рази для тих же типів речовин антипірогенів. За температури 100°C зменшення константи швидкості окислення обробленого вугілля ще менш суттєве і коливається в межах від 1,3 до 1,18 рази.

Висновок. Антипірогени можуть бути широко використані для попередження самозаймання вугілля в найрізноманітніших умовах, різними способами із застосуванням широкого арсеналу технічних засобів. Найбільш ефективною представляється поверхнева обробка скупчення вугілля, шляхом набризкування антипірогену за допомогою різних переносних обприскувачів, що працюють від джерела стислого повітря.

ЛІТЕРАТУРА

1. Хрисанфова А. И., Литвинов В. Л. Технология хранения углей и мероприятия по сокращению потерь топлива.- М.: Недра, 1970.

2. Саранчук В.И., Русчев Д., Семененко В.К. и др. Окисление и самовозгорание твердого топлива. – К.: Наукова думка. 1994.

3. Канєва А.І., Александров І. В., Бурков П. А. Способи боротьби з ендогенними пожежами і шляхи їх удосконалення// Хімія твердого палива. – 1978. - № 6. – С. 73-78.

4. Скочинський А. А., Макаров С. З. Випробування по застосуванню антипірогенів при боротьбі з пожежами – М.: Вид. АН СРСР, 1961.

5. Тарахно Е.В., Михайлюк А.П., Трегубов Д.Г., Вегнер В.В. Предупреждение самовозгорания углей с помощью антипирогенов. VI научно-практическая конференция «Пожарная безопасность – 2003» м. Харків, АПБУ, С. 163 – 164.

УДК 539.377

М.М Семерак, д.т.н., професор, Т.Б. Юзьків, к.т.н., доцент
(Львівський державний університет безпеки життєдіяльності),
Я.В. Шолудько, к.т.н., доцент (Львівський державний аграрний університет)

ТЕРМОНАПРУЖЕНИЙ СТАН ПЛАСТИНЧАСТИХ КОНСТРУКЦІЙ З КРУГОВИМ ВКЛЮЧЕННЯМ ПРИ ДІЇ ВИСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

В роботі визначено і досліджено термонапружений стан пластинчастої конструкції з круговим включенням при раптовому нагріві її поверхонь. Процес нагріву моделюється стрибкоподібною зміною температури на поверхнях конструкції з використанням одиничної асиметричної функції. Використовуючи методи інтегральних перетворень, одержано формули для визначення температурного поля і температурних напружень в конструкції. Проведемо дослідження залежності величини температури і напружень від часу.

Актуальність і мета досліджень. Тонкостінні пластинчасті конструкції з круговими включеннями широко застосовуються в машинобудуванні, приладобудуванні, хімічній, нафтовій та будівельній промисловості. Це днища і люки нафтогазових резервуарів, ректифікаційних колон, цементних бункерів, різноманітного перекриття. При дії температури, особливо при пожежі, вони деформуються і в них виникають температурні напруження, які часто є причиною їх руйнування. На величину напружень впливають теплофізичні і механічні характеристики матеріалу пластин і включення. Знаючи аналітичну залежність величини температурних напружень від значення фізико-механічних характеристик пластин і включення можна підібрати такі матеріали, щоб величина напружень була мінімальною при заданій температурі.

Постановка задачі. Розглянемо пластинчасту конструкцію, товщиною 2δ з круговим включенням радіуса R. В процесі моделювання будемо використовувати циліндричну систему координат $(r;\varphi;z)$. Вісь z буде проходити через центр включення, а вісь r сумістимо з серединною площиною включення (рис. 1).

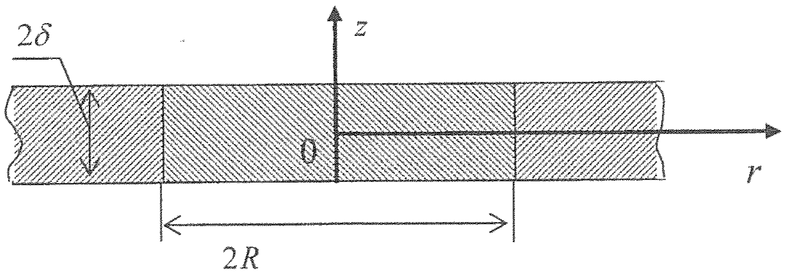


Рис. 1. Схема пластинки з включенням

Через бокові поверхні $z=\pm\delta$ системи, здійснюється теплообмін по закону Ньютона з зовнішнім середовищем, температура t_c якого є довільною функцією часу τ. Між пластинкою і включенням існує ідеальний тепловий і механічний контакт. Для знаходження не стаціонар-ного температурного поля у включенні, розглянемо рівняння теплопровідності [1]

$$\frac{\partial^2 T_0}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{dT_0}{dr}-p^2T_0=-\kappa_0^2 t_c\,, \tag{1}$$

і краєві умови

$$\lambda\frac{\partial T}{\partial r}=\lambda_0\frac{\partial T_0}{\partial r},\, T=T_0 \text{ при } r=R, T_0\neq\infty \text{ при } r=0\,, \tag{2}$$

$$T_0=0 \text{ при } \tau=0\,, \tag{3}$$

де

$$p_2=\kappa_0^2+\frac{1}{a_0}\frac{\partial}{\partial\tau},\, \kappa=\frac{\alpha_0}{\lambda_0\delta}.$$

a_0,λ_0 – коефіцієнти температуропровідності, $\frac{м^2}{c}$ і теплопровідності включення, $\frac{Вт}{м\cdot K}$; α_0 – коефіцієнт тепловіддачі з поверхні включення $z=\pm\delta\,,\frac{Вт}{м^2\cdot K}$; λ – коефіцієнт теплопровідності матеріалу пластинки; T_0, T – температура включення і пластинки, K. Відповідно всі величини, які відносяться до включення позначені індексом 0.

Розв'язок рівняння (1) має вигляд

$$T_0=AI_0(pr)+BK_0(pr)+\frac{\kappa_0^2}{p^2}t_c. \tag{4}$$

де A і B сталі інтегрування, $I_0(\xi), K_0(\xi)$ – модифіковані функції Бесселя I-го і II-го роду, відповідно.

Визначаючи сталі інтегрування із другої і третьої умови (2) і підставляючи їх в (4), одержимо:

$$T_0=\frac{I_0(pr)}{I_0(pR)}\left[T(R)-\frac{\kappa_0^2}{p^2}t_c\right]+\frac{\kappa_0^2}{p^2}t_c\,. \tag{5}$$

Підставляючи вираз (5) в першу умову (2), знаходимо

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial r} = \lambda_0 p \frac{I_1(pR)}{I_0(pR)} \left[T(R) - \frac{\kappa_0^2}{p^2} t_c \right] \text{ при } r = R. \tag{6}$$

Розкладемо вираз $\frac{I_1(pR)}{I_0(pR)}$ в ряд і обмежимось першим членом цього ряду. В результаті на поверхні спряження $r = R$ пластинки і включення одержимо умови теплообміну

$$\Lambda \frac{\partial T}{\partial r} = 2A_0 (T - t_c) + C_0 \frac{\partial T}{\partial \tau}, \tag{7}$$

де $\Lambda = \lambda S$ – приведена теплопровідність поверхні $r = R$ пластинки; $S = 4\pi R\delta$ – площа поверхні контакту, $м^2$; $A_0 - \alpha_0 S_0$ – приведена тепловіддача з поверхні $z = \pm\delta$ включення; $C_0 = c\rho V_0$ – приведена об'ємна теплоємність включення; $V_0 = 2\delta S_0$ – об'єм включення, $м^3$; $S_0 = \pi R^2$ – площа включення, $м^2$; c – питома теплоємність, $\frac{Дж}{кг \cdot K}$; ρ – густина матеріалу включення, $\frac{кг}{м^3}$.

Сформулюємо механічні умови на поверхні $r = R$ включення. Для визначення напружено-деформованого стану включення використаємо вирази зусилля $N_r^{(0)}, N_\varphi^{(0)}$ [1]

$$N_r^{(0)} = \frac{g_0}{1 - v_0^2} \left[\frac{\partial u_0}{\partial r} + v_0 \frac{u_0}{r} - \alpha_t^{(0)} (1 - v_0) T_0 \right],$$
$$N_\varphi^{(0)} = \frac{g_0}{1 - v_0^2} \left[v_0 \frac{\partial u_0}{\partial r} + \frac{u_0}{r} - \alpha_t^{(0)} (1 + v_0) T_0 \right], \tag{8}$$

рівняння для визначення переміщення u

$$\frac{\partial^2 u_0}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u_0}{r^2} = \alpha_t^{(0)} (1 + v_0) \frac{\partial T_0}{\partial r}, \tag{9}$$

і крайові умови

$$N_r = N_r^{(0)}, u = u_0 \text{ при } r = R, u_0 = 0 \text{ при } r = 0, \tag{10}$$

де $g_0 = 2E_0\delta$, E_0 – модуль Юнга для включення, $Па$; v_0 – коефіцієнт Пуассона; $\alpha_t^{(0)}$ – температурний коефіцієнт лінійного розширення матеріалу включення, $\frac{1}{град}$.

Розв'язок рівняння (9) має вигляд

$$u_0 = C_1 r + C_2 \frac{1}{r} + \alpha_t^{(0)} \frac{1 + v_0}{r} \int_0^r \xi T_0 d\xi, \tag{11}$$

Враховуючи дві останні умови (10) рішення (11) запишемо таким чином

$$u_0 = u\Big|_{r=R} \frac{r}{R} - \beta_0 \left[\frac{r}{pR} \frac{I_1(pR)}{I_0(pR)} - \frac{1}{p} \frac{I_1(pr)}{I_0(pR)} \right] \cdot \left(T\Big|_{r=R} - \frac{\kappa_0^2}{p^2} t_c \right), \tag{12}$$

де $\beta_0 = \alpha_t^{(0)} (1 + v_0)$.

Підставляючи перше співвідношення (8), в якому u_0 визначається виразом (12), в першу умову (10), знаходимо граничну умову на поверхні $r = R$.

$$N_r = \frac{g_0}{1 - v_0^2} \left\{ \frac{1 - v_0}{R} u\Big|_{r=R} + \beta_0 \left[\frac{2}{pR} \frac{I_1(pR)}{I_0(pR)} \right] T\Big|_{r=R} + \left(\frac{2}{pR} \frac{I_1(pR)}{I_0(pR)} - 1 \right) \frac{\kappa_0^2}{p^2} t_c \right\}, \tag{13}$$

Розклавши оператори, що входять в (13) в ряд, і обмежившись членами, в які входять R не вище другого степеня, одержимо такі наближені граничні умови:

$$N_r = \frac{g_0}{1-v_0}\left(\frac{u}{R} - \alpha_t^{(0)}T\right) \text{ при } r = R. \tag{14}$$

Для знаходження нестаціонарного температурного поля в пластині використаємо рівняння теплопровідності [1]

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r} - \kappa^2\left(T - t_e\right) = \frac{1}{a}\frac{\partial T}{\partial \tau}, \tag{15}$$

краєві умови (7) і умови:

$$\frac{\partial T}{\partial r}\Big|_{r\to\infty} = 0, \quad T = 0 \text{ при } \tau = 0. \tag{16}$$

Застосуємо перетворення Лапласа по τ до рівняння (15) і граничних умов (7) і (16). Рішення перетвореного рівняння знаходимо у вигляді:

$$\overline{T} = AI_0(\gamma r) + BK_0(\gamma r) + \frac{\kappa^2}{\gamma^2}\overline{t_c}, \tag{17}$$

де $\gamma^2 = \frac{s}{a} + \kappa^2;\quad \kappa^2 = \frac{\alpha}{\lambda\delta}$, s – параметр перетворення Лапласа.

Сталі інтегрування знаходимо із перетворених по Лапласу умов (7) і (16)

$$A = 0.\ B = s\frac{2A_0 - C_0 a\kappa^2}{\gamma^2 a\left[\Lambda\gamma K_1(\gamma R) + (2A_0 + C_0 s)K_0(\gamma R)\right]}\overline{t_c}, \tag{18}$$

При загорянні легкозаймистих матеріалів інтенсивне горіння майже стрибкоподібно змінює величину температури. Тому можна прийняти, що температура середовища змінюється за законом

$$t_c = t_0 S_+(\tau), \tag{19}$$

де $S_+(\tau) = \begin{cases}1, x > 0\\ 0, x \le 0\end{cases}$ - асиметрична одинична функція, t_0 – величина, на яку змінюється температура середовища.

Тоді вираз (17) прийме вигляд

$$\overline{T} = t_0\left[\frac{\left(2A_0 - C_0 a\kappa^2\right)K_0(r\gamma)}{a\gamma^2\left[\Lambda\gamma K_1(R\gamma) + (2A_0 + C_0 s)K_0(R\gamma)\right]} + \frac{\kappa^2}{s\gamma^2}\right] = \overline{t_0}\overline{N} + \frac{t_0\kappa^2}{s\gamma^2} \tag{20}$$

Введемо безрозмірні змінні і величини

$\rho = \frac{r}{R},\ S = \frac{sR^2}{a},\ F = \frac{a\tau}{R^2},\ B = \kappa^2 R^2$. Вираз для N запишеться у вигляді

$$N = \frac{b}{2\pi i}\int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty}\frac{e^{-SF}K_0\left(\rho\sqrt{B+S}\right)dS}{(B+S)\left[(B+S+b)K_0\left(\sqrt{B+S}\right) + H\sqrt{B+S}K_1\left(\sqrt{B+S}\right)\right]} \tag{21}$$

де $b = B_0 - B;\ B_0 = \frac{2R^2 A_0}{aC_0};\ H = \frac{\Lambda R}{aC_0}$.

Після вирахування [2] інтеграл (21) приймає вигляд

$$N = e^{-Mi}\left[1 + \frac{2b}{\pi}\int_0^\infty e^{-F\zeta^2}\frac{\Phi_0(\rho,\zeta)}{\Delta_0(\zeta)}\frac{d\zeta}{\zeta}\right] \tag{22}$$

де

$\Phi_0(\rho,\zeta)=I_0(\rho\zeta)\left[\left(b-\zeta^2\right)Y_0(\zeta)+H\zeta Y_1(\zeta)\right]-Y_0(\rho\zeta)\left[\left(b-\zeta^2\right)J_0(\zeta)+H\zeta J_1(\zeta)\right];$

$\Delta_0(\zeta)=\left[\left(b-\zeta^2\right)J_0(\zeta)+H\zeta J_1(\zeta)\right]^2+\left[\left(b-\zeta^2\right)Y_0(\zeta)+H\zeta Y_1(\zeta)\right]^2$

$Mi=BF;\ B=Bi\dfrac{R^2}{\delta^2};\ F=F_0\dfrac{\delta^2}{R^2},$

$T_v(\zeta), y_v(\zeta)$ – функції Бесселя I і II роду.

$Bi=\dfrac{\alpha\delta}{\lambda}$ – критерій Біо; $F_0=\dfrac{a\tau}{\delta^2}$ – критерій Фур'є.

Переходячи в (20) до оригіналу, враховуючи при цьому вираз (22), одержимо:

$$\Theta=1+\frac{2b}{\pi}e^{-Mi}\int_0^{\infty}e^{-F\zeta^2}\frac{\Phi_0(\rho,\zeta)}{\Delta_0(\zeta)}\frac{d\zeta}{\zeta} \qquad (23)$$

де $\Theta=\dfrac{T}{t_0}$.

На поверхні спряження пластинки і включення $\rho=1$ із (23) одержимо:

$$\Theta=1-4\frac{bH}{\pi^2}e^{-Mi}\int_0^{\infty}e^{-F\zeta^2}\frac{d\zeta}{\zeta\Delta_0(\zeta)}. \qquad (24)$$

Напружено-деформований стан в пластині визначимо із співвідношень [3]

$$\sigma_r=\frac{N_r}{2\delta},\ \sigma_\varphi=\frac{N_\varphi}{2\delta}, \qquad (25)$$

при граничних умовах (14) і умові

$$\sigma_r=0 \text{ при } r\to\infty. \qquad (26)$$

Зусилля N_r і N_φ та переміщення u знайдемо з співвідношень (8) і (9).

Застосовуючи перетворення Лапласа по τ, одержуємо:

$$\bar{\sigma}_r=\frac{\bar{N}_r}{2\delta},\ \sigma_\varphi=\frac{\bar{N}_\varphi}{2\delta},\quad \bar{N}_\varphi=\frac{g}{1-v^2}\left[\left(v\frac{d}{dr}+\frac{1}{r}\right)\bar{u}-\alpha_t(1+v)\bar{T}\right], \qquad (28)$$

$$\frac{d^2\bar{u}}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{d\bar{u}}{dr}-\frac{\bar{u}}{r^2}=\alpha_t(1+v)\frac{d\bar{T}}{dr}, \qquad (29)$$

$$\bar{N}_r=\frac{g_0}{1-v_0^2}\left(\frac{\bar{u}}{R}+\alpha_t^{(0)}\bar{T}\right) \text{ при } r=R, \qquad (30)$$

Рішення рівняння (29) має вигляд:

$$u=C_1r+\frac{C_2}{r}+\frac{\alpha_t(1+v)}{r}\int_R^r\zeta T(\zeta)d\zeta, \qquad (31)$$

Сталі інтегрування C_1 і C_2 визначаються з умов (30). Враховуючи значення і підставляючи (31) в (28) і (27) маємо:

$$\bar{\sigma}_r=\alpha_tEt_0\left\{\frac{R^2}{r^2}\left[\beta(1-\varepsilon)\frac{\kappa^2}{s\gamma^2}-F(s)\frac{K_1R(\gamma)}{R\gamma}+\beta\varepsilon K_0(r\gamma)\right]+F(s)\frac{K_1(r\gamma)}{r\gamma}\right\}, \qquad (32)$$

$$\bar{\sigma}_\varphi=-\bar{\sigma}_r-\alpha_tEt_0F(s)K_0(r\gamma),$$

де $F(s)=\frac{B}{st_0}$; $\varepsilon=\frac{\alpha_t^{(0)}}{\alpha_t}$; $\beta=\left[1+\nu+g^*\left(1-\nu_0\right)\right]^{-1}$; $g^*=\frac{g}{g_0}$

$g=2E\delta$; E – модуль пружності матеріалу пластинки, Па; ν – модуль Пуассона; α_t – температурний коефіцієнт лінійного розширення матеріалу пластинки, $\frac{1}{град}$.

Переходячи в (32) від зображень до оригіналу, знаходимо

$$\sigma_r=\beta\left(1-\varepsilon-e^{-Mi}\left(1+\varepsilon P\right)+\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\rho^2}-1\right)\left(1+P\right)\right),\sigma_\varphi=-\sigma_r-e^{-Mi}\left(1+P\right), \tag{33}$$

де $P=\frac{2b}{\pi}\int_0^\infty e^{-F\zeta}\frac{\Phi_0(\rho,\zeta)}{\Delta_0(\zeta)}\frac{d\zeta}{\zeta}$; $\sigma_i^*=\frac{\sigma_i}{\alpha_t E t_0}$, $i=r,\varphi$.

На поверхні спряження $r=R$ вирази температурних напружень мають вигляд

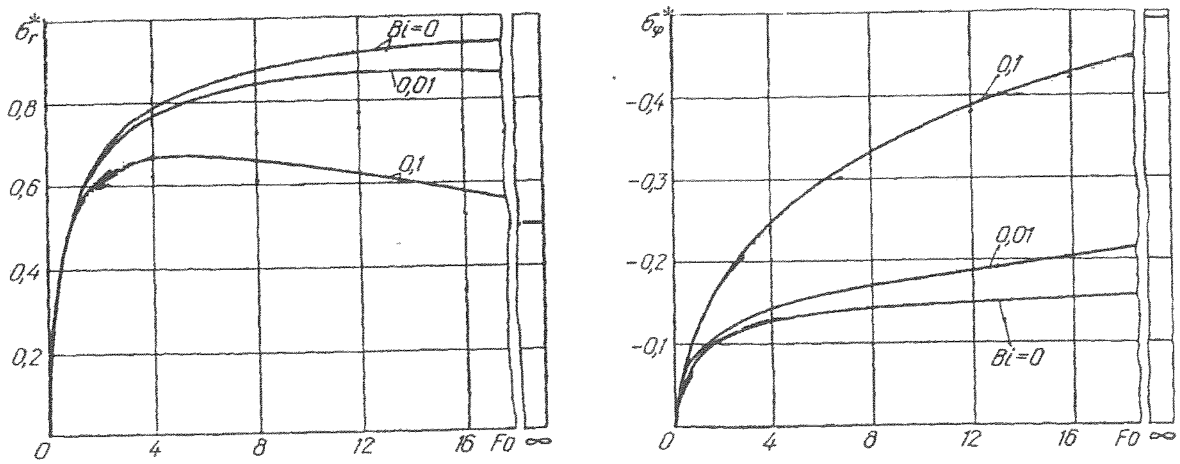
$$\sigma_r=\beta\left[1-\varepsilon-e^{-Mi}\left(1-\varepsilon P_1\right)\right],$$
$$\sigma_\varphi=-\sigma_r-e^{-Mi}\left(1-P_1\right) \tag{34}$$

де

$$P_1=\frac{4bH}{\pi^2}\int_0^\infty e^{-F\zeta^2}\frac{d\zeta}{\zeta\Delta_0(\zeta)}.$$

За формулами (24), (34) проведено розрахунки температурного поля і температурних напружень на поверхні $r=R$ в бетонній $\left(c=780\frac{Дж}{кг\cdot K},\rho=25\cdot10^2\frac{кг}{м^3},\lambda=0,8\frac{Вт}{м\cdot K},\alpha_t=10\cdot10^{-6}\frac{1}{K},E=2,6\cdot10^{10}Па,\nu=0,18\right)$ пластині з металевим включенням в залежності від безрозмірного часу при деяких значеннях Bi і при $t_0=150^0C$, $R=0,3м$, $\delta=0,06м$, $B_0=H=0,867$, $g^*=0,13$. При цьому для металу приймають такі значення фізико-механічних характеристик: $\left(c_0=465\frac{Дж}{кг\cdot K},\rho_0=7,8\cdot10^2\frac{кг}{м^3},\lambda_0=36\frac{Вт}{м\cdot K},\alpha_t^0=12\cdot10^{-6}\frac{1}{K},E_0=2\cdot10^{11}Па,\nu_0=0,3\right)$.

Результати досліджень показані на рис. 2,3



а) радіальні напруження *б) кільцеві напруження*

Рис. 2 Залежність величини температурних напружень від безрозмірного часу Fo

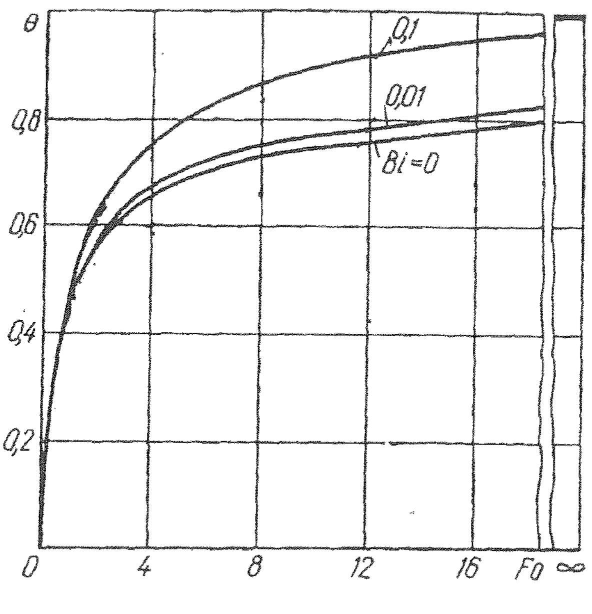


Рис. 3 Залежність величини безрозмірної температури від безрозмірного часу Fo

Висновки. Аналіз графічних залежностей показує, що із збільшенням тепловіддачі з бокових поверхонь пластини температура і кільцеві температурні напруження збільшуються. Радіальні температурні напруження з ростом тепловіддачі зменшуються. При стаціонарному температурному режимі радіальні температурні напруження приймають мінімальне значення, а кільцеві – максимальне.

Для заданих фізико-механічних характеристик матеріалів пластини і включення радіальні напруження є розтягуючими, а кільцеві – стискаючими.

ЛІТЕРАТУРА

1. *Подстригач Я.С., Коляно Ю.М. Неустановившиеся температурные поля и напряжения в тонких пластинах.-К.: Наук. думка. 1972. – 308 с.*
2. *Jaeger J.C. Conduction of heat in a solid in contuct with a thin layer of a good conductor. – Quart.J. Mech. Appl. Math.,1955, 8 , №1, P.101-106.*
3. *Коваленко А.Д. Избранные труды. – К.: Наук. думка, 1976. – 762 с.*

УДК 577.4+061.64

А.В.Сибірний, к.б.н., А.В.Субота,
(Львівський державний університет безпеки життєдіяльності)

ЕКОНОМІЧНЕ РЕГУЛЮВАННЯ ОХОРОНИ ДОВКІЛЛЯ

Проаналізовані основні напрямки вдосконалення економічного механізму екологічного управління та розробки і впровадження у практику нових ринкових інструментів з метою модернізації існуючих регуляторів ефективності економічного механізму природокористування.

Основними напрямами вдосконалення економічного механізму екологічного управління є модернізація існуючих регуляторів, здійснювана одночасно з розробкою і впровадженням у практику нових ринкових інструментів. Світовий досвід свідчить, що система екологічного менеджменту залежить від ефективності економічного механізму природокористування, який базується на збалансованому поєднані регуляторів примусово-обмежувального характеру з регуляторами стимулюючо-компенсаційного характеру, які, в свою чергу, забезпечують сприятливіші умови для природозбереження, а також для забезпечення екологічно безпечних технологій і методів господарювання. У багатьох країнах світу щодо вирішення еколого-економічних проблем природокористування нагромаджений значний досвід: створені ефективні організаційні структури та дієвий механізм правового