УДК 614.8

М.М.Семерак, д.т.н., професор, М.М.Клим'юк, А.А.Мичко, д.т.н., професор (Львівський державний університет безпеки життєдіяльності).

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ НЕСТАЦІОНАРНОЇ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ МАТЕРІАЛІВ ДЛЯ ВЕРХУ ВЗУТТЯ ПОЖЕЖНИКА

На основі аналізу теплових процесів побудовано математичну модель нестаціонарної теплопровідності матеріалу верху взуття. Проведено числові дослідження поширення тепла по товщині матеріалів (натуральної та синтетичної шкіри) в залежності від часу.

Актуальність теми. При ліквідації пожеж та аварій рятувальники працюють в екстремальних умовах. На їх взуття та одяг діє висока температура. Зокрема теплові потоки, що падають на верх взуття, зумовлюють підвищення температури по всій товщині матеріалу. Особливо важливим є величина нагріву на зворотній стороні матеріалу. Швидкість нагріву і величина на яку нагрівається верх взуття за одиницю часу залежать від теплофізичних властивостей матеріалу та його товщини [1,2].

При підборі матеріалів для виготовлення верху взуття є необхідним проведення серії досліджень нестаціонарних теплових процесів, обумовлених пожежею. Експериментальні методи дослідження потребують значних матеріальних затрат і є довготривалими. Аналітичні методи з використанням сучасної обчислювальної техніки не потребують значних матеріальних затрат і за короткий час дозволяють дослідити значний асортимент матеріалів в широкому діапазоні температур. Достовірність теоретичних досліджень легко перевірити декількома спрощеними експериментами.

Розв'язання задачі нестаціонарної теплопровідності полягає в знаходженні закону зміни температури і кількості переданої теплоти в часі для будь-якої точки матеріалу верху взуття. Така залежність може бути отримана шляхом розв'язання диференціального рівняння теплопровідності для конкретного об'єкта.

Оскільки товщина верху взуття є постійною, то для дослідження поширення тепла по його товщині змоделюємо верх взуття пластиною. При відсутності внутрішніх джерел тепла в пластині товщини $2в$ (рис.1) диференціальне рівняння теплопровідності для знаходження температурного поля має вигляд [3].

$$c_p \cdot \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}, \tag{1}$$

де t – температура, ^{0}C; τ – час, с; x – координата по товщині пластини (матеріалу верху взуття), м; λ – коефіцієнт теплопровідності матеріалу, Вт/м·К; c_p – теплоємність при постійному тиску, Дж/кг·К; ρ – густина матеріалу пластини, кг/м^3.

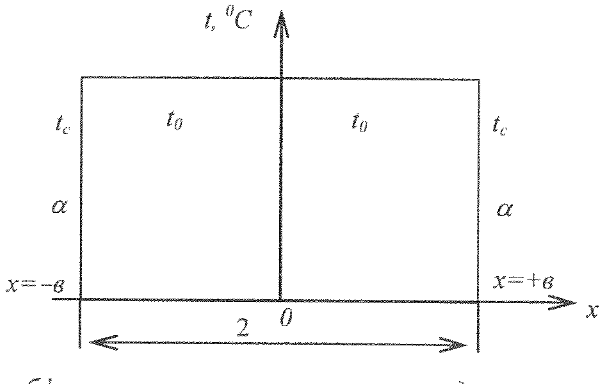

Рис.1. Схема уявного об'єкта з плоскими поверхнями для отримання розрахункових формул

Рівняння (1) є рівнянням другого порядку в часткових похідних. Для його розв'язання необхідно провести операції інтегрування функції (температури t) один раз за часом (τ) і два рази за координатою (x). Таким чином, у результаті інтегрування одержимо три постійні: одну за часом і дві за координатою. Отже, для розв'язку диференціального рівняння теплопровідності необхідно мати одну початкову і дві граничні умови. Ці умови є основними при математичній постановці задач нестаціонарної теплопровідності. Розглянемо ці умови.

Приймаємо, що пластина нагріта до температури t_0. В деякий момент часу, який приймаємо за початок відліку по τ, пластина поміщається в середовище з температурою $t_c (t_c > t_0)$ і взаємодіє з ним за законом конвективного теплообміну.

Оскільки в початковий момент часу пластина була нагріта до температури t_0, ми можемо записати початкову (за часом) умову в такому вигляді:

$$t = t_0 \text{ при } \tau = 0. \tag{2}$$

Відповідно до умови задачі відбувається симетричний нагрів пластини тому, що поверхні лівої ($x = -в$) і правої ($x = +в$) грані пластини мають однакову температуру. У цьому випадку доцільно розташувати початок координат у центрі пластини (рис.1). З урахуванням цього координати правої і лівої граней приймають значення $+в$ і $-в$, відповідно.

Оскільки теплообмін на лівій та правій гранях пластини однаковий, для одержання другої граничної умови досить обмежитись розглядом теплової взаємодії між середовищем і пластиною тільки на одній її грані, наприклад на правій. Отже, відповідно до умови задачі тепло від середовища конвективно доставляється до поверхні пластини. Кількість тепла, що доставляється до пластин, відповідно до рівняння Ньютона - Ріхмана дорівнює [1]:

$$q = \alpha\,(t_c - t) \text{ при } x = в,$$

де q – густина теплового потоку, Вт/м^2; α – коефіцієнт тепловіддачі з поверхні пластини, Вт/м^2·К; t – температура поверхні пластини $x = в$.

Сприйняте поверхнею пластини тепло, яке теплопровідністю передається в об'єм пластини, можна визначити за рівнянням Фур'є:

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x},$$

де λ – коефіцієнт теплопровідності пластини, Вт/м·К, $\dfrac{\partial t}{\partial x}$ – перепад температури на одиниці довжини вздовж вісі x (градієнт температури), ^{0}С/м.

Зазначимо, що на поверхні пластини ці два потоки повинні бути однакові в будь-який момент часу. Прирівнявши їх на правій грані пластини ($x = +в$), з урахуванням напрямку векторів теплового потоку, одержимо граничну умову:

$$\lambda \frac{\partial t}{\partial x} = \alpha\,(t - t_c). \tag{3}$$

Другу граничну умову можемо одержати з умови теплової симетрії. Оскільки через ліву і праву грані пластини переходить однакова кількість тепла, то можна стверджувати, що в центрі пластини підсумковий тепловий потік дорівнює нулю, тобто можна записати:

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} \text{ при } x = 0.$$

Оскільки коефіцієнт теплопровідності λ має скінчене значення і не дорівнює нулю, то повинен дорівнювати нулю градієнт температури $\dfrac{\partial t}{\partial x} = 0$.

На підставі цього можна записати другу граничну умову у вигляді

$$\frac{\partial t}{\partial x} = 0 \text{ при } x = 0. \tag{4}$$

Для розв'язання диференціального рівняння (1) маємо одну початкову (2) та дві граничні умови (3) і (4).

Метод розв'язання задачі. Існує кілька методів розв'язання задач нестаціонарної теплопровідності: розділення змінних, джерел, операційний, кінцевих інтегральних перетворень та ін. З усієї сукупності методів зупинимось лише на одному, що набув найбільшого поширення, класичному – методі розділення змінних,.

Метод розділення змінних базується на знаходженні сукупності часткових розв'язків функції, яка задовольняє як вихідному диференціальному рівнянню, так і початковим і граничним умовам.

В цьому методі знаходиться частковий розв'язок диференціального рівняння (1) яке запишемо таким чином:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}, \tag{5}$$

де, $a = \dfrac{\lambda}{c_p \rho}$ - коефіцієнт температуропровідності, м^2/с.

Частковий розв'язок рівняння (5), згідно з методом розділення змінних представимо у вигляді добутку двох функцій, одна з яких залежить тільки від часу T(τ), а інша – від координати F(x), тобто:

$$t = \mathrm{T}(\tau) \cdot \mathrm{F}(x). \tag{6}$$

Тоді перша похідна температури за часом буде дорівнювати:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \mathrm{T}'(\tau) \cdot \mathrm{F}(x). \tag{7}$$

Аналогічно перша і друга похідні температури по координаті будуть рівні:

$$\frac{\partial t}{\partial x} = \mathrm{T}(\tau) \cdot \mathrm{F}'(x), \tag{8}$$

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = \mathrm{T}(\tau) \cdot \mathrm{F}''(x). \tag{9}$$

Після підстановки значень (7) і (9) у вихідне диференціальне рівняння (5) одержимо:

$$\mathrm{T}'(\tau) \cdot \mathrm{F}(x) = a \cdot \mathrm{T}(\tau) \cdot \mathrm{F}''(x). \tag{10}$$

Розділяючи змінні надаємо диференціальному рівнянню теплопровідності в нових функціях такий вигляд:

$$\frac{1}{a} \cdot \frac{\mathrm{T}'(\tau)}{\mathrm{T}(\tau)} = \frac{\mathrm{F}''(x)}{\mathrm{F}(x)} \tag{11}$$

Ліва частина рівняння (11) може залежати від часу або бути постійною величиною. Права частина може залежати тільки від координати або бути також постійною величиною. При чому рівність (11) повинна виконуватись за будь-яких значень часу і координати. Це можливо за умов, якщо ліва і права частини рівняння (11) будуть рівні деякій постійній величині, тобто:

$$\frac{1}{a} \cdot \frac{\mathrm{T}'(\tau)}{\mathrm{T}(\tau)} = \mathrm{B} = const, \tag{12}$$

$$\frac{F''(x)}{F(x)} = B = const. \tag{13}$$

Запишемо рівняння (12) у вигляді:

$$\frac{1}{T} \cdot \frac{dT}{d\tau} = B \cdot a. \tag{14}$$

Розділимо змінні в рівнянні (14):

$$\frac{dT}{T} = B \cdot a \cdot d\tau. \tag{15}$$

Проінтегруємо праву і ліву частини рівняння (15), одержимо:

$$ln\, T = aB\tau \quad . \tag{16}$$

З рівняння (16) знаходимо T:

$$T\,(\tau) = Ae^{aB\tau}. \tag{17}$$

Оскільки в кінці нагрівання ($\tau \to \infty$) пластина буде мати температуру рідини ($t = t_c$), то константа B повинна бути від'ємною, інакше при $\tau \to \infty$ температура буде прямувати до нескінченності, що суперечить фізичному змісту. Покладемо

$$B = -k^2. \tag{18}$$

З врахуванням виразу (18), рівняння (17) прийме вигляд:

$$T\,(\tau) = A\, exp\,(-ak^2\,\tau). \tag{19}$$

Рівняння (13) запишемо у вигляді

$$F''(x) = -k^2 F(x). \tag{20}$$

Аналіз рівняння (20) показує, що функція F(x) повинна бути такою, щоб її друга похідна дорівнювала самій функції, помноженій на деяку величину ($-k^2$). Легко показати, що такою функцією можуть бути тригонометричні функції виду sin kx і cos kx.

Дійсно:

$$F(x) = \cos kx,\ F'(x) = -k \sin kx,\ F''(x) = -k^2 \cos kx,$$

$$F(x) = \sin kx,\ F'(x) = k \cos kx,\ F''(x) = -k^2 \sin kx.$$

Як бачимо, функції cos kx і sin kx є частковими рішеннями рівняння (20), при чому ці рішення лінійно незалежні.

Розв'язок рівняння (13) можна представити як суму часткових розв'язків, тобто:

$$F(x) = B \sin kx + D \cos kx, \tag{21}$$

де B і D – постійні.

З врахуванням (19) і (21) частковий розв'язок диференціального рівняння (5) прийме вигляд

$$t = A \exp\,(-ak^2\,\tau)(B \sin kx + D \cos kx) = \exp\,(-ak^2\,\tau)(C_1 \sin kx + C_2 \cos kx). \tag{22}$$

Загальний розв'язок рівняння (5) дорівнює сумі часткових розв'язків, тобто:

$$t = \sum_{n=1}^{\infty} C_{1n} \sin k_n x \cdot \exp(-a k_n{}^2 \tau) + \sum_{n=1}^{\infty} C_{2n} \cos k_n x \cdot \exp(-a k_n{}^2 \tau). \tag{23}$$

В рівнянні (23) постійні k, C_1 і C_2 визначаються із граничних умов. Вони приймають конкретні значення в залежності від умов задачі.

Нестаціонарна теплопровідність верху взуття. Застосуємо метод розділення змінних до теплопровідності верху взуття. Верх взуття моделюється пластиною товщини 2*в*, яка нагріта до температури t_0. Пластина миттєво заноситься в середовище з температурою t_c ($t_c > t_0$), яка підтримується постійною протягом усього процесу теплообміну. Між поверхнею пластини і навколишнім середовищем відбувається теплообмін за законом Ньютона. Потрібно знайти розподіл температури по товщині пластини і питомий тепловий потік.

Математична постанова цієї задачі записується у вигляді:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}; \tag{24}$$

$$t = t_0 \text{ при } \tau = 0; \tag{25}$$

$$\frac{\partial t}{\partial x} = 0 \text{ при } x = 0; \tag{26}$$

$$\lambda \frac{\partial t}{\partial x} = \alpha (t_c - t_n) \text{ при } x = в; \tag{27}$$

де t_n – температура поверхні пластини (x=*в*).

Введемо поняття надлишкової температури υ щодо температури середовища (t_c). В будь-якій точці пластини надлишкова температура буде дорівнювати: $\upsilon = t_c - t$, причому на поверхні пластини вона становить: $\upsilon_n = t_c - t$, а в початковий момент часу: $\upsilon_0 = t_c - t_0$.

Позначимо відносну надлишкову температуру через θ, тоді:

$$\theta = \frac{\upsilon}{\upsilon_0} = \frac{t_c - t}{t_c - t_0}.$$

З урахуванням прийнятих позначень система рівнянь (24) - (27) приймає вигляд:

$$\frac{\partial \upsilon}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 \upsilon}{\partial x}, \tag{28}$$

$$\upsilon = \upsilon_0 \text{ при } \tau = 0, \tag{29}$$

$$\frac{\partial \upsilon}{\partial x} = 0 \text{ при } x = 0, \tag{30}$$

$$\lambda \frac{\partial \upsilon}{\partial x} = \alpha \upsilon_n \text{ при } x = \pm\, в. \tag{31}$$

Частковий розв'язок диференціального рівняння (28), згідно з виразом (22), має вигляд:

$$\upsilon = \exp(-ak^2 \tau)(C_1 \sin kx + C_2 \cos kx). \tag{32}$$

З граничної умови (10) виходить, що $C_1 = 0$.

Тоді рівняння (32) прийме вигляд:

$$\upsilon = C \cos kx \exp(-ak^2 \tau). \tag{33}$$

З граничної умови (31) одержимо:

$$k \sin в = \frac{\alpha}{\lambda} \cos kв. \tag{34}$$

Помножимо ліву і праву частину рівності (34) на $в$, одержимо:

$$в \cdot k \sin в = \frac{\alpha в}{\lambda} \cos kв . \qquad (35)$$

Позначимо добуток $вk = \mu$ і враховуючи, що безрозмірний комплекс

$\frac{\alpha в}{\lambda}$ є критерієм Bi ($Bi = \frac{\alpha в}{\lambda}$) остаточно одержимо $ctg\, \mu = \frac{\mu}{Bi}$. (36)

Рівняння (36) є трансцендентним, кожному значенню критерію Bi відповідає незліченна кількість коренів $\mu_1, \mu_2, \mu_3, ..., \mu_n$. Рівняння такого типу вирішується графічним шляхом і значення коренів μ при різних значеннях Bi зводиться в таблиці [3]. Перетин котангенсоїди $ctg\, \mu$ з прямою $\frac{\mu}{Bi}$ дає нам значення коренів μ характерного рівняння.

Треба відзначити, що кожному значенню критерію Bi відповідає своя сукупність коренів рівняння (36).

При $Bi \to \infty$ пряма $y_2 = \frac{\mu}{Bi}$ збігається з віссю абсцис і корені μ приймають значення

$$\mu_1 = \frac{\pi}{2},\ \mu_2 = \frac{3}{2}\pi,\ \mu_3 = \frac{5}{2}\pi,\ \dots,\ \mu_n = (2n-1)\frac{\pi}{2} . \qquad (37)$$

При $Bi \to 0$ пряма $y_2 = \frac{\mu}{Bi}$ збігається з віссю ординат. При цьому корені рівняння (36) приймають значення

$$\mu_1 = 0,\ \ \mu_2 = \pi,\ \mu_3 = 2\pi, ...,\ \mu_n = (n-1)\pi \qquad (38)$$

Для інших значень критерію Bi корені μ_n мають проміжні значення [3].

Перетворимо показник степеня $ak^2\tau$ рівняння(33) у такий спосіб

$$ak^2\tau = a\frac{k^2 в^2}{в^2}\tau = \frac{a\tau^2}{в^2}k^2 в^2 = \mu^2 Fo,$$

де: $Fo = \frac{a\tau^2}{в^2}$ критерій Фур'є; $\mu^2 = (kв)^2$.

Тоді рівняння (33) можна записати у вигляді:

$$\upsilon = C \exp(-\mu^2 Fo) \cos \frac{\mu}{в} x. \qquad (39)$$

Загальний розв'язок рівняння (28) складається з суми часткових рішень, тобто:

$$\upsilon = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \exp(-\mu_n^2 Fo) \cos \frac{\mu_n}{в} x \qquad (40)$$

Коефіцієнт $C_1, C_2, ..., C_n$ визначається з початкових умов.

При $Fo \to 0$, $\upsilon = \upsilon_0$ тоді з рівняння (40) знаходимо :

$$\upsilon_0 = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \cos \frac{\mu_n}{в} x . \qquad (41)$$

Помножимо праву і ліву частину рівняння (41) на величину $\cos \frac{\mu_n x}{в} dx$. Тоді одержимо:

$$\upsilon_0 \cos \frac{\mu_n x}{в} dx = \left(\sum_{n=1}^{\infty} C_n \cos \frac{\mu_n x}{в} \right) \cos \frac{\mu_n x}{в} dx . \qquad (42)$$

Проінтегрувавши рівність (42) в межах координати від $-в$ до $+в$, одержимо:

$$\frac{\upsilon}{\upsilon}=\theta=\frac{t_c-t}{t_c-t_0}=\sum_{n=1}^{\infty}\mathrm{A_n}\cdot\cos\frac{\mu_n\cdot x}{в}\exp\left(-\mu_n^2\mathrm{Fo}\right), \tag{43}$$

де $$\mathrm{A_n}=\frac{2\sin\mu_n}{\mu_n+\sin\mu_n\cos\mu_n}=(-1)^{n+1}\frac{2\mathrm{Bi}\sqrt{\mathrm{Bi}^2+\mu_n^2}}{\mu_n(\mathrm{Bi}^2+\mathrm{Bi}+\mu_n^2)} \tag{44}$$

і називається початковою тепловою амплітудою.

З розв'язку (43) випливає, що відносна надлишкова температура θ є функцією критеріїв Fo і Bi і відносної координати $\frac{x}{в}$, бо початкові теплові амплітуди A_n є однозначною з функціями Bi.

Розглянемо два крайні випадки

1. $\mathrm{Bi}\to\infty$

Коли критерій Bi прагне до нескінченості, температура поверхні пластини відразу стає рівною температурі навколишнього середовища, а корені характеристичного рівняння (36), згідно з (37), приймають значення:

$$\mu_n=(2n-1)\frac{\pi}{2},\quad \text{де } n - \text{число ряду.}$$

З формули (44) випливає, що при $\mathrm{Bi}\to\infty$ $A_n=(-1)^{n+1}\frac{4}{(2n-1)\pi^3}$.

Оскільки $\cos(2n-1)\frac{\pi}{2}=0$, рівняння (43) приймає вигляд:

$$\theta=\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^{n+1}\frac{4}{(2n-1)\pi}\cos\frac{(2n-1)\pi x}{2в}\exp\left(\frac{-(2n-1)^2\pi^2}{4}\mathrm{Fo}\right). \tag{45}$$

2. $\mathrm{Bi}\to 0$

Якщо критерій Bi приймаємо (Bi<0,1), то всі члени ряду малі в порівнянні з першим, оскільки при $\mu_n=(n-1)\pi$, $A\to 0$ за винятком A_1, яке дорівнює:

$$A_1=\lim_{\mu\to 0}\frac{2\frac{\sin\mu_1}{\mu_1}}{1+\cos\mu_1\frac{\sin\mu_1}{\mu_1}}=1.$$

Для малих значень μ можна замінити tg μ_1 на μ_1, тоді характеристичне рівняння (36) можна записати у вигляді

$$\mu_1^2=\mathrm{Bi}. \tag{46}$$

З урахуванням цього рівняння, вираз (47) приймає вигляд

$$\theta=\cos\sqrt{\mathrm{Bi}}\exp(-\mathrm{BiFo}). \quad 47)$$

По одержаних залежностях (43), (45), (47) для конкретних умов теплообміну (відомі t_c, t_0 і критерій Bi) і заданих матеріалів (відомі теплофізичні характеристики λ, c_p, ρ і товщина матеріалу *в*) можна дослідити нестаціонарне температурне поле верху взуття для довільного часу.

Дослідження нестаціонарної теплопередачі через товщину матеріалу взуття пожежника. Розглянемо випадок коли матеріал, з якого виготовляють верх взуття, товщиною *в*, нагрітий до температури t_0, поміщений в середовище з температурою t_c. Лицева поверхня матеріалу ($x=в$) миттєво приймає температуру середовища t_c ($Bi \to \infty$), а зворотня сторона матеріалу (x=0) теплоізольована.

Дослідимо зміну температури по товщині матеріалу в залежності від часу. Для описаних умов ми одержали рівняння (45). Перепишемо його

$$\theta = \frac{t_c - t}{t_c - t_0} = \sum (-1)^{n+1} \frac{4}{(2n-1)\pi} \cos\frac{(2n-1)\pi x}{2в} \exp\left(\frac{-(2n-1)^2 \pi^2}{4} \mathrm{Fo}\right)$$

За цією формулою проведені розрахунки температурного поля по товщині матеріалу в залежності від часу.

Дослідження проводились для двох матеріалів для яких:

1) $в=18 \cdot 10^{-4}$ м;
$\lambda=105 \cdot 10^{-3}$ Вт/мК
$a=4 \cdot 10^{-8}$ м^2/с

2) $в=45 \cdot 10^{-4}$ м;
$\lambda=45 \cdot 10^{-3}$ Вт/мК;
$a=1,6 \cdot 10^{-8}$ м^2/с.

Перший матеріал - шкіра натуральна хромового дублення, другий матеріал – зразок №3 на основі СКЕПТ + тканина. Температура t_0 приймалась рівною 20 ^{0}С, а t_c=200 ^{0}С.

Результати дослідження показані графічно на рис.2.

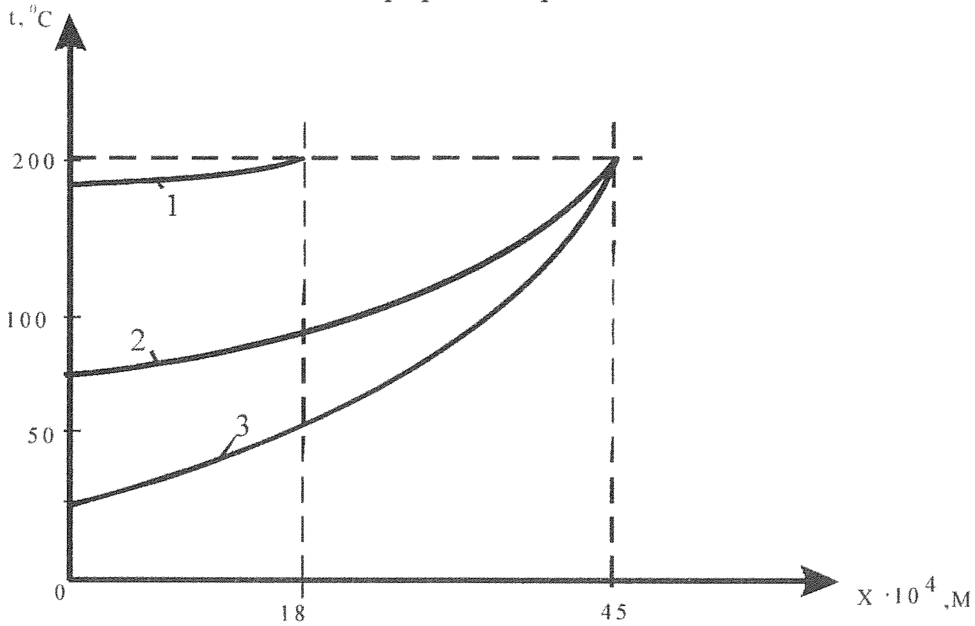

Рис.2. Зміна температури по товщині пластини

Лінія 1 показує зміну температури по товщині ($в$ = 18·10^{-4} м) натуральної шкіри в час τ = 3 хв. Лінія 2 ($в$ = 45·10^{-4} м) зразка №3 на основі СКЕПТ + тканина) в час рівний τ = 5 хв, а лінія 3 – в час рівний τ=3хв.

Аналіз досліджень показав, що для першого матеріалу температура на зворотній стороні ($x=0$) за 3 хв досягає 199,1 ^{0}С, а для другого матеріалу на цій же поверхні за 3 хв температура становить 38,4 ^{0}С, а за 5 хв.-72,3 ^{0}С

Аналіз результатів показує, що для виготовлення взуття пожежника необхідно використовувати другий матеріал.

Таким чином, представлена математична модель дозволяє дослідити нестаціонарне температурне поле по товщині матеріалу верху взуття і оцінити рівень його термозахисних властивостей. Окрім цього, використовуючи вказану модель, можна теоретично дослідити вплив тепловіддачі з поверхні взуття.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ:

1. Взуття пожежника захисне. Загальні технічні вимоги та методи випробувань: ДСТУ 4446 - 2005 – [Чинний від 09.07.2005р.]. – К., 2006. – С. (Держспоживстандарт).

2. А.А.Мичко д.т.н., М.М. Клим'юк. Розробка математичної моделі процесу теплопередачі через товщину матеріалу для спецвзуття пожежників // Пожежна безпека. – 2006.– № 9. – С.20 – 27.

3. Лыков А.В. Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.

УДК 621.833.1/001-2

Д.В.Руденко, О.Е.Васильєва, к.т.н., доцент (Львівський державний університет безпеки життєдіяльності)

АНАЛІЗ ВИКОРИСТАННЯ РОБОТОТЕХНІЧНИХ УСТАНОВОК

В статті розглянуто можливості застосування робототехнічних установок в різних сферах діяльності, їх класифікацію та переваги застосування.

Сучасний стан. В період інтенсивного розвитку нафтової промисловості необхідно створювати належні умови для роботи нафтопереробних підприємств і нафтобаз та їх захисту від впливу різних негативних факторів (природних: попадання блискавки, підвищення температури повітря понад норми та людських: порушення правил техніки безпеки при експлуатації установки або обладнання, протиправні злочинні дії сторонніх осіб). Якщо ж розглянути статистику виникнення пожеж на нафтопереробних підприємствах, нафтобазах, то вона не є великою, тобто це означає що об'єкти знаходяться в досить захищених умовах. В більшості причиною виникненні пожеж виступає людський фактор – порушення правил техніки безпеки при експлуатації обладнання або проведення ремонтних робіт – завідомо не підготовлене робоче місце.

Мета статті. Проаналізувати ефективність застосування робототехнічних установок в різних сферах діяльності.

На сьогоднішній день особовий склад підрозділів МНС забезпечений засобами гасіння пожеж згідно з ГОСТами 9923-67 (РС-50, РС-70, РСК-50), 11101-64 (СПП-2, СПП-4, СППЕ-2, СППЕ-4, СППЕ-8), 9029-63(ПЛС-П20, ПЛС-С60, ПЛС-В60), однак на протипожежному ринку є і вдосконалені ці стволи СРК-50, РСП-50, РСК-50, РСП-70, РСКЗ-70 ДСТУ 2112-92 (ГОСТ 9923-93), СРП-50А, СРП-50Е (ТУ У 29.2-26287312-014-2003), СР-50 (ТУ У 29.2-31916216-020:2005), СПП ДСТУ 2107-92Е і СППЕ-2,4,8 ТУ У 14317031.03-95, СВПР (ТУУ 14317.031.006-94), СЛК-П20 ДСТУ 2802-94 (ГОСТ 9029-95), СЛК-П20А ТУ У 29.2-31916216-016:2005, СЛК-П20 стаціонарного фланцевого закріплення (вузол), універсальні генератори піни середньої кратності УГПС-100, УГПС-200, УГПС-600, ТУ У 29.2-31916216-021:2006; УГПС-1200ЛП, УГПС-1200СФ ТУ У 29.2-31916216-022:2006

Стволи типу СПП і СППЕ служать для створення повітряно-механічної піни з розчину піноутворювача.

Генератори піни призначені для отримання з робочого розчину піноутворювача струменя повітряно-механічної піни середньої кратності з метою гасіння пожеж легкозаймистих рідин, технологічного устаткування, пожежонебезпечних об'єктів.

Генератори піни середньої кратності ГПС-100, ГПС-100П, ГПС-200П, ГПС-600П, ГПС-600П/50 ТУ 29.2-31916216-015:2005; ГПС-200, ГПС-600 ДСТУ 2113-92 (ГОСТ 12962-93)