 наведені експериментальні дані, які використовувалися для розрахунків ТКО плівкових сплавів.

Таблиця 2 - Експериментальні дані для розрахунків ТКО плівкових сплавів (інтервал товщин  $d_1 = 10-60$  нм,  $d_2 = 15-155$  нм)

№	$C_1$ , ат % Ni	$d=d_1+d_2$ , нм	$\frac{\rho_2}{\rho_1}$	$\frac{C_2}{C_1}$	$\beta_1 \cdot 10^3$ , К <sup>-1</sup>	$\beta_2 \cdot 10^3$ , К <sup>-1</sup>	$\tilde{\beta} \cdot 10^3$ , К <sup>-1</sup>	$\beta_{роз} \cdot 10^3$ , К <sup>-1</sup> за спів.(2)
1	10	97	2,17	9,0	2,0	1,2	1,8	1,24
2	13	162	1,83	7,0	2,8	1,4	1,4	1,54
3	14,5	89	4,07	5,9	2,2	1,1	1,3-1,4	1,17
4	20	80	5,00	4,0	2,4	1,0	0,6	1,06
5	22	188	1,74	3,5	3,4	1,4	0,5-0,6	1,73
6	25	63	6,50	3,0	2,4	0,95	0,7	1,02
7	32	103	5,21	2,1	3,4	1,1	0,6	1,29
8	38	37	8,46	1,6	2,2	0,82	0,6-0,9	0,94
9	46	40	8,91	1,2	3,6	0,76	0,2-0,8	0,90
10	54	40	9,84	0,85	2,8	0,65	0,8	0,92
11	79	71	12,9	0,26	2,8	0,61	0,9	1,35

Як видно із рис.8, розрахункові дані в цілому розміщуються вище експериментальних, хоча тенденція проходження концентраційної залежності через мінімум зберігається. Для прогнозу більш точних величин ТКО плівкових зразків необхідно користуватися двозонною моделлю Мотта (наприклад, у варіанті, наведеному в [8]), оскільки

густина енергетичних станів для Ni і Cu в околі енергії Фермі значно відрізняються. Поряд з цим співвідношення (5) дуже зручне своєю простотою для оцінки порядку величини ТКО не тільки для сплаву (Ni-Cu), а й інших плівкових сплавів.

### ВИСНОВОК

Проведені вперше нами комплексні дослідження фазового складу, кристалічної будови, спектру дефектів та електрофізичних властивостей плівкових сплавів дозволяє стверджувати, що основні риси зовнішнього і внутрішнього розмірних ефектів мають місце у плівкових сплавах не тільки (Ni-Co) [5], але і в (Ni-Cu). Зафіксовано концентраційний магнітний перехід при  $T = 300\text{K}$  на залежності параметра ГЦК-решітки сплаву (Ni-Cu) від концентрації. Порівнюючи експериментальні та розрахункові на основі (4) та (5) дані, встановлено, що загальні риси концентраційної залежності збігаються між собою і з аналогічною залежністю для масивних сплавів. У той самий час відмінність в абсолютних величинах говорить про те, що експериментальні результати не відповідають правилу Маттіссена, і тому прогноз ТКО необхідно вести в рамках двозонної моделі Мотта із урахуванням можливості розсіювання  $s$ -електронів у  $s$ - і  $d$ -зону.

Автори висловлюють щире подяку доктору фізико-математичних наук, професору Проценку І.Ю. за участь в обговоренні експериментальних результатів.

### SUMMARY

*The complex researches of phase composition, crystalline structure, imperfections and electrophysical properties of thin films of an alloy (Ni-Cu) in a wide interval of thickness, concentration and temperatures are spending.*

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Диаграммы состояния металлических систем. Вып. XXXII /Н.И.Ганина, А.М.Захаров, В.Г.Оленичева и др. - М.: ВИНТИ. - 1988. - 626 с.
2. Таблицы физических величин/Под ред. И.К. Кикоина. - М.: Атомиздат, 1976. - 1006 с.
3. Лишецкий Я.Л., Столяров В.Л. Физические свойства напыленных металлических пленок//Итоги науки и техники. Металловедение и термическая обработка. - М.: ВИНТИ, 1986. - Т.20 - С. 98-150.
4. Смещение границ растворимости в высокодисперсных системах/ Чижик С.П., Гладких Н.Т., Грагорьева Л.К. и др.//Металлы. - 1985. - Т.2. - С.175-177.
5. Structure and electrophysical properties of Ni-Co alloy films within 300-1300 K temperature range/Kravchenko V.A., Loboda V.B., Protsenko I.Yu. et al. // Functional materials. - 1999. - V.6. - №5. - P. 892-895.
6. Vand V. Theory of the irreversible electrical changes of metallic films evaporated in vacuum//Proc. Phys. Soc. - 1943. - №55. - P.222-246.
7. Циовкин Ю.Ю., Волошинский А.Н. Расчет температурных и концентрационных зависимостей электросопротивления сплавов в двухполосном приближении когерентного потенциала//ФММ. - 1993. - Т.75. - Вып.3. - С.25-37.
8. Коуров Н.И., Тюленев Л.Н., Верещагин Ю.А. Электросопротивление и термоэдс унорядоченных сплавов  $\text{Fe}_{25}\text{Pd}_{75-x}\text{Au}_x$ //ФММ. - 1993. - Т.75. - Вып.5. - С.75-79.

*Надійшла до редколегії 24 листопада 2000 р.*