

ЕЛЕКТРОДНИЙ ПОТЕНЦІЯЛ УЗДОВЖ КРИВОЛІНІЙНОЇ МЕЖІ КОНТАКТУ ЕЛЕКТРОЛІТУ З НАПРУЖЕНО-ДЕФОРМОВАНИМ МЕТАЛОМ

М. І. Жовтанецький¹, М. Г. Стащук², В. В. Паракуда³,
В. Г. Горопацький³, А. М. Стащук¹

¹Львівський національний університет імені Івана Франка,
просп. Свободи, 18, Львів, 79000, Україна

²Фізико-механічний інститут ім. Г. В. Карпенка НАН України,
вул. Наукова, 5, Львів, 79601, Україна

³Державний науково-дослідний інститут "Система",
вул. Винниченка, 32, Львів, 79008, Україна

(Отримано 12 грудня 2000 р.; в остаточному вигляді — 18 жовтня 2001 р.)

У рамках моделі пружно-деформованого тіла з використанням головних положень фізико-хімічної механіки матеріалів та теорії розчинів Дебая–Гюккеля отримано фізико-математичні співвідношення для визначення впливу механічних напружень на зміну електродного потенціалу вздовж межі контакту металевої пластини та агресивного середовища.

Ключові слова: електродний потенціал, напружено-деформований стан, анод, катод, середовище.

PACS numbers: 62.90.+k

I. ВСТУП

Конструкційні матеріали, елементи механізмів і приладів в умовах експлуатації зазнають одночасного впливу механічних напружень та зовнішнього середовища — електролітів, розчинів кислот, лугів тощо. Механічні навантаження зумовлюють підвищення внутрішньої енергії металу, зниження його термодинамічної стабільності, розривання пасивувальних плівок та, внаслідок специфічних електрохімічних взаємодій між середовищем і деформованим металом, спричиняють появу різноманітних електромагнетних явищ. Це сприяє локалізації зон активного анодного розчинення металу в найбільш напружених місцях — біля концентраторів напружень, що контактують із середовищем. Тому дослідження електрохімічних процесів в околі дефектів напруженого матеріалу потрібне для визначення фізичних чинників корозійного руйнування та корозійної стійкості матеріалів.

У цій праці на прикладі навантаженого металевого тіла, яке містить заповнений корозійно-активним середовищем дефект у вигляді кругового отвору, описано один з аналітичних підходів [1–6] визначення електродного потенціалу металу — важливої характеристики проходження локальних корозійних процесів у тріщиноподібних дефектах [7].

II. МАТЕМАТИЧНЕ ФОРМУЛЮВАННЯ ЗАДАЧІ

Нехай металеве тіло містить круговий дефект радіусом r_0 , який заповнений середовищем — електролітом. Між поверхнею металу й середовищем виникає різниця електричних потенціалів — електродний потенціал, що є наслідком появи подвійного електрич-

ного шару [8]. Динамічна рівновага струмів обміну є лише при відсутності сторонніх збудників струму. Якщо ж на тіло діють одновісні розтягувальні навантаження p , то такий рівноважний стан порушується і в міжфазній ділянці виникає додаткова електрорушійна сила. Проблема полягає у визначенні зміни електродного потенціалу, викликаного механічними навантаженнями, уздовж межі кругового дефекту тіла.

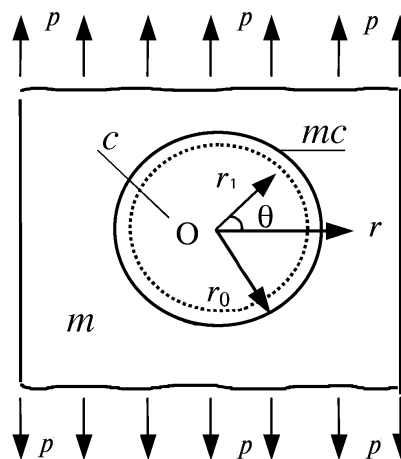


Рис. 1. Металеве тіло, що має круговий отвір радіусом r_0 з корозійним середовищем, під дією навантаження p : m — метал; mc — подвійний електричний шар заввишки λ ; c — середовище; (r, θ) — полярні координати.

Помістімо початок полярної системи координат (r, θ) у центр отвору так, щоб полярна вісь була направлена перпендикулярно напрямкові дії наванта-

жень p (рис. 1). Нехтуючи явищами поляризації та намагнетчування і застосовуючи гіпотезу локального рівноважного стану [9], електричний потенціал φ_m у неферромагнетному тілі можна записати на основі результатів монографій [10,11]:

$$\nabla^2 \varphi_m = \chi_m^2 \varphi_m \quad (1)$$

$$+ \frac{2\beta p (1 + \nu)}{3\varepsilon_0 (1 + 4\nu)} \left(1 + \frac{2r_0^2}{r^2} \cos 2\theta \right), \quad (r \geq r_0),$$

а електричні потенціали в середовищі φ_c та подвійному електричному шарі φ_{mc} визначають на підставі основних положень теорії Дебая–Гюккеля [8,12] з рівнянь

$$\nabla^2 \varphi_c = \chi_c^2 \varphi_c, \quad (0 \leq r < r_1), \quad (2)$$

$$\nabla^2 \varphi_{mc} = \chi_{mc}^2 \varphi_{mc}, \quad (r_1 \leq r < r_0), \quad (3)$$

де ∇^2 — оператор Лапласа, β — електрострикційний коефіцієнт об'ємного розширення [10]; ε_0 — електрична стала; $r_1 = r_0 - \lambda$ (λ — ширина подвійного електричного шару); χ_m , χ_{mc} та χ_c — сталі металу, подвійного електричного шару та середовища, які в наближенні рівномірного розподілу визначають зі співвідношень [8,12]

$$\chi_m^2 = \rho_m C_m \varepsilon_0^{-1},$$

$$\chi_{mc}^2 = e^2 (kT \varepsilon_{mc} \varepsilon_0)^{-1} \sum z_i^2 n_i^2,$$

$$\chi_c^2 = e^2 (kT \varepsilon_c \varepsilon_0)^{-1} \sum z_i^2 n_i^2.$$

Тут ρ_m — густина металу; C_m — його питома електроємність; ε_{mc} та ε_c — відносні діелектричні проникності подвійного електричного шару та середовища; ez_i — заряд i -го сорту йонів; n — їхня кількість в одиниці об'єму; T — абсолютна температура; k — стала Больцмана.

Зауважимо, що головною проблемою в теорії подвійного електричного шару є запис рівняння для визначення розподілу потенціалу φ_{mc} по подвійному електричному шарі. Тому для більшості експериментальних і технологічних розрахунків використовують рівняння Пуасона–Больцмана (3) [13].

Задання граничних умов задачі впливає з неперервності нормальних складових струмів на лінії контакту електропровідних фаз, а також неперервності самих електричних потенціалів у цих фазах [14,15]. Тому вважатимемо, що на межі метал — подвійний електричний шар виконуються умови

$$\sigma_m \frac{\partial \varphi_m}{\partial r} \Big|_{r=r_0} = \sigma_{mc} \frac{\partial \varphi_{mc}}{\partial r} \Big|_{r=r_0},$$

$$\varphi_m|_{r=r_0} = \varphi_{mc}|_{r=r_0}, \quad (4)$$

а на межі подвійний електричний шар — середовище

$$\sigma_{mc} \frac{\partial \varphi_{mc}}{\partial r} \Big|_{r=r_1} = \sigma_c \frac{\partial \varphi_c}{\partial r} \Big|_{r=r_1},$$

$$\varphi_{mc}|_{r=r_1} = \varphi_c|_{r=r_1}, \quad (5)$$

де σ_m , σ_{mc} , σ_c — електропровідність металу, подвійного електричного шару та середовища. Окрім того, електричні потенціали в металі і в середовищі повинні бути, очевидно, обмеженими.

III. ВИЗНАЧЕННЯ РОЗПОДІЛУ ЕЛЕКТРОДНОГО ПОТЕНЦІАЛУ

Загальний розв'язок рівнянь (1–3) запишемо через модифіковані циліндричні функції $I_k(\cdot)$, $K_k(\cdot)$ [16]. Ураховуючи властивості цих функцій, умови симетрії $\varphi(r, \theta) = \varphi(r, -\theta)$ та $\varphi(r, \theta) = \varphi(r, \pi - \theta)$, а також необхідність забезпечення зазначених умов обмеженості потенціалів, можемо записати, що

$$\varphi_m(r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} a_{2n}^m K_{2n}(\chi_m r) \cos(2n\theta) - \frac{\alpha}{\chi_m^2} - \frac{2\alpha}{\chi_m^2} \frac{r_0^2}{r^2} \cos(2\theta), \quad (6)$$

$$\varphi_c(r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} a_{2n}^c I_{2n}(\chi_c r) \cos(2n\theta), \quad (7)$$

$$\varphi_{mc}(r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} [a_{2n}^{mc} I_{2n}(\chi_{mc} r) + b_{2n}^{mc} K_{2n}(\chi_{mc} r)] \cos(2n\theta), \quad (8)$$

де

$$\alpha = \frac{2\beta p (1 + \nu)}{3\varepsilon_0 (1 + 4\nu)}. \quad (9)$$

Значення коефіцієнтів a_{2n}^c , a_{2n}^{mc} , b_{2n}^{mc} , a_{2n}^m обчислюємо на підставі крайових умов (4), (5). У результаті низки математичних обчислень отримаємо, що у співвідношеннях (6–8)

$$a_0^c = \frac{1}{d_0} \frac{\alpha \sigma_m}{\chi_m^2} \sigma_{mc} K_0'(\chi_m r_0) [I_0(\chi_{mc} r_1) K_0'(\chi_{mc} r_1) - I_0'(\chi_{mc} r_1) K_0(\chi_{mc} r_1)],$$

$$a_0^{mc} = \frac{1}{d_0} \frac{\alpha \sigma_m}{\chi_m^2} K_0'(\chi_m r_0) [\sigma_{mc} I_0(\chi_c r_1) K_0'(\chi_{mc} r_1) - \sigma_c I_0'(\chi_c r_1) K_0(\chi_{mc} r_1)],$$

$$b_0^{mc} = \frac{1}{d_0} \frac{\alpha \sigma_m}{\chi_m^2} K_0'(\chi_m r_0) [\sigma_c I_0'(\chi_c r_1) I_0(\chi_{mc} r_1) - \sigma_{mc} I_0(\chi_c r_1) I_0'(\chi_{mc} r_1)],$$

$$a_0^m = \frac{1}{d_0} \frac{\alpha \sigma_{mc}}{\chi_m^2} \{ \sigma_{mc} I_0(\chi_c r_1) [I_0'(\chi_{mc} r_0) K_0'(\chi_{mc} r_1) - I_0'(\chi_{mc} r_1) K_0'(\chi_{mc} r_0)] \\ + \sigma_c I_0'(\chi_c r_1) [I_0(\chi_{mc} r_1) K_0'(\chi_{mc} r_0) - I_0'(\chi_{mc} r_0) K_0(\chi_{mc} r_1)] \},$$

$$d_0 = \sigma_m K_0'(\chi_m r_0) \{ \sigma_{mc} I_0(\chi_c r_1) [I_0'(\chi_{mc} r_1) K_0(\chi_{mc} r_0) - I_0(\chi_{mc} r_0) K_0'(\chi_{mc} r_1)] \\ + \sigma_c I_0'(\chi_c r_1) [I_0(\chi_{mc} r_0) K_0(\chi_{mc} r_1) - I_0(\chi_{mc} r_1) K_0(\chi_{mc} r_0)] \} \\ + \sigma_{mc} K_0(\chi_m r_0) \{ \sigma_{mc} I_0(\chi_c r_1) [I_0'(\chi_{mc} r_0) K_0'(\chi_{mc} r_1) - I_0'(\chi_{mc} r_1) K_0'(\chi_{mc} r_0)] \\ + \sigma_c I_0'(\chi_c r_1) [I_0(\chi_{mc} r_1) K_0'(\chi_{mc} r_0) - I_0'(\chi_{mc} r_0) K_0(\chi_{mc} r_1)] \}, \quad (10)$$

$$a_2^c = \frac{1}{d} \frac{2\alpha \sigma_m}{\chi_m^2 r_0} \sigma_{mc} [r_0 K_2'(\chi_m r_0) + 2 K_2(\chi_m r_0)] [I_2(\chi_{mc} r_1) K_2'(\chi_{mc} r_1) - I_2'(\chi_{mc} r_1) K_2(\chi_{mc} r_1)],$$

$$a_2^{mc} = \frac{1}{d} \frac{2\alpha \sigma_m}{\chi_m^2 r_0} [r_0 K_2'(\chi_m r_0) + 2 K_2(\chi_m r_0)] [\sigma_{mc} I_2(\chi_c r_1) K_2'(\chi_{mc} r_1) - \sigma_c I_2'(\chi_c r_1) K_2(\chi_{mc} r_1)],$$

$$b_2^{mc} = \frac{1}{d} \frac{2\alpha \sigma_m}{\chi_m^2 r_0} [r_0 K_2'(\chi_m r_0) + 2 K_2(\chi_m r_0)] [\sigma_c I_2(\chi_{mc} r_1) I_2'(\chi_c r_1) - \sigma_{mc} I_2(\chi_c r_1) I_2'(\chi_{mc} r_1)],$$

$$a_2^m = \frac{1}{d} \frac{4\alpha \sigma_m}{\chi_m^2 r_0} \{ \sigma_{mc} I_2(\chi_c r_1) [I_2(\chi_{mc} r_0) K_2'(\chi_{mc} r_0) - I_2'(\chi_{mc} r_1) K_2(\chi_{mc} r_0)] \\ + \sigma_c I_2'(\chi_c r_1) [I_2(\chi_{mc} r_1) K_2(\chi_{mc} r_0) - I_2(\chi_{mc} r_0) K_2(\chi_{mc} r_1)] \} \\ + \frac{1}{d} \frac{2\alpha \sigma_{mc}}{\chi_m^2} \{ \sigma_{mc} I_2(\chi_c r_1) [I_2'(\chi_{mc} r_0) K_2'(\chi_{mc} r_1) - I_2'(\chi_{mc} r_1) K_2'(\chi_{mc} r_0)] \\ + \sigma_c I_2'(\chi_c r_1) [I_2(\chi_{mc} r_1) K_2'(\chi_{mc} r_0) - I_2'(\chi_{mc} r_0) K_2(\chi_{mc} r_1)] \},$$

$$d = \sigma_m K_2'(\chi_m r_0) \{ \sigma_{mc} I_2(\chi_c r_1) [I_2'(\chi_{mc} r_1) K_2(\chi_{mc} r_0) - I_2(\chi_{mc} r_0) K_2'(\chi_{mc} r_1)] \\ + \sigma_c I_2'(\chi_c r_1) [I_2(\chi_{mc} r_0) K_2(\chi_{mc} r_1) - I_2(\chi_{mc} r_1) K_2(\chi_{mc} r_0)] \} \\ + \sigma_{mc} K_2(\chi_m r_0) \{ \sigma_{mc} I_2(\chi_c r_1) [I_2'(\chi_{mc} r_0) K_2'(\chi_{mc} r_1) - I_2'(\chi_{mc} r_1) K_2'(\chi_{mc} r_0)]$$

$$+ \sigma_c I_2'(\chi_c r_1) [I_2(\chi_{mc} r_1) K_2'(\chi_{mc} r_0) - I_2'(\chi_{mc} r_0) K_2(\chi_{mc} r_1)].$$

Інші ж коефіцієнти a_{2n}^c , a_{2n}^{mc} , b_{2n}^{mc} , a_{2n}^m ($n \neq 0, 1$) дорівнюють нулеві, оскільки відповідні системи лінійних рівнянь для всіх $n \neq 0, 1$ є однорідними і, очевидно, мають тривіальні розв'язки.

Зміну електродного потенціалу вздовж межі металу та заповненого середовищем кругового дефекту, стимульовану дією одновісних розтягувальних статичних навантажень, можна обчислити за формулою:

$$\Delta\varphi = a_0^m K_0(\chi_m r_0) - a_0^c I_0(\chi_c r_1) - \frac{\alpha}{\chi_m^2} + \left[a_2^m K_2(\chi_m r_0) - a_2^c I_2(\chi_c r_1) - \frac{2\alpha}{\chi_m^2} \right] \cos(2\theta) + \Delta\varphi_0, \quad (11)$$

де $\Delta\varphi_0$ — зміна електродного потенціалу, спричинена хемічною взаємодією двох електропровідних фаз — металу й середовища.

Уважатимемо радіус дефекту r_0 таким, що

$$\min\{\chi_m r_0, \chi_{mc}(r_0 - \lambda), \chi_c(r_0 - \lambda)\} > 2.$$

У цьому випадку модифіковані циліндричні функції можна записати в асимптотичному вигляді, тобто [16]

$$I_n(z) \sim \frac{e^z}{\sqrt{2\pi z}}, \quad K_n(z) \sim \sqrt{\frac{\pi}{2z}} e^{-z}, \quad I_n'(z) \sim \frac{e^z}{\sqrt{2\pi z}}, \quad K_n'(z) \sim -\sqrt{\frac{\pi}{2z}} e^{-z}.$$

Тоді співвідношення (11) набуває вигляду

$$\Delta\varphi - \Delta\varphi_0 = \frac{\alpha}{\chi_m^2} \left(\frac{\gamma_0}{d} - 1 \right) + \frac{2\alpha}{\chi_m^2} \left(\frac{\gamma}{d} - 1 \right) \cos(2\theta), \quad (12)$$

де

$$\begin{aligned} \gamma_0 &= \frac{\sigma_{mc}\chi_{mc}}{\sigma_m\sqrt{\chi_m\chi_c}} E_- - \frac{\sigma_c\sqrt{\chi_c}}{\sigma_m\sqrt{\chi_m}} E_+ - 2\sqrt{\frac{r_0}{r_1}} \frac{\sqrt{\chi_m}}{\sqrt{\chi_c}}, \\ \gamma &= \left(\frac{\sigma_{mc}\chi_{mc}}{\sigma_m\sqrt{\chi_m\chi_c}} + \frac{2\sigma_c\sqrt{\chi_c}}{\sigma_{mc}\sqrt{\chi_m\chi_{mc}r_0}} \right) E_- - \left(\frac{2}{r_0\sqrt{\chi_m\chi_c}} + \frac{\sigma_c\sqrt{\chi_c}}{\sigma_m\sqrt{\chi_m}} \right) E_+ - 2\sqrt{\frac{r_0}{r_1}} \left(\frac{\sqrt{\chi_m}}{\sqrt{\chi_c}} - \frac{2}{r_0\sqrt{\chi_m\chi_c}} \right), \\ d &= \left(\frac{\sigma_c\sqrt{\chi_m\chi_c}}{\sigma_{mc}\chi_{mc}} + \frac{\sigma_{mc}\chi_{mc}}{\sigma_m\sqrt{\chi_m\chi_c}} \right) E_- - \left(\frac{\sqrt{\chi_m}}{\sqrt{\chi_c}} + \frac{\sigma_c\sqrt{\chi_c}}{\sigma_m\sqrt{\chi_m}} \right) E_+, \\ E_- &= (e^{-\chi_{mc}\lambda} - e^{\chi_{mc}\lambda}), \quad E_+ = (e^{-\chi_{mc}\lambda} + e^{\chi_{mc}\lambda}). \end{aligned}$$

Визначмо межі катодної та анодної ділянок на поверхні кругового дефекту. З рівняння

$$\Delta\varphi - \Delta\varphi_0 = 0$$

знайдімо

$$\begin{aligned} \theta &= \pm \frac{1}{2} \arccos \frac{1}{2} \frac{d - \gamma_0}{\gamma - d} + 180^\circ k = \pm \frac{1}{2} \arccos \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{\sigma_c\sqrt{\chi_m\chi_c}}{\sigma_{mc}\chi_{mc}} E_- - \frac{\sqrt{\chi_m}}{\sqrt{\chi_c}} \left(E_+ - 2\sqrt{\frac{r_0}{r_1}} \right) \right] \right. \\ &\times \left. \left[\frac{\sigma_c\sqrt{\chi_m\chi_c}}{\sigma_{mc}\chi_{mc}} \left(\frac{2}{r_0\chi_m} - 1 \right) E_- + \frac{\sqrt{\chi_m}}{\sqrt{\chi_c}} \left(E_+ - 2\sqrt{\frac{r_0}{r_1}} - \frac{2}{r_0\chi_m} + \frac{4}{r_0\chi_m\sqrt{\frac{r_0}{r_1}}} \right) \right]^{-1} \right\} + 180^\circ k, \quad (k = 0, 1). \end{aligned} \quad (13)$$

Отже, точки на поверхні дефекту, які відповідають кутам, що визначені співвідношенням (13), є точками зміни знака величини $\Delta\varphi - \Delta\varphi_0$, тобто в цих точках відбувається перехід від анодної ділянки поверхні контакту металу з середовищем до катодної.

IV. ВИСНОВКИ

У таблиці 1 наведено результати обчислень розподілу електродного потенціалу вздовж контура кругового дефекту для мідного та сталевого тіла. Дані для обчислень узято з праць [4,10].

Ці результати свідчать про:

1) суттєву залежність відхилення електродного потенціалу (від стандартного $\Delta\varphi_0$) від фізико-хімічних

характеристик металу і середовища та пружних характеристик матеріалу;

2) прямопропорційну залежність величини зміни електродного потенціалу від накладених механічних навантажень;

3) корельованість зміщення меж анодної й катодної зон на поверхні дефекту дилатацією матеріалу [11]

$$\varepsilon_\sigma = \frac{2\beta p(1+\nu)}{3(1+4\nu)K} \left(1 + \frac{2r_0^2}{r^2} \cos 2\theta \right)$$

(K — модуль об'ємного розширення);

4) правильність розробленого підходу до визначення електродного потенціалу на межі контакту неферромагнетного тіла та агресивного середовища і його математичної формалізації.

| $\theta(^{\circ})$ | Мідь | | Сталь | |
|--------------------|---------------------------------------|----------------------------|---------------------------------------|----------------------------|
| | $\Delta\varphi - \Delta\varphi_0$ (V) | $K\varepsilon_\sigma$ (Pa) | $\Delta\varphi - \Delta\varphi_0$ (V) | $K\varepsilon_\sigma$ (Pa) |
| 0 | 1.306×10^{-3} | 2.644×10^8 | 3.804×10^{-3} | 8.320×10^8 |
| 10 | 1.254×10^{-3} | 2.537×10^8 | 3.651×10^{-3} | 7.985×10^8 |
| 20 | 1.102×10^{-3} | 2.231×10^8 | 3.211×10^{-3} | 7.022×10^8 |
| 30 | 8.706×10^{-4} | 1.762×10^8 | 2.536×10^{-3} | 5.547×10^8 |
| 40 | 5.866×10^{-4} | 1.187×10^8 | 1.708×10^{-3} | 3.737×10^8 |
| 50 | 2.842×10^{-4} | 5.752×10^7 | 8.277×10^{-4} | 1.810×10^8 |
| 60 | 2.129×10^{-11} | -4.723×10^0 | 7.514×10^{-11} | -1.486×10^1 |
| 70 | -2.317×10^{-4} | -4.689×10^7 | -6.747×10^{-4} | -1.476×10^8 |
| 80 | -3.829×10^{-4} | -7.749×10^7 | -1.115×10^{-3} | -2.439×10^8 |
| 90 | -4.354×10^{-4} | -8.812×10^7 | -1.268×10^{-3} | -2.773×10^8 |

Таблиця 1. Розподіл електродного потенціалу вздовж контура кругового дефекту для мідного та сталевого тіл.

- [1] Н. Г. Стащук, *Задачи механики упругих тел с трещиноподобными дефектами* (Наукова думка, Київ, 1993).
- [2] М. Г. Стащук, у кн.: *Механіка руйнування матеріалів і міцність конструкцій, у 3 т.*, за заг. ред. Панасюка В. В. (Каменярь, Львів, 1999) Т. 2. с. 213.
- [3] М. Г. Стащук, М. М. Покровський, А. М. Стащук, А. С. ПА №2480; заявлено 30.11.1999.
- [4] М. Г. Стащук, *Фіз.-хім. механіка матеріалів*. № 1, 47 (2000).
- [5] М. Г. Стащук, *Проблеми корозії та корозійного захисту матеріалів*. №1, 222 (2000).
- [6] М. Г. Стащук, В. Г. Горопацький, *Проблеми корозії та корозійного захисту матеріалів*. №1, 737 (2000).
- [7] В. В. Панасюк, А. Е. Андрейкив, В. З. Паргон, *Механіка руйнування і прочність матеріалів: Справ. пособие: в 4 т.*, под ред. В. В. Панасюка (Наук. думка, Киев 1988) Т.1. с. 486.
- [8] Л. І. Антропов, *Теоретична електрохімія* (Либідь, Київ, 1993).
- [9] С. Де Гроот, П. Мазур, *Неравновесная термодинамика* (Мир, Москва, 1964).
- [10] Я. Й. Бурак, Б. П. Галапац, Б. М. Гнідець, *Фізико-механічні процеси в електропровідних тілах* (Наукова думка, Київ, 1978).
- [11] Н. И. Мухелишвили, *Некоторые основные задачи математической теории упругости* (Наука, Москва, 1966).
- [12] Н. А. Измайлов, *Электрохимия растворов* (Химия, Москва, 1976).
- [13] Я. М. Заграй, И. М. Симонов, В. Л. Сигал, *Физико-химические явления в ионообменных системах*

(Вища школа, Київ, 1988).

[14] Ю. Я. Иосель *Электрические поля постоянных токов* (Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, Ленинград, 1986).

[15] Ю. Я. Иосель, Г. Э. Кленов, *Математические ме-*

тоды расчета электрохимической коррозии и защиты металлов (Металлургия, Москва, 1984).

[16] В. Я. Арсенин, *Методы математической физики и специальные функции* (Наука, Москва, 1984).

THE ELECTRODE POTENTIAL ALONG THE CURVILINEAR CONTACT BOUNDARY BETWEEN AN ELECTROLYTE AND A STRESS-STRAIN METAL

М. І. Zhovtanetskiy¹, М. Н. Stashchuk², В. В. Parakuda³, В. Н. Horopatskyi³, А. М. Stashchuk¹

¹*Ivan Franko State University of Lviv,*

18 Svobody Pr., Lviv, UA-79000, Ukraine

²*Physico-Mechanical Institute of the National Academy of Sciences of Ukraine*

5 Naukova Str., Lviv, UA-79601, Ukraine

³*State Scientific-Research Institute "Systema",*

32 Vynnychenko Str., Lviv, UA-79008, Ukraine

Based on an elastic-strained body model, and by using general principles of both the physical-chemical mechanics of materials and the Debye-Hukkel's solution theory, there has been obtained a physical-mathematical relation to determine the impact of mechanical stresses on the electrode potential change along the metal plate-corrosive environment contact boundary.