

Державна служба України з надзвичайних ситуацій
Національний університет цивільного захисту України

А.Я. Шаршанов, Ю.О. Абрамов

**ЗАХИСТ РЕЧОВИН І МАТЕРІАЛІВ
ВІД ТЕПЛОВОГО ВПЛИВУ ПОЖЕЖІ
ЗА ДОПОМОГОЮ
ЕКРАНІВ І ПОКРИТТІВ**

Харків 2023

УДК 614.8

Ш26

Рекомендовано до друку вченою радою Національного університету цивільного захисту України (протокол № 9 від 27.04.2023 р.)

Рецензенти:

О.Є. Басманов, доктор технічних наук, професор

А.Г. Виноградов, доктор технічних наук, доцент

І.Ф. Дадашов, доктор технічних наук, професор

Шаршанов А.Я., Абрамов Ю.О.

Ш26 Захист речовин і матеріалів від теплового впливу пожежі за допомогою екранів і покриттів / А.Я. Шаршанов, Ю.О. Абрамов. – Харків: НУЦЗУ, 2023. – 280 с.

ISBN 978-617-8113-35-3

Монографія присвячена розвитку наукових основ захисту об'єктів від теплового впливу пожежі за допомогою пасивних засобів захисту: поглинаючих та відбиваючих екранів і покриттів; покриттів із матеріалу, що спучується; неоднорідних покриттів. Також досліджується захист від небажаного масопереносу пари небезпечних рідин.

Дана монографія вирішує проблему шляхом розробки комплексу математичних моделей для опису процесів захисту та виявлення їх особливостей. Означені моделі безпосередньо спираються на закони тепло- та масопереносу.

Для наукових та науково-педагогічних працівників, докторантів, аспірантів (ад'юнктів), здобувачів вищої освіти у галузі знань «Цивільна безпека».

УДК 614.8

ISBN 978-617-8113-35-3

© Шаршанов А.Я., Абрамов Ю.О., 2023

ЗМІСТ

Перелік умовних позначень, скорочень і термінів.....	5
ВСТУП.....	16
РОЗДІЛ 1 АНАЛІЗ СУЧАСНОГО СТАНУ ЗАХИСТУ РЕЧОВИН І МАТЕРІАЛІВ ВІД ВПЛИВУ ПОЖЕЖІ ЗА ДОПОМОГОЮ ЗАХИСНИХ ЕКРАНІВ І ПОКРИТТІВ.....	18
1.1 Класифікація пасивних способів захисту від впливу пожежі.....	18
1.2 Захист від теплового впливу.....	20
1.2.1 Поглинаючі покриття й екрани.....	21
1.2.2 Покриття, що спучуються.....	25
1.2.3 Відбиваючі екрани.....	29
1.2.4 Гелеві теплозахисні покриття.....	34
1.3 Захист від небажаного масопереносу.....	35
1.3.1 Ізольюючі покриття й екрани.....	35
1.3.2 Сповільнюючі покриття й екрани.....	39
1.4 Постановка проблеми і способи її вирішення.....	40
РОЗДІЛ 2 ЗАХИСТ ПОВЕРХОНЬ ТІЛ ПЛОСКИМ ТЕПЛОЗАХИСНИМ ПОКРИТТЯМ ІЗ ПОГЛИНАЮЧОГО ОДНОРІДНОГО МАТЕРІАЛУ.....	45
2.1 Захист масивного тіла.....	45
2.1.1 Прогрівання за великого часу прогріву.....	50
2.1.2 Прогрівання за великих коефіцієнтів активності та малих критеріїв Біо.....	53
2.2 Захист термічно тонкого тіла.....	60
2.2.1 Захист термічно тонкого тіла у загальному випадку.....	61
2.2.2 Захист термічно тонкого тіла у випадку великих часів прогріву....	71
2.3 Теплозахисна дія випадково-неоднорідного шару.....	74
2.4 Моделювання теплозахисної дії поглинаючого покриття у разі виникнення пожежі у приміщенні.....	78
РОЗДІЛ 3 ЗАХИСТ ПОВЕРХОНЬ ТІЛ ВІДБИВАЮЧИМИ ЕКРАНАМИ.....	87
3.1 Моделювання захисної дії одиничного відбиваючого екрана відокремленого від поверхні захисту повітряним прошарком.....	87
3.2 Моделювання захисної дії двошарового відбиваючого екрана із поділяючими повітряними прошарками.....	96
3.3 Вибір оптимального співвідношення товщини шарів двошарового вогнезахисного екрана із повітряними прошарками.....	103
3.4 Моделювання захисної дії одиничного відбиваючого екрана, відокремленого від поверхні захисту теплопровідним оптично тонким прошарком.....	106
3.5 Моделювання захисної дії двошарового відбиваючого екрана із поділяючими теплопровідними оптично тонкими прошарками.....	113
3.6 Моделювання теплозахисної дії напівважкого теплозахисного	

костюма.....	119
3.7 Комп'ютерне моделювання дії відбиваючих екранів у разі виникнення пожежі у приміщенні.....	126
РОЗДІЛ 4 ЗАХИСТ ПОВЕРХОНЬ ТІЛ ПОКРИТТЯМ, ЩО СПУЧУЄТЬСЯ.....	132
4.1 Математична модель вогнезахисних покриттів, що спучуються.....	132
4.2 Математичне моделювання вогнезахисної дії покриття, що спучується внаслідок дії одного активного компонента.....	140
4.3 Математичне моделювання вогнезахисної дії покриття, що спучується внаслідок дії трьох активних компонентів.....	155
РОЗДІЛ 5 ЗАХИСТ ПОВЕРХОНЬ НЕОДНОРІДНИМИ ПОКРИТТЯМИ.....	174
5.1 Захист гелієвим покриттям.....	174
5.1.1 Теоретичні аспекти висихання гелю під час пожежі.....	174
5.1.2 Моделювання охолодження термічно товстого тіла гелеутворюючою сполукою.....	183
5.1.3 Моделювання поведінки крапель компонентів гелеутворюючих вогнегасних систем у високотемпературній області.....	194
5.1.4 Локалізація ландшафтних пожеж за допомогою захисних смуг, покритих гелеутворюючими сполуками.....	204
5.2 Захист зернистим покриттям.....	210
5.2.1 Уповільнення масопереносу зернистим середовищем.....	211
5.2.2 Математичне моделювання неізотермічної дифузії пари горючої рідини крізь зернисте покриття.....	215
5.2.3 Математичне моделювання переносу пари горючої рідини крізь двошарове покриття, що складається із шару гранульованого матеріалу і шару гелю.....	231
РОЗДІЛ 6 РЕКОМЕНДАЦІЇ ЩОДО ВИБОРУ ПОКРИТТІВ І ЕКРАНІВ ДЛЯ ЗАХИСТУ ВІД ТЕПЛООВОГО ВПЛИВУ ПОЖЕЖІ	244
6.1 Захист термічно товстого тіла інертним поглинаючим покриттям....	245
6.2 Захист термічно тонкого тіла інертним поглинаючим покриттям.....	253
6.3 Захист поверхні тіла покриттям, що спучується.....	257
6.4 Захист тіла відбиваючими екранами.....	259
ВИСНОВКИ.....	262
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ.....	265
Додаток. Характерні величини фізичних параметрів деяких речовин і матеріалів.....	278

Перелік умовних позначень, символів, скорочень і термінів

	Значення
ГУС	гелеутворююча система
НКМЗ (LICL)	нижня концентраційна межа запалювання (lower ignition concentration limit)
НТ	нестационарна теплопровідність
ПАР	поверхнево-активна речовина
ПС	піноскло
ТГМ	твердий горючий матеріал
ТТ	термічно тонке
ТТТ	термічно тонке тіло
ШТП	швидко твердіюча піна
A_a	характеристика A ($c, Gr, g, h, Pr, p_1, T, \lambda, \nu, \rho$) повітря, $[A]$
A_{cr}	критичний рівень величини A ($Fo, h_1, j_{1\mu}, q, T, t, T_s, t_s, \theta, \tau, \psi$), $[A]$
A_d	характеристика A (m, r, T, V) краплі, $[A]$
A_{gl}	характеристика A ($D, c_p, c'_p, H, h, m, \rho$) вологого гелю, $[A]$
A_m	середньооб'ємне значення параметра A (c, p, T, t, ρ) газового середовища у приміщенні, $[A]$
A_v	характеристика A ($c_p, g_v, H, H_\mu, J, j, j_\mu, p, \phi$) водяної пари, $[A]$
A_w	характеристика A ($c_p, g_w, H, m, \nu, \rho$) рідкої води, $[A]$
A^*	характеристика A ($A, a, B, Bi, c_p, c', c'', h, q, q_{con}, q_r, t, \varepsilon, \theta, \lambda, \rho$), що відноситься до об'єкта захисту, $[A]$
\bar{A}	середнє по відповідній ділянці простору значення параметра A (c, p, T, t, ρ), $[A]$
A, B	коефіцієнти рівняння
a	найбільш імовірне (не нульове) значення товщини захисного шару, $[м]$
a	коефіцієнт теплопровідності матеріалу, $[м^2 \cdot c^{-1}]$
a_{gr}	коефіцієнт теплопровідності зернистого шару, $[м^2 \cdot c^{-1}]$
B	параметр із рівняння швидкості руху в'язкої рідини в каналі, $[с \cdot м^3 \cdot кг^{-1}]$
B'	параметр із рівняння випаровування
Bi	критерій Біо
b_o	ширина отвору, $[м]$
C	відношення поверхневих теплоємностей шарів ТТТ і покриття
C_w, C_λ	безрозмірні множники ~ 1 , які залежать від структури матеріалу
c, c_p	питома масова ізобарна теплоємність, $[Дж \cdot кг^{-1} \cdot К^{-1}]$

c'	питома об'ємна ізобарна теплоємність, $[\text{Дж}\cdot\text{м}^{-3}\cdot\text{К}^{-1}]$
c''	питома поверхнева ізобарна теплоємність, $[\text{Дж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{К}^{-1}]$
$c_{p.s}$	питома масова ізобарна теплоємність матеріалу відбиваючого шару, $[\text{Дж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}]$
$c_{p.wc}$	питома масова ізобарна теплоємність розчину, $[\text{Дж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}]$
c_{p1}, c_{p2}	питома масова ізобарна теплоємність матеріалу зовнішнього (1) і внутрішнього (2) теплопровідних прошарків, $[\text{Дж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}]$
$c_{1p\mu}$	питома молярна ізобарна теплоємність пари пального, $[\text{Дж}\cdot\text{моль}\cdot\text{К}^{-1}]$
$c'_{p.s}$	питома об'ємна ізобарна теплоємність матеріалу відбиваючого шару, $[\text{Дж}\cdot\text{м}^{-3}\cdot\text{К}^{-1}]$
$c'_{p.s1}, c'_{p.s2}$	питома об'ємна ізобарна теплоємність матеріалу зовнішнього (1) і внутрішнього (2) відбиваючого шарів, $[\text{Дж}\cdot\text{м}^{-3}\cdot\text{К}^{-1}]$
$c'_{p.gr.g}$	питома об'ємна ізобарна теплоємність зернистого середовища з газовими зазорами, $[\text{Дж}\cdot\text{м}^{-3}\cdot\text{К}^{-1}]$
$c'_{p.gr.l}$	питома об'ємна ізобарна теплоємність зернистого середовища із зазорами, заповненими рідким паливом, $[\text{Дж}\cdot\text{м}^{-3}\cdot\text{К}^{-1}]$
$c'_{p.1}, c'_{p.2}$	питома об'ємна ізобарна теплоємність матеріалів зовнішнього (1) і внутрішнього (2) прошарків, $[\text{Дж}\cdot\text{м}^{-3}\cdot\text{К}^{-1}]$
$c'_{p.3}$	питома об'ємна ізобарна теплоємність матеріалів одягу, $[\text{Дж}\cdot\text{м}^{-3}\cdot\text{К}^{-1}]$
D	коефіцієнт дифузії переносимої речовини, $[\text{м}^2\cdot\text{с}^{-1}]$
D_a	коефіцієнт дифузії пари пального в повітрі без гранул, $[\text{м}^2\cdot\text{с}^{-1}]$
D_{ef}	ефективний коефіцієнт дифузії, $[\text{м}^2\cdot\text{с}^{-1}]$
D_{gr}	коефіцієнт дифузії пари у повітрі крізь зернистий шар по його порожнинах, $[\text{м}^2\cdot\text{с}^{-1}]$
d_c	середній діаметр каналу руху, $[\text{м}]$
F	площа поверхні, $[\text{м}^2]$
F_c	площа теплового контакту ТТТ із гарячим середовищем, $[\text{м}^2]$
F_f	площа пожежі, $[\text{м}^2]$
F_0, F_1, F_2	коефіцієнти розкладу площі пожежі F_f у ступеневий ряд за часом, відповідно, $[\text{м}^2]$, $[\text{м}^2\cdot\text{с}^{-1}]$, $[\text{м}^2\cdot\text{с}^{-2}]$
ΔF_i	площа поверхні рівних концентрацій в i -й трубці струму, $[\text{м}^2]$
Fo	критерій Фур'є
G_{in}	масова витрата газів до приміщення, $[\text{кг}\cdot\text{с}^{-1}]$
G_{out}	масова витрата газів із приміщення, $[\text{кг}\cdot\text{с}^{-1}]$
Gr	критерій Грасгофа
g	щільність імовірності частки площ захисного шару із заданою товщиною, $[\text{м}^{-1}]$
g	прискорення вільного падіння, $[\text{м}\cdot\text{с}^{-2}]$
g_c	масова частка солі у розчині

g_i	масова частка i -го компонента
$g_{\mu.w}$	мольна частка води у розчині
H	питома масова ентальпія утворення речовини, [Дж·кг ⁻¹]
H_i	взята з урахуванням можливих хімічних та фазових перетворень ентальпія i -го компонента, розрахована на одиницю його маси, [Дж·кг ⁻¹]
H_{wc}	питома масова ентальпія утворення розчину солі, [Дж·кг ⁻¹]
H_{xgl}	питома масова ентальпія ксерогелю, [Дж·кг ⁻¹]
$H_{\mu.g}$	питома молярна ентальпія сухого газу, [Дж·моль ⁻¹]
$H_{1\mu}$	питома молярна ентальпія пари пального, [Дж·моль ⁻¹]
$H_{2\mu}$	питома молярна ентальпія повітря, [Дж·моль ⁻¹]
ΔH_{gl}	теплота, що йде на одержання 1 кг пари з вологого гелю за температури t_{cr} , [Дж·кг ⁻¹]
ΔH_j	питомий тепловий ефект j -ї реакції (або фазового перетворення) у розрахунку на одиницю маси j -го компонента, [Дж·кг ⁻¹],
ΔH_v	питома теплота пароутворення води, [Дж·кг ⁻¹]
ΔH_w	енергія утворення гелю із ксерогелю та води, розрахована на одиницю маси потрібної для цього води, [Дж·кг ⁻¹]
$\Delta H_{1\mu.l.g}$	питома молярна теплота пароутворення пального, [Дж·моль ⁻¹]
h	товщина шару матеріалу, [м]
h	товщина теплопровідного оптично тонкого прошарку, [м]
h_f	висота полум'я, [м]
h_{gr}	загальна товщина шару гранульованого матеріалу, [м]
h_n	висота нейтральної зони, [м]
h_o	висота отвору, [м]
h_s	товщина відбиваючого шару екрана, [м]
h_{sum}	сумарна товщина відбиваючих шарів двошарового екрана, [м]
h_{s1}, h_{s2}	товщина внутрішнього (1) та зовнішнього (2) відбиваючих шарів двошарового екрана, [м]
h_{xgl}	товщина шару ксерогелю, [м]
h_1, h_2	товщина внутрішнього (1) та зовнішнього (2) теплопровідних оптично тонких прошарків двошарового екрана, [м]
h_3	товщина одягу, [м]
h_+ і h_-	відповідно висота верхнього і нижнього країв отвору, [м]
Δh	товщина шару зернистого матеріалу, [м]
i	індекс нумерації доданків або індекс позначення компонент ($i = p$ - інертна конденсована; $i = a$ - активна конденсована; $i = b$ - інертна конденсована, що є продуктом взаємодії; $i = g$ - газова) або індекс

	позначення трубок струму
i	уявна одиниця ($i = \sqrt{-1}$)
J	потік маси, [кг·с ⁻¹]
J_i	потік маси i -го компонента, [кг·с ⁻¹]
J_μ	молярний потік компонента, [моль·с ⁻¹]
$J_{1\mu}$	молярний потік пари пального, [моль·с ⁻¹]
$\Delta J_{i,\mu}$	молярний потік компонента крізь i -ту трубку струму, [моль·с ⁻¹]
j	індекс позначення реакцій або речовин
\dot{j}	загальний питомий потік газів, [кг·с ⁻¹ ·м ⁻²]
\dot{j}_i	щільність потоку маси i -го компонента, [кг·с ⁻¹ ·м ⁻²]
\dot{j}_μ	загальна щільність молярного потоку часток газу, [моль·с ⁻¹ ·м ⁻²]
$\dot{j}_{\mu,g}$	щільність молярного потоку сухого газу, [моль·с ⁻¹ ·м ⁻²]
$\dot{j}_{\mu,i}$	щільність молярного потоку i -го компонента, [моль·с ⁻¹ ·м ⁻²]
$\dot{j}_{1\mu}$	поверхнева щільність молярного потоку пари горючої рідини, [моль·с ⁻¹ ·м ⁻²]
$\dot{j}_{2\mu}$	поверхнева щільність молярного потоку повітряної компоненти суміші, [моль·с ⁻¹ ·м ⁻²]
$\dot{j}_{1\mu}^{(a)}$	поверхнева щільність молярного потоку пари пального в перехідному повітряному шарі, [моль·с ⁻¹ ·м ⁻²]
$\dot{j}_{1\mu}^{(gl)}$	поверхнева щільність молярного потоку пари пального в гелі, [моль·с ⁻¹ ·м ⁻²]
$\dot{j}_{1\mu}^{(gr)}$	поверхнева щільність молярного потоку пари пального у гранульованому шарі, [моль·с ⁻¹ ·м ⁻²]
K	критерій (коефіцієнт) відносної теплової активності середовищ
$K_{gr,a}$	коефіцієнт послаблення потоку за наявності гранульованого шару
$K_{gr,gl,a}$	коефіцієнт послаблення потоку за наявності гранульованого шару і шару гелю
k	коефіцієнт послаблення теплового потоку випадковим захисним шаром
k	стала адіабати газового середовища
k	безрозмірний множник, що враховує ступінь свободи переносу газу у просторі ($k \leq 1$, у вільному просторі $k = 1$)
k_{eff}	коефіцієнт ефективності використання води
k_L	коефіцієнт лінійного розширення (стиску) гелю при висиханні у ксерогель
k_m	масова частка вологого гелю, що переходить у пару у разі повного висушування гелю
k_V	коефіцієнт спучування
$k_{V,i}$	локальний коефіцієнт спучування

$k_{V,max}$	максимальний коефіцієнт спучення
$k_{V,tot}$	загальний коефіцієнт спучення
L, l	характерний розмір задачі, [м]
L	товщина захисного покриття, [м]
L_i	маса i -го продукту згоряння, яка утворюється за умов повного згоряння одиниці маси пального матеріалу, [кг·кг ⁻¹]
L_{O_2}	маса кисню, яка потрібна для повного згоряння одиниці маси пального матеріалу, [кг·кг ⁻¹]
L_{tr}	товщина дерев'яної підкладки, [м]
L_0	початкова товщина захисного покриття, [м]
l_i	довжина шляху масопереносу в i -й трубці струму, [м]
l_m	середнє значення довжини трубки струму між поверхнями захисного шару, [м]
Δl_i	відстань між поверхнями шару, узята уздовж i -ї трубки струму, [м]
t	температура (охолодження), [с ⁻¹]
m	маса, [кг]
m_0	початкова величина маси покриття, [кг]
dm	загальна маса елемента покриття, [кг]
dm_i	маса i -го компонента в елементі покриття, [кг]
Δm_{tot}	загальна втрата маси покриття за час теплового впливу, [кг]
$Nu_D \equiv Sh$	дифузний критерій Нуссельта (критерій Шервуда)
$Nu_T \equiv Nu$	температурний критерій Нуссельта
n	просторова координата, яка спрямована по нормалі до границі, [м]
n	індекс нумерації доданків
\vec{n}_1, \vec{n}_2	одичні вектори, спрямовані по нормалі до відповідних елементарних поверхонь
P	тиск, [Па]
p, p_0	загальний тиск у вільному просторі, [Па]
$p_{c.s}$	тиск насиченої пари води над поверхнею розчину солі, [Па]
p_g	парціальний тиск сухого газу, [Па]
p_s	тиск рівноваги газової й рідкої фази, [Па]
p_{v0}	парціальний тиск водяної пари на поверхні ксерогелю, [Па]
p_1	парціальний тиск пари горючої рідини, [Па]
$p_{1.LICL}$	парціальний тиск пари горючої рідини, що відповідає нижній концентраційній межі запалювання, [Па]
p_{1d}, p_{1u}	парціальний тиск пари пального на нижній та верхній границях області масопереносу відповідно, [Па]
p_{1h}	парціальний тиск пари горючої рідини на рівні поверхні зернистого покриття, [Па]
p_{1s}	тиск насиченої пари пального, [Па]

p_2	парціальний тиск чистого повітря, [Па]
$p^{(gr)}$	загальний тиск газового середовища у порожнинах гранульованого шару, [Па]
Q	тепловий потік крізь поверхню, [Вт]
Q_L	надлишковий тепловий потік на 1 м фронту пожежі, від якого треба захиститися, [Вт·м ⁻¹]
Q_l	питома нижча теплота згоряння пального, [Дж·кг ⁻¹]
Q_R	загальна об'ємна локальна щільність стоку ентальпії реакції розпаду, [Вт·м ⁻³]
Q_w	тепловий потік, що уходить із газового середовища приміщення, [Вт]
q	щільність потоку енергії в середовищі, [Вт·м ⁻²]
q_{con}	питомий конвекційний потік у прошарку, [Вт·м ⁻²]
q_f	результуючий питомий тепловий потік від полум'я до захисного шару, [Вт·м ⁻²]
$q_{f.r}$	результуючий питомий променистий тепловий потік від полум'я до захисного шару, [Вт·м ⁻²]
q_r	результуючий питомий потік теплового випромінювання, [Вт·м ⁻²]
q_λ	щільність теплопровідного теплового потоку, [Вт·м ⁻²]
q_ψ	питомий променистий тепловий потік на поверхні тіла, опромінюваного факелом пожежі, [Вт·м ⁻²]
q_0	параметр рівняння розрахунку q_ψ , [Вт·м ⁻²]
q_*	результуючий питомий тепловий потік, що падає на поверхню об'єкта захисту, [Вт·м ⁻²]
R	універсальна газова стала, 8,314 [Дж·моль ⁻¹ ·К ⁻¹]
R_i	об'ємна щільність швидкості зміни маси i -го компонента, [кг·м ⁻³ ·с ⁻¹]
R_m	питома газова стала газового середовища у приміщенні, [Дж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹]
R_α	термічний опір тепловіддачі, [Вт ⁻¹ ·м ² ·К]
R_λ	термічний опір теплопровідності плоского шару, [Вт ⁻¹ ·м ² ·К]
Re	критерій Рейнольдса
r	радіус, [м]
r_V	об'ємна частка газових порожнин у загальному об'ємі покриття
r_V	об'ємна частка порожнин у зернистому середовищі, крізь які рухається пара рідини
$r_{1.LICL}$	об'ємна частка пального газу в повітрі на нижній концентраційній межі запалювання
s	параметр перетворень Лапласа за часом, [с ⁻¹]
s	площа поверхні краплі, [м ²]
T, t	відповідно абсолютна температура, [К], температура за шкалою

	Цельсія, [°C]
$T_{a.i}$	нижній температурний поріг реакцій i -го активного компонента, [K]
T_f, t_f	температура навколишнього середовища, [K], [°C]
T_f, t_f	температура полум'я, [K], [°C]
$T_{f.0}$ і $T_{f.max}$	початкове і максимальне асимптотичне значення температури середовища відповідно, [K]
$T_{g.beg}$	температурний поріг реакції спучування, [K]
T_h	температура на зовнішній поверхні зернистого шару, [K]
T_s, t_s	температура рівноваги газової й рідкої фази, [K], [°C]
T_s, t_s	температура відбиваючого шару, [K], [°C]
T_s, t_s	температура зовнішньої гарячої поверхні покриття, що спучується, [K], [°C]
$T_{s1}, t_{s1},$ T_{s2}, t_{s2}	температура зовнішнього (1) і внутрішнього (2) відбиваючих шарів двошарового екрана, [K], [°C]
T_w	середня абсолютна температура поверхні огорожі, [K]
T_0, t_0	початкова температура, [K], [°C]
T_{li}	температура запалювання рідини, [K]
$t_{f.st}(\tau)$	температура стандартної пожежі, °C
t_{gl0}	початкова температура вологого гелю, [°C]
t_L	зображення за Лапласом температури, [°C·c]
t_{max}	максимальна температура нагріву, [°C]
$t_{s.cr.1},$ $t_{s.cr.2}$	критична температура зовнішнього (1) і внутрішнього (2) відбиваючого шару двошарового екрана, [°C]
Δt_{cr}	$\Delta t_{cr} \equiv t_{cr} - t_0$, [°C]
u_m	питома масова швидкість вигорання, [кг·м ⁻² ·с ⁻¹]
V	об'єм тіла, [м ³]
dV	об'єм елемента покриття, [м ³]
dV_i	об'єм i -го компонента в елементі покриття, [м ³]
dV_{loc}	об'єм елемента покриття у випадку локалізованих газових компонент, [м ³]
dV_{max}	максимально можливий об'єм елемента покриття, [м ³]
dV_0	початковий (до спучування) об'єм елемента покриття, [м ³]
ΔV	загальний об'єм зернистого шару, [м ³]
ΔV_i	об'єм i -й трубки струму, [м ³]
v	питомий об'єм речовини покриття, [м ³ ·кг ⁻¹]
v_i	питомий об'єм i -го компонента, [м ³ ·кг ⁻¹]

W_-	об'ємна витрата витяжної примусової вентиляції, $[m^3 \cdot c^{-1}]$
W_+	об'ємна витрата припливної примусової вентиляції, $[m^3 \cdot c^{-1}]$
w	швидкість переносу газової суміші як цілого, $[m \cdot c^{-1}]$
w_g	швидкість руху газового компонента відносно остову, $[m \cdot c^{-1}]$
w_{del}	швидкість руху границі області делокалізації, $[m \cdot c^{-1}]$
w_{fr}	швидкість руху остову відносно поверхні захисту, $[m \cdot c^{-1}]$
w_i	швидкість руху i -го компонента відносно поверхні захисту, $[m \cdot c^{-1}]$
w_s	швидкість руху гарячої поверхні покриття, що спучується, $[m \cdot c^{-1}]$
x, y, z	просторові Декартові координати, $[m]$
x_{cr}	мінімальна безпечна товщина вогнезахисної смуги, $[m]$
x_{del}	x -координата границі області делокалізації, $[m]$
x_d, x_u	координати нижньої й верхньої границь області переносу, $[m]$
x_s	товщина зазору між накідкою та тілом постраждалого, $[m]$
x_s	координата гарячої поверхні покриття, що спучується, $[m]$
x_{sum}	сума товщин повітряних прошарків двошарового відбиваючого екрана, $[m]$
x_1, x_2	товщини зовнішнього (1) і внутрішнього (2) повітряних прошарків двошарового відбиваючого екрана, $[m]$
Δx	$\Delta x = x_u - x_d$ - ширина області переносу, $[m]$
y_m	обезрозмірена найбільш імовірна товщина захисного шару
\bar{y}	обезрозмірене середнє значення товщини захисного шару
α	коефіцієнт конвекційної тепловіддачі, $[Вт \cdot м^{-2} \cdot К^{-1}]$
$\bar{\alpha}$	середній по поверхні огорожі коефіцієнт тепловіддачі, $[Вт \cdot м^{-2} \cdot К^{-1}]$
β	коефіцієнт масопереносу (масовіддачі), $[m \cdot c^{-1}]$
γ	швидкість зміни температури у часі, $[К \cdot c^{-1}]$
$\delta(Z)$	дельта-функція Дірака, $[Z^{-1}]$
δ_D	товщина дифузійного граничного шару, $[m]$
δ_T	товщина температурного граничного шару, $[m]$
δ_*	зведена товщина тіла, $[m]$
ε	відносна випромінювальна здатність (ступінь чорноти)
ε_{con}	коефіцієнт зростання теплопереносу в газовому прошарку, обумовлений конвекцією газу
ε_f	відносна випромінювальна здатність полум'я
ε'_s і ε''_s	відносна випромінювальна здатність зовнішньої та внутрішньої поверхонь відбиваючого шару відповідно
ε'_{s1} і ε''_{s1} , ε'_{s2} і ε''_{s2}	відносна випромінювальна здатність зовнішньої та внутрішньої поверхонь зовнішнього (1) і внутрішнього (2) відбиваючих шарів двошарового екрана
ε_{II}	зведена відносна випромінювальна здатність системи з двох

	паралельних нескінченних плоских поверхонь
η	коефіцієнт динамічної в'язкості газового середовища, [Па·с]
η_b	коефіцієнт повноти згоряння пального
θ	відносна надлишкова температура
θ	кут, [рад]
$\vartheta(Z)$	функція Хевісайда (сходінка від нуля до одиниці при $Z = 0$)
κ	коефіцієнт поглинання променистого потоку, [м^{-1}]
κ_1, κ_2	коефіцієнти поглинання променистого потоку матеріалів внутрішнього (1) та зовнішнього (2) теплопровідних прошарків, [м^{-1}]
κ_3	коефіцієнт поглинання променистого потоку матеріалу одягу, [м^{-1}]
λ	коефіцієнт теплопровідності, [$\text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$]
λ_{free}	коефіцієнт теплопровідності газової суміші за межами покриття, [$\text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$]
$\lambda_{gr.g}$	коефіцієнт теплопровідності гранульованого середовища з простором між гранулами, який заповнено газом, [$\text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$]
$\lambda_{gr.l}$	коефіцієнт теплопровідності зернистого середовища із зазорами, заповненими рідким паливом, [$\text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$]
λ_i	коефіцієнт теплопровідності в i -му елементарному шарі покриття, [$\text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$]
λ_{xgl}	коефіцієнт теплопровідності ксерогелю, [$\text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$]
λ_1, λ_2	коефіцієнти теплопровідності матеріалів внутрішнього (1) та зовнішнього (2) теплопровідних прошарків, [$\text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$]
λ_3	коефіцієнт теплопровідності матеріалу одягу, [$\text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$]
μ	молярна маса, [$\text{кг}\cdot\text{моль}^{-1}$]
μ	безрозмірний дійсний параметр характеристичного рівняння
μ_c	молярна маса солі, [$\text{кг}\cdot\text{моль}^{-1}$]
μ_i	молярна маса i -го компонента, [$\text{кг}\cdot\text{моль}^{-1}$]
μ_{mix}	молярна маса газової суміші, [$\text{кг}\cdot\text{моль}^{-1}$]
μ_n	n -й корінь характеристичного рівняння
$\mu_v = \mu_w$	молярна маса водяної пари, 0,018 [$\text{кг}\cdot\text{моль}^{-1}$]
ν	коефіцієнт кінематичної в'язкості, [$\text{м}^2\cdot\text{с}^{-1}$]
ν_g	коефіцієнт кінематичної в'язкості газового середовища, [$\text{м}^2\cdot\text{с}^{-1}$]
ρ	густина, [$\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$]
ρ_g	реальна густина газу в каналі руху, [$\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$]
ρ_f	густина рідкого палива, [$\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$]
ρ_{gr}	густина матеріалу гранул, [$\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$]
ρ_i	масова концентрація i -го компонента, [$\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$]
ρ_s	густина матеріалу відбиваючого шару, [$\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$]

ρ_1, ρ_2	густина матеріалів внутрішнього (1) та зовнішнього (2) теплопровідних оптично тонких прошарків, $[\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}]$
ρ_3	густина матеріалу одягу, $[\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}]$
σ	стала випромінювання абсолютно чорного тіла, $5,67 \cdot 10^{-8} [\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}]$
σ	характерна зміна товщини захисного шару, $[\text{м}]$
τ	час, $[\text{с}]$ або $[\text{хв}]$
τ_a	загальний час установаження процесів тепло- та масопереносу в перехідних концентраційному й температурному шарах над поверхнею покриття, $[\text{с}]$
$\tau_{cr.1},$ $\tau_{cr.2}$	час нагріву до критичної температури (межа вогнестійкості) зовнішнього (1) та внутрішнього (2) відбиваючих шарів двошарового екрана, $[\text{с}]$
$\tau_{D.gl}$	характерний час дифузії пари крізь шар гелю, $[\text{с}]$
$\tau_{D.gr}$	характерний час дифузії пари крізь зернистий шар, $[\text{с}]$
τ_f	характерний час виходу на асимптотичне значення температури, $[\text{с}]$
$\tau_{T.gr}$	характерний час прогріву зернистого шару, $[\text{с}]$
τ_Σ	характерний час прогріву поверхні масивного тіла, покритого захисним шаром, $[\text{с}]$
$\tilde{\tau}_\Sigma$	відносний (до τ_Σ) час
τ_0	характерний час прогріву покриття, $[\text{с}]$
τ^*	характерний час прогріву (охолодження) поверхні масивного тіла, у відсутності захисного покриття, $[\text{с}]$
$\Delta\tau$	час усереднення опису, $[\text{с}]$
$\Delta\tau_A$	тривалість етапу перетворень захисного шару вологого гелю, $[\text{с}]$
φ	безрозмірна змінна
φ	молярна концентрація, $[\text{моль} \cdot \text{м}^{-3}]$
φ_g	молярна концентрація сухого газу, $[\text{моль} \cdot \text{м}^{-3}]$
$\varphi_{1.LICL}$	нижня концентраційна межа запалювання, $[\text{моль} \cdot \text{м}^{-3}]$
φ_1, φ_2	молярні концентрації переносимої речовини на зовнішніх границях шару, $[\text{моль} \cdot \text{м}^{-3}]$
φ_1, φ_2	відповідно, молярні концентрації пари пального і повітря в їх суміші, $[\text{моль} \cdot \text{м}^{-3}]$
φ_1, φ_2	кути між нормаллю (\vec{n}_1 або \vec{n}_2) і вектором, який з'єднує елементарні поверхні, $[\text{рад}]$
φ_{1d} і φ_{1u}	концентрації пари пального на нижній та верхній границях області масопереносу відповідно, $[\text{моль} \cdot \text{м}^{-3}]$
$\Delta\varphi$	$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ – перепад концентрацій компонента на дифузійному шарі, $[\text{моль} \cdot \text{м}^{-3}]$
Ψ	коефіцієнт опромінювання (кутовий коефіцієнт)

ψ_b	швидкість вигорання (газифікації) пального в осередку пожежі, [кг·с ⁻¹].
ψ_{\max}	максимально можливе значення коефіцієнта опромінення
ω	параметр із рівняння зв'язку перепаду тиску, щільності потоку пари і товщини шару ксерогелю, [с ⁻¹]
$\omega(n)$	n -та область періодичності тангенсу

ВСТУП

Пожежа є окремим випадком процесу горіння. У зв'язку з цим основним небезпечним фактором пожежі є характерні для горіння інтенсивні теплові потоки, а захист поверхонь об'єктів від теплового впливу пожежі став однією з головних задач пожежної безпеки. Одним із основних пасивних способів захисту від теплового впливу є створення перешкод на шляху поширення тепла. Засобами, які реалізують цей спосіб захисту, виступають захисні покриття або екрани, що розташовані між джерелом тепла і об'єктом захисту, для зменшення енергетичного впливу на об'єкт захисту або для запобігання небажаному масопереносу. До них відносяться: покриття й екрани із поглинаючих матеріалів; відбиваючі екрани; екрани із матеріалів, що спучуються; захисні шари неоднорідного матеріалу.

Різними аспектами захисту від теплового впливу пожежі займалися Антонов А.В., Беліков А.С., Басманов О.Є., Гаврилко О.А., Гивлюд М.М., Жартовський В.М., Кіреєв О.О., Круковський П.Г., Мичко А.А., Тичино М.О., Фомін С.Л., Яковлева Р.А., Anderson Ch.E., Butler K.M., Bourbigot S., Le Bras M., Buckmaster J., Camino G., Costa L., Clarc K.J., Delobel R., Lyons J.W., Olsen J.W., Trossareilly L., Vandersall H.L., Wang Z., Wilson M., Yu J. та інші вчені.

Роботи по використанню даних засобів виконуються у напрямку розробки нових теплоізоляційних матеріалів [1-5], визначення теплофізичних властивостей таких матеріалів [6-10], експериментального дослідження та розрахунку параметрів конструкцій при використанні цих матеріалів у процесі вогнезахисту, поведінки захищених об'єктів при різних режимах пожежі [11-14].

Незважаючи на практичну важливість проблеми захисту від теплового впливу пожеж, що залучило до розгляду відповідних явищ значну кількість дослідників, багато пов'язаних із захистом питань залишаються не вирішеними. Зокрема це стосується теоретичних аспектів зазначеної діяльності. До них відноситься: виявлення основних особливостей захисної дії екранів і покриттів; математичний опис явищ із максимальним використанням фізичних законів; знаходження точних рішень відповідних задач, що надає можливість використовувати загальніші аналітичні (а не чисельні) залежності; а також неповнота набору алгоритмів і програмного забезпечення для вирішення прикладних задач стосовно захисту у стандартних загальноприйнятих умовах та в умовах пожежі у приміщенні.

Описана ситуація зумовила дану монографію, яка вирішує проблему шляхом розробки комплексу математичних моделей для опису процесів захисту, виявлення особливостей цих процесів, а також розробки алгоритмів і програмного забезпечення для вирішення прикладних задач захисту. При цьому об'єктом дослідження стали процеси захисту речовин і матеріалів від впливу пожежі за допомогою екранів та покриттів, а також процеси масопереносу небезпечних речовин крізь ізолюючі покриття, предметом

дослідження - характеристики відповідних методів та засобів теплозахисту та ізоляції.

У монографії: методами математичної фізики отримано аналітичні розв'язки задач нестационарної теплопровідності, яким з використанням теорії подібності надавався критеріальний вигляд; на основі законів тепло- і масопереносу з використанням методів математичного моделювання побудовано математичні описи процесів дії захисних екранів і покриттів, які потім досліджувалися за допомогою методів комп'ютерного моделювання; методами математичної статистики проводилося дослідження захисної дії випадково-неоднорідного покриття.

Положення, викладені у цій монографії, та результати їх застосування наведено у публікаціях [15-46], які стали основою дисертаційного дослідження [47].

РОЗДІЛ 1

АНАЛІЗ СУЧАСНОГО СТАНУ ЗАХИСТУ РЕЧОВИН І МАТЕРІАЛІВ ВІД ВПЛИВУ ПОЖЕЖІ ЗА ДОПОМОГОЮ ЗАХИСНИХ ЕКРАНІВ І ПОКРИТТІВ

Розглянемо сучасний стан захисту речовин і матеріалів від впливу пожежі. При цьому будемо досліджувати тільки пасивні способи захисту за допомогою твердих екранів і покриттів. Тим самим із розгляду випадає захист за допомогою водяних завіс [48-61], або конструкцій на основі водоплівкових екранів [62]. Нас не буде цікавити вогнезахист деревини, що базується на використанні просочувальних сполук [63-66].

Зразу обумовимо терміни. Тут і в подальшому ми будемо називати захисним покриттям шар захисної речовини, що безпосередньо торкається об'єкта захисту. Екраном ми будемо називати шар речовини, між яким і об'єктом захисту існує прошарок, заповнений газом, і тоді це простий екран, або заповнений речовиною в негазовій фазі чи іншим екраном, і тоді це - складний екран. Будь-який захист поверхні об'єкта за допомогою прокладки з шарів (або шару) речовини ми будемо називати екрануванням.

Нас буде цікавити пасивний захист від двох типів явищ, які викликає пожежа: 1) від перегрівання об'єктів, що потрапили під вплив пожежі; 2) від інтенсифікації масопереносу небезпечних речовин (наприклад випаровування пального у розливі), яка може мати місце в разі виникнення пожежі. Класифікація таких способів захисту представлена на рис. 1.1.

1.1 Класифікація пасивних способів захисту від впливу пожежі

Серед об'єктів, які необхідно захищати від теплового впливу, слід виділити два великих класи, підхід до захисту елементів яких різниться – це неживі об'єкти і люди.

Відмітимо відмінності у захисті людей.

1) Через неможливість нанесення покриття безпосередньо на людину пристроєм захисту людини за допомогою екранування залишається екран (не покриття), причому для збільшення ефективності його дії екран має бути відбиваючим.

2) Екранування людей не повинно скасовувати їх мобільність, що накладає більш жорсткі (ніж для стаціонарних об'єктів) обмеження на вагу екрана.

3) Як правило, у випадку захисту об'єктів умовою безпеки є обмеження на рівень температури поверхні об'єкта. Через те, що у живому об'єкті діє механізм терморегуляції, який підтримує певний рівень температури поверхні тіла, важливим для виконання умови безпеки стає рівень теплового потоку, який здатен компенсувати механізм терморегуляції для забезпечення заданого рівня температури. Як результат, параметром, рівень якого необхідно контролювати в разі дотримання умов безпеки людини, є результуючий тепловий потік, що потрапляє на шкіру людини.

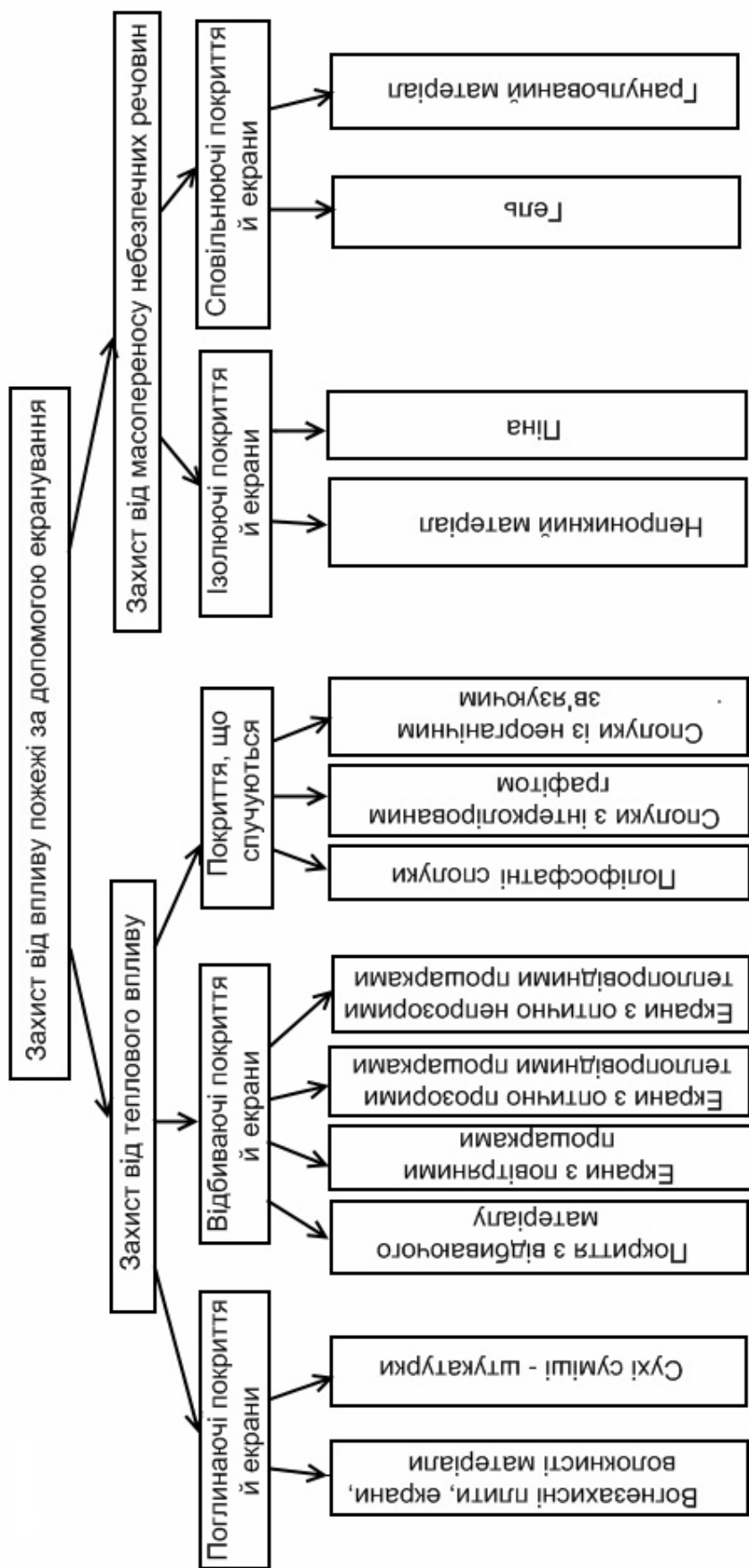


Рис. 1.1 - Класифікація пасивних способів захисту від впливу пожежі за допомогою екранування

Підіб'ємо підсумки: для мобільного захисту людей доцільно використовувати відбиваючі екрани. Відбиваючі екрани, як правило, є складнішими за інші пристрої екранування, тому при захисті стаціонарних (тобто неживих) об'єктів найчастіше доцільніше використовувати поглинаючі покриття й екрани та покриття, що спучуються.

Розглянемо існуючу практичну і теоретичну ситуацію щодо відповідних способів екранування неживих об'єктів.

1.2 Захист від теплового впливу

Неживими об'єктами, що вимагають протипожежного захисту, найчастіше є будівлі та споруди. Протипожежний захист будівель включає до себе комплекс технічних рішень. Одне з таких рішень – пасивний захист конструкцій спеціальними матеріалами, які забезпечують підвищення вогнестійкості конструкцій. Будівлі з необробленими конструкціями мають низький ступень вогнестійкості. Особливо актуально це питання стоїть у випадку незахищених металоконструкцій, які у разі виникнення пожежі швидко нагріваються до критичної температури, за якої втрачають свою несучу здатність, внаслідок чого руйнуються.

Для прикладу: як встановила експертна комісія, башти «Близнюки» торговельного центру в Нью-Йорку зруйнувалися не від удару літаків, а від пожежі, що почалася після цього удару і призвела до втрати несучої здатності конструкції (дивись [67]). Вогнестійкість будівель через неналежний рівень вогнезахисту виявилася недостатньою.

Трагічні події 11 серпня 2001 року, крім політичних і соціальних, виявили ряд технічних проблем [68]. До таких проблем відноситься захист унікальних об'єктів від небезпек, пов'язаних із комбінованими особливими впливами на будівлі та споруди. Однак через те, що одним із впливів є пожежа, проблема забезпечення необхідної межі вогнестійкості залишається, набуваючи більш складного характеру.

Підвищення межі вогнестійкості металевих конструкцій дозволяє забезпечити евакуацію й тим самим зберегти під час пожежі життя людей та матеріальні цінності.

Існує багато способів вогнезахисту будівельних конструкцій. Ці способи вогнезахисту поділяються на дві групи – активні й пасивні.

Активні способи являють собою системи пожежної організації: пожежна сигналізація, автоматичні системи пожежогасіння. Вони не є предметом цієї роботи і тому в ній не розглядатимуться.

Пасивний вогнезахист полягає у створенні на поверхні елементів конструкцій покриттів (екранів), що, перебуваючи між джерелом тепла і конструкцією, витримуючи високі температури і безпосередню дію вогню, зменшують потік тепла, що потрапляє на конструкцію. Цей захист сповільнює прогрівання і дозволяє конструкції зберегти свої функції в разі виникнення пожежі протягом заданого періоду часу.

Пасивні вогнезахисні покриття поділяються на теплоізолюючі (інертні поглинаючі) та реактивні:

- теплоізолюючі (інертні поглинаючі) вогнезахисні покриття не змінюють своєї фізичної форми під час нагріву і забезпечують вогнезахист завдяки фізичним і тепловим властивостям;

- реактивні вогнезахисні покриття внаслідок хімічних реакцій, викликаних нагріванням, суттєво збільшуються у товщині та змінюють форму (спучуються), чим забезпечують вогнезахист завдяки ефекту теплоізоляції.

До найбільш поширених матеріалів, що використовують при пасивному способі вогнезахисту, відносяться конструктивні вогнезахисні матеріали (плити, сегменти, блоки і т.п.), вогнезахисні штукатурні суміші й тонкошарові реактивні покриття (сполуки, що спучуються).

Використання вогнезахисних матеріалів підвищує межу вогнестійкості:

- вогнезахисних штукатурок (до 180 і більше хвилин);
- облицювальних вогнестійких плит (до 180 і більше хвилин);
- вогнезахисних сполук (фарб), що спучуються (до 90 хв).

Вибір способу вогнезахисту несучих металевих конструкцій здійснюється на основі техніко-економічного аналізу з урахуванням таких характеристик об'єкта:

- величина необхідної межі вогнестійкості конструкції;
- складність конфігурації конструкції;
- обмеження за вагою вогнезахисного покриття;
- умови експлуатації та проведення будівельно-монтажних робіт;
- ступінь агресивності навколишнього середовища стосовно вогнезахисту і матеріалу конструкції;
- необхідні строки проведення робіт;
- естетичні вимоги до конструкції.

1.2.1 Поглинаючі покриття й екрани

Розглянемо інертні способи вогнезахисту, які реалізуються за допомогою вогнезахисних штукатурок, облицювальних вогнестійких плит, матів із вогнетривкої повсті та ін.

Роботи по використанню зазначених засобів виконуються у напрямку розробки нових теплоізоляційних вогнетривких матеріалів цього типу, визначення теплофізичних властивостей таких матеріалів, експериментального дослідження та розрахунку параметрів конструкцій при використанні цих матеріалів у процесі вогнезахисту, поведінки захищених конструкцій при різних режимах пожежі [6, 7, 11, 69-72].

Для теплоізоляційного вогнезахисту використовуються штукатурки «Неоспрей», «Девиспрей», «Ендодерм», плити «Promatect», «Екопласт», «Ендодерм», мати МВТ-1200, шари з повсті МКРВ-200 та ін.[6, 7]. Загальною їх властивістю є мале (у порівнянні з величиною $1 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$) значення коефіцієнта теплопровідності λ . Як правило, малий коефіцієнт

теплопровідності означає і малу густину ρ (у порівнянні з величиною $1000 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$), тобто захисні облаштування із цими матеріалами є відносно легкими. Особливо видатні властивості з цієї сторони має матеріал «Pyrogel XT» [73], який складається з аерогелю та армованої нетканої скловолокнистої прокладки, має густину $180 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$ і значення коефіцієнта теплопровідності в межах $0,02\text{-}0,09 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ (в залежності від температури). Вадами цього матеріалу є відносно низький рівень максимальної температури використання ($650 \text{ }^\circ\text{C}$) і відносно велика вартість.

Широке використання у будівництві металевих конструкцій актуалізувало застосування вогнезахисних покриттів і екранів, що надало важливості теплотехнічним розрахункам властивостей цих конструкцій за наявності захисту. Розрахунок властивостей будівельної конструкції з інертним покриттям якісно не відрізняється від розрахунку цієї конструкції без покриття. Формально нанесення покриття зводиться до додання до конструкції додаткового теплопровідного шару з відомими властивостями матеріалу. В середині матеріалів тепло передається теплопровідністю; між шарами обмін енергією відбувається крізь теплопровідний контакт. Із зовнішнім гарячим середовищем контактує тільки захисний шар. На нього тепловий потік від джерел тепла потрапляє конвекцією та тепловим випромінюванням. Вироблена точка зору на процеси знайшла відображення у нормативних документах, наприклад у ДСТУ і відповідних Єврокодах [74-76], де надані конкретні рекомендації щодо оцінки вогнестійкості будівельних конструкцій. У цих документах дано рекомендації й алгебраїчні співвідношення, використовуючи які, можна розраховувати характеристики захищених металевих конструкцій. Приклади використання наданих рекомендацій містяться у роботах [77, 78].

Передача тепла у захисному покритті та у будівельній конструкції описується рівнянням нестационарної теплопровідності стосовно нестационарного поля температур $t(x, y, z, \tau), ^\circ\text{C}$, відносно просторових декартових координат (x, y, z) і часу τ . Відомо, що це рівняння у загальному випадку має вигляд:

$$c'(t) \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau} = \text{div}[\lambda(t) \cdot \text{grad}(t)], \quad (1.1)$$

$$c'_*(t) \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau} = \text{div}[\lambda_*(t) \cdot \text{grad}(t)], \quad (1.2)$$

де λ, λ_* - коефіцієнти теплопровідності, $\text{Вт м}^{-1} \text{К}^{-1}$; c', c'_* - питомі об'ємні ізобарні теплоємності відповідно матеріалу захисного шару і будівельної конструкції, $\text{Дж м}^{-3} \text{К}^{-1}$. Рівняння (1.1) діє у межах захисного шару, рівняння (1.2) – у межах конструкції.

Граничними умовами до рівнянь (1.1), (1.2) на границі конструкції із захисним шаром є неперервність температури і теплового потоку. Умова неперервності потоку на цій границі має вигляд:

$$t|_{-0} = t|_{+0}, \quad -\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial n} \Big|_{-0} = -\lambda_* \cdot \frac{\partial t}{\partial n} \Big|_{+0}, \quad (1.3)$$

де символом n позначена просторова координата, яка на границі спрямована по нормалі до границі у напрямку від захисного шару; при цьому границі відповідає значення $n = 0$.

Гранична умова до рівняння (1.1) на границі захисного шару з боку джерел тепла також відображає неперервність теплового потоку. Вона має вигляд:

$$-\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial n'} \Big|_s = q_r - \alpha \cdot [t|_s - t_f], \quad (1.4)$$

де символом n' позначена просторова координата, яка на границі спрямована по нормалі до границі у напрямку до захисного шару; індекс « s » вказує на визначення величини на граничній поверхні; α – коефіцієнт конвекційної тепловіддачі з даної поверхні у навколишнє середовище, Вт м⁻² К⁻¹; t_f – температура навколишнього середовища, °С.

Результуюча щільність потоку теплового випромінювання q_r , що падає на поверхню, визначається співвідношенням [37, 74]:

$$q_r = \varepsilon_f \cdot \varepsilon'_s \cdot \sigma \cdot [T_{ff}^4 - T|_s^4] \cdot \psi, \text{ Вт м}^{-2}, \quad (1.5)$$

де ε_f і ε'_s – ступені чорноти (відносні випромінювальні здатності) полум'я і зовнішньої поверхні захисного шару відповідно; $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт·м⁻²·К⁻⁴ – константа випромінювання абсолютно чорного тіла; T_{ff} – абсолютна ефективна температура полум'я, К (у разі, коли полум'я відсутнє, у формулу (1.5) замість T_{ff} підставляють абсолютну температуру гарячого середовища $T_f = t_f + 273$, К); ψ – середній коефіцієнт опромінення елемента поверхні захисного шару на поверхню полум'я (кутовий коефіцієнт).

Відмітимо, що у багатьох випадках $T_{ff} \gg T|_s$, через що у виразі (1.5) зникає залежність від температури поверхні захисного шару:

$$q_r \approx \varepsilon_f \cdot \varepsilon'_s \cdot \sigma \cdot T_{ff}^4 \cdot \psi. \quad (1.6)$$

Для закінчення опису (у сенсі граничних умов) треба задати умови на поверхні, яка не покрита захисним шаром (якщо така поверхня існує). На

границі з теплопровідним контактом ці умови мають вигляд, аналогічний співвідношенню (1.3), на границі з текучим негарячим середовищем вигляд умов є аналогічним формулі (1.4) з меншими величинами теплових потоків.

Якщо конструкція достатньо товста (тобто її прогрів за час розгляду не відображається на холодних поверхнях), то її розглядають як термічно товсте (масивне) тіло і другою граничною умовою стає обмеженість температури вдалині від гарячої поверхні.

У разі металевих конструкцій найчастіше реалізується варіант термічно тонкого тіла (ТТТ), при якому просторова зміна температури у межах конструкції є нехтовно малою, у порівнянні із середнім значенням температури, тобто поле температур у межах конструкції є практично однорідним. Така ситуація має місце, якщо виконується вимога малості критерію Біо [37, 39]

$$Bi_* = \frac{\alpha_2 \cdot l}{\lambda_*} \ll 1, \quad (1.7)$$

де α_2 – коефіцієнт конвекційної тепловіддачі з вільної поверхні ТТТ у навколишнє середовище, Вт м⁻² К⁻¹; l – характерний розмір задачі теплообміну, м.

Такий стан суттєво спрощує опис. Виявляється, що в однакових умовах геометрично різні термічно тонкі тіла прогриваються однаково, якщо вони мають однакові значення зведеної товщини

$$\delta_* \equiv \frac{V}{F_c}, \quad (1.8)$$

де V і F_c – відповідно об'єм ТТТ і площа його теплового контакту із гарячим середовищем.

Ця обставина дозволяє, розв'язавши задачу прогріву для ТТТ простої конфігурації, розповсюдити отриманий результат на інші ТТТ.

Більшість робіт, пов'язаних із розрахунками температури захищених (і незахищених) конструкцій, розв'язують систему рівнянь (1.1)–(1.4). Незважаючи на важливість аналітичних рішень, більшість результатів отримується внаслідок чисельного розв'язання системи. У такої ситуації є дві важливих причини:

1) у разі залежності коефіцієнтів системи від температури, система є нелінійною, внаслідок чого її навіть формальні аналітичні розв'язки не відомі;

2) у разі можливості нехтувати залежністю коефіцієнтів рівнянь від температури система стає лінійною, однак пошук неформального аналітичного розв'язку суттєво ускладнюється разом із геометрією задачі.

Лінійні задачі про нагрів одиночних незахищених тіл простої форми вирішено. Захист за допомогою покриття означає реалізацію ситуації не менш ніж двох тіл. Тут аналітично розв'язано тільки задачу прогріву термічно товстого тіла із плоскою поверхнею крізь захисне покриття, що має форму нескінченного площинного шару. При цьому зовнішній вплив на покриття задається рідкісними на практиці граничними умовами 1-го роду.

Одним із важливих питань є розрахункове визначення захисної дії покриття в умовах, коли його товщина є величиною, що випадково змінюється уздовж поверхні покриття. Найбільш поширеним варіантом розв'язання такої задачі є використання співвідношень, отриманих для випадку фіксованої товщини, в які в якості цієї товщини підставляють її математичне очікування.

1.2.2 Покриття, що спучуються

Розглянемо ситуацію з вогнезахистом за допомогою реактивних покриттів. До них відносяться матеріали (фарби, лаки, обмазки), що під час нагрівання багаторазово збільшують об'єм. В результаті утворюється захисний шар зі значним термічним опором, що значно уповільнює прогрівання об'єкта вогнезахисту.

Механізм цього явища значно складніший за звичайне теплове розширення. Теплове розширення в основному обумовлене ангармонійністю теплових коливань. Причини розширення реактивних покриттів у процесі нагрівання інші. Таке «надрозширення» здійснюється механізмами, що мають загальні риси: 1) наявність внутрішніх джерел збільшення об'єму – хімічних перетворень (розпадів із утворенням продуктів у газовій фазі); 2) наявність деякої критичної температури нагріву, починаючи з якої «вмикається» фізико-хімічний механізм збільшення об'єму; 3) рідкоподібний стан основної маси під час зростання об'єму.

Механізми «надрозширення» можна поділити на три форми:

- спінювання - спінювання низьков'язкого розплаву в більшості маси (класичний приклад – сполука на основі тріади «поліфосфат амонію – пентоерітрил – меламін»), дивись рис. 1.2;

- спучування - утворення і зростання внутрішніх порогазових макропорожнин у високов'язких розплавах (приклад – композиції на основі натрійсилікатного скла із наповнювачем), дивись рис. 1.3;

- теплове розшарування - збільшення об'єму твердих включень наповнювача (яскравий приклад включень – інтеркалірований графіт), дивись рис. 1.4.

У подальшому в монографії, там, де це не має принципового значення, замість терміна «надрозширення» буде використовуватися більш звичний термін «спучування».

Роботи по використанню пов'язаного з «надрозширенням» способу вогнезахисту здійснюються у напрямку розробки нових матеріалів цього типу, утворення матеріалів із заданими властивостями, визначення

теплофізичних властивостей таких матеріалів, визначення впливу старіння покриттів на їх вогнестійкість, експериментального дослідження та розрахунку параметрів конструкцій при використанні цих матеріалів у процесі вогнезахисту. Важливою складовою є діяльність із дослідження фізико-хімічних механізмів дії таких сполук, математичного моделювання як окремих стадій процесів розширення, так і дії покриття у цілому.

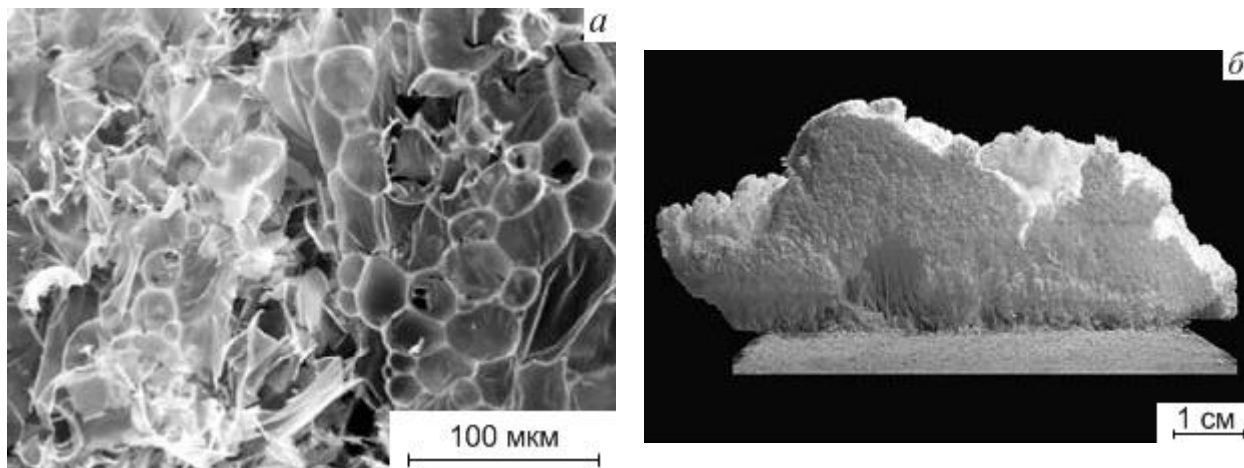


Рис. 1.2 - Спінене покриття на основі органо-неорганічної сполуки (а) та натрій-силікатного скла без наповнювачів (б)

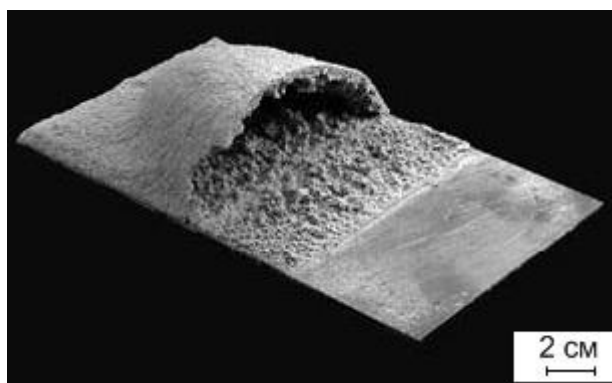


Рис. 1.3 - Спучене покриття на основі натрій-силікатного скла з наповнювачем

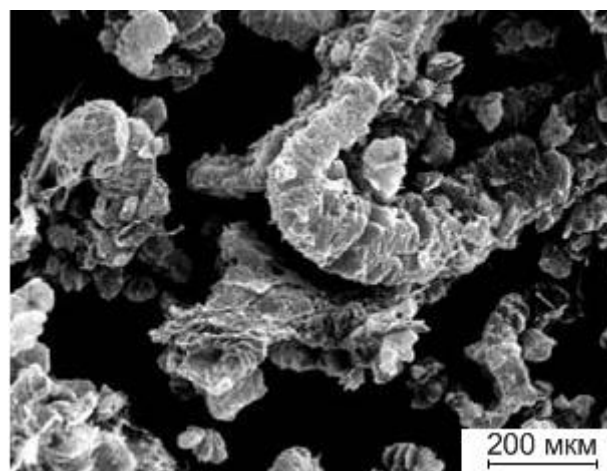


Рис. 1.4 - Пінококс на основі композиції з графітом JLS-GR-1002

Так, роботи [4, 10] присвячені розробці покриттів із заданими властивостями, впливу різних складових на ці властивості. Як правило, відомо, які властивості складу посилює (чи послабляє) той чи інший його інгредієнт. Проблема полягає у тому, що кожна складова різнопланово впливає на декілька важливих властивостей (такі як спучуваність і пов'язану з нею теплоізоляційну здатність, міцність, довговічність, адгезію, токсичність, вартість і т.д.). Через це задача підбору сполуки є задачею

оптимізації, через що різним цільовим функціям відповідають різні оптимальні сполуки.

У ряді досліджень розглянуто властивості вогнезахисних композицій на базі водо-дисперсних матеріалів. Представлено результати випробувань на вогнестійкість сталевих зразків, які захищені вогнезахисними сполуками, а також дані на вологопроникність та експлуатаційні властивості вогнезахисних композицій. Встановлено, що вуглекислий амоній, сульфокислий кальцій та хлорид амонію є перспективними як присадки до складу водо-дисперсних матеріалів, які використовують для вогнезахисту металевих конструкцій.

В роботах [9, 12-14, 79-81] досліджуються властивості конкретних сполук. Було вивчено вплив співвідношення фосфатів амонію та водорозчинних амонійних солей амінометиленфосфонових кислот на вогнезахисні властивості покриттів, що спінуються. Показано високу ефективність застосування отриманих покриттів для конструкцій з металу і деревини. У праці [79] було здійснено підбір гелеутворюючих систем для отримання вогнезахисних покриттів, здатних до спучування. У роботі [80] наведено результати дослідно-промислових випробувань розроблених із вітчизняної сировини вогнезахисних композицій, що спучуються. Дослідження показали, що використання зазначених матеріалів підвищує рівень безпеки.

У роботі [81] визначається зміна властивостей покриття внаслідок старіння. У працях [12-14] досліджується вплив на вогнезахисну дію різних режимів або спеціальних умов пожежі. У іншій роботі вивчалось питання щодо мінімальної товщини вогнезахисного покриття, що спучується. У дослідженні [9] вимірювалася теплопровідність спучених покриттів. У роботі [10] проводилися термогравіметричні дослідження здатних до спучування вогнегасних та вогнезахисних гелів.

Для визначення поведінки конструкцій, покритих здатними до спучування сполуками, як правило, використовують експериментально-розрахункові підходи [82-85].

Так було розглянуто розрахункову методику, яка дозволяє визначати температурні поля конструкцій, покритих шаром спученої вогнезахисної речовини. Для спучуваного покриття використовувалась двофазна модель - «холодна фаза» + «фаза, що зазнала спучення». Шляхом чисельного експерименту досліджувалась динаміка спучуваного шару і його вплив на вогнестійкість конструкції.

Розглядалася можливість прогнозування швидкості нагрівання металевих конструкцій із вогнезахисним покриттям, що спучується, за результатами випробувань малогабаритних зразків у лабораторних дослідженнях. Для цього експериментально визначається залежність умовного ефективного коефіцієнта теплопровідності вогнезахисного шару від температури підкладки, а далі розраховується нагрів конструкції з урахуванням отриманої експериментальної залежності, а також масивності

підкладки. Розрахункові дані порівнюються з результатами випробувань на стандартних зразках.

У роботах [82-84] визначення характеристик вогнезахисної здатності вогнезахисних покриттів, що спучуються, проводилося розрахунково-експериментальним методом із використанням розв'язку зворотної задачі теплопровідності [85]. Формально розглядалася задача прогріву тіла і захисного покриття із незмінними розмірами, механізмом звичайної теплопровідності, якій відповідають співвідношення (1.1)-(1.5), із залежністю коефіцієнтів теплопровідності $\lambda(t)$ і теплоємності $c'(t)$ покриття від температури t . Вид цієї залежності постулювався. Далі, на основі розв'язку системи (1.1)-(1.5), визначалися розрахункові величини поля температур t_{cal} у вибраних точках системи, які порівнювалися з експериментальними значеннями температур t_{exp} у цих точках. Вид залежностей $\lambda(t)$ і $c'(t)$ визначався з умови мінімізації виразу

$$\sqrt{\frac{\sum_{j=1}^n (t_{exp.j} - t_{cal.j})^2}{n}} \quad (1.9)$$

де n - кількість вимірів, які здійснюються для розв'язання зворотної задачі; індекс j відповідає j -му виміру.

Властивістю зазначеного підходу є відсутність у ньому спучування (а саме зміни товщини захисного шару в розрахунках процесу прогріву). Як результат, реально існуюча залежність від сценарію спучування у схованій формі міститься у функціональних залежностях $\lambda(t)$ та $c'(t)$, які в дійсності є якимись зведеними (умовними) значеннями параметрів. При різних режимах нагріву вид функцій $\lambda(t)$ та $c'(t)$ буде різним, що обмежує область застосування кожного отриманого результату не тільки складом захисного покриття, а й використаним режимом прогріву.

Можливість поширення експериментальних результатів, отриманих за умов конкретного режиму прогріву, на інші режими прогріву вимагає наявності адекватної моделі процесу спучування. Серед рівнянь такої моделі обов'язково повинні бути ті, що безпосередньо відображають спучування. Ця ситуація робить важливою розробку математичних моделей спучування як фізико-хімічного процесу.

Через складність і різноманітність процесу «надрозширення», кожен із його варіантів (спінювання, спучення, теплове розшарування) може мати свої моделі, які будуть ускладнюватися у міру деталізації. Через складність явищ кожна така модель має вільні параметри, чисельне значення яких через складнощі теоретичного визначення треба знаходити експериментально.

Так, було розглянуто математичну модель водовмісних здатних до спучування вогнезахисних покриттів. Базовими співвідношеннями моделі є

закони збереження речовини й енергії. Модель розглядає неспучене покриття як насичене водою пористе середовище. У моделі враховуються процеси випаровування води на фронті нагріву, перенесення виниклої водяної пари під дією градієнта тисків у холоднішу область і подальшу її конденсацію в цій області. Згідно із моделлю спучення відбувається за більш високих температур, ніж процеси пароутворення води. Однак у цій моделі рівняння спучування не є наслідком рівнянь фізичних явищ. Функція, яка відображає спучування, є залежністю виключно від температури. Ця функція має невизначені коефіцієнти, чисельне значення яких визначається з експерименту. Модель показала задовільне узгодження на прикладі водовмісного покриття на неорганічній основі ОСП-1.

Необхідна модель, яка природним чином відображає процес спучування. Вона повинна спиратися на закони збереження енергії та речовини у фізико-хімічних процесах, що супроводжують спучування. Крім цього, бажано, щоб у такій моделі спучування (тобто значне зростання об'єму захисного покриття в ході нагрівання) впливало з рівнянь фізичних процесів, а не вводилося формальною функцією. Таку модель треба побудувати з метою використання її для опису відповідного процесу вогнезахисту.

1.2.3 Відбиваючі екрани

Розглянемо ситуацію стосовно захисту від теплового впливу пожежі за допомогою відбиваючих екранів. Екран є більш складним об'єктом, ніж покриття, який ще й вимагає більшого простору для розташування. Такі властивості є недоліками екранів. Через це використання екранів є доцільним там, де вони мають переваги у порівнянні з покриттями. До переваг екрана відносяться відсутність прямого контакту з об'єктом захисту і можливість реалізації мобільного екрана. Саме ці властивості екранів є важливими у випадку забезпечення захисту людей. Саме для цього найчастіше використовуються нестационарні відбиваючі екрани.

Екрануючий (тобто послаблювальний пряму дію) ефект мають шари будь-якого матеріалу, наприклад звичайного одягу (останній діє як поглинаючий екран). Відбиваючий екран перш за все відбиває значну частину потоку падаючого теплового випромінювання. Через це його захисний потенціал, за інших рівних умов, перевищує можливості звичайного матеріалу, який або поглинає падаючий тепловий потік (через що нагрівається), або пропускає його далі, не реалізуючи захисту.

У протипожежній практиці прикладом захисту людей відбиваючим екраном є захист за допомогою вогнезахисної накидки або вогнезахисного костюма, зовнішній шар якого виконаний із відбиваючого теплового випромінювання матеріалу. Такий костюм, крім відбиваючого шару, як правило, має ще додаткові шари звичайного теплопровідного матеріалу (тканини). Відмітимо, що через нещільне прилягання шарів у системі

найчастіше ще є повітряний прошарок. Таким чином, вогнезахисний костюм поводитья як багат шарова система.

Вимоги до вогнезахисних костюмів, які називають спеціальним захисним одягом від підвищених теплових впливів (СЗО ПТВ), та методи їх випробувань викладені у відповідних нормативних документах [86]. В залежності від ступеня теплового захисту СЗО ПТВ підрозділяються на три типи виконання: важкий, напівважкий і легкий, відповідно до таблиці 1.1.

Таблиця 1.1

Тип виконання СЗО ПТВ	Умови експлуатації				Допустимий час впливу відкритого полум'я, с, не менше
	Температура, °С	Час впливу, с, не менше	Тепловий потік, кВт/м ²	Час впливу, с, не менше	
Важкий	200	960	18,0	960	30
	800	20	25,0	240	
			40,0	120	
Напівважкий	200	600	10,0	900	20
			18,0	600	
Легкий	200	480	10,0	480	15

Основні роботи, які мають відношення до використання відбиваючих екранів для захисту людей від теплового впливу пожежі, присвячені різним аспектам застосування теплозахисних костюмів [87-104].

Одним із аспектів є можливість зовнішнього шару одягу під час нагрівання вступати в ендотермічні хімічні реакції. Так, у дослідженні [87] «розроблено математичну модель взаємодії спеціальних матеріалів захисного одягу пожежників з температурними факторами і відповідну методику розрахункового експерименту для аналізу числових значень параметрів, яка розглядає полімерний композитний матеріал захисного одягу пожежних як тришарову композицію у складі: а) поверхневий шар між одягом і зовнішнім середовищем, в якому відбувається процес горіння; б) сердечник (основа); в) поверхневий шар між одягом і внутрішнім середовищем (підкостюмний простір)».

Запропонована модель дозволила визначити шляхи підвищення захисних якостей спеціальних матеріалів одягу пожежних від високотемпературних факторів.

У роботі [88] експериментально досліджувався вплив інфрачервоного випромінювання на організм людини, одягненої у захисний одяг пожежного. Для вивчення впливу інфрачервоного випромінювання на підкостюмний простір було обґрунтовано та вибрано 11 контрольних точок для вимірювання температури. Місця розташування цих точок на манекені

збігаються з оптимальними температурними зонами організму з точки зору фізіології людини.

У роботах [89, 90] розглянуто питання щодо вдосконалення обладнання і методик дослідження термозахисних властивостей захисного одягу пожежних. Порівнювалися впливи різних штучних джерел тепла, таких як ІЧ випромінювачі, газові пальники та ін. (дивись рис. 1.5, 1.6). Підкреслено важливість полігонних досліджень із джерелами теплового випромінювання, близькими до джерел, які мають місце в умовах реальних пожеж.



Рис. 1.5 - Стенд теплових панелей, який використовується для випробування захисного одягу [90]

У дослідженнях [91] обґрунтовано параметри персонального сигналізатора небезпечного рівня густини теплового потоку для спорядження ним захисного одягу пожежного-рятувальника.

В роботі [92] «Викладено результати експериментальних досліджень з визначення показників температурних режимів підкостюмного простору при дії підвищеної температури. На основі проведених стендових експериментальних досліджень із застосуванням манекена у теплозахисному одязі обґрунтовано та визначено найбільш ефективно розміщення приладу контролю температурних режимів підкостюмного простору».

Зразу відмітимо, що експериментальні результати, отримані з використанням манекенів, не можна напряду переносити на людей, бо тіло людини (на відміну від манекена) має власну внутрішню систему терморегуляції. Коли ця терморегуляція приводить до потовиділення, ситуація додатково ускладнюється, бо вода у підкостюмному просторі змінює теплообмін.

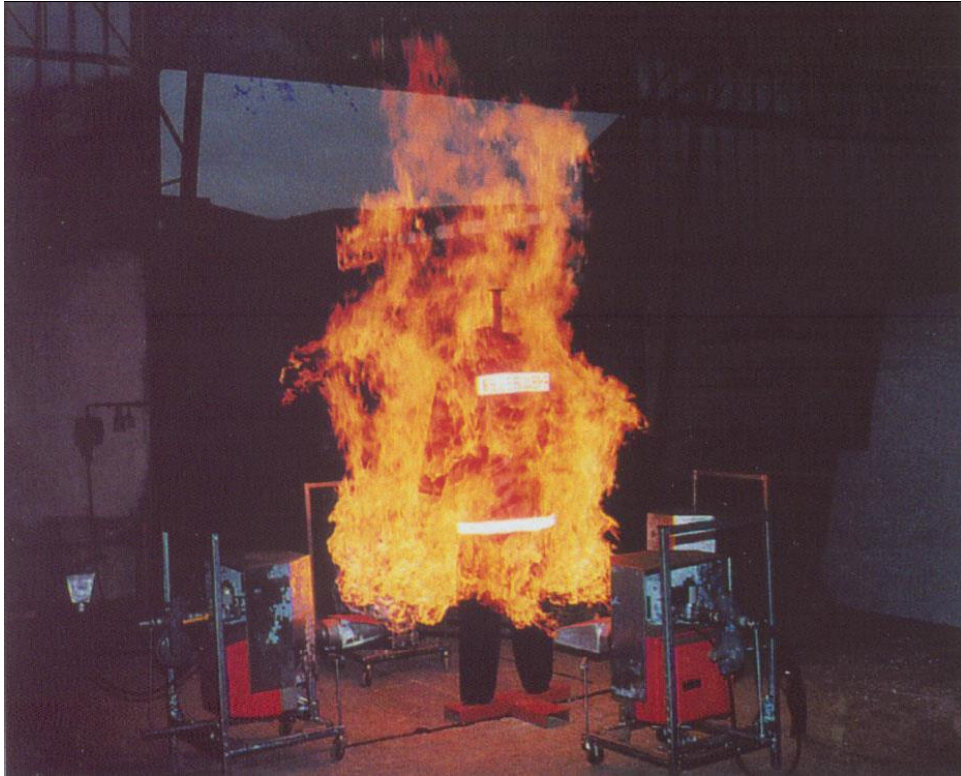


Рис. 1.6 - Газові пальники, які використовуються для випробувань захисного одягу [90]

Вплив навіть незначної кількості води на теплозахисні властивості був продемонстрований в експериментальній частині роботи [93]. Було показано, що додавання 1 г води на 1 см² матеріалу, що відповідає кількості виділення поту при важкому фізичному навантаженні за температури підкостюмного простору в межах 24–50 °С, призводить до зменшення часу захисної дії на 28 %.

Питання щодо теплозахисту людей за допомогою теплозахисних костюмів можна поділити на ті, що відображають: 1) конструктивні особливості костюмів і принципи їх захисної дії; 2) параметри, на які краще орієнтуватися в разі визначення теплового стану пожежних, та основні чинники, які треба враховувати при оцінці можливості виконання роботи; 3) чинники (крім зовнішнього теплового потоку), які необхідно враховувати під час складання співвідношень теплового балансу. Питання всіх цих типів є у дослідженнях [94-98]. До першого типу питань відноситься питання щодо можливості використання додаткових джерел охолодження (водольдяного акумулятора). До другого – використання в якості основного параметра, що відображає ізолюючі властивості теплозахисного костюму, значення температури середовища у підкостюмному просторі. Чинниками, які при цьому треба враховувати, є час та інтенсивність навантажень. До третього типу питань відноситься врахування у співвідношеннях теплового балансу випару поту пожежного. Ці обставини викладено в анотації до [99]: «Удосконалено фізико-математичну модель теплообміну організму

пожежного у разі ерготермічних навантажень в ізолюючому одязі з водольодовими акумуляторами холоду, що враховує нестационарні процеси фазового переходу холодоагенту, теплові потоки з навколишнього середовища та тіла людини, а також конструктивні особливості теплоізолюючої оболонки. Обґрунтовано оптимальні параметри захисного одягу і час безпечного перебування пожежних за умов високих ерготермічних навантажень. Запропоновано новий комплексний критерій оцінки ізолюючих властивостей даного одягу на підставі визначення теплового стану пожежних, який базується на використанні значення температури в підкостюмному просторі. Уточнено складові частини теплового балансу в системі «навколишнє середовище - захисний одяг – людина» для реальних температурних умов, а саме: величини теплових потоків, спричинених конвекцією; радіації та випару поту пожежного».

Роботи [100-102], як і [94, 95, 98], розглядають питання стосовно застосування у захисному одязі систем охолодження з використанням як водольодяного акумулятора, так і проточної води та повітря.

В якості подальшого розвитку наукових досліджень [103, 104] розглядаються питання щодо застосування газотеплозахисних костюмів, які забезпечують захист не тільки від впливу теплових факторів, а й від надмірної вологості, задимленості, загазованості довкілля.

В більшості робіт при теоретичному описі захисної дії теплозахисного одягу зовнішній відбиваючий теплове випромінювання шар його розглядають як теплопровідну пластину скінченної товщини. Поверхні цієї пластини (відбиваючого екрана) характеризують відповідними відносними випромінювальними здатностями. Теплове випромінювання всередині пластини не розглядають. Такий опис означає погляд на цей шар, як на оптично непрозоре тіло. Він (опис) приводить до необхідності вирішувати рівняння нестационарної теплопровідності в межах екрана, що значно ускладнює розв'язок загальної задачі теплообміну між джерелом тепла і об'єктом захисту. У випадках, коли екрануючий шар є термічно тонким тілом, задача значно спрощується. Саме цю ситуацію, яка майже завжди на практиці реалізується для металізованих матеріалів, необхідно дослідити.

Відмітимо ще одну обставину. У значній частині робіт, що містять теоретичний опис передачі тепла крізь повітряний прошарок між тілом пожежного і екрануючим шаром, цей процес теплообміну розглядають як два окремих процеси конвекційної тепловіддачі: 1) між екраном і повітрям прошарку; 2) між повітрям прошарку і поверхнею тіла пожежного. У випадку вільної конвекції середовища у прошарку такий підхід, з методичної точки зору, є помилковим. Через вузькість прошарку два останні процеси фізично неможливо розділити. Реалізується єдиний рух середовища у просторі між двома поверхнями. При описі відповідного теплообміну треба від самого початку використовувати рівняння конвекційного теплообміну в обмеженому просторі.

1.2.4 Гелеві теплозахисні покриття

Одним із основних практичних способів захисту поверхонь тіл від теплового впливу пожежі є їх зрошування водою, яке, відводячи надлишки тепла, або охолоджує вже нагріту поверхню, або не дозволяє їй нагріватися до небезпечного рівня.

Використання води має цілий ряд переваг, до яких відносяться: доступність і дешевизна, простота збереження та використання, відсутність отруйності, відносні хімічна інертність та термічна стійкість. Унікально висока охолоджувальна здатність води є наслідком її значної теплоємності та високої теплоти випаровування. Висока рухливість і мала стисливість забезпечує легкість транспортування води та її доставку (у вигляді суцільних струменів) до місця використання.

Основним недоліком використання води для цілей охолодження шляхом поливу (як і практично будь-якої рідини) є низьке значення коефіцієнта використання. Так, під час гасіння пожеж цей коефіцієнт не перевищує 10 % [38]. Основною причиною такої ситуації є стікання води з нахилених та вертикальних поверхонь. Це призводить до необхідності багаторазової обробки одного і того самого об'єкта, що суттєво зменшує можливості захисту.

Вказаний недолік відсутній у гелеутворюючих систем (ГУС), які спочатку були запропоновані як засіб пожежогасіння [105, 106]. Вони являють собою дві речовини, що зберігаються окремо і подаються окремо-одночасно. Перша сполука є розчином гелеутворюючого компонента, друга речовина – розчином каталізатора гелеутворювання. У випадку одночасної подачі двох розчинів вони змішуються на поверхні пожежогасіння чи охолодження. Взаємодія між компонентами приводить до утворення стійкого гелю, шар якого (у разі відповідної подачі) надійно утримується на вертикальних і похилих поверхнях.

Основна перевага ГУС перед водою полягає у суттєвому зменшенні втрат, що пов'язані з стіканням.

Основою вогнезахисної дії вологого гелю є два процеси: 1) висихання гелю, тобто ендотермічний процес видалення води з утворенням все більш сухого ксерогелю [107]; 2) опір процесу передачі тепла крізь звичайний поглинаючий тепло прошарок, матеріал якого (ксерогель) має низьке значення коефіцієнта теплопровідності.

Однією з переваг ксерогелевих покриттів є мала трудомісткість їх нанесення на дерев'яні конструкції. Їх можна наносити методом напилення, причому одноразове нанесення дозволяє отримати шар товщиною до 10 мм [108].

Недоліком ксерогелевих вогнезахисних покриттів є їх легке відшаровування від поверхонь захисту і суттєве розтріскування за рахунок усадки під час сушіння. Це не дозволяє використовувати їх для довготривалого вогнезахисту деревини. Крім цього, існує проблема зниження вогнезахисних властивостей покриттів на основі силікатів у процесі старіння.

Це пояснюється розкладанням силікатного каркаса під впливом вуглекислого газу із повітря [109]. Силікатна основа покриття під час старіння втрачає міцність, і утворюються так звані «висоли» у вигляді білого нальоту на поверхні.

Вказані проблеми вдалося подолати шляхом підбору складу ГУС на основі силікатів. Пошуку відповідних сполук, дослідженню їх властивостей і визначенню способів застосування присвячені праці [110-121], кінцеві результати яких відображені у монографії [40] та огляді [122].

В цілому теоретичні аспекти використання ГУС вимагають подальшого опрацювання.

1.3 Захист від небажаного масопереносу

Ряд небезпечних ситуацій характеризується тим, що в атмосферне повітря потрапляють пари пожежонебезпечної (горючої) чи токсичної речовини, які з'являються внаслідок випаровування відповідної рідини з її вільної поверхні. Така вільна поверхня утворюється внаслідок розливу рідини, чи розгерметизації ємності, в якій ця рідина утримувалася. Захистом від такого небажаного масопереносу небезпечної речовини може бути повна або часткова ізоляція цієї речовини, яка здійснюється за допомогою, відповідно, ізолюючих або сповільнюючих масоперенос екранів чи покриттів.

1.3.1 Ізолюючі покриття й екрани

Найпростішим варіантом ізоляції такого типу є засипання джерела випаровування інертною речовиною, наприклад піском. Такий спосіб є доцільним при малих площах поверхні випаровування (не більших за $\sim 1 \text{ м}^2$) і за невеликих об'ємів рідини. За більших об'ємів найчастіше в якості ізолюючого покриття виступає шар повітряно-механічної піни. У практиці цивільної безпеки піну найчастіше використовують як засіб пожежогасіння пожеж класу В [123, 124].

Піни отримують із робочих розчинів піноутворювачів. За умовами зберігання піни відносять до рідкофазних сполук, за умовами застосування вони є двофазними системами. Піна – дисперсна система, що складається з газоподібної дисперсної фази і рідкого дисперсійного середовища [125]. Для піни є характерною комірково-плівкова структура, в якій заповнені газом осередки розділені тонкими рідкими плівками піноутворювача. Піни є термодинамічно нестійкими системами. До руйнування пін призводять три основних процеси: 1) зменшення товщини плівок із часом; 2) дифузійне перенесення газу з малих комірок у великі; 3) стікання дисперсійного середовища під дією сили тяжіння. Необхідною умовою утворення піни є наявність у воді поверхнево-активних речовин (ПАР). Вони зменшують енергію, потрібну для утворення нових поверхонь розподілу, і частково збільшують стійкість плівок.

Зараз у переважній більшості випадків як газовий наповнювач пін

використовується повітря. Використання замість повітря інших газів, що не підтримують горіння, призводить лише до незначного збільшення вогнегасних характеристик піни [125]. Одночасно з цим помітно ускладнюється процес отримання таких пін і збільшується їх вартість.

Важливою характеристикою піни, яка зумовлює її застосування, є кратність піни, яка є відношенням об'єму піни до об'єму піноутворювача, із якого піна утворилася. Піни поділяються на піни низької кратності (кратність не більша за 20), піни середньої кратності (кратність - від 20 до 200) та піни високої кратності (кратність більша за 200).

Основою вогнегасного механізму дії пін є ізоляція пари горючої рідини від зони горіння [126, 127]. Наявність піни на поверхні рідини істотно сповільнює швидкість надходження пари рідини в зону горіння. Одночасно піна екранує поверхню рідини від зовнішнього теплового потоку (теплова ізоляція), що уповільнює прогрів поверхневих шарів горючих речовин, що, у свою чергу, зменшує інтенсивність випаровування. Потрапляючи на поверхню рідини, піна охолоджує і розбавляє рідину, що також сприяє припиненню горіння.

Через дуже низьку густину пін існують проблеми з подачею пін на великі відстані. Збільшення швидкості пінного струменя, одночасно зі збільшенням дальності подачі, призводить до більшого руйнування піни.

Одним із негативних моментів у застосуванні пін є наявність у піноутворювачах екологічно небезпечних ПАР. Токсичності та екологічній небезпеці ПАР присвячена велика кількість наукових досліджень [128-133].

ПАР здійснюють комбінований негативний вплив на організм людини. Зазначається, що в разі потрапляння в організм людини ПАР: 1) здатні викликати порушення важливих біохімічних процесів, що протікають у клітинах організму, порушити функцію клітини і саму її цілісність; 2) стимулюють резорбцію речовин у шлунково-кишковому тракті; 3) підвищують вміст холестерину у крові; 4) змінюють екскреторну функцію печінки; 5) змінюють водний та електролітний баланси організму; 6) порушують біоенергетику і окисно-відновні процеси в організмі; 7) демонструють синергетичну дію - створюють передумови посилення токсичної дії інших небезпечних речовин.

Застосування більш екологічно безпечних ПАР у складі піноутворювачів (протеїнових рослинного та тваринного походження) призводить до погіршення вогнегасних характеристик відповідних пін.

Одним із перспективних способів, що забезпечують тривалу ізоляцію поверхні випаровування пролитої горючої рідини і попередження займання її парів, є застосування швидко твердіючої піни (ШТП) низької кратності. Така піна здатна із плином часу мимовільно переходити у твердий стан, суттєво знижуючи екологічне навантаження на атмосферу від продуктів аварійного розливу.

Тривалість ізолюючої дії таких пін може становити кілька діб. Ця обставина є вирішальним фактором у використанні таких пін для

перешкоджання поширенню пари небезпечної рідини в навколишнє середовище.

Особливо ефективним є застосування ШТП при подачі на палаючу рідину, оскільки до затвердіння піна покриває всю поверхню і припиняє горіння, а в подальшому перешкоджає повторному займанню пароповітряної суміші.

Приблизний об'ємний склад водного розчину ШТП складає: карбамідоформальдегідної смоли – 10-25 %, піноутворювача (Пунш-С) – 5 %, ортофосфорної кислоти – 2-4 %.

Експериментальні дані, отримані при визначенні ізолюючої здатності ШТП на поверхні дизельного палива показують, що питома втрата маси горючої рідини з-під шару твердіючої піни товщиною 1 см знижується у три рази. Збільшення шару ШТП призводить до подальшого зниження втрати маси пального в ході випаровування. Так, у разі покриття дизельного палива ШТП шаром 4 см, питома втрата маси пального знижується в 12 разів. Використання ШТП для ізоляції поверхні нафти, гептану й октану приводить до зниження забруднення атмосфери їх продуктами випаровування не менше, ніж у два рази. Збільшення товщини шару ШТП приводить до зниження процесу випаровування нафти і нафтопродуктів. Таким чином, ШТП здатна забезпечувати тривалий захист поверхні горючої рідини, в тому числі й нафтопродуктів, від випаровування і забезпечувати пожежовибухобезпеку робіт під час ліквідації аварій, пов'язаних з їх аварійними розливами.

Істотним розвитком методу пінного пожежогасіння є розробка вогнегасних ШТП на неорганічній основі (кремнезему). У цьому методі (золь-гель способі) поєднується процес спінювання і гелеутворювання, в результаті чого протягом часу від 2 секунд до 2 хвилин відбувається твердіння піни. Утворюється стійка тверда піна, яка за умов теплової дії набирає міцність і перетворюється в пінокерамічний матеріал. Це, у свою чергу, дозволяє використовувати твердіючу піну як вогнегасний засіб, в тому числі і для гасіння пожеж класу В. Відзначається, що висушений шар твердої піни руйнується під час всмоктування води. Впровадження запропонованого способу гасіння, мабуть, дозволить вирішити проблему низької стійкості пін.

Основними недоліками пін є або низька стійкість, або екологічна небезпечність. Це наштовхнуло на ідею використання для ізоляції (а також пожежогасіння) водовмісних гелів на неорганічній основі. Як показав проведений аналіз [134, 135], можливі екологічні збитки під час гасіння однакових пожеж із використанням водовмісних гелів на неорганічній основі є меншими за збитки в разі використання існуючих пін. Те ж саме можна стверджувати про ізоляцію за допомогою гелів і пін.

Можливість ізоляції (зменшення масопереносу) рідини внаслідок нанесення на її поверхню шару гелю експериментально досліджувалась у роботах [31, 136-138]. Шар гелю утворювався за допомогою гелеутворюючої системи « $\text{CaCl}_2 + \text{Na}_2\text{O} \cdot 2,7\text{SiO}_2$ ». Її компоненти відповідають вимогам з токсичності та екологічним вимогам до вогнегасних речовин. Було показано,

що суцільні гелеподібні шари зменшують швидкість випаровування горючих органічних рідин. Найбільші ізолюючі властивості гелеві шари виявляють по відношенню до слабозрочливих у воді рідин. Для вуглеводневих рідин коефіцієнт уповільнення випаровування (тобто відношення потоку речовини з вільної поверхні до потоку, що має місце за наявності шару гелю) мінімально можливим суцільним шаром гелю становить $\sim(26\div 35)$. У випадку вуглеводневих рідин склад гелю мало впливає на його ізолюючі властивості. Тому в якості вогнегасної гелеутворюючої сполуки обрано систему з найменшим вмістом гелеутворювача й каталізатора гелеутворення: $\text{CaCl}_2(5\%) + \text{Na}_2\text{O} \cdot 2,7\text{SiO}_2(5\%)$.

Для покращення ізолюючих властивостей гелевих шарів необхідно: збільшувати їх товщину; ввести до складу системи речовини, які знижують розчинність та збільшують в'язкість; збільшити вміст твердої фази у складі гелю.

З дослідів випливає, що з часом ізолююча дія гелевого прошарку послаблюється, що краще помітно у випадку тонкіших прошарків. Послаблення ізолюючої дії пояснюють старінням гелю (з часом гель через висихання починає розтріскуватись).

Проведені експериментальні дослідження впливу швидкості вітру на ізолюючі властивості гелеподібного шару по відношенню до парів токсичних та горючих рідин показали [138], що коефіцієнт уповільнення випаровування в разі використання гелеподібних шарів зростає зі зростанням швидкості вітру. Відмітимо, що така поведінка коефіцієнта якісно відповідає розробленій математичній моделі стаціонарного ізотермічного варіанта цього процесу [29].

Однією з основних проблем (щодо використання гелів для ізоляції поверхонь рідин) є та обставина, що у більшості випадків густина гелів вища за густину відповідної рідини, через що гель, нанесений на поверхню рідини, тоне. Щоб обійти це ускладнення, в експериментальних роботах [31, 136-138] гель розміщали на металевій сітці, яку тримали на поверхні рідини. Для практичного використання такий спосіб є недоречним.

Для подолання проблеми проводилися експериментальні дослідження щодо можливості сумісного використання гелю разом із попередньо нанесеним плавучим покриттям [139-141]. Досліджувалися можливості використання в якості плавучої підкладки шару піни або шарів дисперсного плавучого матеріалу. Так, у роботі [139] було встановлено, що у разі, коли товщина шару піни перевищує 2 см, а товщина шару гелю становить 2 мм, гель зберігає свою цілісність і не тоне більше 15 хвилин. У дослідженні [141] було обґрунтовано можливість використання при ізоляції бензину в якості носіїв гранульованого спученого перліту з насипною густиною 194 кг/м^3 і подрібненого піноскла з дійсною густиною 160 кг/м^3 . За критеріями екологічності, стійкості, стабільної плавучості, мінімальної густини, яка забезпечує максимальну вантажопідйомність, в якості матеріалу плавучої підкладки було вибрано подрібнене (гранульоване) піноскло [142-146].

Піноскло (ПС) являє собою тверду піну із твердим дисперсійним середовищем і газоподібною дисперсною фазою. Піноскло виробляється українською промисловістю і є доступним матеріалом. Для нього характерна низька густина (100 - 200 кг/м³), хімічна інертність, негорючість, високі теплоізоляційні властивості (теплопровідність 0,04 - 0,08 Вт/(м·К)), висока температура розм'якшення (більша за 450 °С) і повна екологічна та гігієнічна безпека. Існують кілька видів ПС. За характеристиками пор розрізняють – відкрито пористе і закрито пористе піноскло. Також розрізняють гранульоване і блочкове ПС. Використовується також подрібнене ПС, зовнішні порожнини якого відкриті для проникнення рідин, а внутрішні - закриті.

1.3.2 Сповільнюючі покриття й екрани

Шар гранульованого ПС сам по собі є перешкодою для процесів масопереносу. Ця обставина ініціювала експериментальні дослідження масопереносу крізь шари гранульованого ПС, що плавають на поверхні бензину [147, 148]. Досліджувалася втрата бензину в залежності від часу випаровування, температури системи, товщини шару ПС, характерного розміру гранул ПС.

Крім процесів випаровування крізь зернисте покриття, експериментально досліджувалися тісно пов'язані з ними процеси горіння горючих рідин із шаром гранульованого ПС на поверхні [149-152].

Порівняння впливу шару ПС на випаровування горючих рідин в умовах відсутності горіння і в умовах горіння дозволяє дійти висновку, що в умовах горіння шар ПС уповільнює випаровування у багато разів більше, ніж у відсутності горіння. Так, за наявності шару ПС товщиною 10 см уповільнення випаровування бензину в умовах горіння в 6 разів більше, ніж в умовах відсутності горіння [150]. Цей факт можна пояснити тим, що швидкість випаровування без горіння, внаслідок впливу шару ПС, зменшується тільки за рахунок зменшення швидкості дифузії парів горючої рідини крізь пористий матеріал. На швидкість горіння горючої рідини, крім зменшення швидкості дифузії, впливає ще охолодження шару горючої рідини гранульованим ПС і екранування теплового потоку від полум'я до поверхні рідини.

В якості першого кроку теоретичного дослідження процесу випаровування небезпечної рідини крізь шар гранульованого піноскла було розроблено модель стаціонарної ізотермічної дифузії крізь шар зернистого матеріалу [153]. Для цього було проведено допоміжне теоретичне дослідження стосовно дифузії крізь пористі середовища, заповненого гранулами [30].

Передбачення розробленої стаціонарної ізотермічної моделі [153] якісно співпадають із результатами експериментів. На жаль, у цій моделі не був врахований стефанівський потік, що виникає при дифузії у газовій суміші. Врахування цього потоку є важливим, коли тиск насиченої пари

рідини близький до загального тиску суміші (що часто має місце, наприклад, у випадку бензину). У зв'язку з цією обставиною, а також із тим, що процеси захисту від теплового впливу є неізотермічними, стала актуальною побудова моделі нестационарної неізотермічної дифузії крізь шар піноскла з урахуванням стефанівського потоку.

На жаль, експериментальні дослідження масопереносу крізь двошарову систему «піноскло – гель» не проводилися. Існує теоретичне дослідження цього процесу, який розглядається як стаціонарне ізотермічне випаровування рідини крізь двошарову систему [33]. В рамках цієї моделі були отримані аналітичні залежності щільності потоку пари та її концентрації в довільних точках системи. В цій моделі стефанівський потік також не враховувався. В описаній ситуації необхідність прогнозу ізолюючих властивостей системи «піноскло-гель» також вимагає побудови більш реалістичного опису процесів.

Відсутність експериментальних досліджень простого випаровування крізь систему «піноскло – гель» пояснюється наявністю дослідів щодо окремих стадій цього процесу і бажанням скоріше дослідити процес пожежогасіння з використанням системи «піноскло – гель». Такі експериментальні дослідження проводилися, що знайшло своє відображення у публікації [154]. Їх реалізація на модельних осередках пожежі проходила як гасіння за допомогою одного піноскла із додаванням (у разі недосягнення результату) прошарку гелю, який забезпечував гасіння.

Розроблені способи гасіння горючих та легкозаймистих рідин за допомогою гелю та плавучих зернистих систем знайшли своє відображення у патентах [36, 155, 156].

1.4 Постановка проблеми і способи її вирішення

Наведений аналіз показав, що, незважаючи на практичну важливість захисту об'єктів від теплового впливу пожеж за допомогою екранів і покриттів, багато пов'язаних із захистом питань (наприклад, вибір оптимального засобу захисту) залишаються нез'ясованими. Така ситуація є наслідком недостатньої теоретичної проробки зазначеної проблеми.

Цей стан пояснюється різноманітністю способів і засобів захисту (велика кількість варіантів) та складністю процесів, що супроводжують захист (складність задач). Для більш спрямованого пошуку рішень проблеми захисту дуже важливим стає: 1) виявлення основних особливостей захисної дії різних варіантів екранів та покриттів для подальшого врахування цих особливостей.

Особливості захисної дії екранів і покриттів є прямим наслідком фізичних законів тепло- і масопереносу, що визначають функціонування цих засобів захисту. Внаслідок цього бажаним підходом відповідних досліджень є: 2) побудова математичних моделей функціонування захисту із максимальним використанням фізичних законів.

Практичне використання математичних моделей має на увазі вміння прогнозу наслідків, які випливають із моделі, що найчастіше неможливо без вирішення відповідних модельних задач. Стає важливим: 3) максимальне просування щодо точних (а не чисельних) розв'язків задач, що надає можливість використовувати загальніші аналітичні (а не чисельні) залежності.

У випадках неможливості знайти аналітичне рішення необхідно для практичного використання мати інструмент отримання чисельних розв'язків. Стає важливою: 4) розробка алгоритмів і програмного забезпечення для вирішення виниклих прикладних задач, стосовно захисту у стандартних загальноприйнятих та у найбільш поширених умовах (наприклад, умовах пожежі у приміщенні).

Маючи на меті додержуватись сформульованих підходів, розглянемо задачу, сукупність яких необхідно було вирішити для розв'язання проблеми.

Поглинаючі покриття й екрани

Необхідно дослідити захист за допомогою площинного шару поглинаючого матеріалу в ситуації, коли можливим є опис у рамках лінійної задачі нестационарної теплопровідності. Метою є аналітичне вирішення задач прогріву: 1) плоскої поверхні термічно товстого тіла (тобто формально півпростору); 2) плоскої поверхні термічно тонкого тіла. В обох випадках зовнішній вплив описується поширеними на практиці граничними умовами 3-го роду.

Наявність цих рішень робить можливим знаходження аналітичних залежностей характеристик захисту (наприклад, межі вогнестійкості) від параметрів системи захисту (наприклад, від товщини прошарку захисного матеріалу).

Додатково треба дослідити захисну дію покриття в умовах, коли його товщина є величиною, що випадково змінюється уздовж поверхні покриття. Необхідно з'ясувати, коли обов'язково треба враховувати випадковий характер товщини, не задовольняючись простим використанням її математичного очікування.

Покриття, що спучуються в разі нагрівання

Зазвичай у процесі моделювання захисту за допомогою покриттів, що спучуються, увага спрямована на математичне описання, як окремих стадій і механізмів, так і спучування у цілому. Однією зі складностей опису є пов'язаність процесів. Так, наприклад, найчастіше процес спучення вимагає одночасного рідкого стану носія та наявності газового компонента, який розширюється у процесі нагрівання. У багатьох роботах для подолання невизначеності опису постулюють дещо штучні залежності між параметрами задачі. Наприклад вважають, що коефіцієнт спучування є функцією тільки температури (тобто є параметром стану, що невірно).

Задачею, яку необхідно вирішувати, є побудова моделі покриття, що за максимально можливої простоти і мінімальної штучності враховує основні особливості процесу спучування і його наслідки. Модель повинна будуватися

на основі законів збереження енергії та речовини. Спучування повинно бути наслідком розширення газової компоненти захисного покриття у його рідкій основі. Запропонований підхід повинен у рамках єдиної моделі описувати викликані нагріванням від зовнішнього теплового потоку процеси теплопереносу, термічного розкладу, випаровування, спучування й винесення маси.

Для практичного використання необхідно розробити алгоритми та програмне забезпечення щодо моделювання захисної дії такого покриття в умовах сталого теплового впливу та у разі виникнення пожежі у приміщенні.

Відбиваючі екрани

Побудова математичної моделі дії відбиваючого екрана із урахуванням теплообміну у прошарку є однією із проблем, яку необхідно вирішити. Необхідно дослідити питання про захист поверхонь тіл від теплового впливу пожежі за допомогою одного або декількох термічно тонких відбиваючих екранів із повітряними або теплопровідними оптично тонкими прошарками. Ще необхідно розглянути модель теплозахисної дії напівважкого теплозахисного костюма в умовах сталого теплового впливу та під час пожежі у приміщенні.

Тут також для практичного використання необхідно розробити алгоритми та програмне забезпечення щодо комп'ютерного моделювання захисної дії різних варіантів відбиваючих екранів в умовах сталого теплового впливу та під час пожежі у приміщенні.

Гелеве теплозахисне покриття

Для теоретичного забезпечення використання ГУС необхідно: 1) побудувати математичну модель процесу висихання гелю, що спирається на закони збереження речовини й енергії та враховує відмінності висихання гелю від випаровування води, виявити особливості цього процесу у випадку термічно тонкого шару гелю; 2) знайти аналітичне рішення задачі щодо охолодження масивного тіла шаром вологого гелю з відведенням від нього тепла у зовнішнє середовище крізь теплоізолюючий шар сухого ксерогелю, що утворився.

Однією з додаткових задач є уточнення витрати гелеутворюючої речовини, необхідної для покриття захисної смуги з метою локалізації ландшафтної пожежі. Уточнення викликане необхідністю врахування існування ділянок горючого матеріалу із найбільш сприятливою щодо можливості займання орієнтацією.

Ізолююча дія покриття рідини шаром гранул

Через те, що процеси захисту від теплового впливу є неізотермічними, набула актуальності побудова більш реалістичної, ніж існуючі, моделі нестационарної неізотермічної дифузії пари небезпечної речовини крізь шар піноскла з урахуванням стефанівського потоку.

Це є однією із задач, яку необхідно дослідити. Розв'язання такої задачі надає можливість визначити залежність щільності потоку та концентрації пального від товщини прошарку гранульованого матеріалу і температури

системи. Це, у свою чергу, дозволить відстежувати виконання умов пожежної безпеки в даній системі.

Ізолююча дія покриття рідини двошаровою системою «шар гранул+шар гелю»

Для наближення теоретичного опису до реальності необхідно, базуючись на законах тепло- і масопереносу, побудувати модель нестационарної (і як перший крок) ізотермічної дифузії крізь двошарову систему «піноскло-гель» з урахуванням стефанівського потоку.

Доведення перелічених задач до стану можливості практичного використання вирішує основну наукову проблему цього дослідження. Через це в якості останньої узагальнюючої дії необхідно розробити практичні рекомендації, алгоритми та комп'ютерні програми щодо вибору покриттів і екранів для захисту об'єктів від теплового впливу пожежі.

Підведемо підсумок даного розділу, в якому на основі аналізу стану захисту речовин і матеріалів від впливу пожежі за допомогою захисних екранів і покриттів сформульовано проблему, яка вимагає вирішення. Вона полягає у необхідності розвитку наукових основ захисту від теплового впливу пожежі шляхом виявлення особливостей захисної дії екранів із поглинаючих матеріалів, матеріалів, що спучуються, відбиваючих екранів і шарів із неоднорідного матеріалу, розробки комплексу математичних моделей функціонування теплового захисту, а також розробки алгоритмів і програмного забезпечення для вирішення прикладних задач з їх використанням.

У розділі сформульовано задачі, вирішення яких у сукупності приведе до вирішення проблеми. Так, для досягнення цієї мети необхідно:

1) знайти аналітичне рішення лінійного варіанта задачі нестационарної теплопровідності стосовно захисту термічно товстого тіла плоским термічно тонким поглинаючим покриттям;

2) знайти аналітичне розв'язання лінійного варіанта задачі нестационарної теплопровідності про захист термічно тонкого тіла плоским поглинаючим покриттям, а також виявити особливості такого процесу;

3) визначити вплив випадкової неоднорідності товщини поглинаючого покриття на його теплозахисну дію;

4) на основі законів збереження енергії та речовини побудувати модель покриття, що за максимально можливої простоти і мінімальної штучності враховує основні особливості процесу спучування і в рамках єдиного підходу описує викликані нагріванням від зовнішнього теплового потоку процеси теплопереносу, термічного розкладу, випаровування, спучування й винесення маси, а також розробити алгоритми та програмне забезпечення щодо моделювання захисної дії такого покриття в умовах сталого теплового впливу та в разі виникнення пожежі у приміщенні;

5) на основі законів збереження енергії та законів теплообміну побудувати математичний опис захисту поверхонь тіл від теплового впливу

пожежі за допомогою одного або декількох термічно тонких відбиваючих екранів із повітряними або теплопровідними оптично тонкими прошарками, а також розробити алгоритми та програмне забезпечення щодо комп'ютерного моделювання захисної дії різних варіантів відбиваючих екранів в умовах сталого теплового впливу та під час пожежі у приміщенні;

6) на основі законів тепло- і масообміну побудувати математичну модель процесу висихання шару гелю під дією зовнішнього теплового потоку, яка враховує відмінності висихання гелю від випаровування води, і виявити особливості цього процесу у випадку термічно тонкого шару гелю;

7) визначити витрату гелеутворюючої речовини, необхідної для покриття захисної смуги з метою локалізації ландшафтної пожежі;

8) на основі законів тепло- і масообміну побудувати математичний опис процесу нестационарної неізотермічної дифузії пари небезпечної речовини крізь шар зернистого середовища;

9) розробити практичні рекомендації та алгоритми і комп'ютерні програми щодо вибору покриттів і екранів для захисту об'єктів від теплового впливу пожежі.

РОЗДІЛ 2

ЗАХИСТ ПОВЕРХОНЬ ТІЛ ПЛОСКИМ ТЕПЛОЗАХИСНИМ ПОКРИТТЯМ ІЗ ПОГЛИНАЮЧОГО ОДНОРІДНОГО МАТЕРІАЛУ

У даному розділі буде досліджене питання про захист поверхонь тіл від теплового впливу пожежі за допомогою плоского покриття, яке складається з поглинаючого однорідного матеріалу.

2.1 Захист масивного тіла

У даному підрозділі одержано співвідношення для розрахунку температури поверхні масивного (термічно товстого) тіла, захищеної шаром інертного теплоізоляційного матеріалу [17].

Поставлена задача є задачею нестационарної теплопровідності в системі з напівнескінченного тіла, відділеного від зовнішнього світу пластиною скінченної товщини. Зовнішні впливи задаються як граничні умови на зовнішній границі цієї пластини. Така задача давно поставлена. Відома методика її розв'язання, однак доступні для огляду аналітичні рішення знайдені тільки у випадку граничних умов 1-го і, можливо, 2-го роду. У випадку граничних умов 3-го роду, що відповідають наявності завжди наявного конвекційного теплообміну захисного покриття із зовнішнім середовищем, відповідні неформальні аналітичні рішення відсутні.

Приймаємо, що плоска поверхня масивного тіла відокремлена від зовнішнього впливу плоскою нескінченною пластиною товщиною h , що складається із захисної речовини. Схематично ситуація зображена на рисунку 2.1, на якому масивному тілу відповідають значення просторової координати $x > 0$, а захисному покриттю - $0 > x > -h$.

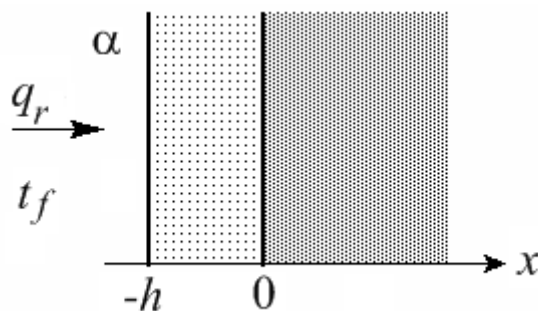


Рис. 2.1 - Просторова схема прогріву

Нагадуємо, що з точністю, кращою за відсоток у задачах прогріву, плити товщиною h_* , м, можна розглядати як нескінченно товсту (термічно товсту), якщо виконується співвідношення

$$\frac{h_*}{2\sqrt{a_* \cdot \tau}} > 0,6, \quad (2.1)$$

де a_* - коефіцієнт температуропровідності матеріалу масивного тіла, $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$; τ - час прогріву, с. Також вважається, що інші характерні розміри поверхні нагріву перевищують h_* .

Система рівнянь, що описує процес прогріву, є системою рівнянь нестационарної теплопровідності. Вона визначає поле температур $t(x, \tau)$ і має відомий вигляд:

$$\frac{\partial t(x, \tau)}{\partial \tau} = a \cdot \frac{\partial^2 t(x, \tau)}{\partial x^2}, \quad -h \leq x \leq 0; \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial t(x, \tau)}{\partial \tau} = a_* \cdot \frac{\partial^2 t(x, \tau)}{\partial x^2}, \quad 0 \leq x < \infty; \quad (2.3)$$

де величина a є коефіцієнтом температуропровідності матеріалу захисного шару. Коефіцієнти температуропровідності дорівнюють

$$a = \frac{\lambda}{c'}, \quad a_* = \frac{\lambda_*}{c'_*}, \quad \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1},$$

де λ, λ_* - коефіцієнти теплопровідності, $\text{Вт м}^{-1} \text{К}^{-1}$; c', c'_* - питомі об'ємні ізобарні теплоємності (відповідно матеріалу захисного шару і масивного тіла), $\text{Дж м}^{-3} \text{К}^{-1}$. (Характерні числові значення λ, c' та a деяких речовин і матеріалів наведені у додатку.)

Граничні умови до рівнянь (2.2), (2.3) мають відомий вигляд.

1) Умова на границі із зовнішнім середовищем ($x = -h$) виражає неперервність повного потоку тепла:

$$-\lambda \cdot \left. \frac{\partial t(x, \tau)}{\partial x} \right|_{x=-h+0} = q_r - \alpha \cdot [t(-h, \tau) - t_f], \quad (2.4)$$

де q_r – результуюча щільність потоку теплового випромінювання, що падає на поверхню, Вт м^{-2} ; α – коефіцієнт конвекційної тепловіддачі з даної поверхні у повітря, $\text{Вт м}^{-2} \text{К}^{-1}$; t_f – температура навколишнього середовища, $^{\circ}\text{C}$.

2) Умовами на границі покриття із термічно товстим тілом ($x=0$) є неперервність температури й питомого теплового потоку відповідно:

$$t(-0, \tau) = t(+0, \tau), \quad (2.5)$$

$$-\lambda \cdot \frac{\partial t(x, \tau)}{\partial x} \Big|_{x=-0} = -\lambda_* \cdot \frac{\partial t(x, \tau)}{\partial x} \Big|_{x=+0}. \quad (2.6)$$

3) Остання з умов забезпечує обмеженість величини температури термічно товстого тіла:

$$t(x, \tau) \Big|_{x=\infty} < \text{const}. \quad (2.7)$$

Початковою умовою задачі (2.2)-(2.7) взято однорідний розподіл температури в покритті й масивному тілі, тобто при $-h < x$

$$t(x, 0) = t_0, \quad (2.8)$$

де t_0 – початкова температура, яка вважається відомою.

Задача (2.2)–(2.8) у випадку сталості величин a , a_* , λ , λ_* , q_r , α , t_f й t_0 буде розв’язуватися за допомогою перетворення Лапласа, проведеного за часовою змінною [17]. Застосуємо це перетворення до нестационарного поля $[t(x, \tau) - t_0]$ окремо в областях $-h < x < 0$ й $x > 0$. У результаті відбувається перехід до відображень за Лапласом:

$$t_L(x, s) = \int_0^{\infty} [t(x, \tau) - t_0] \cdot \exp(-s \tau) d\tau. \quad (2.9)$$

У подальшому Лаплас відображення функції $f(\tau)$ будемо позначати за допомогою символу оператора \hat{L} , тобто $F(s) = \hat{L}[f(\tau)]$. Прообраз Лаплас відображення (тобто вихідну функцію $f(\tau)$) позначатимемо символом зворотного оператора \hat{L}^{-1} , тобто $f(\tau) = \hat{L}^{-1}[F(s)]$. Наприклад,

$$t_L(x, s) = \hat{L}[t(x, \tau) - t_0], \quad t(x, \tau) - t_0 = \hat{L}^{-1}[t_L(x, s)].$$

Функції $t_L(x, s)$ задовольняють лінійній системі звичайних (а не у частинних похідних) диференціальних рівнянь щодо просторової змінної x . Ці рівняння, які є наслідком рівнянь (2.2) і (2.3), мають вигляд

$$s \cdot t_L(x, s) = a \cdot \frac{d^2 t_L(x, s)}{dx^2}, \quad -h \leq x \leq 0; \quad (2.10)$$

$$s \cdot t_L(x, s) = a_* \cdot \frac{d^2 t_L(x, s)}{dx^2}, \quad 0 \leq x < \infty. \quad (2.11)$$

Граничні умови до цих рівнянь, які є наслідком рівнянь (2.4)–(2.7), мають вигляд

$$-\lambda \cdot \left. \frac{dt_L(x,s)}{dx} \right|_{x=-h} = \frac{q_r + \alpha \cdot (t_f - t_0)}{s} - \alpha \cdot t_L(-h,s), \quad (2.12)$$

$$t_L(-0,s) = t_L(+0,s), \quad (2.13)$$

$$-\lambda \cdot \left. \frac{dt_L(x,s)}{dx} \right|_{x=0} = -\lambda_* \cdot \left. \frac{dt_L(x,s)}{dx} \right|_{x=+0}, \quad (2.14)$$

$$t_L(x,s) \Big|_{x=\infty} < \text{const}. \quad (2.15)$$

Розв'язки рівнянь (2.10), (2.11) будемо шукати у вигляді

$$t_L(x,s) = A \cdot e^{k \cdot x} + B \cdot e^{-k \cdot x}, \quad -h \leq x \leq 0, \quad (2.16)$$

$$t_L(x,s) = A_* \cdot e^{k_* \cdot x} + B_* \cdot e^{-k_* \cdot x}, \quad 0 \leq x < \infty, \quad (2.17)$$

де введено параметри

$$k(s) \equiv \sqrt{\frac{s}{a}}, \quad k_*(s) \equiv \sqrt{\frac{s}{a_*}}, \quad (2.18)$$

а A, B, A_*, B_* – невизначені коефіцієнти, значення яких задається граничними умовами (2.12)–(2.15).

Із умови (2.15) випливає, що

$$A_* = 0. \quad (2.19)$$

Відразу відмітимо, що, внаслідок останнього співвідношення (згідно із виразом (2.17)), коефіцієнт B_* співпадає із відображенням за Лапласом різниці температур $[t(x, \tau) - t_0]$ на поверхні масивного тіла, тобто

$$t_L(0,s) = B_*. \quad (2.20)$$

Із використанням формул (2.16), (2.17), (2.19) система рівнянь (2.13), (2.14) набуває вигляду

$$\begin{cases} -\lambda \cdot k \cdot (A - B) = \lambda_* \cdot k_* \cdot B_* \\ A + B = B_*, \end{cases} \quad (2.21)$$

який можна трансформувати у

$$\begin{cases} A = \frac{1 - K}{2} \cdot B_* \\ B = \frac{1 + K}{2} \cdot B_*, \end{cases} \quad (2.22)$$

де використовується критерій відносної теплової активності середовищ

$$K \equiv \frac{\lambda_* \cdot k_*}{\lambda \cdot k} = \sqrt{\frac{\lambda_* \cdot c'_*}{\lambda \cdot c'}}. \quad (2.23)$$

(Характерні числові значення важливої для визначення критерію активності K величини $\sqrt{\lambda \cdot c'}$ для різних речовин і матеріалів наведені у додатку.)

Гранична умова (2.12) надає відсутній зв'язок

$$-\lambda \cdot k \cdot (A \cdot e^{-\varphi} - B \cdot e^{\varphi}) = \frac{q_r + \alpha \cdot (t_f - t_0)}{s} - \alpha \cdot (A \cdot e^{-\varphi} + B \cdot e^{\varphi}), \quad (2.24)$$

в якому використана безрозмірна змінна

$$\varphi \equiv k \cdot h = \sqrt{s \cdot \tau_0}, \quad (2.25)$$

для запису якої уведено характерний час прогріву покриття

$$\tau_0 = \frac{h^2}{a}. \quad (2.26)$$

(Характерні числові значення τ_0 для шару покриття товщиною $h = 1$ см, зробленого із відповідних речовин і матеріалів, наведені у додатку.)

Підставивши вирази (2.22) у рівняння (2.24), отримуємо рівняння з одним невідомим коефіцієнтом B_* , який співпадає із $t_L(0, s)$:

$$B_* \cdot \left[e^{\varphi} \cdot \frac{1 + K}{2} \cdot \left(1 + \frac{\lambda \cdot k}{\alpha} \right) + e^{-\varphi} \cdot \frac{1 - K}{2} \cdot \left(1 - \frac{\lambda \cdot k}{\alpha} \right) \right] = \frac{t_{\max} - t_0}{s}, \quad (2.27)$$

де введено параметр

$$t_{\max} = \frac{q_r}{\alpha} + t_f, \quad (2.28)$$

який співпадає з максимально можливою температурою, до якої за великих часів прогріву асимптотично наближається температура поверхні масивного тіла.

Із виразу (2.27) випливає, що

$$t_L(0,s) = \frac{t_{\max} - t_0}{s \cdot \left[\left(1 + K \cdot \frac{\varphi}{Bi} \right) \cdot ch(\varphi) + \left(K + \frac{\varphi}{Bi} \right) \cdot sh(\varphi) \right]}. \quad (2.29)$$

Символом Bi у формулі (2.29) позначено критерій Біо покриття:

$$Bi \equiv \frac{\alpha \cdot h}{\lambda}. \quad (2.30)$$

Спроба повернутися до вихідної температури $t(x,\tau)$, застосовуючи зворотне перетворення Лапласа до виразу (2.29), приводить до важко оцінюваних рядів. У зв'язку із цим ми розглянемо дві межові області параметрів. Першою буде область відносно великих часів прогріву.

2.1.1 Прогрівання за великого часу прогріву

Довгострокова область часу визначається обмеженням

$$\tau \gg \tau_0, \quad (2.31)$$

що означає домінування в інтегралі зворотного перетворення Лапласа внеску від області значень із $\varphi \ll 1$.

Остання нерівність дозволяє спростити співвідношення (2.29):

$$t_L(0,s) \approx \frac{t_{\max} - t_0}{s \cdot \left[1 + \left(1 + \frac{1}{Bi} \right) \cdot K \cdot \varphi \right]} = \frac{t_{\max} - t_0}{s \cdot \left[1 + \sqrt{s \cdot \tau_\Sigma} \right]}, \quad (2.32)$$

де параметр τ_Σ , як буде видно з подальшого, має сенс характерного часу прогріву поверхні масивного тіла, покритого захисним шаром. Він дорівнює

$$\tau_\Sigma = \lambda_* c'_* \cdot \left(\frac{h}{\lambda} + \frac{1}{\alpha} \right)^2. \quad (2.33)$$

Відзначимо, що доданки в дужках у формулі (2.33) являють собою термічні опори теплопровідності захисного шару й тепловіддачі на його

поверхні. Це означає, що в межі (2.31) нанесення захисного шару еквівалентно відповідному збільшенню термічного опору тепловіддачі.

Прообраз виразу (2.32) можна знайти спираючись на зв'язок між функціями часу $f(\tau)$ та їх Лаплас-відображеннями $F(s)$.

Необхідне для розв'язування задачі співвідношення має вигляд:

$$\hat{L}^{-1}\left[\frac{b}{s \cdot (b + \sqrt{s})}\right] = 1 - e^{b^2 \cdot \tau} \cdot \operatorname{erfc}(b \cdot \sqrt{\tau}),$$

де b - позитивна константа. Застосувавши останню формулу до виразу (2.32) (беручи $b = (\sqrt{\tau_\Sigma})^{-1}$), випишемо шукану залежність

$$t(0, \tau) = t_0 + \left(\frac{q_r}{\alpha} + t_f - t_0\right) \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_\Sigma}\right) \cdot \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{\tau}{\tau_\Sigma}}\right)\right], \quad (2.34)$$

в якій символом $\operatorname{erfc}(Z)$ позначено додаткову функцію помилок Гаусса. Формула (2.34) розв'язує задачу.

Відмітимо, що у випадку $h = 0$, відповідно до формули (2.33), $\tau_\Sigma = \tau_*$, де

$$\tau_* \equiv \frac{\lambda_* c_*'}{\alpha^2}, \quad (2.35)$$

і співвідношення (2.34) дає відомий результат задачі прогріву (охолодження) масивного тіла у відсутності захисного покриття. З цієї обставини випливає, що в області (2.31) часи досягнення однакових температур захищеною й незахищеною поверхнею відносяться як

$$\frac{\tau_\Sigma}{\tau_*} = \left(\frac{\alpha \cdot h}{\lambda} + 1\right)^2 = (Bi + 1)^2. \quad (2.36)$$

Співвідношенню (2.34) можна надати більш загального безрозмірного вигляду. Для цього перейдемо до відповідних безрозмірних змінних. Введемо відносну надлишкову температуру поверхні термічно товстого тіла

$$\theta \equiv \frac{t(0, \tau) - t_0}{t_{\max} - t_0}, \quad (2.37)$$

і відносний час

$$\tilde{\tau}_\Sigma \equiv \frac{\tau}{\tau_\Sigma}. \quad (2.38)$$

У даних змінних рівняння (2.34) набуває вигляду

$$\theta(\tilde{\tau}_\Sigma) = 1 - \exp(-\tilde{\tau}_\Sigma) \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{\tilde{\tau}_\Sigma}). \quad (2.39)$$

Поведінку цієї функції відображає графік на рис. 2.2.

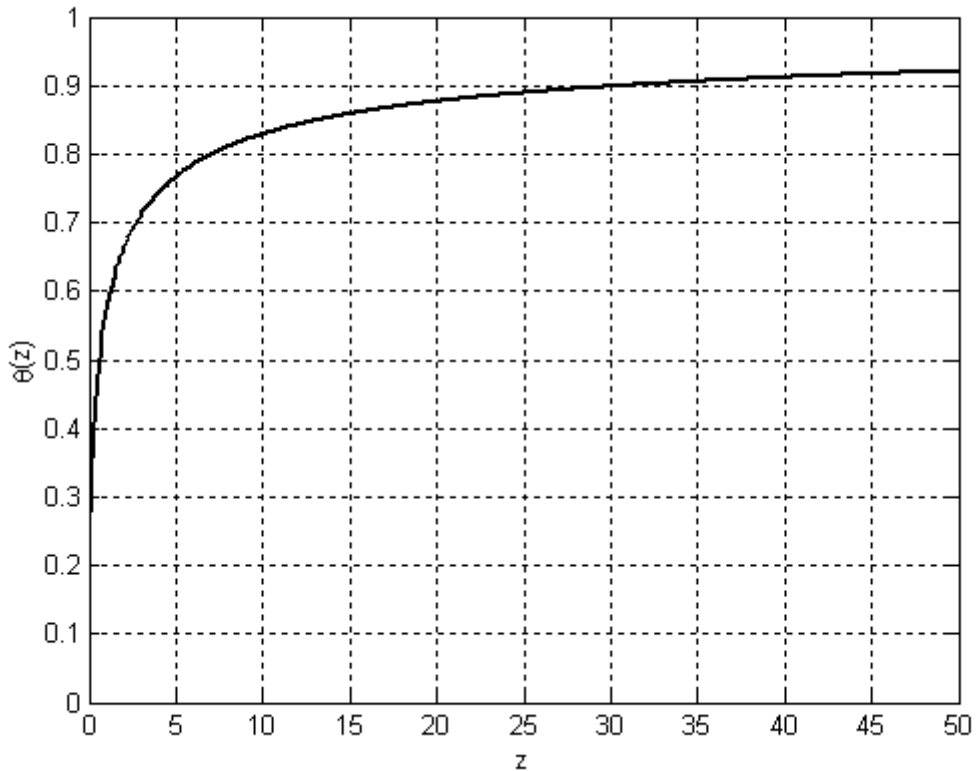


Рис. 2.2 - Графік залежності $\theta(z) = 1 - \exp(-z) \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{z})$, де $z = \tilde{\tau}_\Sigma$

Якщо, вирішуючи задачу пожежної безпеки, задатися критичним рівнем температури поверхні t_{cr} , то її безрозмірний відповідник буде мати величину

$$\theta_{cr} \equiv \frac{t_{cr} - t_0}{t_{max} - t_0}. \quad (2.40)$$

Ця критична температура пов'язана з безрозмірним часом $\tilde{\tau}_\Sigma$ співвідношенням [34]

$$\theta_{cr} = 1 - \exp(-\tilde{\tau}_\Sigma) \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{\tilde{\tau}_\Sigma}), \quad (2.41)$$

із якого випливає залежність критичного значення граничної температури (2.24) $t_{\max.cr}$ від часу і критичної температури t_{cr} :

$$t_{\max.cr} = t_0 + \frac{t_{cr} - t_0}{1 - \exp(\tilde{\tau}_\Sigma) \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{\tilde{\tau}_\Sigma})}. \quad (2.42)$$

Залежність критичного значення часу τ_{cr} від критичної температури можна отримати розв'язавши рівняння (2.41) щодо змінної $\tilde{\tau}_\Sigma$. Можна одержати явний вид цієї залежності в області $\tilde{\tau}_\Sigma \gg 1$, що відповідає близьким до одиниці значенням θ_{cr} , використовуючи відоме асимптотичне розкладання функції помилок:

$$\operatorname{erf}(A) = 1 - \frac{\exp(-A^2)}{\sqrt{\pi} \cdot A} \left[1 + O\left(\frac{1}{A^2}\right) \right],$$

де виразом $O(Z)$ позначається величина порядку Z .

Результат має вигляд

$$\tilde{\tau}_{\Sigma.cr} = \frac{1}{\pi \cdot (1 - \theta_{cr})^2}, \quad (2.43)$$

що в розмірних змінних записується формулою

$$\tau_{cr} = \frac{\tau_\Sigma}{\pi} \cdot \left(\frac{t_{\max} - t_0}{t_{\max} - t_{cr}} \right)^2 = \frac{\tau_\Sigma}{\pi} \cdot \left[\frac{q_r + \alpha \cdot (t_f - t_0)}{q_r + \alpha \cdot (t_f - t_{cr})} \right]^2. \quad (2.44)$$

2.1.2 Прогрівання за великих коефіцієнтів активності та малих критеріїв Біо [24]

Доступні до огляду аналітичні вирази температури можна отримати за умов великої величини коефіцієнта активності (2.23)

$$K \gg 1 \quad (2.45)$$

та малих значень критерію Біо (2.30)

$$Bi \ll 1. \quad (2.46)$$

Згідно з додатком межі (2.45) відповідає нанесення неметалевого покриття на металеву поверхню. У неметалів λ має величину ~ 1 Вт м⁻¹ К⁻¹,

що у випадку значення $\alpha \approx 40 \text{ Вт м}^{-2} \text{ К}^{-1}$ надає обмеженню (2.46) вид $h \ll \lambda/\alpha \approx 2,5 \text{ см}$.

У цьому випадку вид Лаплас-вдображення різниці температур $[t(x, \tau) - t_0]$ (дивись вираз (2.29)) спрощується до

$$t_L(0, s) \approx \frac{t_{\max} - t_0}{s \cdot \left(1 + K \cdot \frac{\varphi}{Bi}\right) \cdot ch(\varphi)}. \quad (2.47)$$

Для знаходження прообразу виразу (2.47) в області представимо $[ch(\varphi)]^{-1}$ у вигляді ряду:

$$[ch(\varphi)]^{-1} = \left(\frac{e^\varphi + e^{-\varphi}}{2}\right)^{-1} = \left(e^\varphi \cdot \left[1 - \frac{1 - e^{-2\varphi}}{2}\right]\right)^{-1}.$$

Це дозволяє сприймати $[ch(\varphi)]^{-1}$ як суму членів геометричної прогресії з показником $\left(\frac{1 - e^{-2\varphi}}{2}\right)$, тобто

$$[ch(\varphi)]^{-1} = \left(e^\varphi \cdot \left[1 - \frac{1 - e^{-2\varphi}}{2}\right]\right)^{-1} = e^{-\varphi} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{1 - e^{-2\varphi}}{2}\right)^n.$$

Такий ряд за умов малих φ має кращу збіжність, ніж ряд за степенями $e^{-2\varphi}$. Далі скористаємося відомим розкладом бінома Ньютона

$$\left(\frac{1 - e^{-2\varphi}}{2}\right)^n = \frac{1}{2^n} \cdot \sum_{i=0}^n (-1)^i \cdot \frac{n!}{i!(n-i)!} \cdot e^{-2i\varphi},$$

де символом $m!$ позначається факторіал цілого невід'ємного числа m .

Останнє співвідношення дозволяє записати $[ch(\varphi)]^{-1}$ у вигляді

$$\frac{1}{ch(\varphi)} = e^{-\varphi} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{1}{2^n} \cdot \sum_{i=0}^n (-1)^i \frac{n!}{i!(n-i)!} \cdot e^{-2i\varphi} \right].$$

Отриманий вираз надає можливість надати формулі (2.47) вигляду:

$$t_L(0, s) = \frac{t_{\max} - t_0}{s \cdot \left(1 + \frac{K}{Bi} \cdot \varphi\right)} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{1}{2^n} \cdot \sum_{i=0}^n (-1)^i \frac{n!}{i!(n-i)!} \cdot e^{-(2i+1)\varphi} \right]. \quad (2.48)$$

Знайдемо Лаплас прообраз функції (2.48), яку можна представити у вигляді

$$t_L(0, s) = (t_{\max} - t_0) \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{1}{2^n} \cdot \sum_{i=0}^n (-1)^i \frac{n!}{i!(n-i)!} \cdot I_L(s, i) \right], \quad (2.49)$$

де

$$I_L(s, i) = \frac{e^{-(2i+1)\varphi}}{s \cdot \left(1 + \frac{K}{Bi} \cdot \varphi\right)} = \frac{e^{-(2i+1)\sqrt{\tau_0} \cdot \sqrt{s}}}{s \cdot \left(1 + \frac{K}{Bi} \cdot \sqrt{\tau_0} \cdot \sqrt{s}\right)}. \quad (2.50)$$

Відмітимо також, що згідно із формулами (2.23), (2.26), (2.30) і (2.35) існує співвідношення

$$\frac{K}{Bi} \sqrt{\tau_0} = \sqrt{\frac{\lambda_* \cdot c'_*}{\alpha^2}} = \sqrt{\tau_*}, \quad (2.51)$$

яке дозволяє надати формулі (2.50) вигляду

$$I_L(s, i) = \frac{e^{-(2i+1)\sqrt{\tau_0} \cdot \sqrt{s}}}{s \cdot \left(1 + \sqrt{\tau_*} \cdot \sqrt{s}\right)}. \quad (2.52)$$

Знайдемо Лаплас прообраз виразу (2.52). Для цього будемо використовувати співвідношення

$$\hat{L}^{-1} \left[\frac{b \cdot e^{-u\sqrt{s}}}{s \cdot (b + \sqrt{s})} \right] = \operatorname{erfc} \left(\frac{u}{2 \cdot \sqrt{\tau}} \right) - e^{bu + b^2 \cdot \tau} \cdot \operatorname{erfc} \left(b \cdot \sqrt{\tau} + \frac{u}{2 \cdot \sqrt{\tau}} \right), \quad (2.53)$$

в якому $b > 0$ і $u \geq 0$ є сталими.

Виконавши підстановки $b = (\sqrt{\tau_*})^{-1}$ і $u = (2 \cdot i + 1) \cdot \sqrt{\tau_0}$ у формулу (2.48), отримаємо шуканий Лаплас прообраз виразу (2.52):

$$\begin{aligned}
I(\tau, i) &\equiv \hat{L}^{-1}[I_L(s, i)] = \\
&= \operatorname{erfc}\left(\frac{1+2 \cdot i}{2} \cdot \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau}}\right) - e^{(1+2i) \cdot \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau_*} + \frac{\tau}{\tau_*}}} \cdot \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{\tau}{\tau_*}} + \frac{1+2 \cdot i}{2} \cdot \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau}}\right). \quad (2.54)
\end{aligned}$$

Якщо ввести безрозмірний час

$$\tilde{\tau}_* \equiv \frac{\tau}{\tau_*} \quad (2.55)$$

і множник

$$K_* \equiv \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau_*}}, \quad (2.56)$$

Який, згідно зі співвідношенням (2.51), дорівнює

$$K_* = \frac{Bi}{K}, \quad (2.57)$$

і тому, згідно із початковими обмеженнями (2.45), (2.46), є малою величиною

$$K_* \ll 1, \quad (2.58)$$

то співвідношення (2.54) можна записати у безрозмірних змінних

$$\begin{aligned}
I(\tau, i) &= I_i(\tilde{\tau}_*, K_*) \equiv \\
&\equiv \operatorname{erfc}\left(\frac{1+2 \cdot i}{2} \cdot \frac{K_*}{\sqrt{\tilde{\tau}_*}}\right) - e^{(1+2i) \cdot K_* + \tilde{\tau}_*} \cdot \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\tilde{\tau}_*} + \frac{1+2 \cdot i}{2} \cdot \frac{K_*}{\sqrt{\tilde{\tau}_*}}\right). \quad (2.59)
\end{aligned}$$

Залежність функції (2.59) від безрозмірного часу z за різних значень i і K_* відображено на рисунку 2.3.

Із лінійності перетворень Лапласа випливає, що температура поверхні захищеного термічно товстого тіла задовольняє співвідношенню

$$t(0, \tau) = t_0 + (t_{\max} - t_0) \cdot I_{tot}(\tau), \quad (2.60)$$

де

$$I_{tot}(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} I_{sum}(\tau, n), \quad (2.61)$$

а

$$I_{sum}(\tau, n) = \frac{1}{2^n} \cdot \sum_{i=0}^n (-1)^i \frac{n!}{i!(n-i)!} \cdot I(\tau, i). \quad (2.62)$$

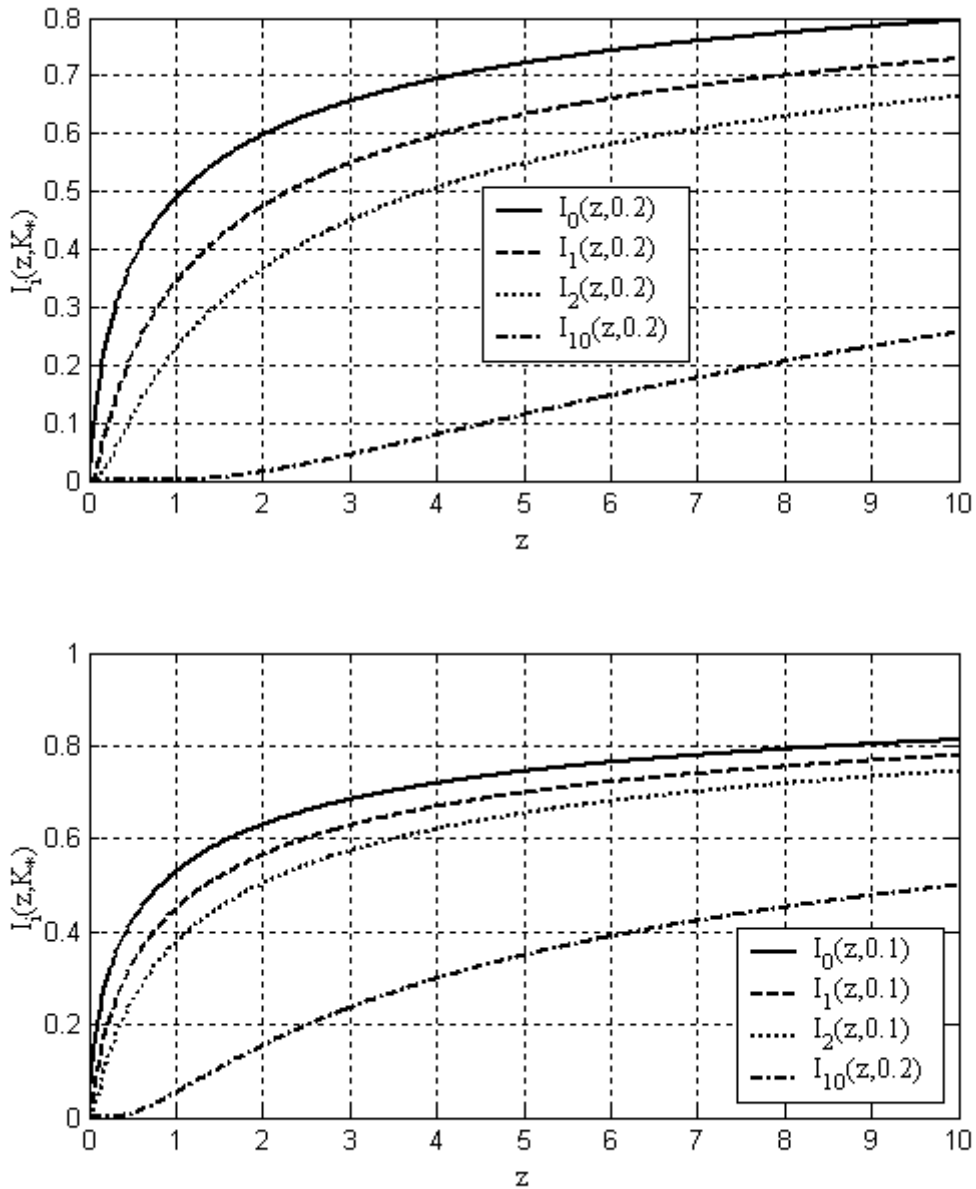


Рис. 2.3 - Графіки залежності $I_i(z, K_*)$ за різних значень i (0; 1; 2; 10) і K_* (0,2; 0,1)

Залежність декількох перших доданків суми (2.61) від безрозмірного часу $\tilde{\tau}_*$ (2.55) відображено на графіках рисунка 2.4, де функція (2.62) представлена у безрозмірних змінних (дивись (2.59)):

$$I_{sum}(\tau, n) \equiv I_s(\tilde{\tau}_*, n, K_*) = \frac{1}{2^n} \cdot \sum_{i=0}^n (-1)^i \frac{n!}{i!(n-i)!} \cdot I_i(\tilde{\tau}_*, K_*). \quad (2.63)$$

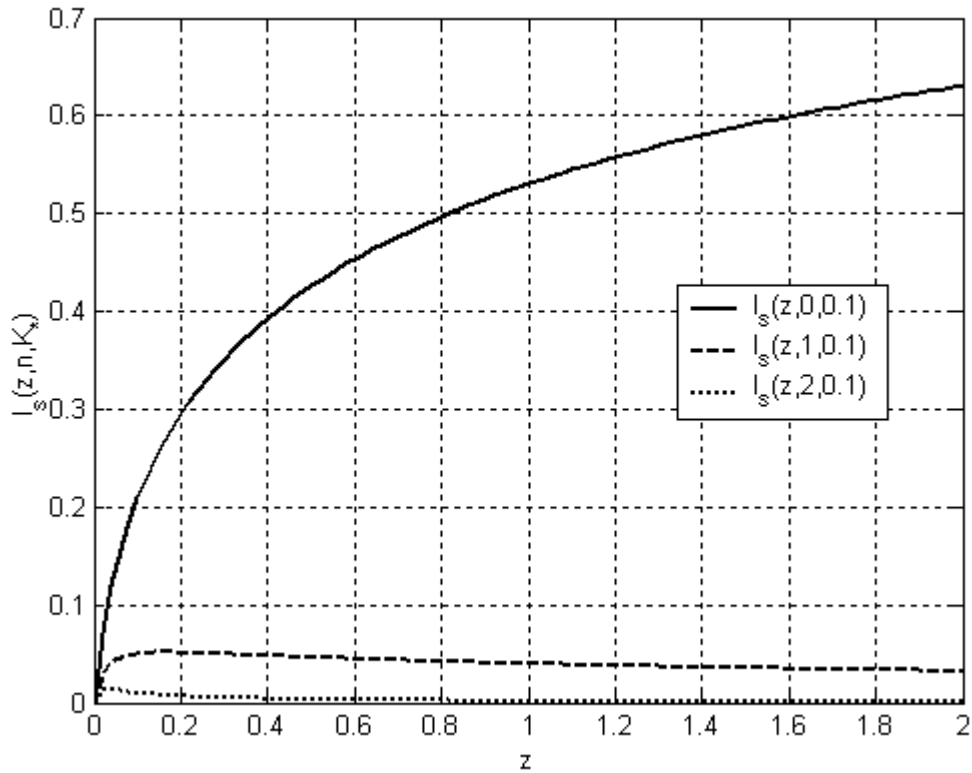


Рис. 2.4 - Графіки залежності $I_s(z, n, K_*)$ від безрозмірного часу z за різних значень n (0; 1; 2) і $K_* = 0,1$

Для демонстрації відповіді на питання про кількість суттєвих доданків у ряді (2.61) побудуємо графіки (рисунок 2.5) залежності від безрозмірного часу часткових сум цього ряду:

$$I_{tot.part}(\tau, N) \equiv \sum_{n=0}^{N-1} I_{sum}(\tau, n) = I_{tot.p}(\tilde{\tau}_*, N, K_*) = \sum_{n=0}^{N-1} I_s(\tau, n, K_*), \quad (2.64)$$

де N - кількість доданків у сумі.

Рисунок 2.5 наочно демонструє, що для підтримання точності у декілька відсотків в області (великих часів) $\tau \geq \tau_0$ достатньо двох перших членів ряду (2.61), тоді як у неосновній для даного розкладу області малих часів $\tau \leq \tau_0$ необхідно додати ще один доданок цього ряду.

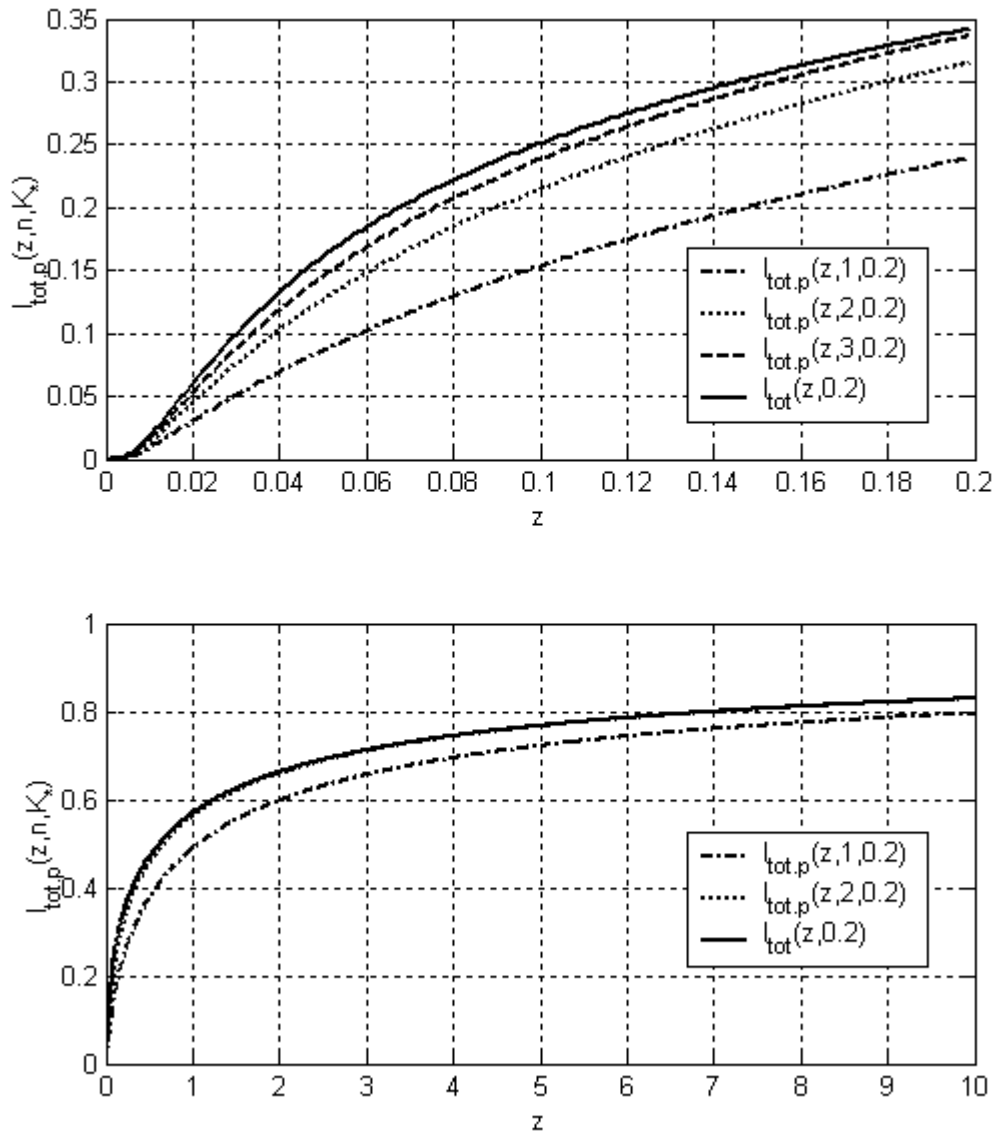


Рис. 2.5 - Графіки залежності $I_{tot,p}(z, m, K_*)$ від безрозмірного часу z за значень $n = 1, n = 2, n = 3$ і $n = \infty$, останнє позначено $I_{tot}(z, K_*)$. ($K_* = 0,2$)

Підсумковий результат полягає у тому, що відносна надлишкова температура θ (2.37) залежить від часу, згідно зі співвідношенням

$$\theta(\tau) = I_{tot}(\tau), \quad (2.65)$$

функція $I_{tot}(\tau)$ якого визначається за формулами (2.61), (2.63), (2.54).

Якщо, вирішуючи задачу пожежної безпеки, задаватися критичним рівнем температури поверхні t_{cr} та її безрозмірним відповідником θ_{cr} (2.40), то критична температура θ_{cr} буде пов'язана з часом τ співвідношенням

$$\theta_{cr} = I_{tot}(\tau), \quad (2.66)$$

із якого випливає залежність критичного значення граничної температури $t_{\max.cr}$ (2.28) від часу та критичної температури t_{cr} :

$$t_{\max.cr} = t_0 + \frac{t_{cr} - t_0}{I_{tot}(\tau)}. \quad (2.67)$$

Залежність критичного значення часу τ_{cr} від критичної температури можна отримати розв'язавши рівняння (2.66) стосовно змінної τ .

2.2 Захист термічно тонкого тіла

Метою даної частини роботи є одержання співвідношень для розрахунку температури поверхні термічно тонкого тіла (ТТТ) (наприклад, металеві стінки резервуара), захищеного плоским шаром теплоізоляційного матеріалу.

Ситуація зводиться до розв'язання задачі нестационарної теплопровідності в системі, що складається із ТТТ, відділеного від падаючого теплового потоку пластиною скінченної товщини. Зовнішні впливи задаються як граничні умови на поверхнях цієї пластини. Така задача давно поставлена. Відома методика її розв'язання, однак доступні для огляду аналітичні рішення знайдені тільки у випадку граничних умов 1-го роду. У випадку граничних умов 3-го роду, яким відповідає наявність завжди присутнього конвекційного теплообміну захисного покриття із зовнішнім середовищем, неформальні аналітичні рішення відсутні.

У роботі зазначена задача традиційно розглядається як одновимірна задача прогріву плоскої термічно тонкої пластини, відділеної від зовнішнього теплового потоку пластиною товщиною h , що складається із захисної речовини. Схематично ситуація зображена на рисунку 2.6, на якому захисній пластині відповідають значення просторової координати $0 < x < h$, а тонкому тілу – $x = h$.

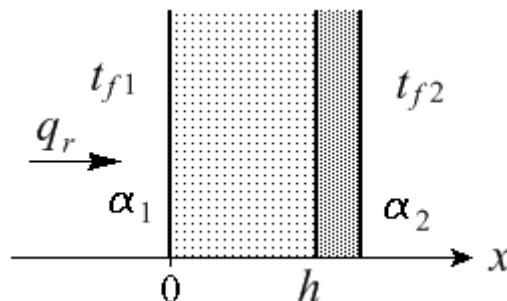


Рис. 2.6 - Просторова схема прогріву термічно тонкого тіла

2.2.1 Захист термічно тонкого тіла у загальному випадку

Рівняння нестационарної теплопровідності, що визначає поле температур $t(x, \tau)$ у захисному шарі, має відомий вигляд:

$$\frac{\partial t(x, \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t(x, \tau)}{\partial x^2}, \quad 0 \leq x \leq h; \quad (2.68)$$

де величина « a » є коефіцієнтом температуропровідності матеріалу захисного шару. Вона дорівнює

$$a = \frac{\lambda}{c'}, \quad \frac{i^2}{\tilde{n}},$$

де λ і c' - коефіцієнт теплопровідності, Вт·м⁻¹·К⁻¹, і питома об'ємна ізобарна теплоємність, Дж·м⁻³·К⁻¹, відповідно.

Граничні умови до рівняння (2.68) мають відомий вигляд.

1) Умова на опромінюваній поверхні ($x=0$), що виражає неперервність повного потоку тепла:

$$-\lambda \frac{\partial t(x, \tau)}{\partial x} \Big|_{x=0} = q_r - \alpha_1 \cdot [t(0, \tau) - t_{f1}], \quad (2.69)$$

де q_r - результуюча щільність потоку теплового випромінювання, що падає на поверхню, Вт·м⁻²; α_1 - коефіцієнт конвекційної тепловіддачі з даної поверхні у середовище, Вт·м⁻²·К⁻¹; t_{f1} - температура середовища з відповідної сторони, °С.

2) Умовами на протилежній стороні покриття ($x=h$) є, відповідно, безперервність температури й баланс енергії в ТТТ:

$$t(h, \tau) = t_*(\tau), \quad (2.70)$$

$$-\lambda \cdot \frac{\partial t(x, \tau)}{\partial x} \Big|_{x=h} = c_*'' \cdot \frac{dt_*(\tau)}{d\tau} + \alpha_2 \cdot [t_*(\tau) - t_{f2}], \quad (2.71)$$

де c_*'' - питома поверхнева теплоємність ТТТ, Дж·м⁻²·К⁻¹, яка дорівнює

$$c_*'' = c'_* \cdot h_*, \quad (2.72)$$

де c'_* й h_* - відповідно питома об'ємна ізобарна теплоємність матеріалу ТТТ, Дж·м⁻³·К⁻¹, і його товщина, м; α_2 - коефіцієнт конвекційної тепловіддачі з вільної поверхні ТТТ, Вт·м⁻²·К⁻¹; t_{f2} - температура середовища з відповідної

сторони, °C (дивись рис. 2.6).

Початковою умовою задачі (2.68)-(2.71) взято однорідний розподіл температури в покритті та в ТТТ ($0 \leq x \leq h$):

$$t(x,0) = t_0, \quad (2.73)$$

де t_0 – початкова температура, що вважається відомою.

Нагадаємо, що тіло є термічно тонким, якщо можна знехтувати зміною температури в його межах. У нашому випадку ця вимога забезпечується виконанням умови малості критерію Біо задачі тепловіддачі ТТТ у зовнішнє середовище

$$Bi_* = \frac{\alpha_2 \cdot h_*}{\lambda_*} \ll 1, \quad (2.74)$$

де λ_* - коефіцієнт теплопровідності матеріалу ТТТ, Вт · м⁻¹ · К⁻¹.

Задача (2.68)–(2.72) у випадку незмінності величин a , λ , c'_* , q_r , α_1 , α_2 , t_{f1} , t_{f2} розв'язується за допомогою перетворення Лапласа, проведеного за часовою змінною.

Будемо позначати пряме і зворотнє перетворення Лапласа символами \hat{L} та \hat{L}^{-1} відповідно.

Введемо Лаплас зображення різниці температур $[t(x, \tau) - t_0]$ у захисному шарі

$$t_L(x, s) = \hat{L}[t(x, \tau) - t_0] \equiv \int_0^{\infty} [t(x, \tau) - t_0] \cdot \exp(-s \tau) d\tau \quad (2.75)$$

і різниці температур у термічно тонкому тілі

$$t_{*L}(s) = \hat{L}[t_*(\tau) - t_0] \equiv \int_0^{\infty} [t_*(\tau) - t_0] \cdot \exp(-s \tau) d\tau. \quad (2.76)$$

Останні задовольняють лінійній системі звичайних диференціальних рівнянь щодо просторової змінної x .

Рівняння (2.68) набуває вигляду

$$s \cdot t_L(x, s) = a \cdot \frac{d^2 t_L(x, s)}{d x^2}, \quad 0 \leq x \leq h; \quad (2.77)$$

рівняння (2.69), (2.70), (2.71) трансформуються у

$$-\lambda \cdot \frac{dt_L(x,s)}{dx} \Big|_{x=0} = \frac{q_r}{s} - \alpha_1 \cdot \left[t_L(0,s) - \frac{t_{f1} - t_0}{s} \right], \quad (2.78)$$

$$t_L(h,s) = t_{*L}(s), \quad (2.79)$$

$$-\lambda \cdot \frac{dt_L(x,s)}{dx} \Big|_{x=h} = (s \cdot c_*'' + \alpha_2) \cdot t_{*L}(s) - \alpha_2 \cdot \frac{t_{f2} - t_0}{s}. \quad (2.80)$$

Розв'язок рівняння (2.76) будемо шукати у вигляді

$$t_L(x,s) = A \cdot e^{k \cdot x} + B \cdot e^{-k \cdot x}, \quad 0 \leq x \leq h, \quad (2.81)$$

де використаємо параметр $k(s)$ (2.18), а A і B – невизначені коефіцієнти, значення яких задається умовами (2.78)–(2.80).

Підставивши вираз (2.81) у рівняння (2.78)–(2.80), отримаємо лінійну систему трьох рівнянь відносно трьох невизначених величин A , B і t_{*L} :

$$\begin{cases} -\lambda \cdot k \cdot (A - B) = \frac{q_r + \alpha_1 \cdot (t_{f1} - t_0)}{s} - \alpha_1 \cdot (A + B) \\ A \cdot e^\varphi + B \cdot e^{-\varphi} = t_{*L} \\ -\lambda \cdot k \cdot (A \cdot e^\varphi - B \cdot e^{-\varphi}) = s \cdot c_*'' \cdot t_{*L} + \alpha_2 \cdot t_{*L} - \frac{\alpha_2 \cdot (t_{f2} - t_0)}{s} \end{cases}, \quad (2.82)$$

в якому використано раніше введено безрозмірну змінну φ (2.25).

Розв'язавши систему рівнянь (2.82), отримаємо вираз

$$t_{*L}(s) = \frac{Bi_1 \cdot (t_{\max 1} - t_0) + \left(ch(\varphi) + Bi_1 \cdot \frac{sh(\varphi)}{\varphi} \right) \cdot Bi_2 \cdot (t_{f2} - t_0)}{D(s)}, \quad (2.83)$$

де

$$D(s) = s \cdot \left\{ \left[Bi_1 + Bi_2 + C \cdot \varphi^2 \right] \cdot ch(\varphi) + \left[Bi_1 \cdot Bi_2 + (1 + C \cdot Bi_1) \cdot \varphi^2 \right] \cdot \frac{sh(\varphi)}{\varphi} \right\}. \quad (2.84)$$

При записі співвідношень (2.83), (2.84) використано позначення:

1) критерії Біо задачі тепловіддачі покриття -

$$Bi_1 = \frac{\alpha_1 \cdot h}{\lambda}, \quad (2.85)$$

$$Bi_2 = \frac{\alpha_2 \cdot h}{\lambda}; \quad (2.86)$$

2) відношення поверхневих теплоємностей шарів ТТТ і покриття –

$$C = \frac{c''}{c'} = \frac{c'' \cdot h}{c' \cdot h}, \quad (2.87)$$

де c'' - питома поверхнева теплоємність покриття, Дж·м⁻²·К⁻¹:

$$c'' = c' \cdot h; \quad (2.88)$$

3) ефективна температура гарячого середовища –

$$t_{\max 1} = \frac{q_r}{\alpha_1} + t_{f1}. \quad (2.89)$$

Застосування зворотного перетворення Лапласа до виразу (2.83) дає результат

$$t_*(\tau) - t_0 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{Bi_1 \cdot (t_{\max 1} - t_0) + \left(ch(\varphi_n) + Bi_1 \frac{sh(\varphi_n)}{\varphi_n} \right) \cdot Bi_2 \cdot (t_{f2} - t_0)}{\left. \frac{dD}{ds} \right|_{s=s_n}} e^{s_n \tau}, \quad (2.90)$$

де додавання проводиться за коренями s_n характеристичного рівняння

$$D(s) = 0. \quad (2.91)$$

Через позитивність усіх коефіцієнтів у виразі (2.84) рівняння (2.91) не має дійсних коренів. Через це, маючи на увазі роботу із дійсними параметрами, зробимо заміну змінних від φ до μ :

$$\varphi = i \cdot \mu, \quad (2.92)$$

де $i = \sqrt{-1}$.

У цих змінних характеристичному рівнянню (2.91) можна надати вигляд:

$$tg(\mu) = -\mu \cdot \frac{Bi_1 + Bi_2 - C \cdot \mu^2}{Bi_1 \cdot Bi_2 - (1 + C \cdot Bi_1) \cdot \mu^2}. \quad (2.93)$$

Зразу відмітимо, що рівняння (2.93) має розв'язок $\mu = \mu_0 = 0$, що відповідає розв'язку $s = s_0 = 0$ рівняння (2.91). Структура рівняння (2.93) є такою, що якщо μ_n є розв'язком цього рівняння, то і $-\mu_n$ є розв'язками. Останнє означає, що для врахування усіх рішень s_n ($n=1, 2, \dots$) рівняння (2.91) достатньо розглянути усі позитивні розв'язки μ_n рівняння (2.93). Також відмітимо, що, згідно із формулами (2.25) і (2.92), виконується співвідношення

$$s_n = -\frac{\mu_n^2}{\tau_0}. \quad (2.94)$$

Розташування коренів характеристичного рівняння (2.93) можна побачити, розглядаючи на рисунку 2.7 нанесені на одне поле графіки двох функцій:

$$y_1(\mu) = tg(\mu), \quad (2.95)$$

$$y_2(\mu) = -\mu \cdot \frac{Bi_1 + Bi_2 - C \cdot \mu^2}{Bi_1 \cdot Bi_2 - (1 + C \cdot Bi_1) \cdot \mu^2}. \quad (2.96)$$

Абсциси точок перетину графіків функцій $y_1(\mu)$ та $y_2(\mu)$ співпадають із коренями рівняння (2.93).

У кожному із періодів $\omega(n) = ((n - 0,5) \cdot \pi; (n + 0,5) \cdot \pi)$, де n - ціле число, періодична функція $y_1(\mu)$ монотонно зростає від $-\infty$ до $+\infty$. Функція $y_2(\mu)$ не має кінцевих розривів. Із двох попередніх тверджень випливає, що у кожному з інтервалів $\omega(n)$ функції $y_1(\mu)$ і $y_2(\mu)$ перетинаються хоча б один раз.

Уточнімо останнє твердження. Для цього введемо позитивну координату μ_b точки розриву функції $y_2(\mu)$. Згідно із визначенням функції $y_2(\mu)$ (2.96) це значення дорівнює

$$\mu_b = \sqrt{\frac{Bi_1 \cdot Bi_2}{1 + C \cdot Bi_1}}. \quad (2.97)$$

Із характеру монотонності функцій $y_1(\mu)$ і $y_2(\mu)$ випливає:

а) якщо точка $\mu_b \notin \omega(n)$, то в інтервалі $\omega(n)$ є тільки одна точка перетину функцій $y_1(\mu)$ і $y_2(\mu)$, тобто тільки один корінь рівняння (2.93) (що дає один корінь рівняння (2.91));

б) якщо $\mu_b \in \omega(n)$ і $n \neq 0$, то в інтервалі $\omega(n)$ є дві точки перетину відповідних функцій, тобто є два корені рівняння (2.93) (що дає два корені рівняння (2.91)); менший із цих коренів $\mu^<$ є єдиним на інтервалі $\mu^< \in ((n-0,5) \cdot \pi; \mu_b)$, більший корінь $\mu^>$ є єдиним на інтервалі $\mu^> \in (\mu_b; (n+0,5) \cdot \pi)$;

в) якщо $\mu_b \in \omega(0)$, то в інтервалі $\omega(0)$ є три корені рівняння (2.93): це $\mu_0 = 0$, $\mu_1 > 0$ і $-\mu_1$; ця ситуація означає існування в даному інтервалі двох коренів рівняння (2.91): це $s_0 = 0$ і $s_1 = -\mu_1^2 / \tau_0$; корінь μ_1 належить інтервалу $\mu_1 \in (\mu_b; 0,5 \cdot \pi)$.

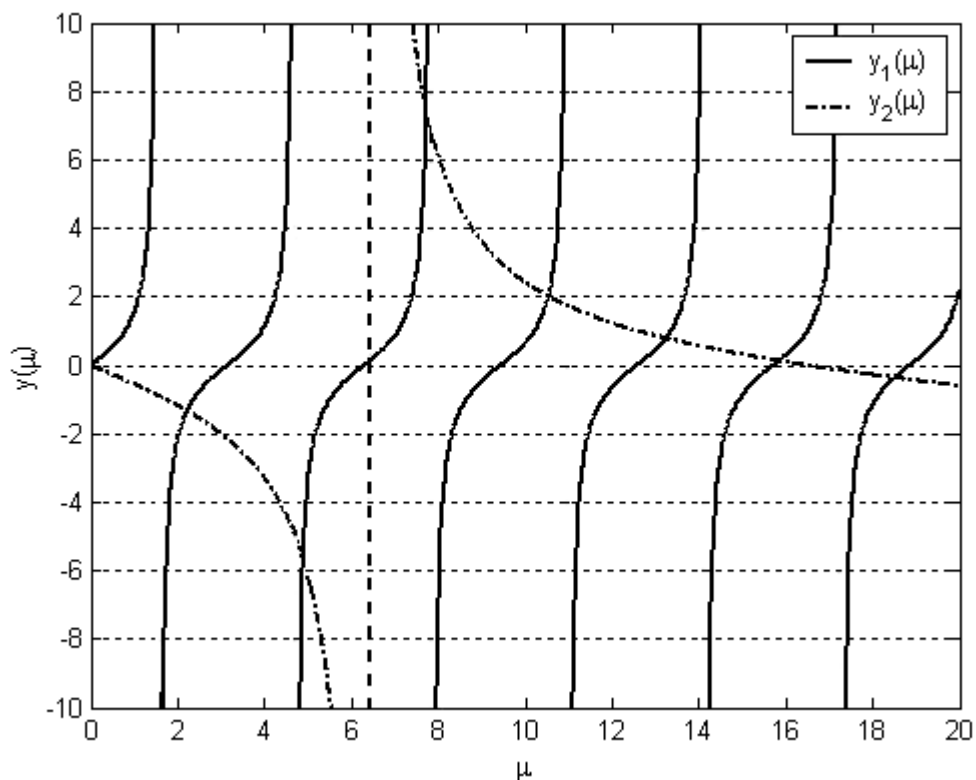


Рис. 2.7 - Графіки складових характеристичного рівняння (2.93) (при $Bi_1=2, Bi_2=25, C=0,1$)

Згідно з рівнянням (2.93) значення ненульових коренів цього рівняння є функцією чотирьох змінних, тобто $\mu_n = \mu(n, Bi_1, Bi_2, C)$. Чисельні значення коренів визначалися із використанням стандартних комп'ютерних програм. Через те, що кількість змінних перевищує 2, графічне або табличне подання значень μ_n є недоцільним.

Відмітимо важливу особливість залежності величин μ_n від n , яка впливає із розташування послідовних коренів μ_n і μ_{n+1} здебільшого у сусідніх областях ω . Через те, що сусідні області ω зсунуті на відстань π ,

то, якщо в ці області не потрапляє точка μ_b ,

$$\mu_{n+1} - \mu_n \approx \pi. \quad (2.98)$$

Із даного співвідношення випливає оцінка

$$\mu_n \approx n \cdot \pi, \quad (2.99)$$

яка часто дозволяє у сумі (2.90) обмежитись невеликою кількістю перших доданків.

Згідно зі співвідношенням (2.90) при визначенні величини температури треба розраховувати безрозмірну величину $\left. \frac{dD}{ds} \right|_{s=s_n}$. Спираючись на співвідношення (2.84), (2.25) і (2.92), можна показати, що

$$\left. \frac{dD}{ds} \right|_{s=s_0=0} = Bi_1 + Bi_2 + Bi_1 \cdot Bi_2, \quad (2.100)$$

$$\begin{aligned} \left. \frac{dD}{ds} \right|_{s=s_n \neq 0} &= \frac{1}{2} \cdot \cos(\mu_n) \cdot \{Bi_1 \cdot Bi_2 - [1 + 2 \cdot C + C \cdot Bi_1] \cdot \mu_n^2\} - \\ &- \frac{1}{2} \cdot \frac{\sin(\mu_n)}{\mu_n} \cdot \{Bi_1 \cdot Bi_2 + [1 + Bi_1 + Bi_2 + C \cdot Bi_1] \cdot \mu_n^2 - C \cdot \mu_n^4\}. \end{aligned} \quad (2.101)$$

Маючи за мету надати безрозмірного (критеріального) вигляду рівнянню (2.90), введемо:

1) відносну надлишкову температуру ТТТ

$$\theta \equiv \frac{t_*(\tau) - t_0}{t_{\max 1} - t_0}; \quad (2.102)$$

2) відносну надлишкову температуру середовища із другого боку ТТТ

$$\theta_{f2} \equiv \frac{t_{f2} - t_0}{t_{\max 1} - t_0}; \quad (2.103)$$

3) безрозмірний час процесу (критерій Фур'є):

$$Fo \equiv \frac{\tau}{\tau_0} = \frac{a \cdot \tau}{h^2}. \quad (2.104)$$

У цих змінних рівняння (2.90) набуває повністю безрозмірного вигляду:

$$\theta(Fo, Bi_1, Bi_2, C, \theta_{f2}) = \sum_{n=0}^{\infty} \theta_n(Fo, Bi_1, Bi_2, C, \theta_{f2}). \quad (2.105)$$

Доданки ряду (2.105) експоненційно зменшуються із часом

$$\theta_n(Fo, Bi_1, Bi_2, C, \theta_{f2}) = A_n(Bi_1, Bi_2, C, \theta_{f2}) \cdot \exp(-\mu_n^2 \cdot Fo), \quad (2.106)$$

а

$$A_n(Bi_1, Bi_2, C, \theta_{f2}) = \frac{Bi_1 + \left(\cos(\mu_n) + Bi_1 \cdot \frac{\sin(\mu_n)}{\mu_n} \right) \cdot Bi_2 \cdot \theta_{f2}}{\left. \frac{dD}{ds} \right|_{s=s_n}}, \quad (2.107)$$

де знаменник дробу (2.107) описано формулою (2.101).

На рисунках 2.8 та 2.9 наведено графіки залежності від Fo доданків ряду (2.105) (тобто θ_n) для декількох початкових значень n та часткових сум ряду (2.105) θ_{sum} для N початкових доданків:

$$\theta_{sum}(N, Fo, Bi_1, Bi_2, C, \theta_{f2}) \equiv \sum_{n=0}^{N-1} \theta_n(Fo, Bi_1, Bi_2, C, \theta_{f2}). \quad (2.108)$$

Із графіків випливає, що якщо не цікавитись ситуацією за малих значень часу $Fo \ll 1$, то при розрахунках θ достатньо використовувати декілька перших (але не менше двох) доданків ряду (2.105). Остання обставина повністю пояснюється існуванням оцінки (2.99) і множником $\exp(-\mu_n^2 \cdot Fo)$ у виразі (2.106). Так у випадку, зображеному на рис. 2.8, $Bi_1=2$, $Bi_2=25$, $C=0,1$, що відповідає $\mu_1 = 2,215$, $\mu_2 = 4,888$, $\mu_3 = 7,722$, при $Fo=0,5$ реалізується оцінка

$$\frac{\theta_2}{\theta_1} < \exp[-(\mu_2^2 - \mu_1^2) \cdot Fo] \approx \exp[-19,0 \cdot 0,5] \approx 7,5 \cdot 10^{-5},$$

$$\frac{\theta_3}{\theta_2} < \exp[-(\mu_3^2 - \mu_2^2) \cdot Fo] \approx \exp[-35,7 \cdot 0,5] \approx 1,8 \cdot 10^{-8}.$$

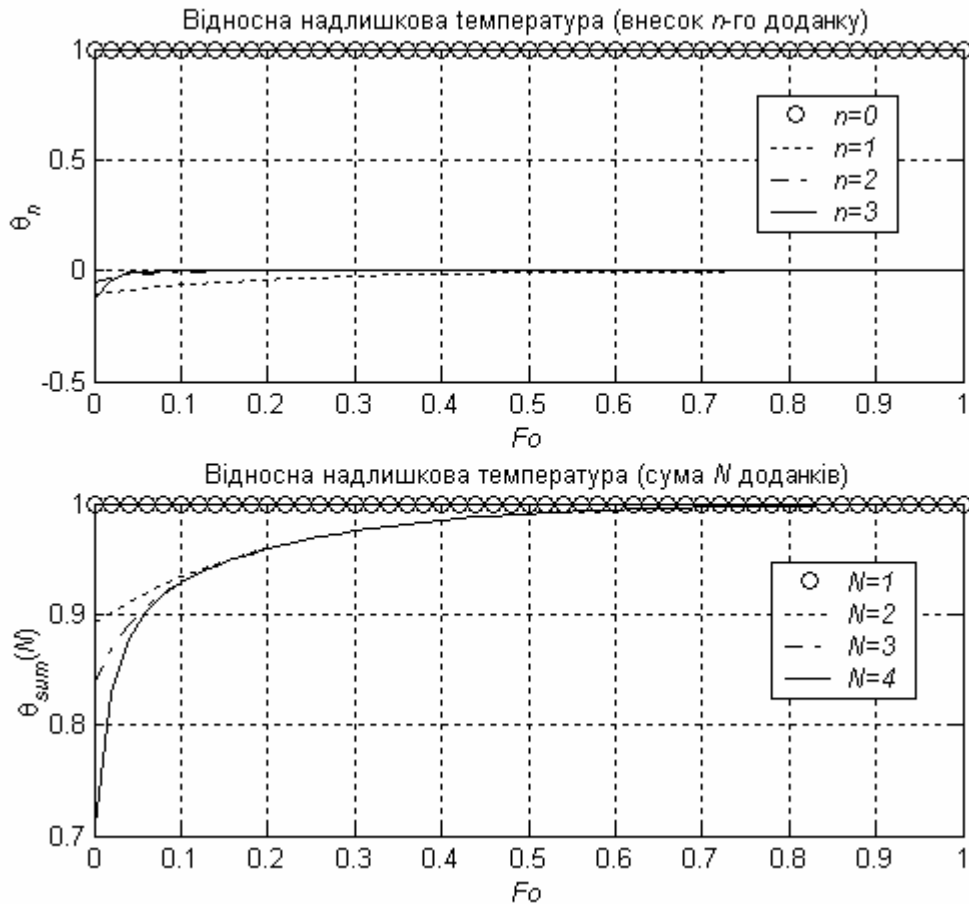


Рис. 2.8 - Графіки залежності доданків ряду (2.105) θ_n та часткових сум цього ряду θ_{sum} від критерію Fo при $Bi_1=2, Bi_2=25, C=0,1, \theta_{f2}=1$

У випадку, зображеному на рис. 2.9, $Bi_1=0,2, Bi_2=0,3, C=2$, що відповідає $\mu_1 = 0,402, \mu_2 = 1,937, \mu_3 = 4,857$, при $Fo=0,5$ реалізується оцінка

$$\frac{\theta_2}{\theta_1} < \exp[-(\mu_2^2 - \mu_1^2) \cdot Fo] \approx \exp[-3,59 \cdot 0,5] \approx 1,7 \cdot 10^{-1},$$

$$\frac{\theta_3}{\theta_2} < \exp[-(\mu_3^2 - \mu_2^2) \cdot Fo] \approx \exp[-19,8 \cdot 0,5] \approx 4,9 \cdot 10^{-5}.$$

Якщо, вирішуючи задачу пожежної безпеки, задаватися критичним рівнем температури ТТТ t_{cr} та її безрозмірним відповідником

$$\theta_{cr} \equiv \frac{t_{cr} - t_0}{t_{max1} - t_0}, \quad (2.109)$$

то критична температура θ_{cr} буде пов'язана з безрозмірним часом Fo співвідношенням [34]

$$\theta_{cr} = \theta(Fo, Bi_1, Bi_2, C, \theta_{f2}), \quad (2.110)$$

із якого випливає залежність критичного значення граничної температури $t_{\max 1.cr}$ (2.89) від часу та критичної температури t_{cr} :

$$t_{\max 1.cr} = t_0 + \frac{t_{cr} - t_0}{\theta(Fo, Bi_1, Bi_2, C, \theta_{f2})}. \quad (2.111)$$

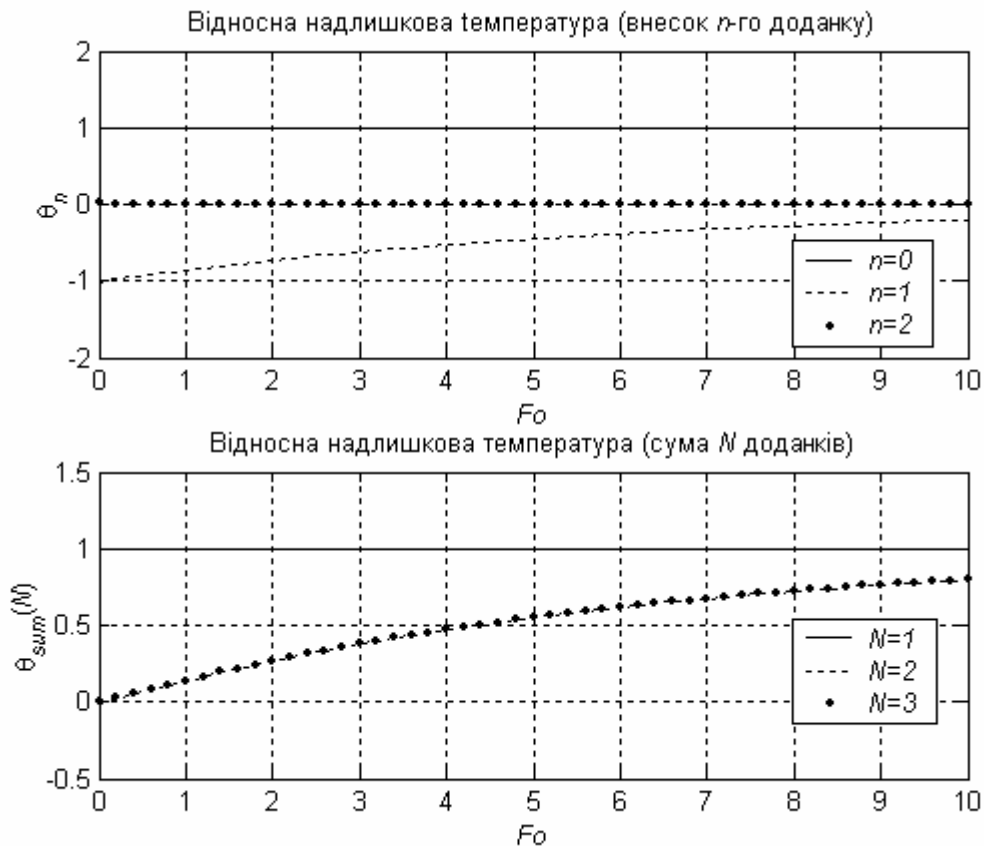


Рис. 2.9 - Графіки залежності доданків ряду (2.105) θ_n та часткових сум цього ряду θ_{sum} від критерію Fo при $Bi_1=0,2$, $Bi_2=0,3$, $C=2$, $\theta_{f2}=1$

Залежність критичного значення безрозмірного часу Fo_{cr} від критичної температури θ_{cr} можна одержати, розв'язавши рівняння (2.110) відносно змінної Fo . У межі немалих часів, тобто коли критерій Фур'є (Fo) більше або порядку одиниці, таку операцію можна виконати явно. Як відзначалося раніше, у цьому випадку від ряду (2.105) можна залишити два перших доданки і тоді

$$\theta(Fo, Bi_1, Bi_2, C, \theta_{f2}) = A_0 + A_1 \cdot \exp[-\mu_1^2 \cdot Fo], \quad (2.112)$$

де

$$A_0(Bi_1, Bi_2, \theta_{f2}) = \frac{Bi_1 + (1 + Bi_1) \cdot Bi_2 \cdot \theta_{f2}}{Bi_1 + (1 + Bi_1) \cdot Bi_2},$$

а амплітуда $A_1(Bi_1, Bi_2, C, \theta_{f2})$ визначається формулою (2.107). Корінь $\mu_1(Bi_1, Bi_2, C)$ характеристичного рівняння (2.93) доведеться одержувати чисельно. Область його одиничності залежить від величини параметра μ_b (2.97): при $\mu_b \in (0; 0,5 \cdot \pi)$ корінь $\mu_1 \in (\mu_b; 0,5 \cdot \pi)$; при $\mu_b \in (0,5 \cdot \pi; 1,5 \cdot \pi)$ корінь $\mu_1 \in (0,5 \cdot \pi; \mu_b)$; при $\mu_b \in (1,5 \cdot \pi; \infty)$ корінь $\mu_1 \in (0,5 \cdot \pi; 1,5 \cdot \pi)$.

Розв'язуючи рівняння (2.110) в області адекватності формули (2.112), одержимо залежність критичного значення безрозмірного часу Fo_{cr} від критичної температури θ_{cr} :

$$Fo_{cr} = \frac{1}{\mu_1^2} \cdot \ln \left(\left| \frac{A_1}{A_0 - \theta_{cr}} \right| \right), \quad (2.113)$$

або в розмірному вигляді для межі вогнестійкості

$$\tau_{cr} = \tau_0 \cdot Fo_{cr} = \frac{h^2}{a} \cdot \frac{1}{\mu_1^2} \cdot \ln \left(\left| \frac{A_1}{A_0 - \theta_{cr}} \right| \right). \quad (2.114)$$

2.2.2 Захист термічно тонкого тіла у випадку великих часів прогріву [19]

При аналітичному дослідженні співвідношення (2.105) ми обмежимося довгостроковою асимптотичною областю (дивись (2.31))

$$Fo \gg 1 \Leftrightarrow \tau \gg \tau_0, \quad (2.115)$$

що означає домінування в сумі (2.105) доданків з $\mu = \mu_0 = 0$ і $\mu = \mu_1$, причому останнього за умови виконання співвідношення

$$\mu_1^2 \ll 1. \quad (2.116)$$

Для пошуку кореня μ_1 скористаємось обмеженням (2.116). Розкладемо $\text{tg}(\mu)$ у ступеневий ряд по μ :

$$\text{tg}(\mu) = \mu + \frac{1}{3} \cdot \mu^3 + O(\mu^5),$$

що надасть можливість надати характеристичному рівнянню (2.93) вигляд:

$$1 + \frac{1}{3}\mu_1^2 = -\frac{Bi_1 + Bi_2 - C \cdot \mu_1^2}{Bi_1 \cdot Bi_2 + (1 + C \cdot Bi_1) \cdot \mu_1^2}. \quad (2.117)$$

Розв'язок рівняння (2.117) відносно μ_1^2 , з урахуванням нерівності (2.116), має вигляд:

$$\mu_1^2 = \frac{Bi_1 + Bi_2 + Bi_1 \cdot Bi_2}{1 + C \cdot (1 + Bi_1) - \frac{1}{3} \cdot Bi_1 \cdot Bi_2}. \quad (2.118)$$

Виконання умови (2.116) накладає обмеження на можливі значення параметрів правої частини співвідношення (2.118).

Умова (2.116) виконується, якщо

або

$$C \gg (1 + Bi_2), \quad (2.119)$$

або

$$(Bi_1 + Bi_2) \ll 1. \quad (2.120)$$

В термінах фізичних параметрів останні умови мають вигляд

або

$$\frac{c'_* \cdot h_*}{c' \cdot h} \gg \left(1 + \frac{\alpha_2 \cdot h}{\lambda}\right), \quad (2.121)$$

або

$$\left(\frac{\alpha_1 \cdot h}{\lambda} + \frac{\alpha_2 \cdot h}{\lambda}\right) \ll 1. \quad (2.122)$$

Аналіз співвідношення (2.118) показує, що і в області (2.119), і в області (2.120) доданком із добутком $Bi_1 \cdot Bi_2$ у знаменнику виразу (2.118) можна знехтувати, тобто при розрахунках в областях (2.119), (2.120) можна приймати

$$\mu_1^2 = \frac{Bi_1 + Bi_2 + Bi_1 \cdot Bi_2}{1 + C \cdot (1 + Bi_1)}. \quad (2.123)$$

Випишемо в явному вигляді коефіцієнти A_0 і A_1 , що використовуються у ряду (2.105).

Згідно з формулами (2.107), (2.100), з урахуванням того, що $\mu_0 = 0$,

$$A_0(Bi_1, Bi_2, \theta_{f2}) = \frac{Bi_1 + (1 + Bi_1) \cdot Bi_2 \cdot \theta_{f2}}{Bi_1 + Bi_2 + Bi_1 \cdot Bi_2}. \quad (2.124)$$

Згідно із записом (2.107) коефіцієнт A_1 має загальний вигляд

$$A_1(Bi_1, Bi_2, C, \theta_{f2}) = \frac{Bi_1 + \left(\cos(\mu_1) + Bi_1 \cdot \frac{\sin(\mu_1)}{\mu_1} \right) \cdot Bi_2 \cdot \theta_{f2}}{\left. \frac{dD}{ds} \right|_{s=s_1}}, \quad (2.125)$$

Скористаємось обмеженням (2.116) та відомими ступеневими розкладами

$$\cos(\mu) = 1 - \frac{1}{3} \cdot \mu^2 + O(\mu^4), \quad \frac{\sin(\mu)}{\mu} = \frac{\mu + \frac{\mu^3}{6} + O(\mu^5)}{\mu} = 1 + \frac{1}{6} \cdot \mu^2 + O(\mu^4).$$

Згідно з ними перший незникаючий доданок у розкладі чисельника формули (2.125) за ступенями μ_1^2 співпадає із чисельником виразу (2.124).

Розклад знаменника формули (2.125) за ступенями μ_1^2 , згідно зі співвідношенням (2.101), має вигляд

$$\begin{aligned} \left. \frac{dD}{ds} \right|_{s=s_1} &= \frac{1}{2} \cdot \left[1 - \frac{\mu_1^2}{3} \right] \cdot \{ Bi_1 \cdot Bi_2 - [1 + 2 \cdot C + C \cdot Bi_1] \cdot \mu_1^2 \} - \\ &- \frac{1}{2} \cdot \left[1 + \frac{\mu_1^2}{6} \right] \cdot \{ Bi_1 \cdot Bi_2 + [1 + Bi_1 + Bi_2 + C \cdot Bi_1] \cdot \mu_1^2 \} + O(\mu_1^4) = \\ &= -\mu_1^2 \cdot \left[1 + C \cdot (1 + Bi_1) + \frac{Bi_1 + Bi_2}{2} + \frac{Bi_1 \cdot Bi_2}{4} \right] + O(\mu_1^4) = \\ &= -(Bi_1 + Bi_2 + Bi_1 \cdot Bi_2) \cdot \left[1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{Bi_1 + Bi_2 + \frac{1}{2} \cdot Bi_1 \cdot Bi_2}{1 + C \cdot (1 + Bi_1)} \right] + O(\mu_1^4) = \\ &= -(Bi_1 + Bi_2 + Bi_1 \cdot Bi_2) + O(\mu_1^4). \end{aligned} \quad (2.126)$$

При отриманні передостаннього рядка запису (2.126) використано явний вид виразу μ_1^2 (2.123). Другий доданок у квадратних дужках цього рядка, згідно з нерівностями (2.119), (2.120), є малим у порівнянні з одиницею. Це означає, що з відносною точністю $\sim \mu_1^2$ реалізується збіг

абсолютної величини коефіцієнтів:

$$A_1 = -A_0 = -\frac{Bi_1 + (1 + Bi_1) \cdot Bi_2 \cdot \theta_{f2}}{Bi_1 + Bi_2 + Bi_1 \cdot Bi_2}. \quad (2.127)$$

З урахуванням отриманого можна стверджувати, що в області великих часів (2.115) залежність безрозмірної температури ТТТ від часу набуває вигляду

$$\theta(Fo, Bi_1, Bi_2, C, \theta_{f2}) = \frac{Bi_1 + (1 + Bi_1) \cdot Bi_2 \cdot \theta_{f2}}{Bi_1 + Bi_2 + Bi_1 \cdot Bi_2} \cdot [1 - \exp(-\mu_1^2 \cdot Fo)], \quad (2.128)$$

де величина μ_1^2 розраховується за формулою (2.123).

Залежність (2.128) можна представити у розмірному вигляді

$$t_*(\tau) = \frac{q_r + \alpha_1 \cdot t_{f1} + \alpha_2 \cdot t_{f2} \cdot \left(1 + \frac{\alpha_1 h}{\lambda}\right)}{\alpha_1 + \alpha_2 \cdot \left(1 + \frac{\alpha_1 h}{\lambda}\right)} \cdot (1 - e^{-m \cdot \tau}) + t_0 \cdot e^{-m \cdot \tau}, \quad (2.129)$$

в якому параметр m має сенс темпу прогріву (охолодження) ТТТ, однобічно покритого захисним шаром. Згідно зі співвідношеннями (2.123), (2.85)-(2.87), (2.104), він дорівнює

$$m = \frac{\mu_1^2}{\tau_0} = \frac{\alpha_1 + \alpha_2 \cdot \left(1 + \frac{\alpha_1 h}{\lambda}\right)}{c' \cdot h + c_* \cdot h_* \cdot \left(1 + \frac{\alpha_1 h}{\lambda}\right)}, \text{ c}^{-1}. \quad (2.130)$$

Дві останні формули вирішують поставлену проблему. Зокрема, у випадку $h=0$, співвідношення (2.129), (2.130) дають відомий результат задачі прогріву (охолодження) термічно тонкого тіла у відсутності захисного покриття.

2.3 Теплозахисна дія випадково-неоднорідного шару [32]

Метою даного підрозділу є оцінка захисної дії випадково-неоднорідного за товщиною покриття (на відміну до ситуації регулярної неоднорідності [157]). Розрахунок проведений у випадку, коли тіло, яке захищає покриття, є термічно товстим. У такому разі, як було показано в роботі [17], нанесення покриття за умов квазістаціонарного прогріву

формально приводить до збільшення термічного опору процесу передачі тепла на величину термічного опору теплопровідності захисного шару.

Проаналізуємо, до чого приводить випадкова неоднорідність покриття.

Нехай на плоску незахищену ділянку поверхні площею dF падає тепловий потік dQ . Його величина визначається рівнянням тепловіддачі

$$dQ = \frac{\Delta t}{R_\alpha} \cdot dF, \text{ Вт}, \quad (2.131)$$

де $R_\alpha \equiv 1/\alpha$ - термічний опір тепловіддачі, $\text{Вт}^{-1} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{К}$, а α - коефіцієнт тепловіддачі, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$; Δt - перепад температур між гарячим середовищем і поверхнею, яку необхідно захищати, К . У цьому випадку, якщо на зазначену поверхню нанести майже плоский шар (нормаль до його поверхні відхиляється на малий кут від нормалі до поверхні, яку він захищає) захисного матеріалу, то тепловий потік, що попадає на поверхню, набуває величини

$$dQ_s = \frac{\Delta t}{R_\alpha + R_\lambda} \cdot dF, \text{ Вт}. \quad (2.132)$$

Тут $R_\lambda(h) \equiv h/\lambda$ - термічний опір теплопровідності однорідного плоского шару, $\text{Вт}^{-1} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{К}$; h - товщина шару, м ; λ - коефіцієнт теплопровідності матеріалу шару, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$.

Тепловий потік Q_s через кінцеву за розміром ділянку захищеної поверхні отримується інтегруванням співвідношення (2.132) по її площі F

$$Q_s = \int_F \frac{\Delta t}{R_\alpha + R_\lambda} \cdot dF, \text{ Вт}. \quad (2.133)$$

Використаємо ту обставину, що товщина захисного шару h є випадковою функцією місця розташування. Ведемо щільність імовірності частки площ захисного шару із заданою товщиною:

$$g(h) \equiv \frac{1}{F} \cdot \frac{dF}{dh}, \text{ м}^{-1}, \quad (2.134)$$

де F - загальна площа, що підлягає захисту, м^2 .

Використовуючи співвідношення (2.131)-(2.134), представимо потік тепла (2.133) у вигляді

$$Q_s = k \cdot Q, \text{ Вт}, \quad (2.135)$$

де $Q = \frac{\Delta t}{R_\alpha} \cdot F$, Вт, - загальний потік тепла через поверхню без захисту, а k - коефіцієнт пропускання теплового потоку випадковим захисним шаром, який дорівнює

$$k = \int_0^{\infty} \frac{g(h) \cdot dh}{1 + \frac{\alpha}{\lambda} \cdot h}. \quad (2.136)$$

Коефіцієнт (2.136) істотно залежить від конкретної залежності щільності розподілу $g(h)$. Досить загальна структура цієї функції має вигляд:

$$g(h) = P_0 \cdot \delta(h) + \mathfrak{G}(h) \cdot \tilde{g}(h), \text{ м}^{-1}. \quad (2.137)$$

Тут $\delta(h)$ - дельта-функція Дірака, одна з основних властивостей якої записується співвідношенням

$$\int_0^{\infty} f(h) \cdot \delta(h) \cdot dh = f(0), \quad (2.138)$$

де $f(h)$ - довільна гладка в нулі функція від h . Символом $\mathfrak{G}(h)$ позначена функція Хевісайда (сходінка від нуля до одиниці, що виникає при $h = 0$).

Відповідно до співвідношень (2.134), (2.137), (2.138) множник P_0 є ймовірністю реалізації захисного шару нульової товщини, що передбачувано збігається із часткою незахищеної площі. Функція $\tilde{g}(h)$ описує розподіл площ захисного шару у випадку $h > 0$. У ході подальших оцінок будемо припускати, що розподіл $g(h)$ обумовлюється двома характерними довжинами: 1) найбільш імовірним (крім нульового) значенням товщини захисного шару a , м; 2) характерним масштабом зміни товщини шару σ , м.

Природно припустити, що вигляд розподілу істотно залежить від величини $y_m = a/\sigma$, що є найбільш імовірною товщиною захисного шару, обезрозміреною на характерний масштаб зміни. Припустімо, що ймовірність P_0 визначається тільки y_m , а залежність $\tilde{g}(h)$ має вигляд усіченого нормального розподілу

$$\tilde{g}(h) = \frac{C}{\sqrt{2 \cdot \pi} \cdot \sigma} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{h}{\sigma} - y_m \right)^2 \right], \text{ м}^{-1}. \quad (2.139)$$

Множник C визначається з умови нормування

$$\begin{aligned}
1 &= \int_0^{\infty} g(h) \cdot dh = P_0(y_m) + \frac{C}{\sqrt{2 \cdot \pi}} \int_0^{\infty} \exp\left[-\frac{1}{2}(y - y_m)^2\right] \cdot dy = \\
&= P_0(y_m) + \frac{C}{2} \cdot \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{y_m}{\sqrt{2}}\right)\right],
\end{aligned}
\tag{2.140}$$

в якій символом $\operatorname{erf}(Z)$ позначений Гауссов інтеграл помилок.

Якщо прийняти не критичну для одержуваних результатів гіпотезу, що ймовірність P_0 збігається із загальною ймовірністю негативних значень товщини h в нормальному розподілі, то

$$P_0(y_m) = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi} \cdot \sigma} \int_{-\infty}^0 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{h}{\sigma} - y_m\right)^2\right] \cdot dh = \frac{1}{2} \cdot \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{y_m}{\sqrt{2}}\right)\right]. \tag{2.141}$$

У цьому випадку з виразу (2.140) випливає, що $C = 1$, і коефіцієнт ослаблення теплового потоку випадковим захисним шаром, згідно із визначенням (2.136), дорівнює

$$k(y_m, Bi) = \frac{1}{2} \cdot \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{y_m}{\sqrt{2}}\right)\right] + \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi}} \int_0^{\infty} \frac{\exp\left[-\frac{1}{2}(y - y_m)^2\right]}{1 + Bi \cdot y} \cdot dy. \tag{2.142}$$

У формулі (2.142) уведено безрозмірний параметр

$$Bi = \frac{\alpha \cdot \sigma}{\lambda}, \tag{2.143}$$

який можна трактувати як критерій Біо, пов'язаний з характерною зміною товщини захисного шару σ .

Графіки залежності коефіцієнта пропускання теплового потоку випадковим захисним шаром $k(y_m, Bi)$ від y_m за різних значень критерію Bi представлені на рисунку 2.10.

Величина $k_c(y_m, Bi)$ на рисунку 2.10 є коефіцієнтом пропускання теплового потоку шаром постійної товщини, яка дорівнює середній товщині відповідного шару випадкової товщини:

$$k_c(y_m, Bi) = \frac{1}{1 + Bi \cdot \bar{y}(y_m)}, \tag{2.144}$$

де \bar{y} - безрозмірене на σ середнє значення товщини шару випадкової товщини:

$$\bar{y}(y_m) = \frac{1}{\sigma} \cdot \int_0^{\infty} h \cdot g(h) \cdot dh = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi}} \int_0^{\infty} y \cdot \exp\left[-\frac{1}{2}(y - y_m)^2\right] \cdot dy. \quad (2.145)$$

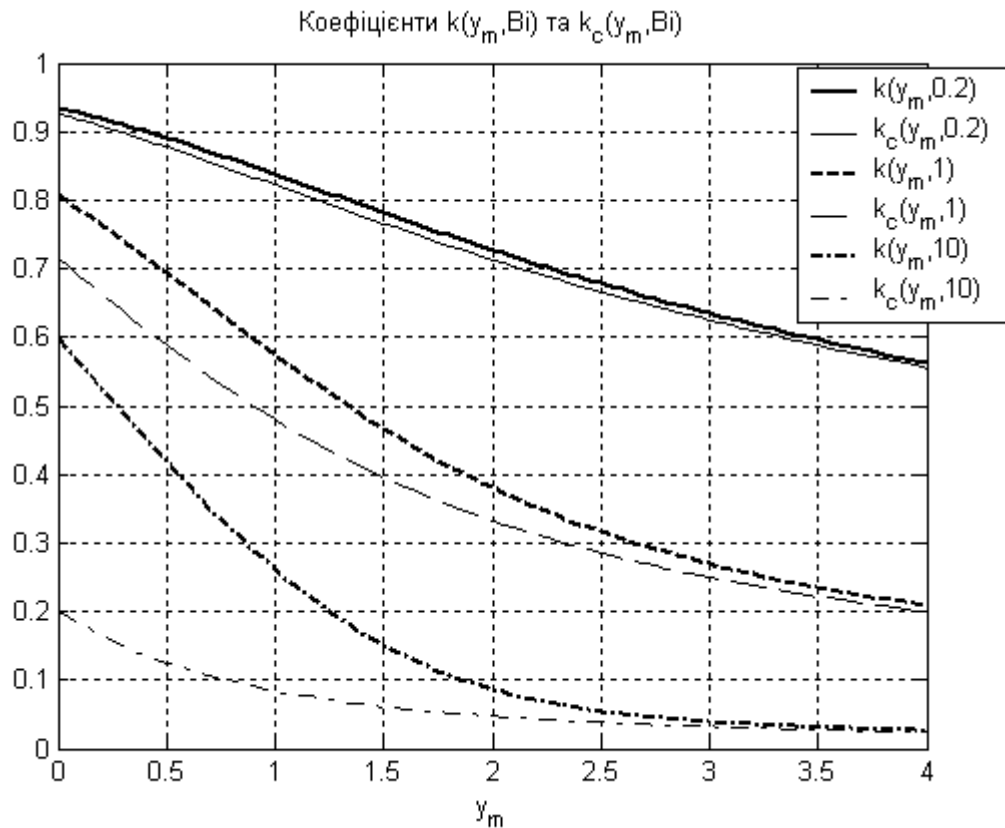


Рис. 2.10 - Графіки залежності коефіцієнта пропускання теплового потоку захисним шаром випадкової товщини $k(y_m, Bi)$ і відповідним йому захисним шаром постійної товщини $k_c(y_m, Bi)$ від y_m за різних значень критерію Bi

Порівняння графіків на рисунку 2.10 демонструє, що відмінність захисної дії покриттів випадкової й не випадкової товщини є суттєвим тільки у разі сумісного виконання двох умов: 1) немалої величини варіацій товщини покриття (σ) у порівнянні з ймовірним значенням товщини, тобто за невеликих значень y_m ; 2) немалим значенням варіаційного критерію Біо ($Bi = \alpha \cdot \sigma / \lambda$).

2.4 Моделювання теплозахисної дії поглинаючого покриття у разі виникнення пожежі у приміщенні

У даному підрозділі буде розглянуто питання щодо комп'ютерного моделювання дії вогнезахисного покриття у разі виникнення пожежі у приміщенні.

Нагрівання поверхонь тіл відбувається внаслідок тепловіддачі від гарячого газового середовища приміщення. Значення температури газового середовища у приміщенні визначається у рамках відомої інтегральної моделі, деякі аспекти якої, які стосуються швидкості вигорання, уточнювалися у роботах [15, 16].

Інтегральна модель визначає часові залежності середніх об'ємних значень параметрів стану газового середовища у приміщенні, до яких відносяться тиск p_m , Па, густина ρ_m , $\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$, абсолютна температура T_m , К, масова частка i -го компонента $g_{i,m}$ (нижній індекс « m » в позначці параметра стану означає середнє об'ємне значення).

Приведемо основні рівняння інтегральної моделі.

1) Рівняння стану ідеального газу:

$$p_m = \rho_m \cdot R_m \cdot T_m, \quad (2.146)$$

де R_m - питома газова стала газового середовища у приміщенні, $\text{Дж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$.

2) Рівняння матеріального балансу:

$$V \frac{d\rho_m}{d\tau} = G_{in} + \psi_b - G_{out}, \quad (2.147)$$

де G_{in} і G_{out} - масова витрата газів до приміщення та назовні, $\text{кг}\cdot\text{с}^{-1}$, відповідно; ψ_b - швидкість вигорання (газифікації) пального в осередку пожежі, $\text{кг}\cdot\text{с}^{-1}$; V - об'єм приміщення, м^3 .

3) Рівняння балансу кисню:

$$V \frac{d(\rho_m \cdot g_{O_2,m})}{d\tau} = G_{in} \cdot g_{O_2,a} - \eta_b \cdot \psi_b \cdot L_{O_2} - G_{out} \cdot g_{O_2,m}, \quad (2.148)$$

де η_b - коефіцієнт повноти згорання пального; L_{O_2} - маса кисню, яка потрібна для повного згорання одиниці маси пального матеріалу, $\text{кг}\cdot\text{кг}^{-1}$; $g_{O_2,a}$ - масова частка кисню у припливному (до приміщення) повітрі (зазвичай $g_{O_2,a} = 0,23$).

4) Рівняння балансу продуктів горіння:

$$V \frac{d(\rho_m \cdot g_{i,m})}{d\tau} = G_{in} \cdot g_{i,a} + \eta_b \cdot \psi_b \cdot L_i - G_{out} \cdot g_{i,m}, \quad (2.149)$$

де $i = CO_2, CO, H_2O, HCl$ - індекс продукту згорання; L_i - маса i -го продукту згорання, яка утворюється при повному згоранні одиниці маси

пального матеріалу, $\text{кг}\cdot\text{кг}^{-1}$; $g_{i,a}$ - масова частка i -го продукту згоряння у припливному повітрі.

5) Рівняння балансу інертного газу:

$$V \frac{d(\rho_m \cdot g_{i,m})}{d\tau} = G_{\text{in}} g_{i,a} - G_{\text{out}} g_{i,m}, \quad (2.150)$$

де $i = N_2, Ar$ - індекс інертного газу; $g_{i,a}$ - масова частка i -го інертного газу у припливному повітрі.

6) Рівняння енергії:

$$\frac{V}{k-1} \frac{dp_m}{d\tau} = (\eta_b \cdot Q_l + i_g) \cdot \psi_b - Q_w + G_{\text{in}} \cdot c_a \cdot T_a - G_{\text{out}} \cdot c_m \cdot T_m, \quad (2.151)$$

де k - стала адіабати газового середовища; Q_l - питома нижча теплота згоряння пального, $\text{Дж}\cdot\text{кг}^{-1}$; i_g - це питома теплота відповідного процесу газифікації, $\text{Дж}\cdot\text{кг}^{-1}$; c_m - середня питома ізобарна теплоємність газового середовища у приміщенні, $\text{Дж}\cdot\text{кг}^{-1} \text{K}^{-1}$; c_a - питома ізобарна теплоємність припливного повітря, $\text{Дж}\cdot\text{кг}^{-1} \text{K}^{-1}$, а T_a - його абсолютна температура, К.

Тепловий потік Q_w , Вт, що уходить із газового середовища приміщення, складається з двох складових: конвекційного потоку тепла в огорожу і радіаційного теплового потоку із приміщення у навколишнє середовище:

$$Q_w = \bar{\alpha} \cdot (T_m - T_w) \cdot F_w + \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_m^4 - T_a^4) \cdot F_a, \quad (2.152)$$

де T_w - середня абсолютна температура поверхні огорожі, К; F_a - площа отворів, що з'єднують приміщення із зовнішнім середовищем, м^2 ; ε - ступінь чорноти середовища; $\bar{\alpha}$ - середній по поверхні огорожі коефіцієнт тепловіддачі, $\text{Вт}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$.

Початковими умовами до приведеної системи звичайних диференціальних рівнянь є дані про стан газового середовища перед пожежею, тобто при $\tau = 0$:

$$T_m(0) = T_0, \quad p_m(0) = p_0, \quad \rho_m(0) = \rho_0, \quad g_{i,m}(0) = g_{i,0}.$$

Швидкість вигорання горючого матеріалу ψ_b задається співвідношенням:

$$\psi_b = u_m \cdot F_f \cdot K_{O_2}, \quad (2.153)$$

де u_m - питома масова швидкість вигорання, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$; F_f - площа пожежі, м^2 , залежність якої від часу має вигляд

$$F_f(\tau) = \begin{cases} F_0 + F_1 \cdot \tau + F_2 \cdot \tau^2, & F_f(\tau) < F_{floor} \\ F_{floor}, & F_f(\tau) \geq F_{floor} \end{cases}, \quad (2.154)$$

де F_0 , м^2 , F_1 , $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, F_2 , $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-2}$ - константи, значення яких задає користувач, F_{floor} - максимальна можлива площа горіння, м^2 ; множник K_{O_2} , що враховує залежність швидкості вигорання від концентрації кисню, задається формулою $K_{O_2} = \left(\frac{g_{O_2.m}}{g_{O_2.a}} \right)^2$.

Газообмін приміщення із навколишнім середовищем має дві складові – примусову вентиляцію і вільну конвекцію. Відповідно масова витрата газообміну у моделі має вигляд

$$G_{out} = G_{out}^{forc} + G_{out}^{free}, \quad G_{in} = G_{in}^{forc} + G_{in}^{free},$$

в якому на характер газообміну вказує верхній індекс: *forc* - примусовий, *free* - вільний.

Вимушена складова масової витрати задається співвідношеннями

$$G_{out}^{force} = \rho_m \cdot W_-, \quad G_{in}^{force} = \rho_a \cdot W_+,$$

де W_- та W_+ - задана об'ємна витрата витяжної та припливної примусової вентиляції відповідно, $\text{м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$; ρ_a - густина припливного повітря, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$.

Вільний газообмін визначається за звичайною методикою. Його витрата дорівнює сумі витрат крізь всі відкриті прорізи. Для кожного прорізу важливим є взаємне розташування нижнього і верхнього країв прорізу, крізь який йде газообмін, і так званої нейтральної зони. Для кожного прямокутного прорізу шириною b_o і висотою h_o , в залежності від відрахованих від підлоги висоти нейтральної зони h_n та висот нижнього h_- і верхнього h_+ ($h_+ = h_- + h_o$) країв прорізу, існує три варіанти газообміну:

1) нейтральна зона вище прорізу (тобто $h_n > h_+$)

$$G_{out}^{free} = 0,$$

$$G_{ii}^{free} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \cdot b_o \cdot \sqrt{g \cdot \rho_a \cdot (\rho_a - \rho_m)} \cdot \left[(h_n - h_-)^{3/2} - (h_n - h_+)^{3/2} \right];$$

2) нейтральна зона перетинає проріз (тобто $h_+ > h_n > h_-$)

$$G_{out}^{free} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \cdot b_o \cdot \sqrt{g \cdot \rho_m \cdot (\rho_a - \rho_m)} \cdot (h_+ - h_n)^{3/2},$$

$$G_{ii}^{free} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \cdot b_o \cdot \sqrt{g \cdot \rho_a \cdot (\rho_a - \rho_m)} \cdot (h_n - h_-)^{3/2};$$

3) нейтральна зона нижча за проріз (тобто $h_- > h_n$)

$$G_{out}^{free} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \cdot b_o \cdot \sqrt{g \cdot \rho_m \cdot (\rho_a - \rho_m)} \cdot \left[(h_+ - h_n)^{3/2} - (h_- - h_n)^{3/2} \right],$$

$$G_{ii}^{free} = 0,$$

де g - прискорення вільного падіння, м с^{-2} .

Положення нейтральної зони визначається припущенням, що в разі наближення середньої густини середовища у приміщенні ρ_m до характерної густини зовнішнього повітря ρ_a нейтральна зона по висоті припадає на середину приміщення. За таких обставин

$$h_n = \frac{H}{2} + \frac{p_a - p_m}{g \cdot (\rho_a - \rho_m)}, \quad (2.155)$$

де H - висота приміщення; p_a - характерна величина атмосферного тиску поза приміщенням.

Викладена модель стала складовою частиною моделей, які описують нагрівання тіл у разі виникнення пожежі у приміщенні. Створення таких моделей полягає в об'єднанні системи рівнянь моделі пожежі у приміщенні з відповідними системами рівнянь, що описують нагрівання захищених поверхонь тіл. При такому об'єднанні у других системах рівнянь необхідно замість відомої температури газового середовища T_f підставити температуру $T_m(\tau)$ із рівнянь моделі пожежі. Програми вирішення таких об'єднаних систем були реалізовані у комп'ютерному середовищі «Matlab».

На рис. 2.11 представлено типовий варіант моделювання нагрівання поверхні термічно товстого тіла у випадку пожежі у приміщенні за наявності захисту поверхні та без нього. Наведено графіки залежності від часу

температури середовища t_m °С, температури зовнішньої (гарячої) поверхні захисного шару, температури поверхні тіла без захисту та із захистом.

Основні параметри моделювання пожежі у приміщенні були наступні: розміри підлоги приміщення 10×6 м, висота $H = 4$ м; параметри двох відкритих отворів $c_{o,1} = 0$, $h_{o,1} = 2$, $b_{o,1} = 1$, $c_{o,2} = 1$, $h_{o,2} = 1$, $b_{o,2} = 1$, де $c_{o,1}, c_{o,2}$ - відстань від підлоги до нижнього краю відповідного отвору, м; $h_{o,1}, h_{o,2}$ - висота відповідного отвору, м; $b_{o,1}, b_{o,2}$ - ширина відповідного отвору, м; об'ємні витрати примусової вентиляції $W_+ = W_- = 0$ м³·с⁻¹; початкова температура повітря у приміщенні $t_0 = 20$ °С, температура зовнішнього повітря $t_a = 20$ °С; параметри пального (будівлі 1-2 ступеня вогнестійкості: меблі та побутові вироби) $Q_l = 13800$ кДж·кг⁻¹, $u_m = 0,0145$ м·с⁻¹, $\eta_b = 0,9$, $L_{O_2} = 1,03$, $L_{CO_2} = 0,203$, $L_{CO} = 0,0022$, $L_{HCl} = 0,014$, $L_{H_2O} = 0,095$, загальна маса горючого навантаження - 1000 кг; параметри розкладення площі пожежі у ряд: $F_0 = 1$, м²; $F_1 = 0,01$, м²·с⁻¹; $F_2 = 0,0003$, м²·с⁻².

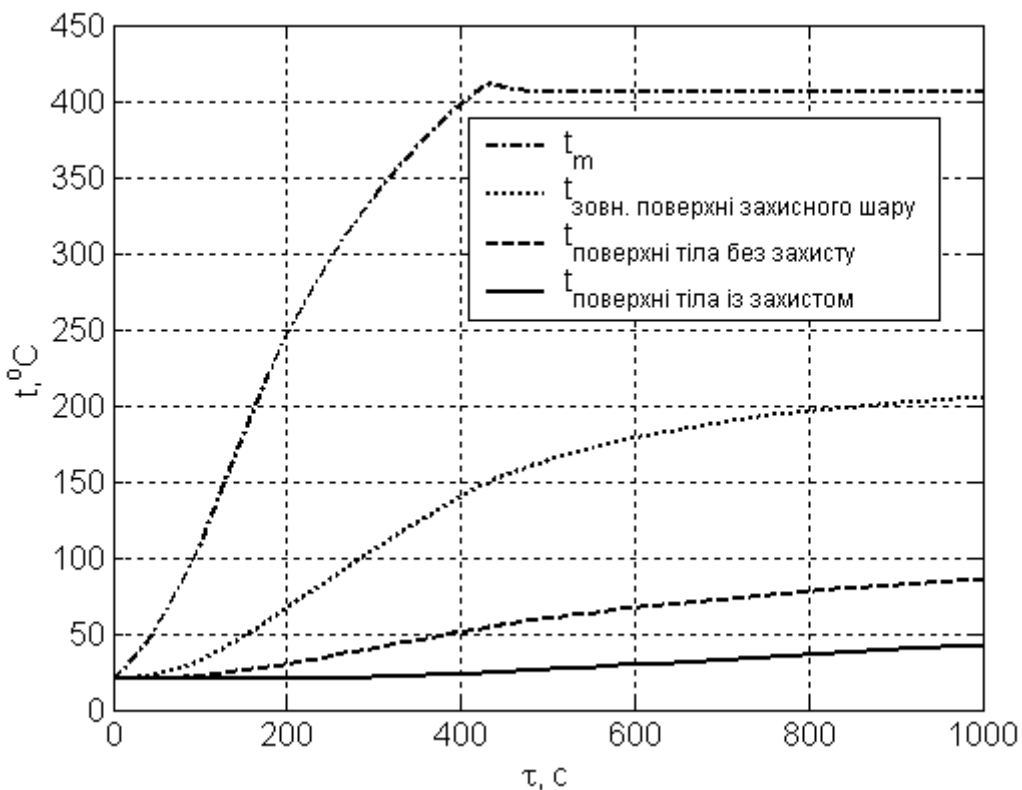


Рис. 2.11 - Графіки залежності температур від часу в моделі прогріву поверхні захищеного та незахищеного термічно товстого тіла у разі виникнення пожежі у приміщенні

Параметри захисного шару мали значення: $\rho = 500 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$, $c_p = 1 \text{ кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$, $\lambda = 0,2 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$, $h = 0,02 \text{ м}$.

Параметри термічно товстого тіла мали величини: $\rho_* = 2000 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$, $c_{p*} = 1 \text{ кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$, $\lambda_* = 1,0 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$.

Порівняння двох нижніх ліній на рис. 2.11 наочно демонструє захисну дію покриття. Вихід температури t_m на стаціонарний режим пов'язаний із досягненням площею горіння F_f свого максимального значення.

На рис. 2.12 представлено типовий варіант моделювання нагрівання поверхні термічно тонкого тіла у випадку пожежі у приміщенні за наявності захисту поверхні та без нього. Наведено графіки залежності від часу температури середовища t_m °С, температури зовнішньої (гарячої) поверхні захисного шару, температури поверхні тіла без захисту та температури поверхні термічно тонкого тіла без захисту та із захистом.

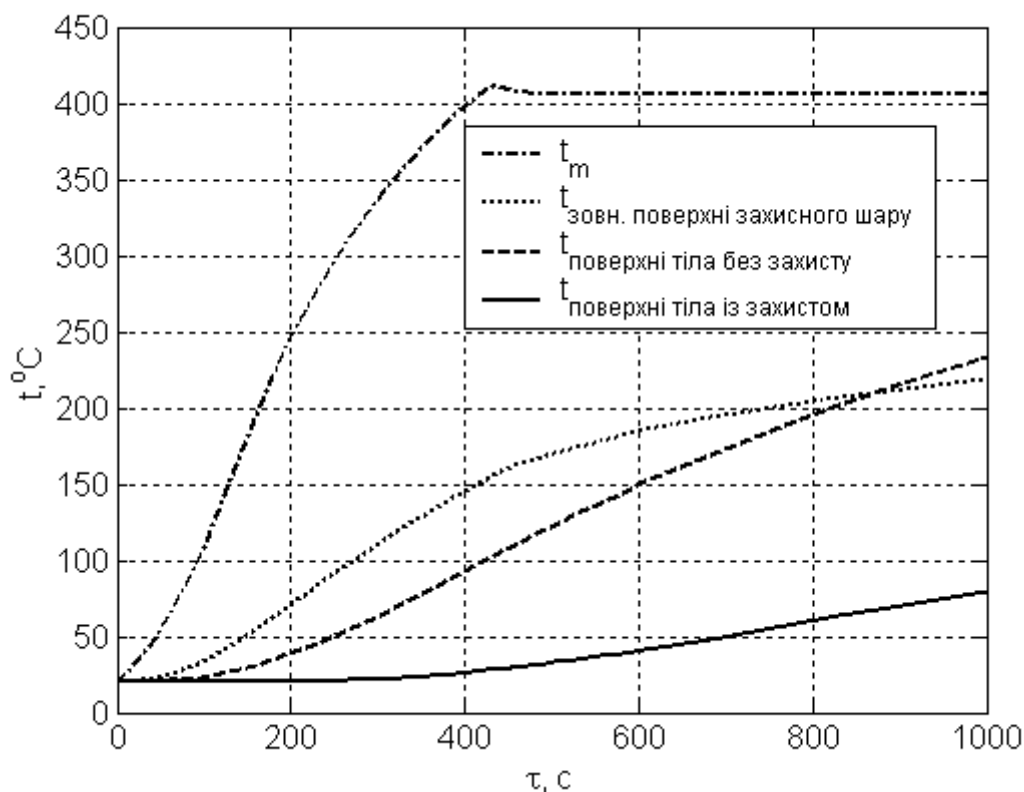


Рис. 2.12 - Графіки залежності температур від часу в моделі прогріву поверхні захищеного та незахищеного термічно тонкого тіла у разі виникнення пожежі у приміщенні

Основні параметри моделювання пожежі у приміщенні були такі саме, як і в попередньому випадку термічно товстого тіла. Такими ж були параметри захисного шару і властивостей речовини термічно тонкого тіла. Додалася лише товщина термічно тонкого тіла: $h_* = 0,005 \text{ м}$.

Задача прогріву термічно тонкого тіла в загальному випадку вимагає задання ще температури середовища з іншого (негарячого) боку тіла та коефіцієнта тепловіддачі α_2 у цю сторону. У випадку на рис. 2.12 вибрано варіант $\alpha_2 = 0$, який відповідає відсутності відводу тепла від термічно тонкого тіла, що призводить до максимально можливого його нагрівання.

Порівняння двох нижніх ліній на рис. 2.12 наочно демонструє захисну дію покриття.

Наведемо результати, одержані у даному розділі.

1. Отримано аналітичне рішення задачі нестационарної теплопровідності по визначенню температури поверхні термічно товстого тіла під час нагрівання крізь плоский шар інертного теплопоглинаючого матеріалу за часів нагрівання, що значно перевищують характерний час прогріву захисного шару. Показано, що у цьому випадку нанесення захисного покриття відповідає збільшенню термічного опору тепловіддачі на величину термічного опору теплопровідності захисного шару.

2. Знайдено аналітичне рішення задачі нестационарної теплопровідності по визначенню залежності від часу температури захищеної інертним покриттям поверхні термічно товстого тіла за великих (у порівнянні з одиницею) коефіцієнтів активності (що відповідає захисту металеві поверхні неметалевим покриттям) та малих критеріїв Біо, яке забезпечує одержання аналітичних прогнозних оцінок для критичних значень параметрів пожежної безпеки (межі вогнестійкості, рівня температури гарячого середовища), виходячи із критичного рівня температури поверхні захищеного тіла.

3. Знайдено аналітичне рішення задачі нестационарної теплопровідності з визначення температур під час нагрівання плоского шару термічно тонкого тіла (ТТТ) крізь плоске теплопровідне інертне покриття довільної товщини, що має вигляд ряду, доданки якого експоненційно убивають із часом. Отримано формули розрахунку всіх доданків цього ряду і показано, що основною відмінністю даної задачі від відомої ситуації одностороннього прогріву одинарної плоскої пластини є залежність не від двох критеріїв (Біо та Фур'є), а від чотирьох (двох критеріїв Біо, критерію Фур'є та відношення поверхневих теплоємностей ТТТ і покриття), а також доведено, що для більшості розрахунків достатньо двох перших членів ряду, що дозволяє виявити явний вираз залежності критичних значень параметрів пожежної безпеки (межі вогнестійкості, рівня температури гарячого середовища) від критичного рівня температури ТТТ.

4. Отримано аналітичне співвідношення залежності від часу температури ТТТ, за часів нагрівання, що значно перевищують характерний час прогріву захисного шару. У цьому випадку закони зміни температури ТТТ із нанесеним покриттям і без нього є аналогічними. Формально нанесення покриття приводить до збільшення термічного опору

теплопередачі на величину термічного опору теплопровідності захисного шару і до відповідного зростання теплоємності системи.

5. Проведено порівняння теплозахисної дії однорідного і випадково-неоднорідного покриття. Показано, що урахування неоднорідності товщини покриття є суттєвим за умов сумісного виконання двох умов: 1) немалої величини варіацій товщини покриття (σ), у порівнянні з її середнім значенням (a); 2) немалою значення варіаційного критерію Біо ($Bi = \alpha \cdot \sigma / \lambda \geq 1$, де λ - коефіцієнт теплопровідності матеріалу покриття, α - коефіцієнт тепловіддачі) задачі теплообміну покриття із середовищем.

РОЗДІЛ 3

ЗАХИСТ ПОВЕРХОНЬ ТІЛ ВІДБІВАЮЧИМИ ЕКРАНАМИ

У цьому розділі буде досліджено питання про захист поверхонь тіл від теплового впливу пожежі за допомогою одного або декількох термічно тонких, оптично непрозорих відбиваючих екранів із повітряними або теплопровідними оптично тонкими прошарками. Також буде розглянуто модель теплозахисної дії напівважкого теплозахисного костюма в умовах сталого теплового впливу та під час пожежі у приміщенні.

3.1 Моделювання захисної дії одиничного відбиваючого екрана, відокремленого від поверхні захисту повітряним прошарком [25]

Надзвичайні ситуації, що є наслідком пожеж, часто супроводжуються наявністю потерпілих, які не можуть самостійно евакуюватися з місця загоряння. Для евакуації таких потерпілих пожежорятувальні підрозділи оснащені відповідними засобами порятунку. Одним із недоліків наявних засобів порятунку є відсутність вогнезахисного покриття, здатного знизити рівень впливу небезпечних факторів пожежі, таких як відкрите полум'я або тепловий потік, на тіло потерпілого. У даному пункті монографії побудовано математичну модель для розрахунку захисної дії теплоізоляційної накидки, призначеної для захисту потерпілого від впливу високотемпературних джерел енергії.

Питання використання вогнезахисних волокон і текстильних полотен теоретично досліджувалось багатьма вітчизняними й закордонними вченими [158]. Однак аналіз використання ефективних засобів захисту потерпілих в умовах пожежі від небезпечних теплових факторів, особливо в комбінації з існуючими засобами евакуації, відсутній. У зв'язку із цим розробка математичної моделі розрахунку захисної дії теплоізоляційної накидки, призначеної для захисту потерпілих в умовах пожежі, є актуальною. Зазначену накидку планується використати в комплексі із засобами евакуації потерпілих.

У роботі припускається, що накидка, яка являє собою спеціальну тканину, поводить себе подібно до відбиваючого теплового екрана, тобто є оптично непрозорим термічно тонким тілом. Стаючи на шляху поширення теплового випромінювання, накидка екранує прямий променистий тепловий потік від полум'я в напрямку тіла постраждалого (рис. 3.1).

Під впливом цього потоку накидка нагрівається, стаючи джерелом власного теплового випромінювання, яке далі все одно потрапляє на потерпілого. Безпека зберігається, якщо питомий результуючий потік тепла від накидки на тіло q_* потерпілого не перевищує відповідного критичного значення q_{cr} ($q_{cr} = 1200 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$); інакше кажучи, критерій безпеки має вигляд нерівності

$$q_* \leq q_{cr} \cdot \quad (3.1)$$

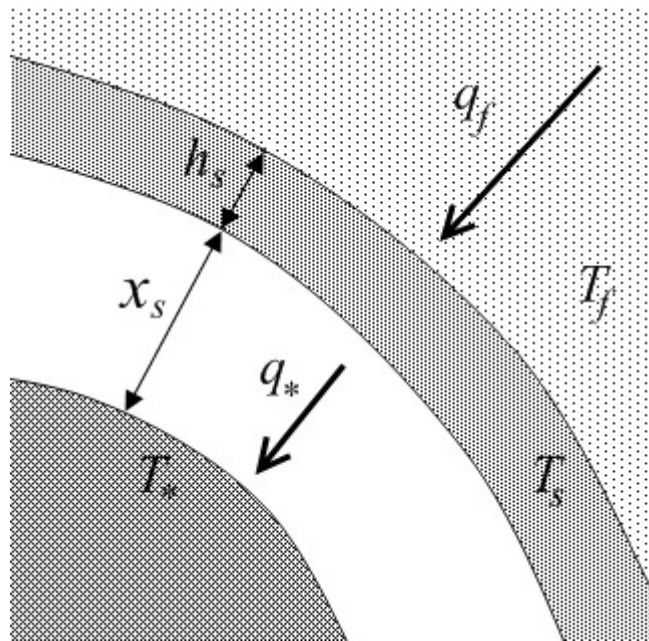


Рис. 3.1 - Схема задачі термічного захисту тіла від теплового впливу полум'я

Для визначення максимально припустимого значення температури накидки (перетворюючого вираз (3.1) у рівність) необхідно визначитися із залежністю питомого потоку q_* від температур. Внаслідок непрозорості накидки відсутня пряма залежність величини q_* від температури полум'я T_f . Величина q_* визначається температурами накидки T_s й тіла потерпілого T_* . Відразу відзначимо, що аж до настання неприйнятної ситуації зміна температури поверхні тіла потерпілого є незначною. У зв'язку із цим будемо вважати цю температуру постійною (приблизно рівною $T_* \approx 40 + 273$, К).

Тепловий потік від накидки до потерпілого має дві складові: радіаційну і конвекційну, тобто

$$q_* = q_{*,r} + q_{*,con} \cdot \quad (3.2)$$

де $q_{*,r}$ і $q_{*,con}$ - відповідно величина щільності радіаційного і конвекційного теплових потоків, Вт·м⁻².

Величину цих теплових потоків будемо оцінювати за формулами, що описують передачу тепла у плоскому зазорі між двома поверхнями. Якщо середовище у зазорі є оптично прозорим, то щільність радіаційної складової теплового потоку описує співвідношення

$$q_r(T_1, T_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) = \varepsilon_{II}(\varepsilon_1, \varepsilon_2) \cdot \sigma \cdot [T_1^4 - T_2^4], \quad (3.3)$$

де ε_1, T_1 і ε_2, T_2 – відповідно ступені чорноти (відносні випромінювальні здатності), абсолютні температури гарячої та холодної поверхонь теплообміну. В записі співвідношення (3.3) введено окрему позначку зведеного ступеня чорноти системи двох паралельних нескінченних площин

$$\varepsilon_{II}(\varepsilon_1, \varepsilon_2) = (\varepsilon_1^{-1} + \varepsilon_2^{-1} - 1)^{-1}. \quad (3.4)$$

З використанням формули (3.3) щільність радіаційної складової теплового потоку $q_{*,r}$ набуває вигляду

$$q_{*,r} = q_r(T_s, T_*, \varepsilon_s'', \varepsilon_*), \quad (3.5)$$

де ε_* й ε_s'' – ступені чорноти (відносні випромінювальні здатності) поверхні тіла потерпілого та внутрішньої поверхні накидки відповідно.

Якщо конвекційний теплоперенос викликано вільною конвекцією повітря у плоскому зазорі, адекватну оцінку величини відповідного питомого теплового потоку дає вираз:

$$q_{con}(T_1, T_2, x) = \varepsilon_{con} \cdot \frac{\lambda_a}{x} \cdot (T_1 - T_2), \quad (3.6)$$

де T_1 і T_2 – відповідно абсолютні температури гарячої та холодної поверхонь теплообміну; x - характерна відстань (товщина зазору) між поверхнями теплообміну, м; λ_a – коефіцієнт теплопровідності повітря, Вт·м⁻¹·К⁻¹; індекс «а» тут і далі вказує на те, що відповідна характеристика повітря визначається за його середньої температури $T_a = \frac{T_1 + T_2}{2}$.

Множник ε_{con} відображає обумовлене конвекцією повітря зростання теплопереносу в порівнянні зі звичайною теплопровідністю. Величина ε_{con} визначається із критеріального рівняння

$$\varepsilon_{con} = 0,18 \cdot (Gr \cdot Pr)_a^{0,25}, \quad (3.7)$$

в якому вираз у дужках являє собою добуток критеріїв Грасгофа (Gr) і Прандтля (Pr)

$$(Gr \cdot Pr)_a = \frac{g \cdot (T' - T'') \cdot x^3}{T_a \cdot \nu_a^2} \cdot Pr_a, \quad (3.8)$$

де $g = 9,8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$ – прискорення вільного падіння; ν_a – коефіцієнт кінематичної в'язкості повітря, $\text{м}^2 \text{ с}^{-1}$.

Відзначимо, що наведені значення множника і ступені у критеріальному рівнянні (3.7) мають на увазі виконання обмеження

$$10^3 < (Gr \cdot Pr)_a < 10^{10}.$$

$$\text{При } 0 < (Gr \cdot Pr)_a < 10^3 \quad \varepsilon_{con} = 1.$$

Відповідно до сказаного конвекційний теплоперенос у зазорі між накладкою і тілом потерпілого дає вираз (дивись (3.6))

$$q_{*.con} = q_{con}(T_s, T_*, x_s), \quad (3.9)$$

де x_s – товщина зазору між накладкою й тілом постраждалого, м.

Залежності питомого потоку q_* від температури накладки $t_s, ^\circ\text{C}$, за різних значень ступеня чорноти її внутрішньої поверхні ε_s'' і різних значень відстані x_s між накладкою й тілом потерпілого, представлено на рис. 3.2. Аналіз цих графіків, з урахуванням того, що радіаційна складова теплового потоку $q_{*.r}$ (див. формулу (3.5)) не залежить від x_s , а конвекційна складова $q_{*.con}$ (див. формулу (3.9)) не залежить від ε_s'' , показує, що в розглянутому інтервалі температур основний внесок у теплоперенос від накладки до тіла потерпілого за значень $\varepsilon_s'' \sim 1$ вносить променистий механізм теплопередачі. При $\varepsilon_s'' \ll 1$ домінує конвекційний механізм.

Для визначення граничної безпечної для об'єкта захисту температури накладки $t_{s.cr} = T_{s.cr} - 273, ^\circ\text{C}$ необхідно вирішити граничний варіант рівняння (3.1)

$$q_*(T_{s.cr}, T_*, \varepsilon_s'', \varepsilon_*, x_s) = q_{cr}. \quad (3.10)$$

Графіки (рис. 3.2) показують, що за умов рівня критичного питомого потоку $q_{cr} \approx 1200 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ і $\varepsilon_* = 0,9$ критичні температури екрануючої накладки дорівнюють: $t_{s.cr} = 130 ^\circ\text{C}$ - при $\varepsilon_s'' = 0,9$ і $x_s = 0,01$; $t_{s.cr} = 140 ^\circ\text{C}$ - при $\varepsilon_s'' = 0,9$ і $x_s = 0,1$ м; $t_{s.cr} = 200 ^\circ\text{C}$ - при $\varepsilon_s'' = 0,1$ і $x_s = 0,01$ м; $t_{s.cr} = 255 ^\circ\text{C}$ - при $\varepsilon_s'' = 0,1$ і $x_s = 0,1$ м.

Отримані значення величини $t_{s.cr}$ вказують на необхідність урахувати не тільки теплозахисну дію накладки, але і здатність її матеріалу без руйнування переносити досить високу власну температуру. За низьких припустимих значень температур матеріалу накладки $t_{ss.cr}$ в якості $t_{s.cr}$ необхідно приймати $t_{ss.cr}$.

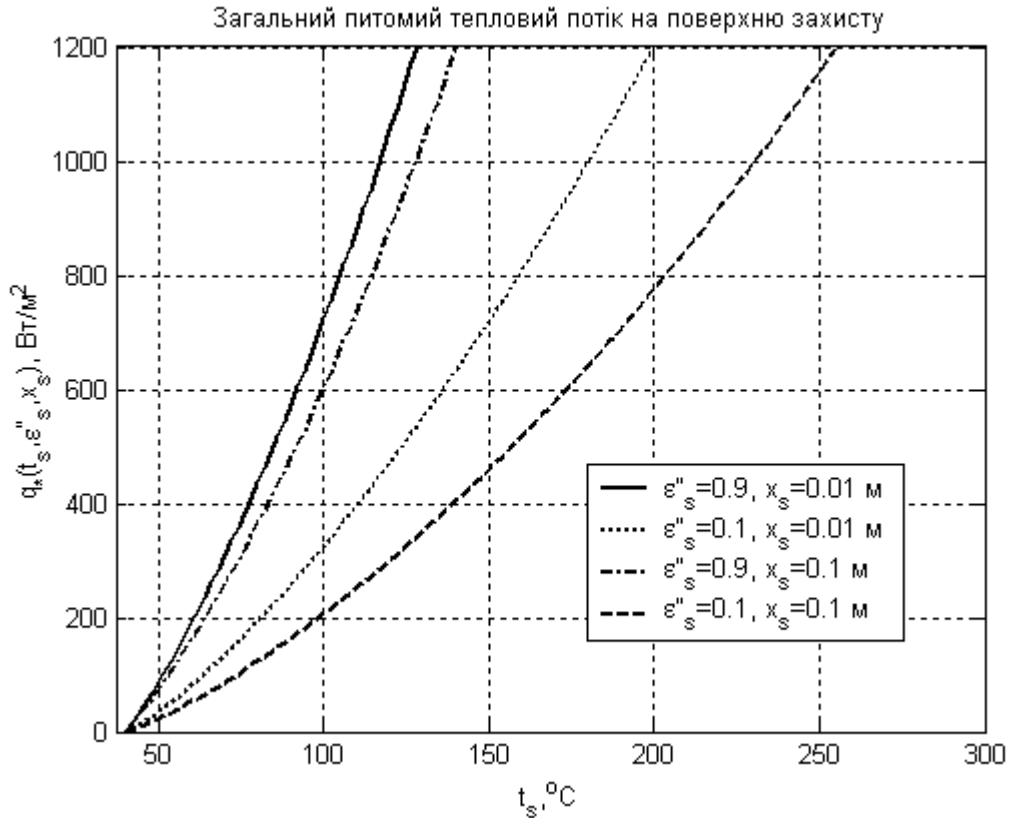


Рис. 3.2 - Графіки залежності повного питомого потоку $q_*(t_s, \varepsilon_s'', \varepsilon_*, x_s)$, Вт·м⁻², між накідкою й тілом постраждалого від температури накідки t_s , °C, при $\varepsilon_* = 0,9$ і за відповідних значень ступеня чорноти накідки ε_s'' і відстані від неї до тіла постраждалого x_s , м

Для визначення часу захисної дії накідки (часу її нагрівання до температури $T_{s,cr} = t_{s,cr} + 273$, К) розглянемо рівняння теплового балансу

$$\rho_s \cdot c_{p,s} \cdot h_s \cdot \frac{dT_s}{d\tau} = q_f - q_*, \quad (3.11)$$

де ρ_s , $c_{p,s}$ й h_s — відповідно густина матеріалу, кг·м⁻³, питома масова ізобарна теплоємність, Дж·кг⁻¹·К⁻¹, і товщина накідки, м. Величина q_f являє собою результуючий питомий тепловий потік від полум'я до накідки. Його можна оцінити співвідношенням

$$q_f = q_{f,r}(T_f, T_s, \varepsilon_f, \varepsilon_s') \equiv \varepsilon_f \cdot \varepsilon_s' \cdot \sigma \cdot [T_f^4 - T_s^4], \quad (3.12)$$

де ε_f й ε_s' — ступені чорноти (відносні випромінювальні здатності) полум'я і зовнішньої поверхні накідки відповідно; T_f — абсолютна температура полум'я, К. У зв'язку з тим, що максимально можлива безпечна абсолютна

температура накидки $T_{s.cr}$ в рази менше температури полум'я T_f , залежність потоку q_f від температури накидки можна спростити, взявши

$$q_f = \varepsilon_f \cdot \varepsilon'_s \cdot \sigma \cdot (T_f^4 - T_{s,0}^4), \quad (3.13)$$

де $T_{s,0} \equiv T_s(0)$ - абсолютна початкова температура накидки, К. Тут і далі у розділі приймемо $T_{s,0} \approx T_*$.

З такою ж точністю в рівнянні (3.10) можна знехтувати тепловим потоком від накидки до потерпілого q_* , в порівнянні з потоком від полум'я до накидки q_f . У результаті рівняння (3.11) спроститься і, з урахуванням формули (3.13), набуває вигляду

$$\rho_s \cdot c_{p,s} \cdot h_s \cdot \frac{dT_{s.simple}}{d\tau} = \varepsilon_f \cdot \varepsilon'_s \cdot \sigma \cdot (T_f^4 - T_{s,0}^4). \quad (3.14)$$

де $T_{s.simple}(\tau)$ - абсолютна температура накидки, отримана при описаному вище спрощенні рівнянь, К.

Інтегруючи рівняння (3.14), отримуємо залежність

$$T_{s.simple}(\tau) = T_{s,0} + \gamma \cdot \tau, \text{ К}, \quad (3.15)$$

де введено допоміжний параметр γ , який є швидкістю зміни температури у часі. Він дорівнює

$$\gamma \equiv \frac{\varepsilon_f \cdot \varepsilon'_s \cdot \sigma \cdot (T_f^4 - T_{s,0}^4)}{\rho_s \cdot c_{p,s} \cdot h_s}, \text{ К} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (3.16)$$

Використовуючи формулу (3.15), можна оцінити час нагрівання накидки τ_{cr} до критичної температури $T_{s.cr}$. Він дорівнює

$$\tau_{cr} = \gamma^{-1} \cdot \Delta T_{s.cr}, \quad (3.17)$$

де $\Delta T_{s.cr} = T_{s.cr} - T_{s,0}$.

Співвідношення (3.17), (3.16) (за умови визначення з рівняння (3.10) температур $T_{s.cr}$) розв'язують задачу знаходження часу захисної дії накидки τ_{cr} .

Якщо мати за мету збільшення часу τ_{cr} слід враховувати, що у потрібному напрямку діє зменшення параметра γ (3.16) і збільшення $T_{s.cr}$.

Зменшення γ є можливим як за збільшення теплоємності одиниці площі покриття $c_p'' = \rho_s \cdot c_{p.s} \cdot h_s$, так і за зменшення відносної випромінювальної здатності зовнішньої поверхні покриття ϵ'_s . Шлях збільшення c_p'' , за рахунок збільшення величини $\rho_s \cdot h_s$ є тупиковим, бо тоді збільшується вага покриття. Єдиною можливістю є пошук матеріалу, здатного підійти (за певними властивостями). Зменшення ϵ'_s можливо за рахунок додаткового напилювання відповідного металу.

На збільшення величини $T_{s.cr}$ (за фіксованого значення q_{cr}), згідно із рівнянням (3.10) (із урахуванням залежностей (3.5) і (3.9)), спрямовано зменшення ступенів чорноти ϵ_s'' і ϵ_* та збільшення товщини прошарку x_s . Відмітимо, що вплив величин ϵ_s'' і ϵ_* на величину $T_{s.cr}$ є суттєвим, бо величина променистого потоку у прошарку майже лінійно залежить від ϵ_s'' і ϵ_* . Залежність $T_{s.cr}$ від x_s є слабкою, бо, згідно із співвідношеннями (3.6)-(3.8), конвекційна складова загального теплового потоку на поверхню захисту є пропорційною $(x_s)^{-0,25}$.

Коректність проведених спрощень наочно ілюструють графіки, наведені на рисунках 3.3 і 3.4, на яких зображено залежність від часу температури накидки і питомі теплові потоки в описі без спрощень рівняння (3.11) ($t_{s.real}$) і за максимальним спрощенням, якому відповідає рівняння (3.14) ($t_{s.simple}$). Зазначені графіки побудовані при $\rho_s = 2 \cdot 10^3 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$, $c_{p.s} = 1 \cdot 10^3 \text{ Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ К}^{-1}$, $h_s = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $\epsilon_f = 0,8$, $\epsilon'_s = \epsilon_s'' = 0,2$, $\epsilon_* = 0,9$, $T_f = 1000 + 273 \text{ К}$, $x_s = 0,01 \text{ м}$ і $x_s = 0,1 \text{ м}$. З цих графіків випливає, що до $\tau = 50 \text{ с}$ описи нагрівання накидки за точною і спрощеною моделлю візуально практично не різняться. У випадку $q_{cr} \approx 1200 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ і $x_s = 0,01$ критична температура екрануючої накидки дорівнює $t_{s.cr} = 182 \text{ }^\circ\text{C}$ (вона досягається за точною моделлю за $\tau_{cr} = 37 \text{ с}$; за спрощеною моделлю за $\tau_{cr} = 36 \text{ с}$). У випадку $q_{cr} \approx 1200 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ і $x_s = 0,1$ критична температура екрануючої накидки дорівнює $t_{s.cr} = 219 \text{ }^\circ\text{C}$ (вона досягається за точною моделлю за $\tau_{cr} = 47 \text{ с}$; за спрощеною моделлю за $\tau_{cr} = 45 \text{ с}$).

Відзначимо, що в ході наведеного аналізу припускалося, що зміна температури накидки в межах її товщини є нехтовно малою. Вказана ситуація реалізується за малості критерію Біо Bi задачі теплообміну між накидкою й полум'ям

$$Bi = \frac{\alpha_{rad} \cdot h_s}{\lambda_s} \ll 1,$$

де λ_s – коефіцієнт теплопровідності матеріалу накладки, $\text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$; α_{rad} – коефіцієнт радіаційної тепловіддачі від полум'я до поверхні накладки, $\text{Вт}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{К}^{-1}$. Останній коефіцієнт, відповідно до залежності (3.10), дорівнює

$$\alpha_{rad} = \frac{\partial q_f}{\partial T_f} = 4 \cdot \varepsilon_f \cdot \varepsilon'_s \cdot \sigma \cdot T_f^3.$$

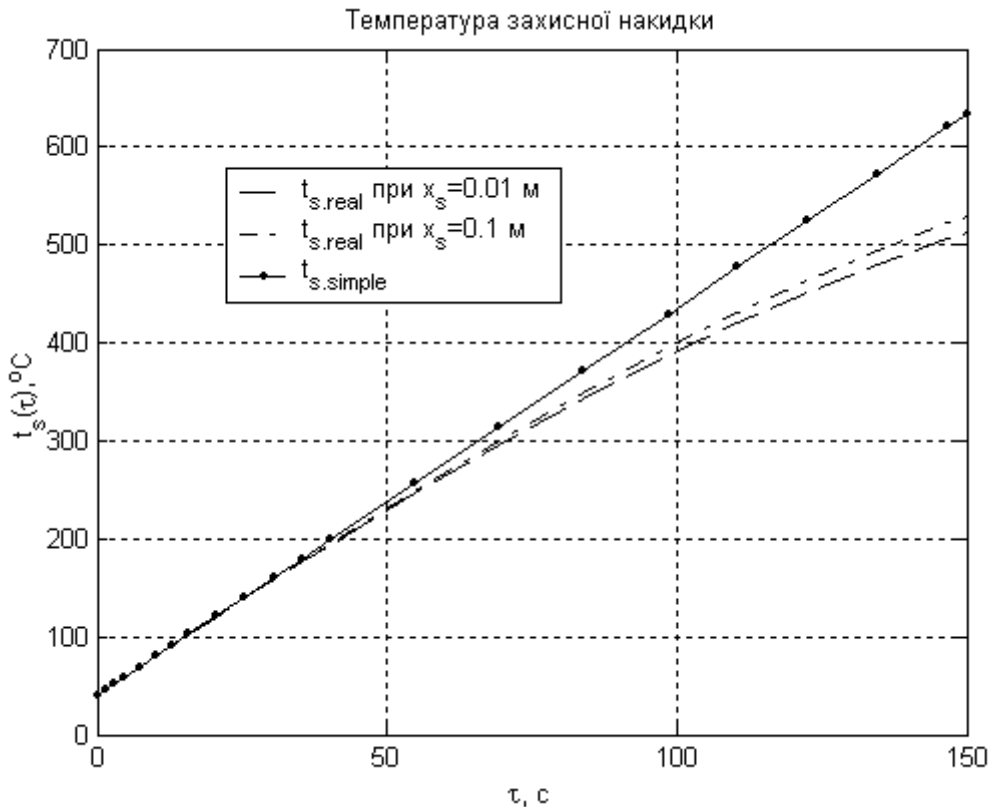


Рис. 3.3 - Графіки залежності температури захисної накладки t_s від часу τ теплового впливу у випадках спрощеного (*simple*) і неспрощеного (*real*) описів

Таким чином, приведений опис є коректним у разі виконання умови

$$Bi = \frac{4 \cdot \varepsilon_f \cdot \varepsilon'_s \cdot \sigma \cdot T_f^3 \cdot h_s}{\lambda_s} \ll 1. \quad (3.18)$$

Нагадаємо, що в описі також задіяне додаткове припущення про оптичну непрозорість накладки, що не дозволяє робити накладку занадто тонкою.

Наведемо чисельну оцінку. При $\rho_s = 2 \cdot 10^3 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$, $c_{p,s} = 1 \cdot 10^3 \text{ Дж}\cdot\text{кг}^{-1} \text{ К}^{-1}$, $h_s = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $\varepsilon_f = 0,8$, $\varepsilon'_s = 0,2$, $T_f = 1000 + 273 \text{ К}$, $\lambda_s = 0,8 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ з формули (3.16) отримуємо $\gamma = 4,0 \text{ К}\cdot\text{с}^{-1}$. Якщо далі

скористатися значенням $t_{s.cr} = 182\text{ }^\circ\text{C}$ (яке відповідає $x_s = 0,01\text{ м}$), то, відповідно до співвідношення (3.17), $\tau_{cr} = (182 - 40)/4,0 \approx 36\text{ с}$. Якщо взяти $t_{s.cr} = 219\text{ }^\circ\text{C}$ (яке відповідає $x_s = 0,1\text{ м}$), то зі співвідношення (3.17) випливає $\tau_{cr} = (219 - 40)/4,0 \approx 45\text{ с}$. Параметр Біо (див. (3.18)) при цьому набуває допустимої величини $Bi = 0,3$.

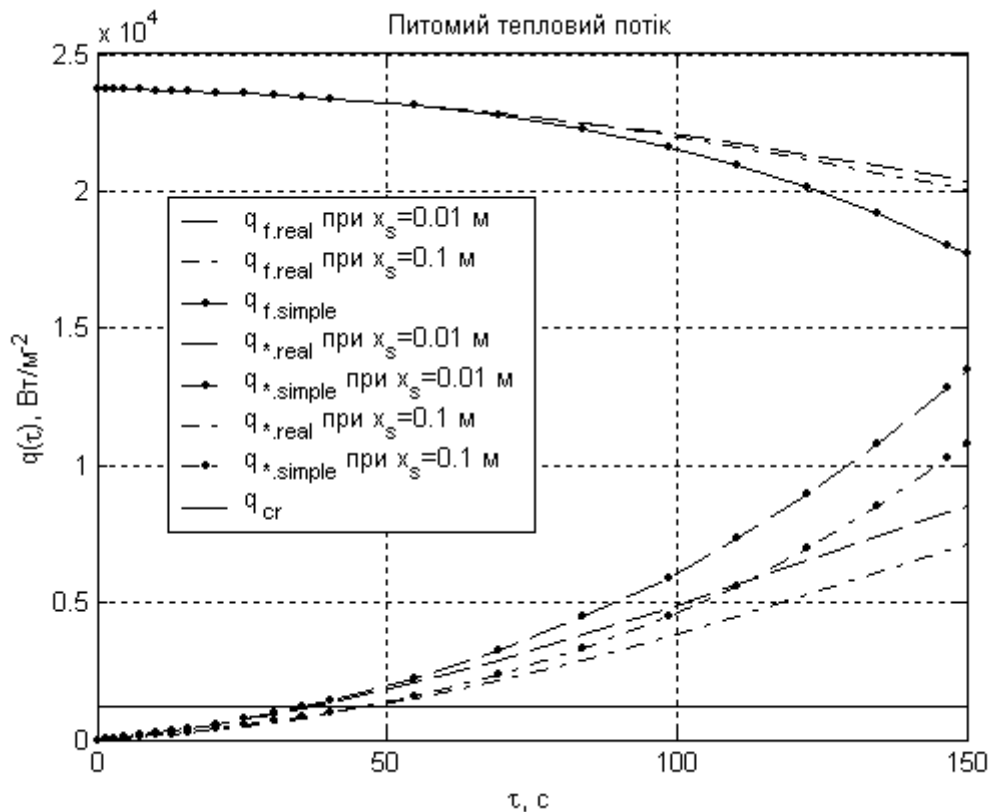


Рис. 3.4 - Графіки залежності питомих теплових потоків на накидку q_f і на об'єкт q_* в залежності від часу τ теплового впливу у випадках спрощеного (*simple*) і неспрощеного (*real*) описів

Зі співвідношень (3.16) і (3.18) випливає, що з вільних параметрів цих формул в однаковому напрямку (у бік зменшення γ , і Bi) діє тільки ступінь чорноти зовнішньої поверхні накидки ϵ'_s , який необхідно робити мінімальним. Можливим способом реалізації зазначеної властивості є нанесення на зовнішню поверхню накидки відповідного металізованого покриття.

У подальших теоретичних дослідженнях захисної дії накидки напрошуються два варіанти: 1) нетонкої накидки (для якої не виконується умова (3.17)); 2) дво- і більше шарової накидки, що діє як багат шаровий екран. Перший варіант із теоретичного боку виводить на задачі попереднього розділу, а з практичного боку є малоприйнятним через збільшення ваги системи. Другий варіант буде розглядатися у наступних пунктах цього розділу.

3.2 Моделювання захисної дії двошарового відбиваючого екрана із поділяючими повітряними прошарками

У попередньому пункті даного розділу було показано, що час захисної дії одношарового покриття, яке діє як відбиваючий екран, визначається часом нагрівання цього екрана до небезпечного рівня температури $t_{s.cr}$. Збільшення часу нагрівання за рахунок збільшення товщини екрана обмежено тією обставиною, що пропорційно до товщини наростає вага екрана, що є негативним чинником. Одним із запропонованих рішень проблеми є застосування двошарового екрана.

У даному пункті монографії досліджується розглянута у роботі [26] теплозахисна дія двошарового екрана, що складається із двох оптично непрозорих, але термічно тонких шарів, розділених газовим (повітряним) прошарком.

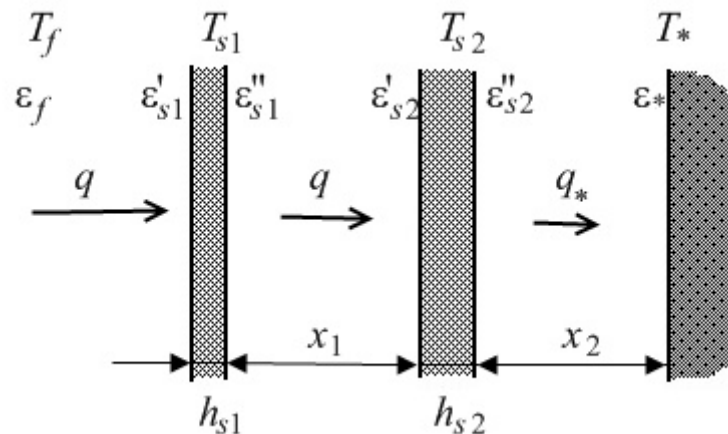


Рис. 3.5 - Схема задачі термічного захисту тіла за допомогою двошарового екрана

Схема розташування екрана зображена на рис. 3.5, на якому об'єктам відповідають індекси: « f » - полум'я; « $s1$ » - гарячий шар; « $s2$ » - холодний шар; «*» - підзахисна поверхня. Використовувані величини позначені: T_{s1} і T_{s2} - абсолютна температура відповідних шарів, К; h_{s1} і h_{s2} - товщина відповідного шару, м; x_1 і x_2 - товщина відповідного повітряного прошарку, м; ϵ'_{s1} , ϵ''_{s1} і ϵ'_{s2} , ϵ''_{s2} - ступені чорноти (відносні випромінювальні здатності) зовнішньої (') і внутрішньої (") поверхонь першого і другого шарів; ϵ_f - ступінь чорноти полум'я; ϵ_* - ступінь чорноти підзахисної поверхні.

При порівняннях двошарових екранів з одношаровими припускається, що товщина відбиваючого шару одношарового екрана h_{sum} дорівнює сумі товщин шарів двошарового екрана, тобто $h_{sum} = h_{s1} + h_{s2}$.

Як і у роботі [25], критерій безпеки має вигляд (3.1). Припускається, що ситуація є безпечною, якщо питомий результуючий потік тепла від нагрітого екрана до тіла потерпілого q_* не перевищує відповідного критичного

значення q_{cr} ($q_{cr} = 1200 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$). Зазначений критерій накладає вимогу на температуру t_{s2} ($^{\circ}\text{C}$) внутрішнього шару екрана: інакше кажучи, критерій безпеки має вигляд:

$$t_{s2} \leq t_{s.cr}, \quad (3.19)$$

де $t_{s.cr}$ – критична температура внутрішнього шару екрана, що відповідає критичному значенню q_{cr} . У роботі [25] показано (дивись також рис. 3.2), що залежно від значень ступенів чорноти об'єктів і відстаней між ними при $q_{cr} = 1200 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$, величина $t_{s.cr}$ знаходиться у діапазоні від 130 до 255 $^{\circ}\text{C}$.

Нагадаємо, що аж до настання неприйнятної ситуації зміна температури поверхні підзахисного тіла є незначною. У зв'язку із цим будемо вважати цю температуру постійною (приблизно рівною $T_* \approx 40 + 273, \text{ K}$).

Питомі теплові потоки (q) між шарами екрана і від екрана до поверхні захисту мають дві складові - радіаційну (q_r) і конвекційну (q_{con}):

$$q = q_r + q_{con}. \quad (3.20)$$

Внесок радіаційної та конвекційної складової в результуючий тепловий потік оцінюється за формулами (3.3) і (3.6) із підстановкою відповідних параметрів.

Для визначення часу захисної дії екрана (часу нагрівання його внутрішнього шару до температури $T_{s.cr} = t_{s.cr} + 273, \text{ K}$) розглядається система рівнянь теплового балансу, яка є системою звичайних диференціальних рівнянь щодо часу τ :

$$\rho_{s1} \cdot c_{ps1} \cdot h_{s1} \cdot \frac{dT_{s1}}{d\tau} = q_{f.r}(T_f, T_{s1}, \varepsilon_f, \varepsilon'_{s1}) - q_r(T_{s1}, T_{s2}, \varepsilon''_{s1}, \varepsilon'_{s2}) - q_{con}(T_{s1}, T_{s2}, x_1), \quad (3.21)$$

$$\rho_{s2} \cdot c_{ps2} \cdot h_{s2} \cdot \frac{dT_{s2}}{d\tau} = q_r(T_{s1}, T_{s2}, \varepsilon''_{s1}, \varepsilon'_{s2}) + q_{con}(T_{s1}, T_{s2}, x_1) - q_r(T_{s2}, T_*, \varepsilon''_{s2}, \varepsilon_*) - q_{con}(T_{s2}, T_*, x_2), \quad (3.22)$$

де $\rho_{s1}, \rho_{s2}, c_{ps1}, c_{ps2}$ - густини і питомі масові ізобарні теплоємності матеріалу відповідних шарів екрана; всі інші параметри описані вище: так величина $q_{f.r}(T_f, T_1, \varepsilon_f, \varepsilon'_1)$, що задається формулою (3.12), є щільністю променистого теплового потоку від гарячого середовища на першу екрануючу поверхню.

Відзначимо, що у випадку одношарового екрана система з рівнянь (3.21), (3.22) замінюється на рівняння (3.11), яке у позначках даного пункту має вигляд

$$\rho_{sum} \cdot c_{psum} \cdot h_{sum} \cdot \frac{dT_{sum}}{d\tau} = q_{f,r}(T_f, T_{sum}, \varepsilon_f, \varepsilon'_{sum}) - q_r(T_{sum}, T_*, \varepsilon''_{sum}, \varepsilon_*) - q_c(T_{sum}, T_*, x_{sum}), \quad (3.23)$$

де індексом «sum» позначені відповідні характеристики одношарового екрана.

Система рівнянь (3.21), (3.22) є математичною моделлю, що описує захисну дію двошарового екрана. Як початкова умова до неї бралася рівність початкових значень температур шарів температури поверхні захисту: $T_{s1}(0) = T_*$, $T_{s2}(0) = T_*$.

Зазначена система, а також не залежне від неї рівняння (3.23), вирішувалися чисельно. Результати одного з типових випадків представлені на рис. 3.6 та 3.7.

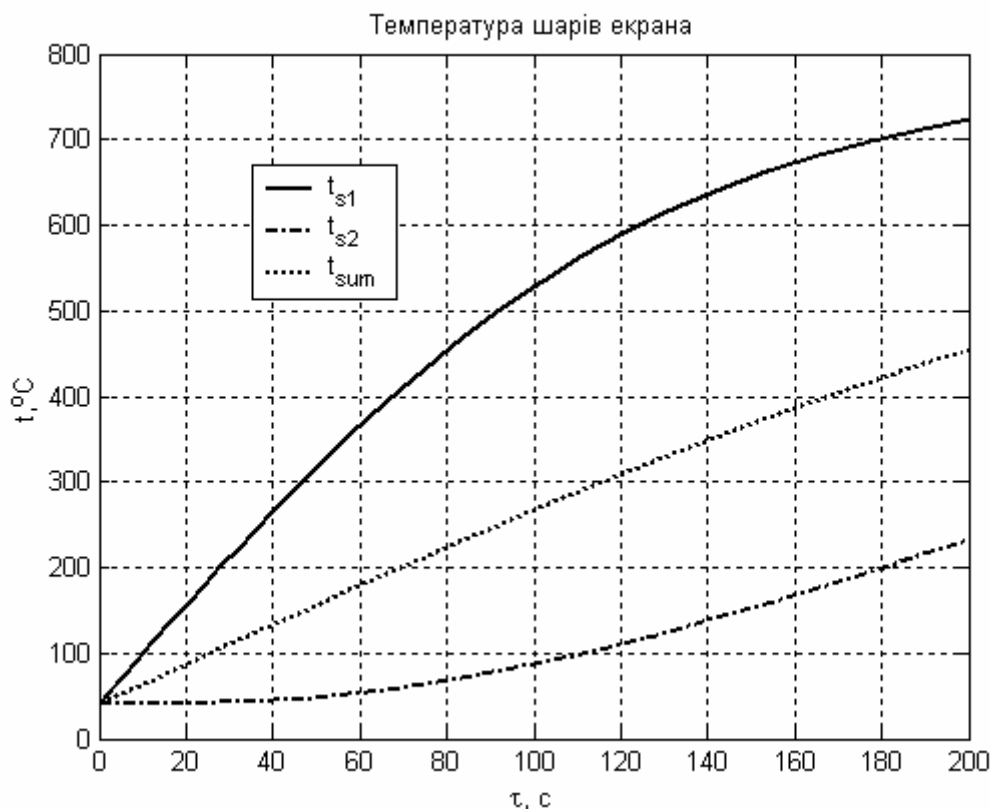


Рис. 3.6 - Графіки залежності температур ($t_{s1}(\tau)$ і $t_{s2}(\tau)$) шарів двошарового екрана від часу захисної дії τ . Крапками зображено графік часової залежності температури (t_{sum}) одношарового екрана, що має сумарні товщини відбиваючого шару та повітряного прошарку: $h_{sum} = h_{s1} + h_{s2}$,

$$x_{sum} = x_1 + x_2$$

У варіанті, що демонструється на ньому, прийнято, що $\rho_{s1} = \rho_{s2} = \rho_{sum} = 2 \cdot 10^3 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$, $c_{ps1} = c_{ps2} = c_{psum} = 1 \cdot 10^3 \text{ Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, $h_{s1} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $h_{s2} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $h_{sum} = h_{s1} + h_{s2} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $x_1 = 0,01 \text{ м}$, $x_2 = 0,05 \text{ м}$, $x_{sum} = x_1 + x_2 = 0,06 \text{ м}$, $\varepsilon_f = 0,8$, $\varepsilon'_{s1} = \varepsilon''_{s1} = \varepsilon'_{s2} = \varepsilon''_{s2} = 0,2$, $\varepsilon_* = 0,9$, $T_f = 1000 + 273 \text{ К}$, $T_* = 40 + 273 \text{ К}$.

Порівняння температурних кривих $t_{s1}(\tau)$ і $t_{s2}(\tau)$ (рис. 3.6) показує, що двошаровий екран може у рази збільшувати час захисної дії. Більш прямо цю обставину демонструє рис. 3.7, з якого випливає, час захисної дії двошарового екрана становить $\tau_{cr} \approx 186 \text{ с}$, а час захисної дії одношарового екрана сумарної товщини $\tau_{cr} \approx 75 \text{ с}$.

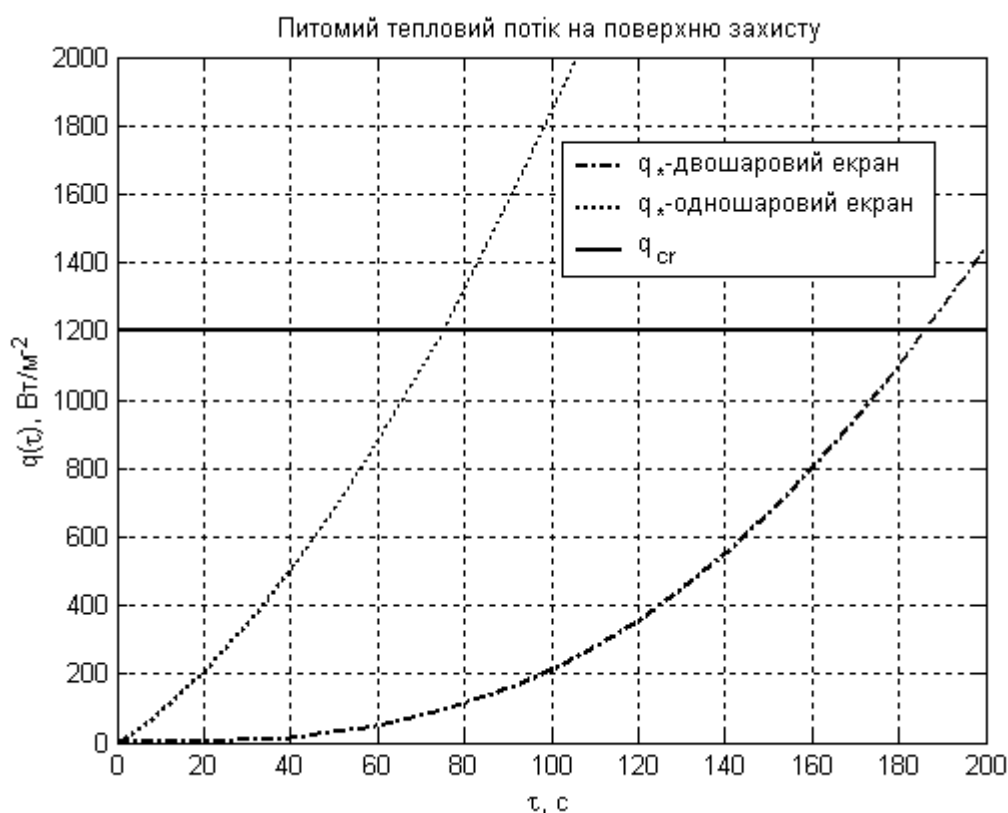


Рис. 3.7 - Графіки залежності результуючого питомого теплового потоку $q_*(\tau)$, що потрапляє на захищену поверхню, від часу захисної дії τ .

Крапками зображено графік, що відповідає одношаровому екрану, що має сумарні товщини відбиваючого шару та повітряного прошарку:

$$h_{sum} = h_{s1} + h_{s2}, \quad x_{sum} = x_1 + x_2$$

Крива $t_{s1}(\tau)$ показує, що для реалізації захисної дії матеріал зовнішнього шару екрана повинен витримувати температуру в декілька сотень градусів Цельсія. Звідси з'являється додаткова вимога, що при визначенні часу захисної дії двошарового екрана необхідно, крім умови (3.19), відслідковувати виконання умови

$$t_{s1} \leq t_{s.cr.1}, \quad (3.24)$$

де $t_{s.cr.1}$ - максимальна температура, до досягнення якої матеріал зовнішнього шару екрана зберігає захисні властивості.

Зміна співвідношення товщини шарів екрана (за умови незмінності величини $h_{sum} = h_{s1} + h_{s2}$) протилежним чином впливає на зміну захисних часів, обумовлених співвідношеннями (3.19) і (3.24). Зазначена обставина вказує на необхідність вирішувати задачу з оптимізації співвідношення товщини шарів екрана за незмінної сумарної товщини.. Це питання буде розглянуто у наступному підрозділі даного розділу.

Відмітимо ще одну обставину: розглянута система (3.21), (3.22) має прийнятний приблизний аналітичний розв'язок. Справа у тому, що на початковій стадії нагрівання (і тільки на ній) результуючий тепловий потік, що падає на кожен із відбиваючих випромінювання шарів, значно перевищує результуючий потік, що уходить на наступний шар. Це дозволяє, знехтувавши відповідними доданками, спростити систему рівнянь (3.21), (3.22). Результат має вигляд

$$\rho_{s1} \cdot c_{ps1} \cdot h_{s1} \cdot \frac{dT_{s1.simple}}{d\tau} = q_{f.r}(T_f, T_*, \varepsilon_f, \varepsilon'_{s1}), \quad (3.25)$$

$$\rho_{s2} \cdot c_{ps2} \cdot h_{s2} \cdot \frac{dT_{s2.simple}}{d\tau} = q_r(T_{s1.simple}, T_*, \varepsilon''_{s1}, \varepsilon'_{s2}) + q_{con}(T_{s1.simple}, T_*, x_1), \quad (3.26)$$

де $T_{s1.simple}(\tau)$, $T_{s2.simple}(\tau)$ - абсолютні температури відповідних шарів екрана, отримані при описаному вище спрощенні рівнянь, К.

Відмітимо, що визначаючий умову безпеки питомий потік тепла від другого шару на поверхню захисту в даному наближенні розраховується за формулою

$$q_{*.simple}(\tau) = q_r(T_{s2.simple}(\tau), T_*, \varepsilon''_{s2}, \varepsilon_*) + q_{con}(T_{s2.simple}(\tau), T_*, x_2). \quad (3.27)$$

Нагадаємо, що такий самий питомий потік без спрощень розраховується за аналогічною формулою, в якій замість спрощених застосовуються неспрощені залежності:

$$q_*(\tau) = q_r(T_{s2}(\tau), T_*, \varepsilon''_{s2}, \varepsilon_*) + q_{con}(T_{s2}(\tau), T_*, x_2). \quad (3.28)$$

Розв'язок рівняння (3.25), згідно зі співвідношенням (3.12), має вигляд

$$T_{s1.simple}(\tau) = T_* + \int_0^{\tau} \frac{q_{f.r}(T_f, T_*, \varepsilon_f, \varepsilon'_{s1})}{\rho_{s1} \cdot c_{p.s1} \cdot h_{s1}} d\tau', \text{ К}, \quad (3.29)$$

що після взяття інтегралу (3.29) дає вираз

$$T_{s1.simple}(\tau) = T_* + \gamma_1 \cdot \tau, \text{ К}, \quad (3.30)$$

де

$$\gamma_1 \equiv \frac{\varepsilon_f \cdot \varepsilon'_{s1} \cdot \sigma \cdot (T_f^4 - T_*^4)}{\rho_{s1} \cdot c_{p.s1} \cdot h_{s1}}, \text{ К} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (3.31)$$

(Нагадуємо, що вважається, що початкове значення абсолютної температури шарів екрана співпадає з абсолютною температурою поверхні захисту T_* , К.)

Розв'язок рівняння (3.26), згідно зі співвідношеннями (3.5), (3.6), має вигляд

$$T_{s2.simple}(\tau) = T_* + \int_0^{\tau} \frac{q_r(T_{s1.simple}(\tau'), T_*, \varepsilon''_{s1}, \varepsilon'_{s2}) + q_{con}(T_{s1.simple}(\tau'), T_*, x_1)}{\rho_{s2} \cdot c_{p.s2} \cdot h_{s2}} d\tau', \text{ К}. \quad (3.32)$$

де у підінтегральній функції залежність $T_{s1.simple}(\tau)$ підставляється у вигляді (3.29).

Перший із підінтегральних доданків (q_r) формули (3.32), згідно із визначенням (3.3), зводиться до полінома по цілих (від першого до четвертого) ступенях τ . Якщо у другому підінтегральному доданку (q_{con}) формули (3.32) значення коефіцієнтів в'язкості й об'ємного розширення повітря взяти за фіксованої температури (наприклад, 200 °С), то інтегрування цього доданку (згідно із формулами (3.6)-(3.8)) зведеться до інтегрування $\tau^{1,25}$.

Ступінь близькості результатів неспрощеної та спрощеної моделей наочно показують графіки, зображені на рис. 3.8, 3.9 та 3.10. У процесі їх побудови використовувались чисельні значення параметрів двошарової накидки, такі ж, як і під час побудови залежностей на рис. 3.6, 3.7.

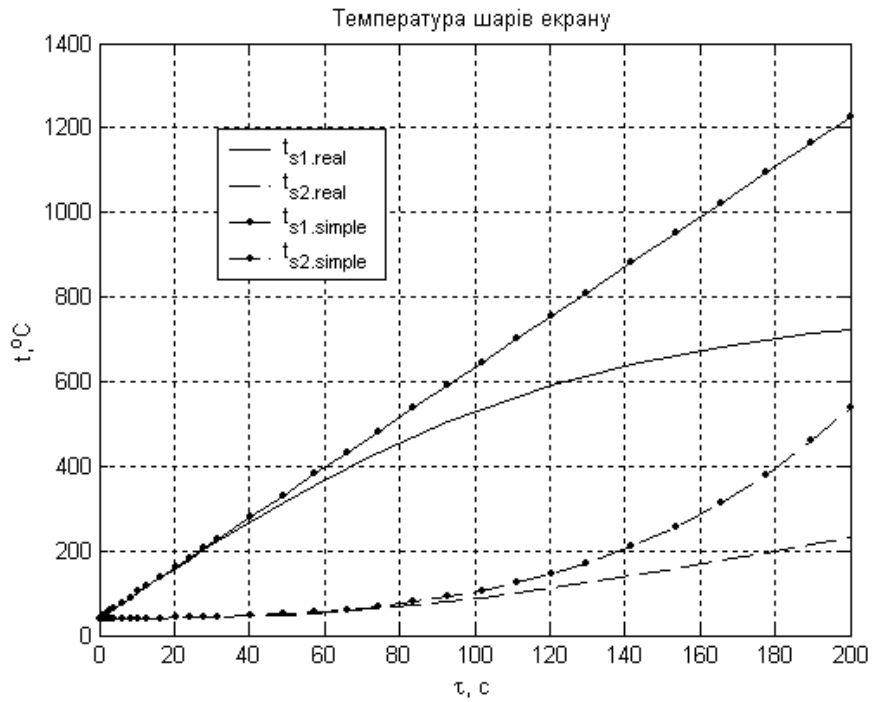


Рис. 3.8 - Графіки залежності температур зовнішнього t_{s1} та внутрішнього t_{s2} шарів двошарової захисної накладки від часу τ теплового впливу у випадках спрощеного (*simple*) і неспрощеного (*real*) описів

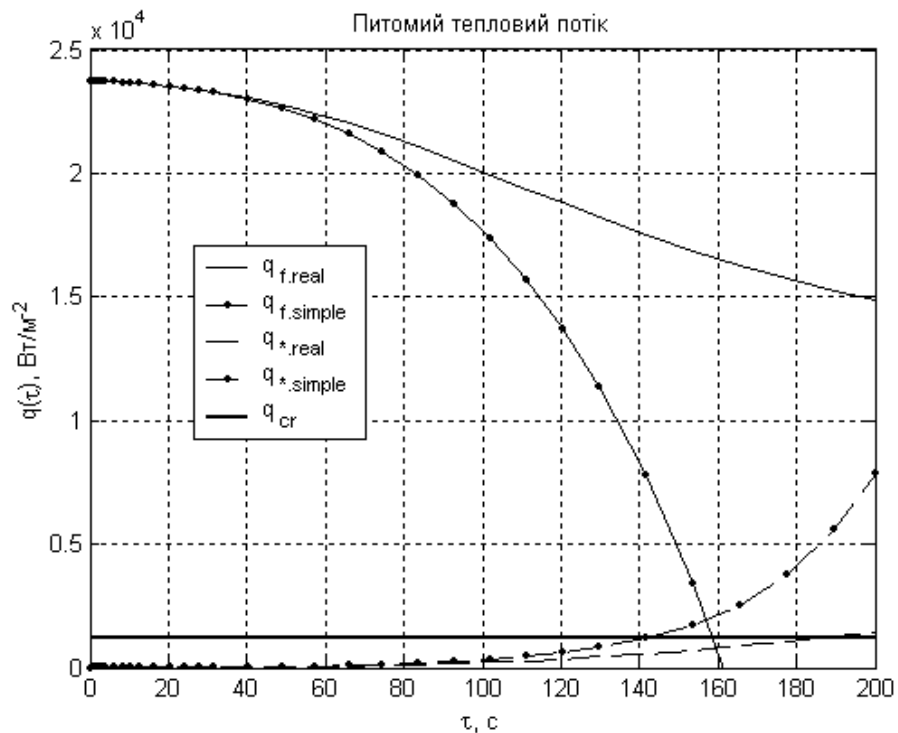


Рис. 3.9 - Графіки залежності питомих теплових потоків на зовнішній відбиваючий шар екрану (q_f) та на об'єкт захисту (q_*) в залежності від часу τ теплового впливу у випадках спрощеного (*simple*) і неспрощеного (*real*) описів

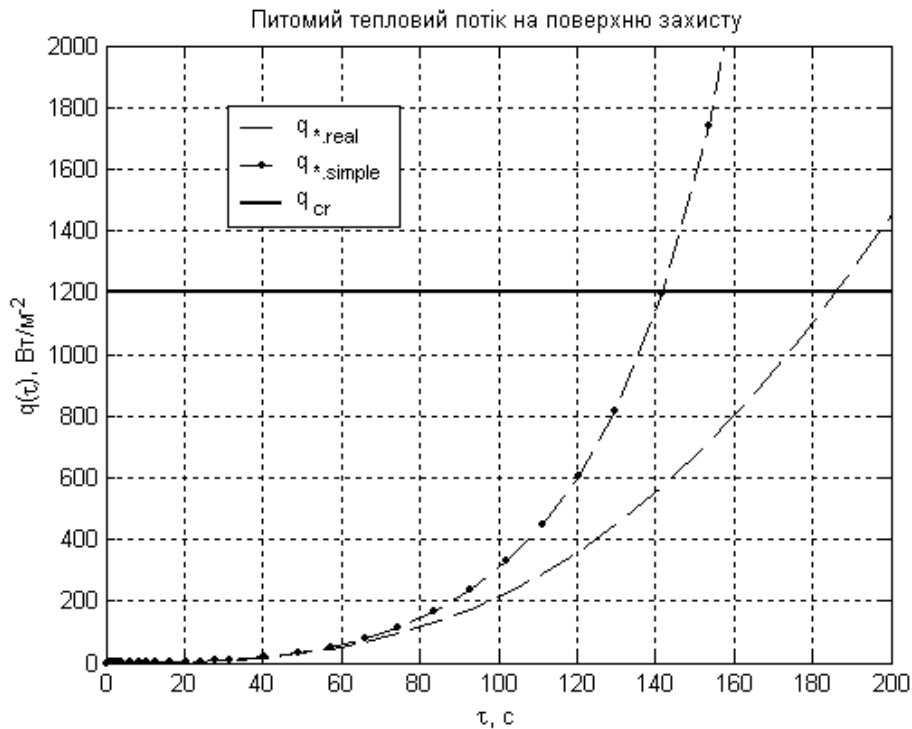


Рис. 3.10 - Збільшений фрагмент графіків із рис. 3.9

3.3 Вибір оптимального співвідношення товщини шарів двошарового вогнезахисного екрана із повітряними прошарками

У попередньому пункті розділу було показано, що двошаровий екран, сумарна товщина шарів якого не перевищує товщини аналогічного одношарового екрана, може в разі збільшити час вогнезахисної дії.

У зв'язку з тим, що під час теплозахисту зовнішній шар екрана нагрівається значно сильніше внутрішнього шару, існує дві критичні температури - температура втрати захисних властивостей зовнішнім шаром $t_{s.cr.1}$ і температура внутрішнього шару $t_{s.cr.2}$, при якому він є небезпечним для об'єкта захисту. Швидкості зростання температури шарів екрану залежать від товщини цих шарів. У зв'язку зі сказаним, існує оптимальне співвідношення товщини шарів двошарового екрана, яке забезпечує максимальний час вогнезахисту за фіксованої сумарної товщини шарів та за умов на температури внутрішнього й зовнішнього шару. Пошуку даного оптимуму присвячений даний пункт розділу. Ця задача вперше розглядалася у роботі [28].

Взята за основу математична модель нагрівання двошарового екрана викладена в пункті 3.2. Просторова схема задачі зображена на рис. 3.5.

Необхідною умовою безпеки є вимога, щоб питомий результуючий потік тепла від екрана, що нагрівся, до тіла потерпілого не перевищував відповідного критичного значення q_{cr} ($q_{cr} = 1200 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$). Вказаний критерій накладає обмеження на температуру $t_2(^{\circ}\text{C})$ внутрішнього шару екрана.

Відповідна умова безпеки має вигляд (3.19). Для спільності позначень перепишемо її у вигляді

$$t_{s2} \leq t_{s.cr.2}, \quad (3.33)$$

де $t_{s.cr.2} = t_{s.cr}$ – критичне значення температури внутрішнього шару екрана, що відповідає критичному значенню q_{cr} . Нагадаємо, що залежно від значень ступенів чорноти об'єктів і відстаней між ними, величина $t_{s.cr.2}$ лежить у діапазоні від 130 до 255 °С.

Для забезпечення безпеки, крім умови (3.33), необхідно виконувати умову (3.24).

Загальним часом захисної дії є час, у перебігу якого одночасно виконуються обидві умови - ((3.24) і (3.33)). У зв'язку із цим тривалість інтервалу вогнезахисту $\tau_{cr.tot}$ дорівнює

$$\tau_{cr.tot} = \min[\tau_{cr.1}(h_{s1}, t_{s.cr.1}), \tau_{cr.2}(h_{s2}, t_{s.cr.2})] - \quad (3.34)$$

мінімальному із часів нагрівання шарів екрана до відповідних критичних температур. Відповідно до умов (3.24) і (3.33) часи $\tau_{cr.1}$ і $\tau_{cr.2}$ є розв'язками рівнянь

$$t_{s1}(\tau, h_{s1}) = t_{s.cr.1} \quad (3.35)$$

і

$$t_{s2}(\tau, h_{s2}) = t_{s.cr.2}. \quad (3.36)$$

При фіксації сумарної товщини шарів ($h_{sum} = h_{s1} + h_{s2} = \text{const}$) часи $\tau_{cr.1}$ й $\tau_{cr.2}$, а разом з ними й час (3.34), стають функціями товщини одного (наприклад, внутрішнього) шару. Характерний вигляд таких залежностей за різних значень температур і значень параметрів (крім товщини), узятих із прикладу на рисунку 3.6, представлений на рисунку 3.11. На ньому часам $\tau_{cr.2}$ відповідає набір дуг, часам $\tau_{cr.1}$ відповідають лінії, які віялом виходять із правого нижнього кута. Нанесені лінії є ізотермами (відповідні значення температур за шкалою Цельсія проставлені поруч із хрестиками).

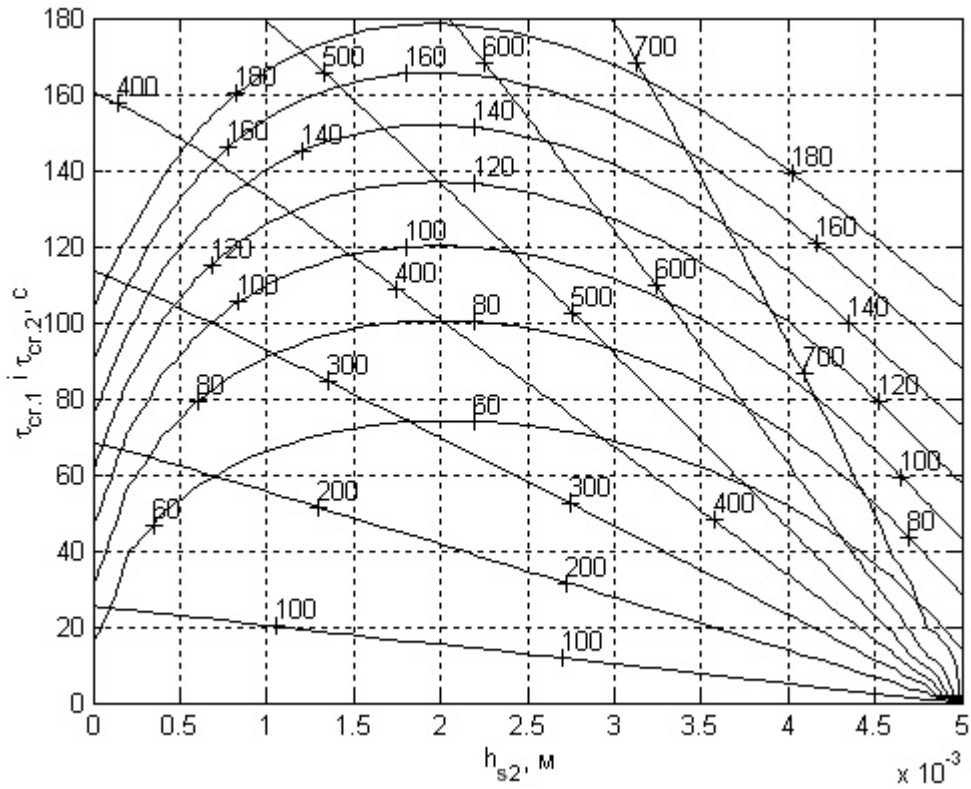


Рис. 3.11 - Графіки залежності критичних часів від товщини внутрішнього шару за різних значень критичних температур відповідних шарів

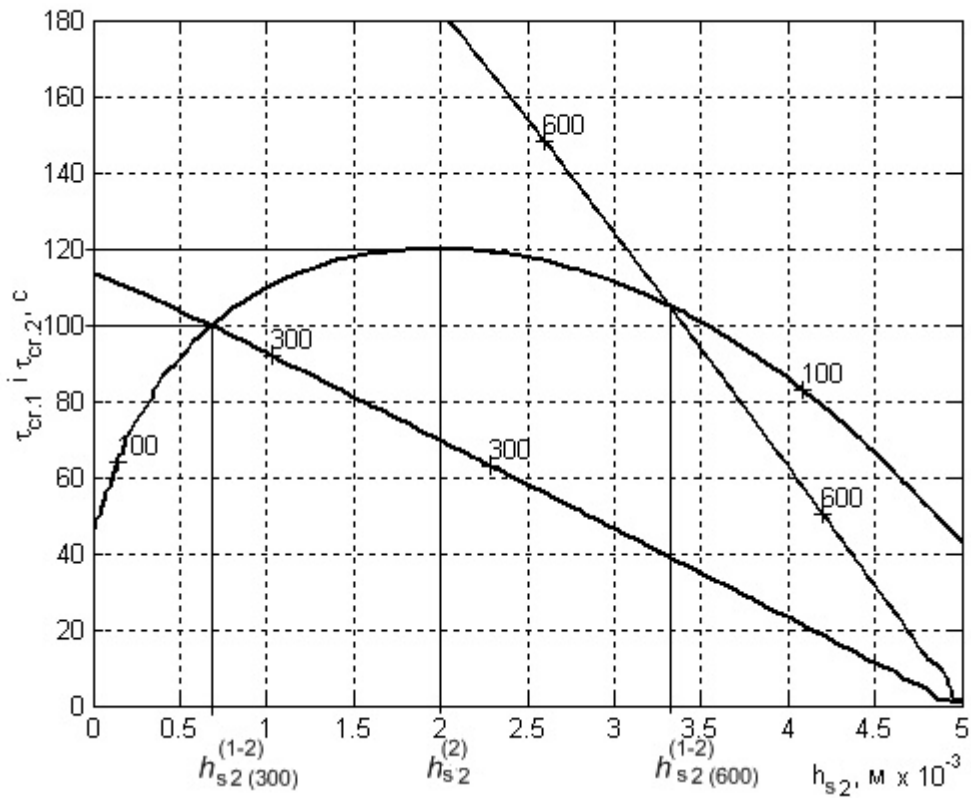


Рис. 3.12 - Фрагмент рисунка 3.11

На рис. 3.12 часу $\tau_{cr.2}$ відповідає дуга ізотерми $t_{s.cr.2} = 100$ °C, часу $\tau_{cr.1}$ відповідають ізотерми $t_{s.cr.1} = 300$ °C і $t_{s.cr.1} = 600$ °C, які променями виходять із правого нижнього кута. Відповідно до цього точці екстремуму відповідає перетинання ліній $\tau_{cr.1}(h_{sum} - h_{s2}, t_{s.cr.1})$ і $\tau_{cr.2}(h_{s2}, t_{s.cr.2})$ (наприклад, при $t_{s.cr.2} = 100$ °C і $t_{s.cr.1} = 600$ °C (відповідно до рис. 3.12) $h_{s2}^{(1-2)} = h_{s2(600)}^{(1-2)} \approx 3,3$ мм і $\tau_{cr.1} = \tau_{cr.2} \approx 104$ с, а при $t_{s.cr.2} = 100$ °C і $t_{s.cr.1} = 300$ °C $h_{s2}^{(1-2)} = h_{s2(300)}^{(1-2)} \approx 0,7$ мм і $\tau_{cr.1} = \tau_{cr.2} \approx 100$ с).

Як впливає зі структури залежностей $\tau_{cr.1}$ і $\tau_{cr.2}$ від товщини внутрішнього шару h_{s2} , що представлені на рис. 3.11 і 3.12, за фіксованих величин критичних температур $t_{s.cr.1}$ і $t_{s.cr.2}$ максимальний час вогнезахисту (3.34) реалізується за мінімальної із товщин $h_{s2}^{(2)}$ й $h_{s2}^{(1-2)}$:

$$h_{s2}^* = \min(h_{s2}^{(1-2)}, h_{s2}^{(2)}). \quad (3.37)$$

Відповідний максимальний час дорівнює $\tau_{max} = \tau_{cr.2}(h_{s2}^*)$.

Наприклад, при $t_{s.cr.2} = 100$ °C і $t_{s.cr.1} = 600$ °C (відповідно до рис. 3.12) $h_{s2}^* = h_{s2}^{(2)} \approx 2,0$ мм і $\tau_{max} \approx 120$ с, а при $t_{s.cr.2} = 100$ °C і $t_{s.cr.1} = 300$ °C виходить $h_{s2}^* = h_{s2}^{(1-2)} \approx 0,7$ мм і $\tau_{max} \approx 100$ с.

Відзначимо, що дійсним параметром, що визначає час зміни температури шару екрана, є не товщина шару h_s , а теплоємність одиниці площі, яка дорівнює $c''_{ps} = \rho_s \cdot c_{ps} \cdot h_s$. Цю обставину необхідно враховувати, якщо вирішувати задачу підбору оптимальної товщини шарів, зроблених з різних матеріалів.

3.4 Моделювання захисної дії одиничного відбиваючого екрана, відокремленого від поверхні захисту теплопровідним оптично тонким прошарком

У попередніх пунктах розділу досліджувалася дія відбиваючих екранів, відокремлених від поверхонь захисту повітряними прошарками [25, 26]. Однією із проблем, яка може виникати під час використання таких систем, є можливість торкання відбиваючих шарів між собою або із поверхнею захисту. У першому варіанті ефект захисту зменшується (два екрани ведуть себе як один із сумарною товщиною); у другому варіанті, крім послаблення захисту, ще додається можливість термічного пошкодження поверхні захисту. Можливим вирішенням проблеми є заповнення прошарків захисними матеріалами.

Дослідимо процес термічного захисту у випадку одношарового екрана, прошарок якого заповнено оптично тонким матеріалом, наприклад, бавовняною тканиною (на рис. 3.1 таким матеріалом заповнено прошарок

товщиною x_s). Основною відмінністю опису досліджуваної ситуації від ситуації екрана із повітряним прошарком [25] є необхідність врахування замість конвекційного потоку тепла крізь повітряний прошарок перенос тепла теплопровідністю крізь матеріал прошарку. На додачу до цього треба врахувати відмінність поширення променистого потоку крізь діатермічне середовище, яким можна вважати повітря, і крізь взаємодіюче із випроміненням середовище матеріалу наповнювача. Така зміна приводить до ускладнення опису явища: до звичайного диференційного рівняння залежності температури екрана від часу додається рівняння у частинних похідних, що описує поле температур у матеріалі прошарку. Схема задачі зображена на рис. 3.13.

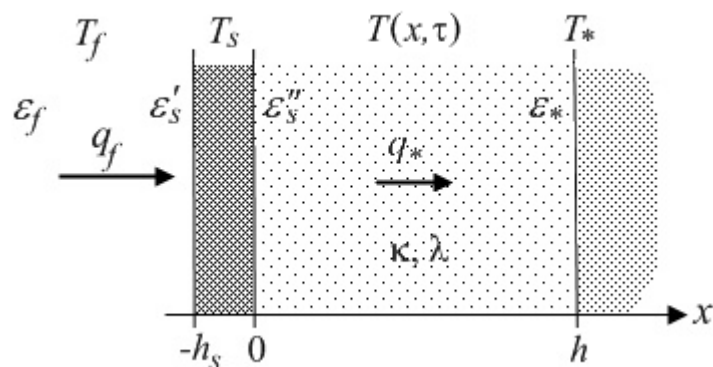


Рис. 3.13 - Схема задачі термічного захисту тіла від теплового впливу полум'я

На ньому області $x < -h_s$ відповідає гаряче середовище (наприклад, полум'я) із абсолютною температурою T_f і ступенем чорноти ϵ_f . Значенням $-h_s \leq x \leq 0$ відповідає оптично непрозорий термічно тонкий відбиваючий екран, який має абсолютну температуру $T_s(\tau)$, К. Поверхні екрана мають відповідні ступені чорноти ϵ'_s та ϵ''_s . В області $0 \leq x \leq h$ розташовано заповнювач, який характеризується нестационарним полем температур $T(x, \tau)$, К. В області $x \geq h$ знаходиться тіло, поверхня якого має сталу абсолютну температуру T_* і ступінь чорноти ϵ_* . Матеріал прошарку має коефіцієнт теплопровідності λ , Вт·м⁻¹·К⁻¹. Взаємодію матеріалу із променистим потоком відображає коефіцієнт поглинання променистого потоку κ , м⁻¹.

Щільність потоку тепла q_λ , яке теплопровідністю передається у заповнювачі, розраховується за рівнянням Фур'є:

$$q_\lambda(x, \tau) = -\lambda \cdot \frac{\partial T(x, \tau)}{\partial x}, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}. \quad (3.38)$$

При визначенні променистої складової теплового потоку будемо вважати матеріал у прошарку оптично тонким. Це означає, що виконується співвідношення

$$\kappa \cdot l \ll 1, \quad (3.39)$$

де l - відстань між непрозорими поверхнями, які обмежують пряме поширення променів теплового випромінювання (у випадку, зображеному на рис. 3.13, $l = h$).

Описана ситуація, щодо променистого теплового потоку у площинному зазорі, давно досліджена. Вдале викладення її дано у книзі [159]. Відповідно до неї променистий потік між двома нескінченними паралельними площинами, які мають температури T_1 та T_2 і ступені чорноти ε_1 та ε_2 відповідно (дивись рис. 3.14), у першому незникаючому наближенні за малим параметром ($\kappa \cdot l$) співпадає із потоком крізь оптично прозоре середовище і тому не залежить від відстані x . У наближенні сірого тіла і дифузійного власного випромінювання та дифузійного відбиття зовнішнього випромінювання оточуючими поверхнями величина щільності результуючого променистого теплового потоку у прошарку розраховується за формулою (3.3).

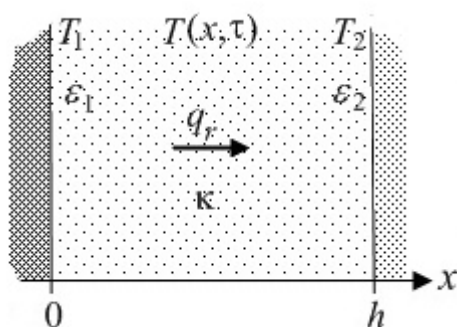


Рис. 3.14 - Схема задачі поширення теплового променистого потоку у площинному прошарку

Дивергенція щільності променистого потоку тепла, яка за умови площинної симетрії зводиться до похідної за координатою x , у першому незникаючому наближенні за параметром ($\kappa \cdot l$) дорівнює

$$\frac{\partial q_r}{\partial x}(T_1, T_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2, \kappa) = -2 \cdot \kappa \cdot \sigma \cdot \left\{ \varepsilon_{II}(\varepsilon_1, \varepsilon_2) \cdot \left[\frac{T_1^4}{\varepsilon_{II}(\varepsilon_2, \varepsilon_2)} + \frac{T_2^4}{\varepsilon_{II}(\varepsilon_1, \varepsilon_1)} \right] - 2 \cdot T^4 \right\}. \quad (3.40)$$

У формулі (3.40) доданки у квадратних дужках відповідають поглинанню ефективних променистих потоків від поверхонь, а останній

доданок у фігурних дужках описує власне випромінювання середовища. У загальному випадку, при якому залишається вірною формула (3.40), температури обмежуючих поверхонь можуть бути функціями часу $T_1(\tau)$ і $T_2(\tau)$, температура середовища у прошарку є нестационарним полем $T(x, \tau)$, а коефіцієнт поглинання може бути функцією просторової координати $\kappa(x)$. В останньому випадку вигляд обмеження (3.39) дещо ускладнюється:

$$\int_0^h \kappa(x) dx \ll 1. \quad (3.41)$$

Спираючись на надані відомі співвідношення, напишемо систему диференціальних рівнянь, яка описує теплозахисну дію зазначеного екрана. За сенсом такі рівняння є рівняннями енергетичного балансу.

Першим напишемо рівняння балансу енергії у відбиваючому шарі екрана. Згідно із позначками на рис. 3.13 воно має вигляд

$$c'_{p.s} \cdot h_s \cdot \frac{dT_s(\tau)}{d\tau} = q_{f.r}(T_f, T_s(\tau), \varepsilon_f, \varepsilon'_s) - q_r(T_s(\tau), T_*, \varepsilon''_s, \varepsilon_*) - q_\lambda(+0, \tau), \quad (3.42)$$

де $c'_{p.s}$ - питома об'ємна ізобарна теплоємність матеріалу відбиваючого шару екрана, Дж·м⁻³·К⁻¹; величина $q_{f.r}(T_f, T_1, \varepsilon_f, \varepsilon'_1)$, що задається формулою (3.12), є щільністю променистого теплового потоку від гарячого середовища безпосередньо на відбиваючий шар екрана.

Ліва частина рівняння (3.42) дає швидкість зміни у часі ентальпії одиниці площі відбиваючого шару. Другий доданок правої частини рівняння ($q_r(T_s, T_*, \varepsilon''_s, \varepsilon_*)$) задає щільність результуючого променистого потоку, що йде від відбиваючого шару. Останній доданок правої частини ($q_\lambda(+0)$) відповідає тепловому потоку, що залишає відбиваючий шар екрана внаслідок теплопровідності матеріалу, що заповнює прошарок. Щільність результуючого потоку тепла, що виходить із відбиваючого шару в напрямку поверхні захисту, дорівнює

$$q_*|_{x=+0} = q_r(T_s(\tau), T_*, \varepsilon''_s, \varepsilon_*) + q_\lambda(+0, \tau).$$

Друге рівняння описує баланс енергії у середовищі заповнювача. Це варіант рівняння нестационарної теплопровідності з нелінійними джерелами. Воно діє у межах $0 \leq x \leq h$ і має вигляд

$$c'_p \cdot \frac{\partial T(x, \tau)}{\partial \tau} = \lambda \cdot \frac{\partial^2 T(x, \tau)}{\partial x^2} - \frac{\partial q_r}{\partial x}(T_s(\tau), T(x, \tau), T_*, \varepsilon''_s, \varepsilon_*, \kappa), \quad (3.43)$$

де c'_p - питома об'ємна ізобарна теплоємність матеріалу, що наповнює прошарок, Дж·м⁻³·К⁻¹, а просторова похідна від щільності променистого потоку розраховується згідно зі співвідношенням (3.40).

Граничними умовами до рівняння (3.43) є неперервність температури:

$$T(0, \tau) = T_s(\tau), \quad (3.44)$$

$$T(h, \tau) = T_*. \quad (3.45)$$

Як початкові умови до рівнянь (3.42), (3.43) було взято співвідношення

$$T(x, 0) = T_s(0) = T_*. \quad (3.46)$$

Нагадуємо, що гранична умова (3.45) виходить із уявлення про те, що до моменту отримання незворотних наслідків організм людини, відводячи надлишкове тепло, підтримує сталі значення температури поверхні T_* . Така ситуація різко змінюється, коли організм перестає справлятися із зовнішнім тепловим потоком, тобто існує критичний рівень щільності теплового потоку q_{cr} , перевищення якого є небезпечним. У зв'язку із цим умова безпеки у даній задачі має вигляд

$$q_* \Big|_{x=h-0} = [q_r(T_s(\tau), T_*, \varepsilon_s'', \varepsilon_*) + q_\lambda(h-0, \tau)] \leq q_{cr}. \quad (3.47)$$

Ще одне зауваження - щодо умови пожежної безпеки. Через те, що екрануючий шар буде нагріватися до сотень градусів, необхідно відстежувати, щоб він не перегрівся, тобто необхідно, як і у випадку екранів із повітряними прошарками, дотримуватись умови (3.24). Однак у даному випадку умова може бути складнішою до виконання, бо критична температура t_{cr1} буде мінімальною із можливих температур не тільки екрануючого шару, але і матеріалу прошарку, який знаходиться у безпосередньому контакті із зовнішнім екрануючим шаром.

Система рівнянь (3.42), (3.43) із умовами (3.44)-(3.46) розв'язувалася чисельно з використанням середовища Matlab. Результати двох типових випадків представлено на рис. 3.15 та 3.16. У них прийнято, що $\rho_s = 2 \cdot 10^3$ кг·м⁻³, $\rho = 1 \cdot 10^2$ кг·м⁻³, $\lambda = 0,2$ Вт·м⁻¹·К⁻¹, $c_{ps} = 1 \cdot 10^3$ Дж·кг⁻¹·К⁻¹, $c_p = 2 \cdot 10^3$ Дж·кг⁻¹·К⁻¹, $h_s = 3 \cdot 10^{-3}$ м, $\kappa = 20$ м⁻¹, $\varepsilon_f = 0,8$, $\varepsilon'_s = \varepsilon''_s = 0,2$, $\varepsilon_* = 0,9$, $T_f = 1000 + 273$ К, $T_* = 40 + 273$ К. Тут c_p і ρ - відповідно питома масова ізобарна теплоємність і густина матеріалу, що наповнює прошарок, Дж·кг⁻¹·К⁻¹ і кг·м⁻³. Їх добуток дорівнює поверхневій щільності теплоємності: $c'_p = \rho \cdot c_p$. Різниця даних (рис. 3.15 та 3.16) полягає у тому, що товщина

прошарку у варіанті з рис. 3.15 складає $h = 1 \cdot 10^{-2}$ м, а у варіанті з рис.3.16 вона удвічі більша, тобто $h = 2 \cdot 10^{-2}$ м.

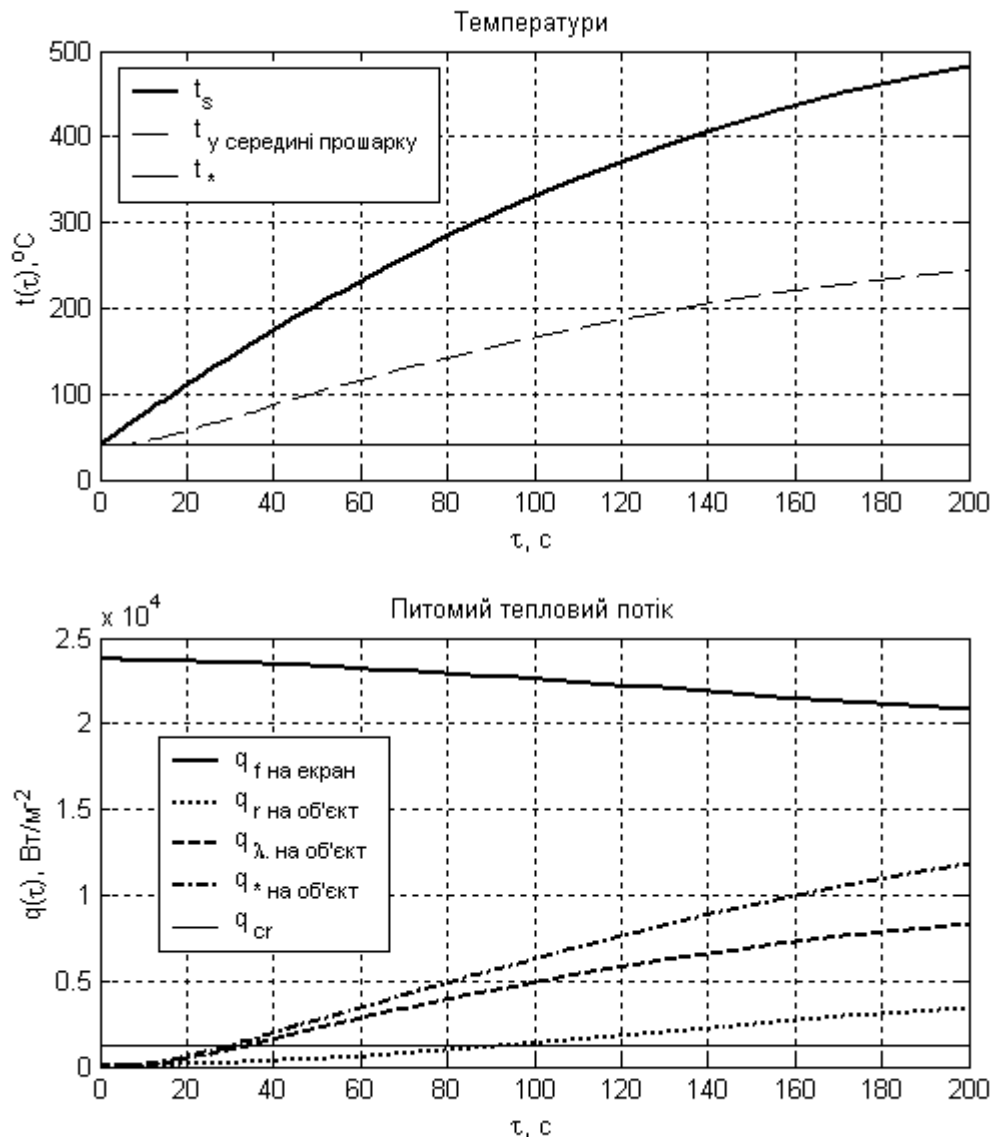


Рис. 3.15 - Графіки залежності температур і питомих теплових потоків від часу теплового впливу τ в одношаровому відбиваючому екрані з товщиною відбиваючого шару $h_s = 3 \cdot 10^{-3}$ м і теплопровідним оптично тонким прошарком товщиною $h = 1 \cdot 10^{-2}$ м

Із графіків питомих теплових потоків виходить, що у варіанті на рис. 3.15 час захисту τ_{cr} (який визначається вимогою (3.47)) складає $\tau_{cr} \approx 29$ с, а у варіанті на рис. 3.16 час захисту дорівнює $\tau_{cr} \approx 62$ с.

Дослідження залежності часу захисної дії τ_{cr} від параметрів екрана показало, що до помітного збільшення величини τ_{cr} приводить зменшення

ступенів чорноти будь-якої з поверхонь, збільшення поверхневої теплоємності відбиваючого шару $c''_{p.s}$ ($c''_{p.s} = \rho_s \cdot c_{p.s} \cdot h_s$), збільшення об'ємної теплоємності матеріалу прошарку c'_p ($c'_p = \rho \cdot c_p$). До найбільш суттєвого збільшення часу τ_{cr} приводить зменшення коефіцієнта теплопровідності матеріалу прошарку λ і збільшення товщини прошарку h .

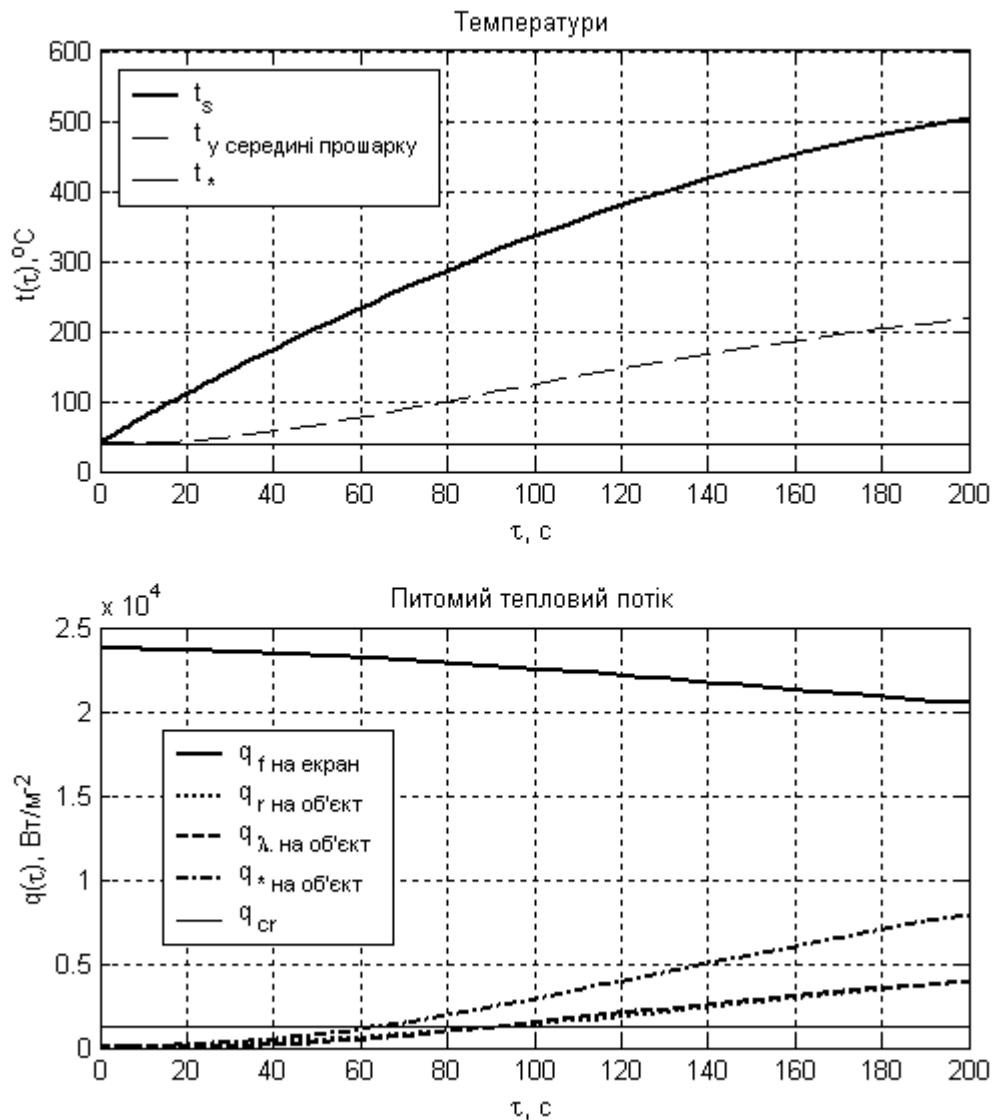


Рис. 3.16 - Графіки залежності температур і питомих теплових потоків від часу теплового впливу τ в одношаровому відбиваючому екрані з товщиною відбиваючого шару $h_s = 3 \cdot 10^{-3}$ м і теплопровідним оптично тонким прошарком товщиною $h = 2 \cdot 10^{-2}$ м

Із порівняння графіків потоків (рис. 3.15 і 3.16 із рис. 3.4 (які описують екрани з однаковими відбиваючими шарами)) випливає, що в розглянутій області дії параметрів екранів захисна дія екрана з повітряним прошарком є

кращою, ніж екрана із теплопровідним прошарком товщиною 1 см, але гіршою за дію екрана із теплопровідним прошарком товщиною 2 см.

Зрозуміло, що шлях надмірного збільшення густини відбиваючого шару ρ_s та товщин шару і прошарку (h_s і h) є хибним через пропорційне збільшення ваги складових елементів екрана. Через це виникає питання про захисну дію двошарового екрана. Однією із задач може бути порівняння захисної дії одношарового екрана з дією двошарового екрана, із удвічі тоншими розмірами відповідних шарів.

3.5 Моделювання захисної дії двошарового відбиваючого екрана із поділяючими теплопровідними оптично тонкими прошарками

У попередньому пункті даного розділу було підтверджено загальне положення, що час захисної дії одношарового відбиваючого екрана збільшується зі зростанням його товщини, бо товстіший екран вимагає більшої енергії на нагрівання. Збільшення часу нагрівання за рахунок збільшення товщини екрана обмежено тим, що пропорційно товщині зростає вага екрана, що є негативним чинником. Можливим вирішенням проблеми є застосування двошарового екрана [26].

У даному пункті роботи буде показано, що твердження попереднього абзацу є вірним і тоді, коли прошарки між відбиваючими теплове випромінювання непрозорими термічно тонкими шарами заповнені теплопровідним майже прозорим матеріалом. Практична цінність дослідження такої конструкції полягає у більш легкій її реалізації, у порівнянні з розглянутими у пункті 3.2 екранами із повітряними прошарками.

Досліджується теплозахисна дія двошарового екрана, що складається із двох оптично непрозорих термічно тонких шарів, з одного боку яких прикріплені шари із теплоізоляційного матеріалу. Взаємодія цього матеріалу із тепловим випромінюванням вважається слабкою, так що шари теплоізоляції розглядаються як оптично тонкі.

Схема розташування екрана зображена на рис. 3.17. На ньому об'єктам відповідають індекси: « f » - полум'я; « $s1$ » - гарячий відбиваючий шар; « $s2$ » - холодний відбиваючий шар; «*» - підзахисна поверхня. Використовувані величини позначені: T_{s1} і T_{s2} - абсолютна температура відповідних шарів, К; h_{s1} і h_{s2} - товщина відповідного відбиваючого шару, м; h_1 і h_2 - товщина відповідного теплоізоляційного прошарку, м; $\kappa_1, \kappa_2, \rho_1, \rho_2, \lambda_1, \lambda_2, c_{p1}, c_{p2}$ - коефіцієнти поглинання променистого потоку, m^{-1} , густини, $kg \cdot m^{-3}$, коефіцієнти теплопровідності, $Wt \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$, питомі масові ізобарні теплоємності, $Dz \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$, матеріалу першого і другого прошарків відповідно; $\epsilon'_{s1}, \epsilon''_{s1}$ і $\epsilon'_{s2}, \epsilon''_{s2}$ - ступені чорноти (відносні випромінювальні здатності) зовнішньої (') і внутрішньої (") поверхонь першого і другого відбиваючих шарів; ϵ_f - ступінь чорноти полум'я; ϵ_* - ступінь чорноти підзахисної поверхні (дивись рисунок 3.17).

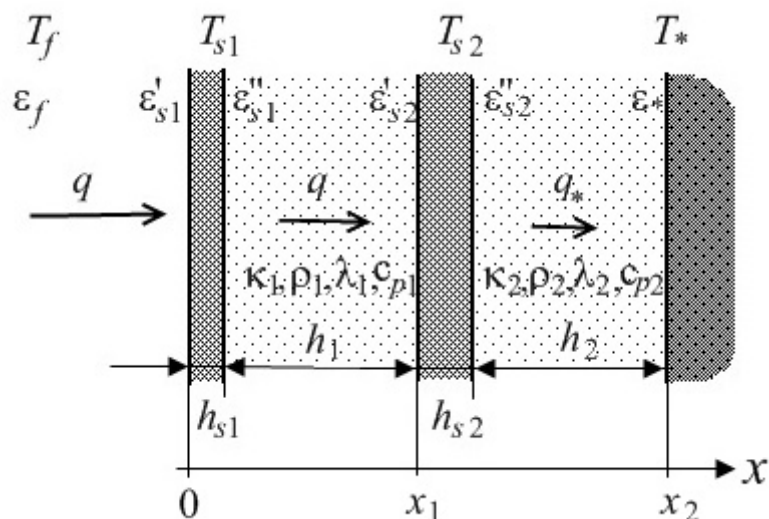


Рис. 3.17 - Схема задачі термічного захисту тіла за допомогою двошарового відбиваючого екрана із теплопровідними оптично тонкими прошарками

Система рівнянь, яка описує перенесення тепла крізь екран, є рівняннями енергетичного балансу. Через те, що другий відбиваючий шар є непрозорим, можна окремо розглядати процеси поширення енергії між відбиваючими шарами і від другого шару до поверхні, яка підлягає захисту. Через те, що прошарки між непрозорими поверхнями вважаються теплопровідними і оптично тонкими, опис даної системи двошарового екрана в цілому зводиться до двократного опису одношарових екранів із теплопровідними й оптично тонкими прошарками. Така конструкція розглянута у попередньому пункті даного розділу. Зв'язок описів одношарових екранів, які є складовими двошарового екрана, здійснюється рівнянням енергетичного балансу, спільного для обох підсистем другого відбиваючого шару.

Перейдемо до опису двошарового екрана.

Вимогу оптичної тонкості обох прошарків можна записати одним співвідношенням

$$(\kappa_1 \cdot h_1 + \kappa_2 \cdot h_2) \ll 1, \quad (3.48)$$

де κ_1, κ_2 і h_1, h_2 - коефіцієнти поглинання променистого потоку, m^{-1} , і товщини відповідних теплоізоляційних прошарків (тут і далі дивись схему з рис. 3.17).

Питомий тепловий потік, який теплопровідністю передається крізь прошарки, задовольняє рівнянню Фур'є:

$$q_{\lambda 1}(x, \tau) = -\lambda_1 \cdot \frac{\partial T(x, \tau)}{\partial x}, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}, \quad h_{s1} \leq x \leq x_1, \quad (3.49)$$

$$q_{\lambda 2}(x, \tau) = -\lambda_2 \cdot \frac{\partial T(x, \tau)}{\partial x}, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}, \quad (x_1 + h_{s1}) \leq x \leq x_2, \quad (3.50)$$

де $T(x, \tau)$ - нестационарне поле абсолютної температури матеріалу у прошарках, К; λ_1 і λ_2 - коефіцієнт теплопровідності матеріалу відповідно першого і другого прошарку, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$.

Першим напишемо рівняння балансу енергії у першому відбиваючому шарі екрана. Згідно із позначками (рис. 3.17) воно має вигляд

$$c'_{p.s1} \cdot h_{s1} \cdot \frac{dT_{s1}(\tau)}{d\tau} = q_{f.r}(T_f, T_{s1}(\tau), \varepsilon_f, \varepsilon'_{s1}) - q_r(T_{s1}(\tau), T_{s2}(\tau), \varepsilon''_{s1}, \varepsilon'_{s2}) - q_{\lambda 1}(h_{s1} + 0, \tau), \quad (3.51)$$

де $c'_{p.s1}$ - питома об'ємна ізобарна теплоємність матеріалу відбиваючого шару першого екрана, $\text{Дж} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-1}$; величина $q_{f.r}(T_f, T_{s1}, \varepsilon_f, \varepsilon'_{s1})$, що задається формулою (3.12), є щільністю променистого теплового потоку від гарячого середовища безпосередньо на зовнішній відбиваючий шар екрана.

Ліва частина рівняння (3.51) задає швидкість зміни у часі ентальпії одиниці площі першого відбиваючого шару. Другий доданок правої частини рівняння ($q_r(T_{s1}, T_{s2}, \varepsilon''_{s1}, \varepsilon'_{s2})$), який розраховується за співвідношенням (3.3), у головному (нульовому) за малим параметром ($\kappa_1 \cdot h_1$) наближенні задає щільність результуючого променистого потоку, що йде від першого відбиваючого шару до другого. Останній доданок правої частини рівняння (3.51) ($q_{\lambda 1}(h_1 + 0)$) відповідає тепловому потоку, що залишає перший відбиваючий шар екрана внаслідок теплопровідності матеріалу, що заповнює прошарок.

Другим рівнянням напишемо рівняння балансу енергії у другому відбиваючому шарі екрана. Згідно із позначками (рис. 3.17) воно має вигляд

$$c'_{p.s2} \cdot h_{s2} \cdot \frac{dT_{s2}(\tau)}{d\tau} = q_r(T_{s1}(\tau), T_{s2}(\tau), \varepsilon''_{s1}, \varepsilon'_{s2}) + q_{\lambda 1}(x_1 - 0, \tau) - q_r(T_{s2}(\tau), T_*, \varepsilon''_{s2}, \varepsilon_*) - q_{\lambda 2}(x_1 + h_{s2} + 0, \tau), \quad (3.52)$$

де $c'_{p.s2}$ - питома об'ємна ізобарна теплоємність матеріалу відбиваючого шару другого екрана, $\text{Дж} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-1}$; величина $q_r(T_{s2}, T_*, \varepsilon''_{s2}, \varepsilon_*)$, яка розраховується за співвідношенням (3.3), у головному (нульовому) за малим параметром ($\kappa_2 \cdot h_2$) наближенні задає щільність результуючого

променистого потоку, що йде від другого відбиваючого шару до поверхні захисту.

Ліва частина рівняння (3.52) задає швидкість зміни у часі ентальпії одиниці площі другого відбиваючого шару. Доданки $q_{\lambda_1}(x_1 - 0)$ і $q_{\lambda_2}(x_1 + h_2 + 0)$ правої частини рівняння (3.52) описують питомий тепловий потік, що, відповідно, потрапляє на другий відбиваючий шар і залишає його внаслідок теплопровідності матеріалів, що заповнюють відповідні прошарки.

Третє рівняння описує баланс енергії у середовищі заповнювача першого прошарку. Це варіант рівняння нестационарної теплопровідності з нелінійними джерелами. Воно діє у межах $h_1 \leq x \leq x_1$ і має вигляд

$$c'_{p1} \cdot \frac{\partial T(x, \tau)}{\partial \tau} = \lambda_1 \cdot \frac{\partial^2 T(x, \tau)}{\partial x^2} - \frac{\partial q_r}{\partial x}(T_{s1}(\tau), T(x, \tau), T_{s2}(\tau), \varepsilon''_{s1}, \varepsilon'_{s2}, \kappa_1), \quad (3.53)$$

де $c'_{p1} = \rho_1 \cdot c_{p1}$ - питома об'ємна ізобарна теплоємність матеріалу, що наповнює перший прошарок, Дж·м⁻³·К⁻¹, а просторова похідна від щільності променистого потоку розраховується згідно зі співвідношенням (3.40).

Четверте рівняння описує баланс енергії у середовищі заповнювача другого прошарку. Цей варіант рівняння нестационарної теплопровідності діє у межах $x_1 + h_2 \leq x \leq x_2$ і має вигляд

$$c'_{p2} \cdot \frac{\partial T(x, \tau)}{\partial \tau} = \lambda_2 \cdot \frac{\partial^2 T(x, \tau)}{\partial x^2} - \frac{\partial q_r}{\partial x}(T_{s2}(\tau), T(x, \tau), T_*, \varepsilon''_{s2}, \varepsilon_*, \kappa_2), \quad (3.54)$$

де $c'_{p2} = \rho_2 \cdot c_{p2}$ - питома об'ємна ізобарна теплоємність матеріалу, що наповнює другий прошарок, Дж·м⁻³·К⁻¹, а просторова похідна від щільності променистого потоку розраховується згідно зі співвідношенням (3.40).

Граничними умовами до рівнянь (3.53), (3.54) є неперервність температури на границях прошарків:

$$T(h_1, \tau) = T_{s1}(\tau), \quad (3.55)$$

$$T(x_1, \tau) = T_{s2}(\tau), \quad (3.56)$$

$$T(x_1 + h_2, \tau) = T_{s2}(\tau), \quad (3.57)$$

$$T(x_2, \tau) = T_*. \quad (3.58)$$

Як початкові умови до рівнянь (3.51)-(3.54) було взято співвідношення

$$T(x, 0) = T_{s1}(0) = T_{s2}(0) = T_*. \quad (3.59)$$

Нагадуємо, що гранична умова (3.58) виходить із уявлення про те, що до моменту отримання незворотних наслідків організм людини, відводячи

надлишкове тепло, підтримує стале значення температури поверхні T_* . Така ситуація різко змінюється, коли організм перестає справлятися із зовнішнім тепловим потоком, тобто існує критичний рівень щільності теплового потоку q_{cr} , перевищення якого є небезпечним. У зв'язку із цим умова пожежної безпеки у даній задачі має вигляд

$$q^*|_{x=x_2-0} = [q_r(T_{s2}(\tau), T_*, \varepsilon''_{s2}, \varepsilon_*) + q_{\lambda 2}(x_2 - 0, \tau)] \leq q_{cr}. \quad (3.60)$$

Система рівнянь (3.51)-(3.54) із умовами (3.55)-(3.59) розв'язувалися чисельно. Результати одного з типових випадків подано на рис. 3.18 та на 3.19, який є збільшеним фрагментом графіків із рис. 3.18.

У варіанті, що демонструється на рис. 3.18 та на 3.19, прийнято, що $\rho_{s1} = \rho_{s2} = 2 \cdot 10^3 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$, $c_{p,s1} = c_{p,s2} = 1 \cdot 10^3 \text{ Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, $\rho_1 = \rho_2 = 1 \cdot 10^2 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$, $c_{p1} = c_{p2} = 2 \cdot 10^3 \text{ Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 0,2 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, $\kappa_1 = \kappa_2 = 20 \text{ м}^{-1}$, $h_{s1} = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $h_{s2} = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $h_1 = 0,01 \text{ м}$, $h_2 = 0,01 \text{ м}$, $\varepsilon_f = 0,8$, $\varepsilon'_{s1} = \varepsilon''_{s1} = \varepsilon'_{s2} = \varepsilon''_{s2} = 0,2$, $\varepsilon_* = 0,9$, $T_f = 1000 + 273 \text{ К}$, $T_* = 40 + 273 \text{ К}$.

Отримані результати природно порівнювати із результатами одношарового екрана, відображеними на рис. 3.16. Цей одношаровий екран має такі ж властивості матеріалів і товщину відбиваючого шару, що дорівнює сумарній товщині відбиваючих шарів двошарового екрана, а також товщину прошарку, що дорівнює сумарній товщині прошарків двошарового екрана.

Згідно із рис. 3.19 час захисної дії двошарового екрана складає $\tau_{cr} \approx 89 \text{ с}$, що майже в півтори рази перевищує час ($\tau_{cr} \approx 62 \text{ с}$) відповідного одношарового екрана.

Проведені на моделі числові експерименти показали, що за фіксованого значення суми товщин відбиваючих шарів ($h_{s1} + h_{s2} = \text{const}$) і за фіксованого значення суми товщин прошарків ($h_1 + h_2 = \text{const}$) існує співвідношення товщини відбиваючих шарів і співвідношення товщин прошарків, при якому реалізується максимальне значення часу захисту об'єкта (цей час визначається вимогою (3.60)).

Наприклад, у випадку значень параметрів, які відповідають рис. 3.18, в якому $h_{s1} + h_{s2} = 3,00 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, а $h_1 + h_2 = 2,00 \cdot 10^{-2} \text{ м}$, максимальне значення часу захисту τ_{cr2} реалізується при $h_{s1} = 1,98 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ і $h_1 = 0,81 \cdot 10^{-2} \text{ м}$. Воно становить $\tau_{cr2} = 92,6 \text{ с}$.

Як і у випадку екранів із повітряними прошарками, крива $t_{s1}(\tau)$ показує, що для реалізації захисної дії матеріал зовнішнього шару екрана повинен витримувати температуру в декілька сотень градусів Цельсія. Звідси з'являється додаткова вимога, що при визначенні часу захисної дії двошарового екрана необхідно (крім умови (3.60), на тепловий потік, якій

можна надати вигляд умови (3.19) температуру внутрішнього відбиваючого шару) відслідковувати виконання умови (3.24).

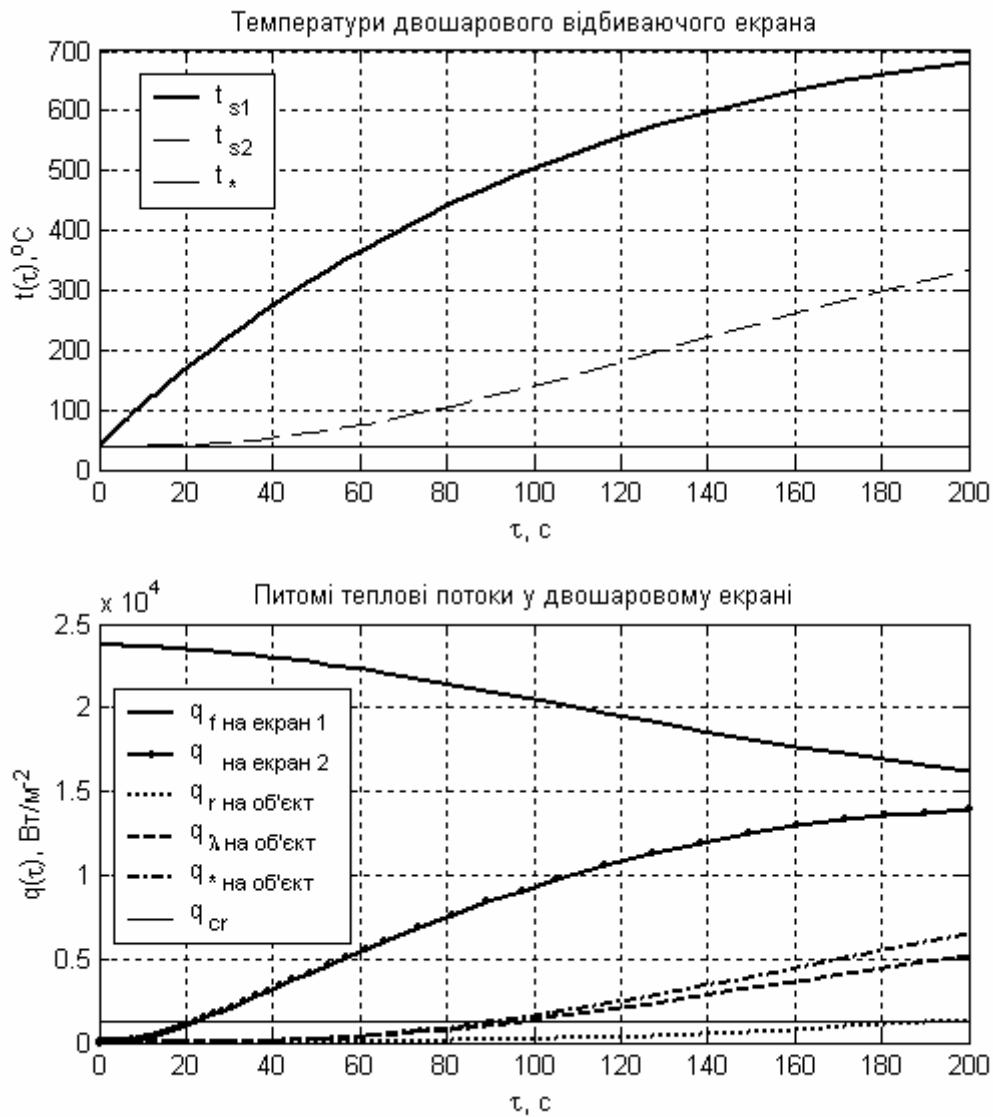


Рис. 3.18 - Графіки залежності температур і питомих теплових потоків від часу теплового впливу τ у двошаровому відбиваючому екрані із сумарною товщиною відбиваючих шарів $h_{s1} + h_{s2} = 3 \cdot 10^{-3}$ м і теплопровідними оптично тонкими прошарками сумарною товщиною $h_1 + h_2 = 2 \cdot 10^{-2}$ м

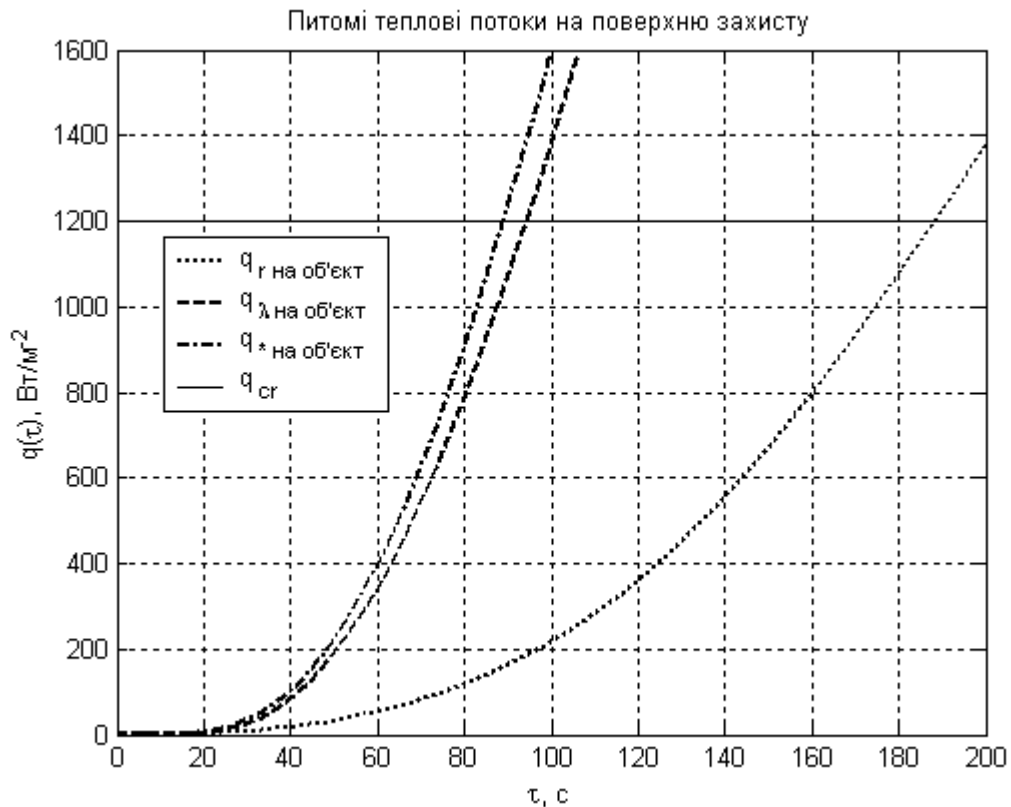


Рис. 3.19 - Графіки залежності питомих теплових потоків від часу теплового впливу τ у двошаровому відбиваючому екрані із сумарною товщиною відбиваючих шарів $h_{s1} + h_{s2} = 3 \cdot 10^{-3}$ м і теплопровідними оптично тонкими прошарками сумарною товщиною $h_1 + h_2 = 2 \cdot 10^{-2}$ м (збільшений фрагмент графіка з рис. 3.18)

Остання обставина перетворює задачу пошуку оптимального співвідношення товщин екрануючих шарів і співвідношення товщин прошарків на оптимізаційну задачу з обмеженнями. Через велику кількість параметрів, значення яких не задані, але повинні враховуватися, вона не розглядалася.

3.6 Моделювання теплозахисної дії напівважкого теплозахисного костюма

У даному пункті буде розглянуто модель захисної дії напівважкого теплозахисного костюма. Пакет матеріалів і тканин, які використовуються при створенні таких костюмів, має не менш ніж два шари: тепловідбиваючий матеріал верха та внутрішній шар. Внутрішній шар може складатися із двох шарів, один з яких (ближчий до зовнішнього шару) витримує більш високі температури. Саме таку ситуацію ми будемо розглядати.

Якщо врахувати, що костюм надягається на одягнену людину і між теплозахисним костюмом і одягом існує повітряний прошарок, стає необхідним розглядати п'ятишарову систему (три шари костюма +

повітряний прошарок + одяг). Схематичне відображення такої системи показано на рис. 3.20.

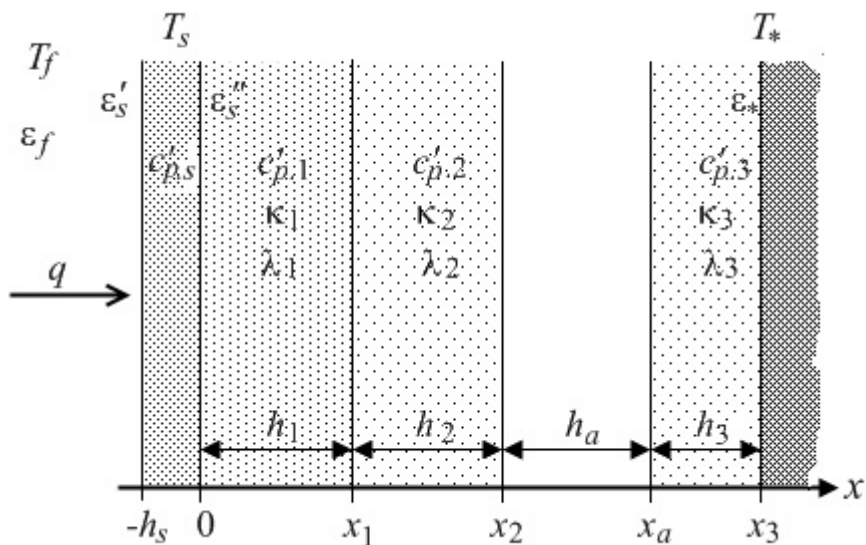


Рис. 3.20 - Схема задачі термічного захисту тіла за допомогою напівважкого вогнезахисного костюма

Об'єктам на рис. 3.20 відповідають індекси: «*f*» - полум'я; «*s*» - відбиваючий шар; «***» - підзахисна поверхня. Використовувані величини позначені: T_s - абсолютна температура відбиваючого шару, К; h_s - товщина відбиваючого шару, м; $c'_{p,s}$ - питома об'ємна ізобарна теплоємність матеріалу відбиваючого шару, Дж·м⁻³·К⁻¹; h_1 , h_2 , h_a і h_3 - товщини відповідних теплоізоляційних прошарків, товщина повітряного прошарку і товщина одягу, м; $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3$, $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_a, \lambda_3$, $c'_{p1}, c'_{p2}, c'_{p3}$ - коефіцієнти поглинання променистого потоку, м⁻¹, коефіцієнти теплопровідності, Вт·м⁻¹·К⁻¹, питомі об'ємні ізобарні теплоємності, Дж·м⁻³·К⁻¹, речовин та матеріалів відповідних прошарків відповідно; $\epsilon'_s, \epsilon''_s$ - ступені чорноти (відносні випромінювальні здатності) зовнішньої (') і внутрішньої (") поверхонь відбиваючого шару; ϵ_f - ступінь чорноти полум'я; ϵ_* - ступінь чорноти підзахисної поверхні.

У процесі розгляду зовнішній шар буде вважатися термічно тонким і оптично непрозорим [43]. Термічна тонкість дозволить описувати цей шар єдиною температурою $T_s(\tau)$, К.

У всіх матеріальних прошарках буде враховуватись передача тепла теплопровідністю. Це означає врахування у співвідношеннях енергетичного балансу теплопровідного питомого теплового потоку. Останній задовольняє рівнянню Фур'є:

$$q_{\lambda_1}(x, \tau) = -\lambda_1 \cdot \frac{\partial T(x, \tau)}{\partial x}, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}, \quad 0 \leq x \leq x_1, \quad (3.61)$$

$$q_{\lambda_2}(x, \tau) = -\lambda_2 \cdot \frac{\partial T(x, \tau)}{\partial x}, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}, \quad x_1 \leq x \leq x_2, \quad (3.62)$$

$$q_{\lambda_3}(x, \tau) = -\lambda_3 \cdot \frac{\partial T(x, \tau)}{\partial x}, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}, \quad x_a \leq x \leq x_3, \quad (3.63)$$

де $T(x, \tau)$ - нестационарне поле абсолютної температури матеріалу у прошарках, К; $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ - коефіцієнт теплопровідності матеріалу відповідних прошарків, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$.

При передачі тепла крізь повітряний прошарок, крім променистого механізму, буде враховуватись передача тепла внаслідок вільної конвекції. Відповідний питомий тепловий потік буде описуватись співвідношенням (3.6).

Будемо вважати, що обидва внутрішні шари теплозахисного костюма, а також одяг людини є оптично тонкими. Ці вимоги можна записати одним співвідношенням

$$(\kappa_1 \cdot h_1 + \kappa_2 \cdot h_2 + \kappa_3 \cdot h_3) \ll 1, \quad (3.64)$$

де $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3$ і h_1, h_2, h_3 - коефіцієнти поглинання променистого потоку, м^{-1} , і товщини відповідних прошарків (тут і далі дивись схему з рис. 3.20). Виконання вимоги (3.64) (разом із оптичною прозорістю повітряного прошарку) дозволяє в основному наближенні за малим параметром $(\kappa_1 \cdot h_1 + \kappa_2 \cdot h_2 + \kappa_3 \cdot h_3)$ описувати щільність променистого теплового потоку у внутрішньому просторі $(0 \leq x \leq x_3)$ формулою (3.3), дійсною, для прозорого середовища між паралельними площинами:

$$q_r = q_r(T_s(\tau), T_*, \varepsilon_s'', \varepsilon_*). \quad (3.65)$$

Важлива у співвідношеннях енергетичного балансу у матеріальних прошарках дивергенція щільності променистого потоку у основному наближенні по малому параметру $(\kappa_1 \cdot h_1 + \kappa_2 \cdot h_2 + \kappa_3 \cdot h_3)$ описується формулою (3.40) [159]:

$$\frac{\partial q_r}{\partial x} = \frac{\partial q_r}{\partial x}(T_s(\tau), T(x, \tau), T_*, \varepsilon_s'', \varepsilon_*, \kappa_i), \quad (3.66)$$

де індекс « i » ($i = 1, 2, 3$) у коефіцієнті поглинання променистого потоку κ_i відповідає прошарку.

Система рівнянь, яка описує перенесення тепла від зовнішнього джерела енергії до шкіри людини, є рівняннями енергетичного балансу. Перейдемо до її написання.

Першим напишемо рівняння балансу енергії у відбиваючому шарі. Згідно із позначками на рис. 3.20 воно має вигляд

$$c'_{p.s} \cdot h_s \cdot \frac{dT_s(\tau)}{d\tau} = q_{f.r}(T_f, T_s(\tau), \varepsilon_f, \varepsilon'_s) - q_r(T_s(\tau), T_*, \varepsilon''_s, \varepsilon_*) - q_{\lambda 1}(+0, \tau), \quad (3.67)$$

де $c'_{p.s}$ - питома об'ємна ізобарна теплоємність матеріалу відбиваючого шару, Дж·м⁻³·К⁻¹; величина $q_{f.r}(T_f, T_s, \varepsilon_f, \varepsilon'_s)$, що задається формулою (3.12), є щільністю променистого теплового потоку від гарячого середовища безпосередньо на зовнішній відбиваючий шар.

Ліва частина рівняння (3.67) задає швидкість зміни у часі ентальпії одиниці площі відбиваючого шару. Другий доданок правої частини рівняння ($q_r(T_s, T_*, \varepsilon''_s, \varepsilon_*)$), який розраховується за співвідношенням (3.3), задає щільність результуючого променистого потоку, що йде від відбиваючого шару до поверхні захисту. Останній доданок правої частини рівняння (3.67) ($q_{\lambda 1}(+0, \tau)$) відповідає тепловому потоку, що залишає відбиваючий шар внаслідок теплопровідності матеріалу, що заповнює перший прошарок.

Друге рівняння описує баланс енергії у середовищі заповнювача першого прошарку. Це варіант рівняння нестационарної теплопровідності з нелінійними джерелами. Воно діє у межах $0 \leq x \leq x_1$ і має вигляд

$$c'_{p1} \cdot \frac{\partial T(x, \tau)}{\partial \tau} = \lambda_1 \cdot \frac{\partial^2 T(x, \tau)}{\partial x^2} - \frac{\partial q_r}{\partial x}(T_s(\tau), T(x, \tau), T_*, \varepsilon''_s, \varepsilon_*, \kappa_1), \quad (3.68)$$

де c'_{p1} - питома об'ємна ізобарна теплоємність матеріалу, що наповнює перший прошарок, Дж·м⁻³·К⁻¹, а просторова похідна від щільності променистого потоку розраховується згідно зі співвідношенням (3.40).

Третє рівняння описує баланс енергії у середовищі заповнювача другого прошарку. Цей варіант рівняння нестационарної теплопровідності діє у межах $x_1 \leq x \leq x_2$ і має вигляд

$$c'_{p2} \cdot \frac{\partial T(x, \tau)}{\partial \tau} = \lambda_2 \cdot \frac{\partial^2 T(x, \tau)}{\partial x^2} - \frac{\partial q_r}{\partial x}(T_s(\tau), T(x, \tau), T_*, \varepsilon''_s, \varepsilon_*, \kappa_2), \quad (3.69)$$

де c'_{p2} - питома об'ємна ізобарна теплоємність матеріалу, що наповнює другий прошарок, Дж·м⁻³·К⁻¹, а просторова похідна від щільності променистого потоку розраховується згідно зі співвідношенням (3.40).

Четверте рівняння описує баланс енергії у середовищі заповнювача третього прошарку (одягу). Цей варіант рівняння нестационарної теплопровідності діє у межах $x_a \leq x \leq x_3$ і має вигляд

$$c'_{p3} \cdot \frac{\partial T(x, \tau)}{\partial \tau} = \lambda_3 \cdot \frac{\partial^2 T(x, \tau)}{\partial x^2} - \frac{\partial q_r}{\partial x}(T_s(\tau), T(x, \tau), T_*, \varepsilon_s'', \varepsilon_*, \kappa_3), \quad (3.70)$$

де c'_{p3} - питома об'ємна ізобарна теплоємність матеріалу, що складає третій прошарок, Дж·м⁻³·К⁻¹, а просторова похідна від щільності променистого потоку розраховується згідно зі співвідношенням (3.40).

Граничні умови до рівнянь (3.68)-(3.70) є наслідком неперервності температури і теплових потоків. Вони мають наступний вигляд:

при $x = 0$

$$T(+0, \tau) = T_s(\tau); \quad (3.71)$$

при $x = x_1$

$$T(x_1 - 0, \tau) = T(x_1 + 0, \tau), \quad (3.72)$$

$$q_{\lambda 1}(x_1 - 0, \tau) = q_{\lambda 2}(x_1 + 0, \tau), \quad (3.73)$$

при $x = x_2$

$$q_{\lambda 2}(x_2 - 0, \tau) = q_{con}(T(x_2 - 0, \tau), T(x_a + 0, \tau), h_a), \quad (3.74)$$

при $x = x_a$

$$q_{\lambda 3}(x_a + 0, \tau) = q_{con}(T(x_2 - 0, \tau), T(x_a + 0, \tau), h_a), \quad (3.75)$$

при $x = x_3$

$$T(x_3 - 0, \tau) = T_*. \quad (3.76)$$

Відмітимо, що при написанні умов (3.73)-(3.75), що пов'язують теплові потоки, в обох частинах рівностей скорочувалася загальна у прошарках (незалежна від просторової змінної « x ») промениста складова (3.65).

Як початкові умови до рівнянь (3.67)-(3.70) було взято співвідношення

$$T(x, 0) = T_s(0) = T_*. \quad (3.77)$$

Нагадаємо, що гранична умова (3.76) виходить із уявлення про те, що до моменту отримання незворотних наслідків організм людини, відводячи надлишкове тепло, підтримує стає значення температури поверхні T_* . Така ситуація різко змінюється, коли організм перестає справлятися із зовнішнім тепловим потоком, тобто існує критичний рівень щільності теплового потоку q_{cr} , перевищення якого є небезпечним. У зв'язку із цим умова безпеки у даній задачі має вигляд

$$q^*|_{x=x_3-0} = [q_r(T_s(\tau), T_*, \varepsilon_s'', \varepsilon_*) + q_{\lambda 3}(x_3 - 0, \tau)] \leq q_{cr}. \quad (3.78)$$

Система рівнянь (3.67)-(3.70) із умовами (3.71)-(3.77) розв'язувалися чисельно з використанням середовища Matlab. Результати одного з типових випадків представлені на рис. 3.21. та на 3.22, який є збільшеним фрагментом графіків із рис. 3.21.

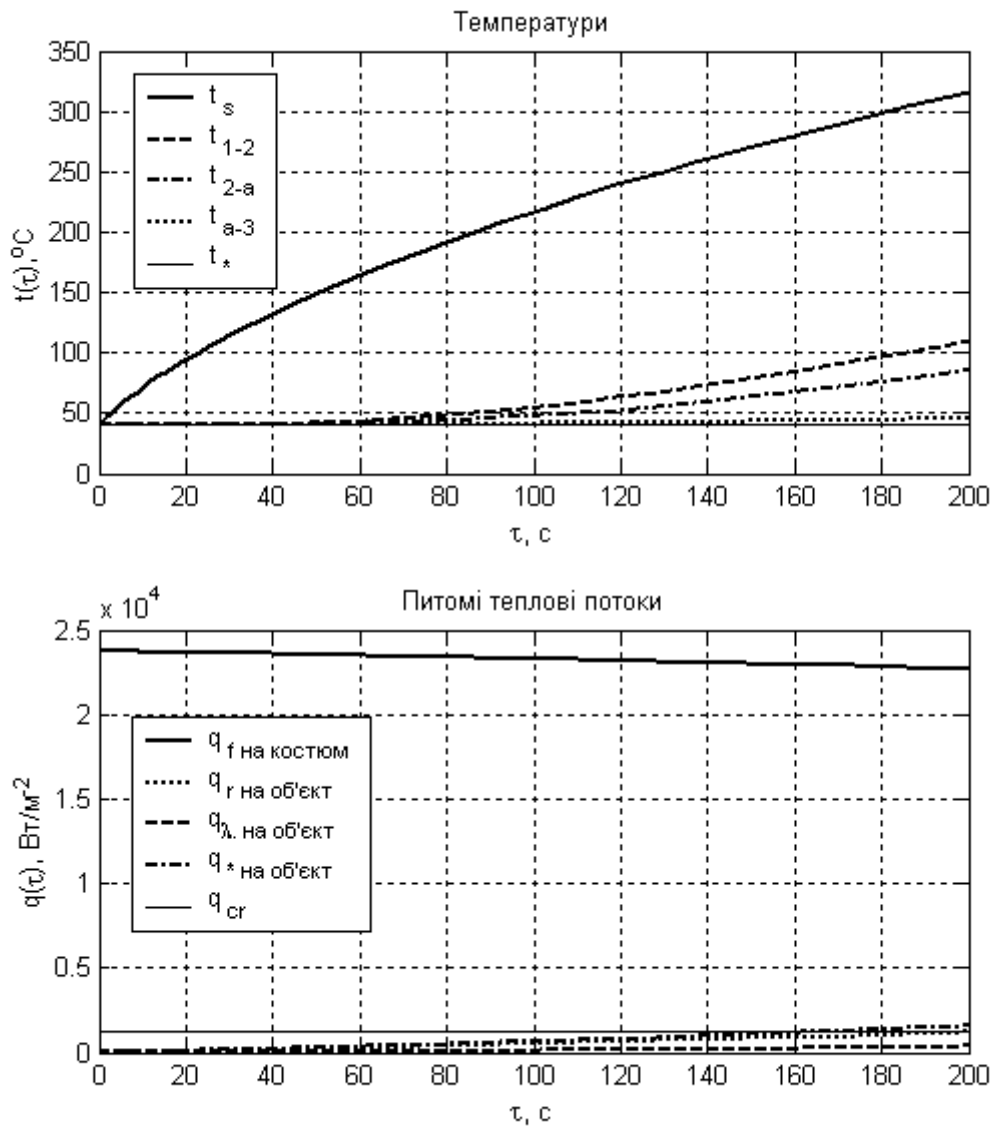


Рис. 3.21 - Графіки залежності температур і питомих теплових потоків від часу теплового впливу τ у системі з теплозахисного костюма (що складається із відбиваючого термічно тонкого оптично непрозорого шару і двох теплопровідних оптично тонких шарів), повітряного прошарку і теплопровідного оптично тонкого шару одягу. Символами t_{1-2} , t_{2-a} , t_{a-3} позначено температуру на границях відповідних шарів

У варіанті, що демонструється на рис. 3.21 (рис. 3.22), прийнято, що $\rho_s = 2 \cdot 10^3 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$, $c_{p,s} = 1 \cdot 10^3 \text{ Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, $\rho_1 = 2 \cdot 10^3 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$, $\rho_2 = \rho_3 = 1 \cdot 10^2 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$, $c_{p1} = c_{p2} = c_{p3} = 2 \cdot 10^3 \text{ Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 = 0,2 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa_3 = 20 \text{ м}^{-1}$, $h_s = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $h_1 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $h_2 = 0,01 \text{ м}$, $h_a = 0,03 \text{ м}$, $h_3 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $\varepsilon_f = 0,8$, $\varepsilon'_s = \varepsilon''_s = 0,2$, $\varepsilon_* = 0,9$, $T_f = 1000 + 273 \text{ К}$, $T_* = 40 + 273 \text{ К}$.

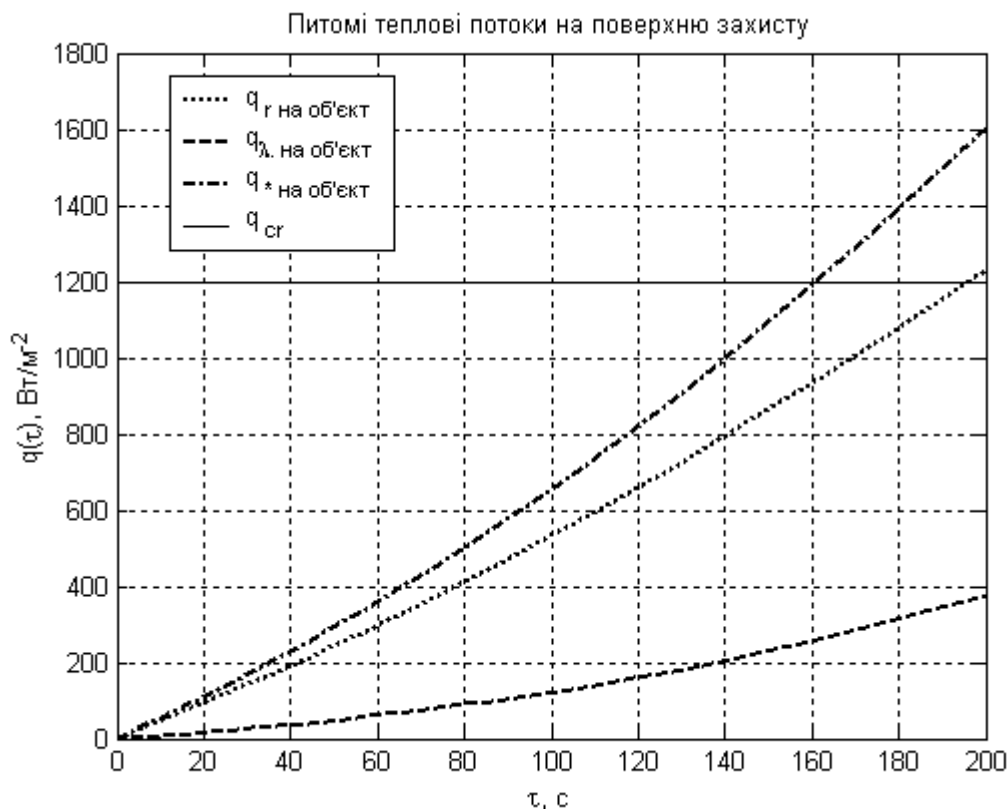


Рис. 3.22 - Графіки залежності питомих теплових потоків від часу теплового впливу τ у системі із теплозахисного костюма (що складається із відбиваючого термічно тонкого оптично непрозорого шару і двох теплопровідних оптично тонких шарів), повітряного прошарку і теплопровідного оптично тонкого шару одягу (збільшений фрагмент графіка з рис. 3.21)

Згідно із рис. 3.22 час захисної дії описаного вогнезахисного костюма у заданій ситуації складає $\tau_{cr} \approx 161 \text{ с}$.

Числові експерименти на моделі показують, що найбільш суттєво на час захисту впливають всі ступені чорноти, а також товщина відбиваючого шару.

Крива $t_s(\tau)$ показує, що для реалізації захисної дії матеріал відбиваючого шару костюма повинен витримувати температуру в декілька

сотень градусів Цельсія. Внаслідок неперервності поля температур ця вимога повинна враховуватися і для першого теплоізоляційного шару.

3.7 Комп'ютерне моделювання дії відбиваючих екранів у разі виникнення пожежі у приміщенні

У даному підрозділі буде наведено результати комп'ютерного моделювання дії теплозахисного відбиваючого покриття у разі виникнення пожежі у приміщенні на прикладі типових варіантів [15, 39]. Буде продемонстрована дія одношарового і двошарового відбиваючих екранів у випадку повітряних прошарків, а також дія напівважкого теплозахисного костюма.

Всі результати є розв'язками систем диференціальних рівнянь, що утворюють математичну модель явища [39]. Відповідні моделі, які описують дію відбиваючих покриттів у разі виникнення пожежі у приміщенні, отримані об'єднанням двох систем рівнянь. Перша описує еволюцію відбиваючого покриття під дією гарячого середовища із заданою температурою T_f , друга – середню температуру газового середовища T_m під час пожежі у приміщенні. При об'єднанні систем в першу підсистему замість T_f підставляється $T_m(\tau)$ із другої підсистеми. Рівняння другої підсистеми (пожежі у приміщенні) наведені у підрозділі 2.4, рівняння першої підсистеми – у відповідних підрозділах даного розділу. В описі природним чином з'являється додатковий часовий параметр τ_{in} – момент вводу тіла (разом із його захистом) у приміщення, с.

Відмітимо наступну обставину, що може спростити моделювання. Введення захисних покриттів не впливає на розвиток пожежі у приміщенні. Це означає, що можна спочатку окремо, промодельювавши пожежу у приміщенні, отримати залежність $T_m(\tau)$, а потім в якості заданої функції часу підставляти її в систему, що моделює захисну дію покриттів.

Всі результати були отримані за допомогою комп'ютерних програм, написаних Шаршановим А.Я.

На рис. 3.23 і 3.24 наведено результати моделювання дії одношарового і двошарового відбиваючих екранів із повітряними прошарками у разі виникнення пожежі у приміщенні. У даному випадку товщини відбиваючого шару і повітряного прошарку одношарового екрана (зображеного на рис. 3.1) дорівнюють $h_s = 5 \cdot 10^{-3}$ м і $x_s = 5 \cdot 10^{-2}$ м відповідно. Товщини відбиваючих шарів і повітряних прошарків двошарового екрана (зображеного на рис. 3.5) дорівнюють, відповідно, $h_{s1} = h_{s2} = 2,5 \cdot 10^{-3}$ м і $x_1 = x_2 = 2,5 \cdot 10^{-2}$ м. Всі інші параметри співпадають із наведеними у роз'ясненнях до рис. 3.6. Нагадуємо, що така ситуація забезпечує однакові вагу й об'єм одношарового та двошарового екранів.

Чисельні значення параметрів, що задають характеристики пожежі у приміщенні, тут, як і в подальшому, співпадають зі значеннями, наведеними

у поясненнях до рис. 2.11. Об'єкт захисту потрапляє у приміщення в момент $\tau_{in} = 300$ с від початку пожежі.

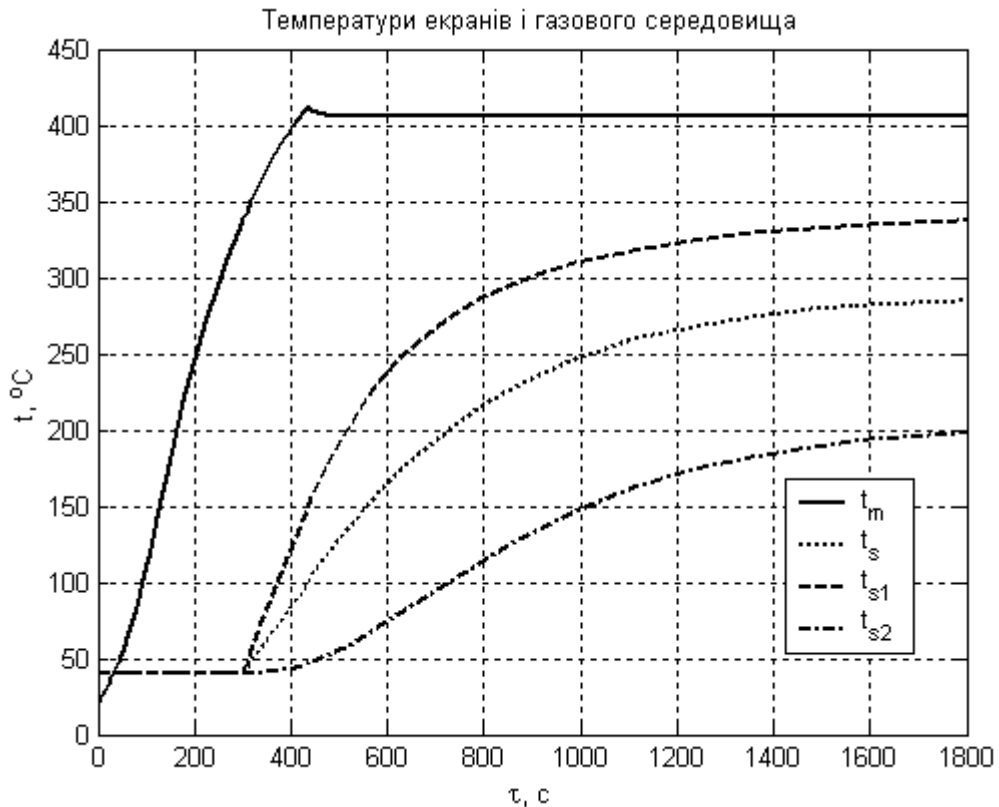


Рис. 3.23 - Графіки залежності температур від часу пожежі за умов використання одно- і двошарових захисних екранів із повітряними прошарками: t_m - середня температура газового середовища у приміщенні; t_s - температура відбиваючого шару одношарового екрана; t_{s1} і t_{s2} - відповідно температури зовнішнього і внутрішнього відбиваючих шарів двошарового екрана

Із графіків на рис. 3.23 випливає, що критичне значення температури (90 °C) найближчих до об'єкта захисту поверхонь досягається у випадку одношарового екрана приблизно через 110 с, а у випадку двошарового екрана приблизно через 380 с після потрапляння у небезпечну зону.

На рис. 3.24 символами позначено лінії результуючих питомих теплових потоків, що падають: 1) q_{*free} - на незахищену поверхню; 2) $q_{на 1 із 1}$ - на відбиваючий шар одношарового екрана; 3) $q_{на 1 із 2}$ - на 1-й відбиваючий шар двошарового екрана; 4) $q_{*одношар.}$ - на поверхню захисту одношарового екрана; 5) $q_{*двошар.}$ - на поверхню захисту двошарового екрана; q_{cr} - критичний рівень питомого потоку.

Із графіків на рис. 3.24 випливає, що критичне значення питомого теплового потоку ($q_{cr} = 560 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$) на поверхню захисту досягається у випадку одношарового екрана приблизно через 225 с, а у випадку

двошарового екрана приблизно через 590 с після потрапляння у небезпечну зону.

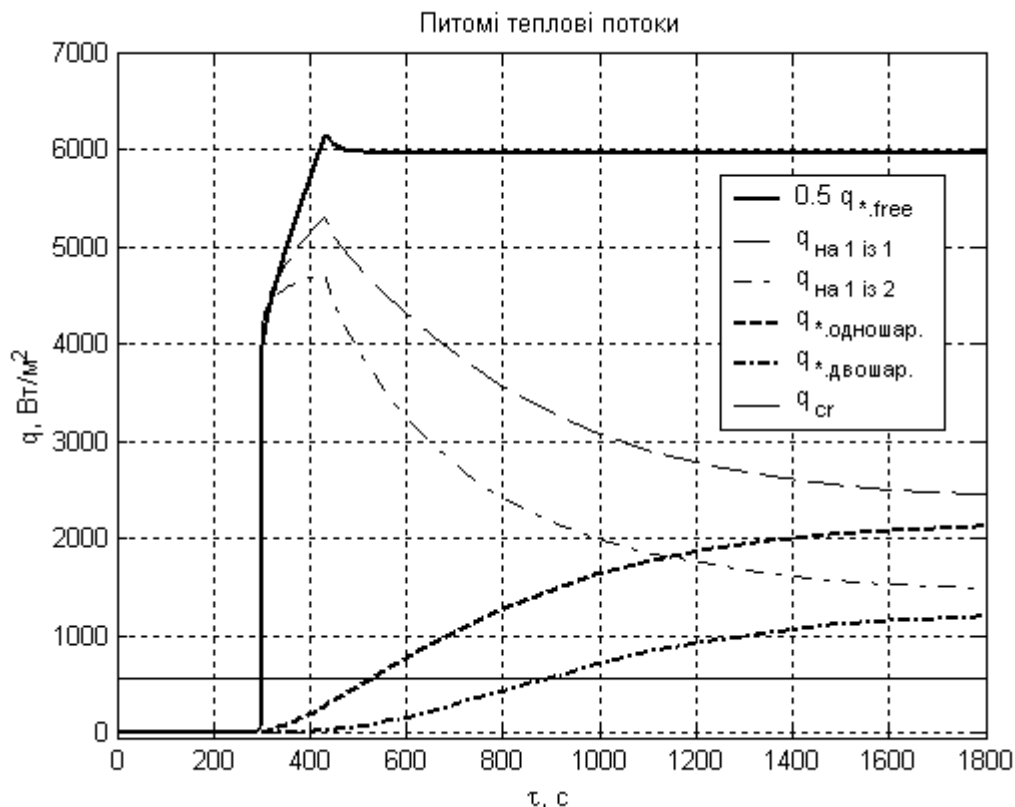


Рис. 3.24 - Графіки залежності питомих теплових потоків від часу пожежі в разі використання одно- і двошарових захисних екранів із повітряними прошарками

Наведені числа показують, що з боку часів захисту двошаровий захисний екран у разі ефективніший за одношаровий.

Наступним об'єктом, захисна дія якого в умовах пожежі у приміщенні буде промодельована, є напівважкий теплозахисний костюм. Система рівнянь, яка описує його нагрівання, наведена у підрозділі 3.6. Чисельні значення параметрів костюму співпадають із тими, що використовуються у варіанті, представленому на рис. 3.21. Час потрапляння у приміщення, як і у попередніх випадках, дорівнює $t_{in} = 300$ с.

На рис. 3.25 представлено графіки залежності температур від часу пожежі у системі, що складається із зовнішнього газового середовища, напівважкого теплозахисного костюма і покритої одягом поверхні, яку він захищає (дивись рис. 3.20). На графіку нанесені наступні лінії: t_m - середня температура газового середовища у приміщенні; t_s - температура зовнішнього (відбиваючого) шару костюма; t_{1-2} , t_{2-a} , t_{a-3} - відповідно температури на границях 1-го і 2-го, 2-го і повітряного, повітряного і 3-го (одягу) прошарків; t_* - температура поверхні захисту (шкіри людини).

Із графіків випливає, що небезпечна температура ($t_{2-a} = 90\text{ }^{\circ}\text{C}$) досягається лише через 1650 с після потрапляння у небезпечне середовище пожежі у приміщенні.

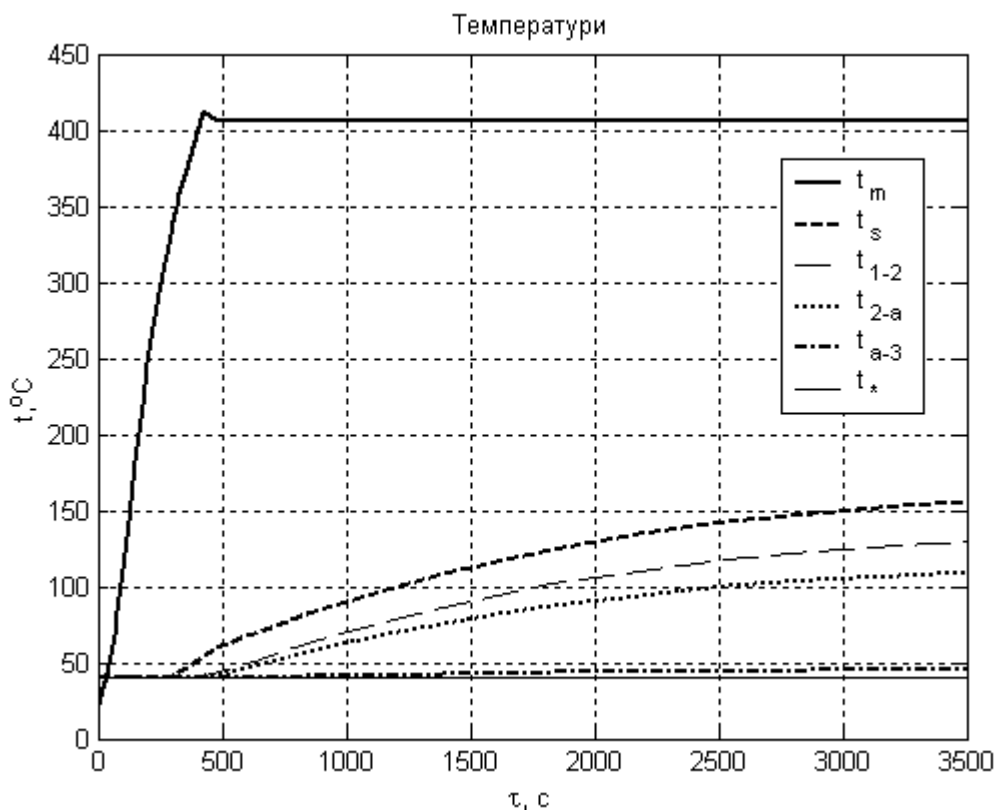


Рис. 3.25 - Графіки залежності температур від часу пожежі в разі використання напівважкого теплозахисного костюма

На рис. 3.26 представлено графіки залежності питомих теплових потоків від часу пожежі у системі, що складається із зовнішнього газового середовища, напівважкого теплозахисного костюма і покритої одягом поверхні, яку він захищає. Символами позначено лінії результуючих питомих теплових потоків: 1) $0,1 \cdot q_{*,free}$ - десята частина питомого теплового потоку, який падає на незахищену поверхню; 2) q_* - питомий тепловий потік на захищену напівважким теплозахисним костюмом та одягом поверхню захисту (шкіру людини); 3) q_{cr} - критичний рівень потоку.

Через те, що величина $q_* < q_{cr} = 560\text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$, що відповідає умові безпеки при довготривалому тепловому опроміненні незахищеної людини, ситуація є формально безпечною. Однак у людини, захищеної теплозахисним костюмом, відсутній відвід тепла у зовнішнє середовище, що ставить питання про спроможність організму утилізувати такий потік тепла довготривалий час (більш ніж 15 хвилин). Ця обставина вимагає відповідних медико-біологічних досліджень щодо визначення реального значення q_{cr} для даної ситуації.

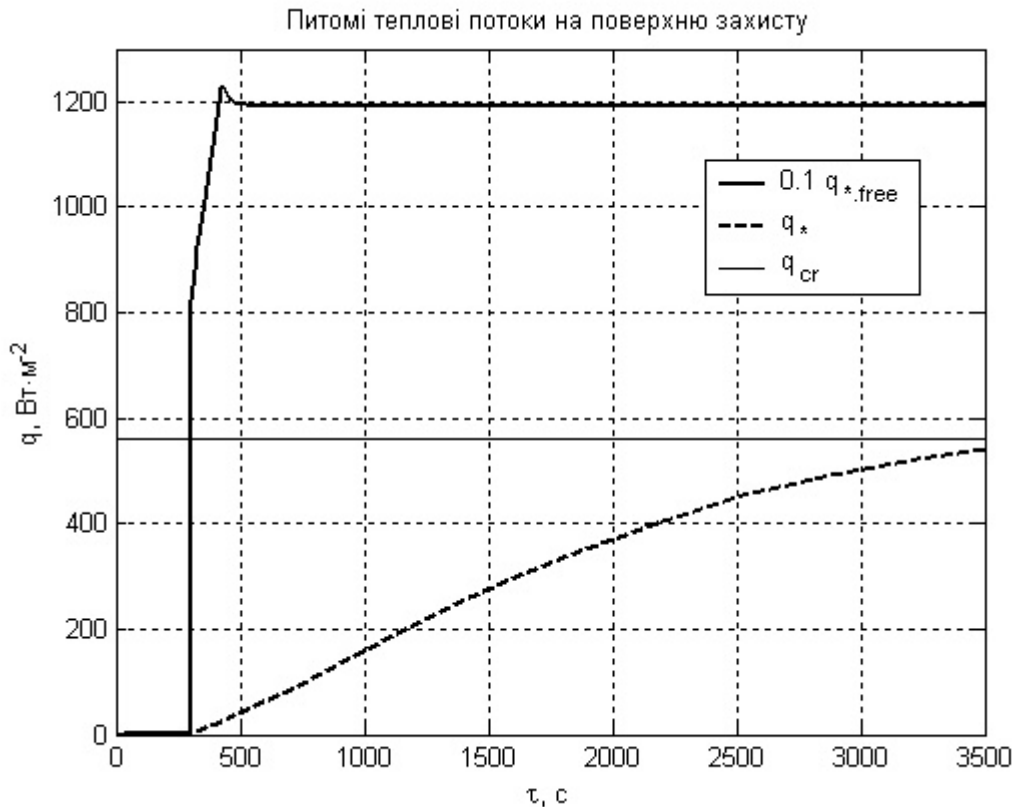


Рис. 3.26 - Графіки залежності питомих теплових потоків від часу пожежі за умов використання напівважкого теплозахисного костюма

Підіб'ємо основні підсумки даного розділу.

1. Побудовано математичний опис захисної дії одношарового тепловідбиваючого екрана із повітряним прошарком, особливістю якого є те, що він зводиться до звичайного диференційного рівняння залежності температури екрана від часу, для розв'язання якого в умовах сталого теплового впливу та в разі виникнення пожежі у приміщенні розроблено алгоритми та побудовано відповідні комп'ютерні програми, а також побудовано аналітичне спрощене рішення задачі прогріву такого екрана та вказано область застосування цього рішення. Показано, що найбільше час захисту екрана збільшується зі зменшенням ступенів чорноти обох поверхонь екрана, у той час як зі збільшенням товщини повітряного прошарку захист покращується не суттєво; зокрема в разі зростання ширини повітряного прошарку від 0,01 м до 0,1 м час захисту зростає лише на 20 %.

2. Побудовано математичний опис захисної дії двошарового тепловідбиваючого екрана із повітряними прошарками, особливістю якого є те, що він зводиться до системи звичайних диференційних рівнянь залежності температур шарів екрана від часу, для розв'язання яких в умовах сталого теплового впливу та в разі виникнення пожежі у приміщенні розроблено алгоритми та побудовано відповідні комп'ютерні програми, а також побудовано аналітичне спрощене рішення задачі прогріву такого

екрана та вказано область застосування цього рішення. Показано, що час захисної дії двошарового екрана у $\sim 1,5-2$ рази перевищує час захисту відповідним одношаровим екраном сумарної товщини.

3. Розроблено алгоритм знаходження співвідношення товщини шарів двошарового тепловідбиваючого екрана із повітряними прошарками, шари якого виконані з однакового матеріалу, який забезпечує максимальний час вогнезахисту за фіксованої сумарної товщини шарів і в разі обмежень на температури внутрішнього і зовнішнього шару.

4. Побудовано математичний опис захисної дії одношарового відбиваючого теплозахисного екрана з теплопровідним прошарком, особливістю якого є врахування внутрішнього променистого теплового потоку в наближенні оптично тонкого прошарку, а також розроблено алгоритми і відповідні комп'ютерні програми, що розв'язують систему рівнянь опису в умовах сталого теплового впливу та в разі виникнення пожежі у приміщенні. Показано, що найбільше час захисту екрана збільшується зі зменшенням ступенів чорноти обох поверхонь відбиваючого шару та за умов збільшення товщини теплопровідного прошарку; зокрема за зростання товщини цього прошарку від 1 см до 2 см час захисту зростає більш ніж у 2 рази.

5. Побудовано математичний опис захисної дії двошарових відбиваючих теплозахисних екранів із теплопровідними прошарками, особливістю якого є врахування внутрішнього променистого теплового потоку в наближенні оптично тонких прошарків, а також розроблено алгоритми і відповідні комп'ютерні програми, що розв'язують системи рівнянь опису в умовах сталого теплового впливу та в разі виникнення пожежі у приміщенні. Показано, що час захисної дії двошарового екрана у $\sim 1,5$ рази перевищує час захисту відповідним одношаровим екраном сумарної товщини.

6. Побудовано математичну модель захисної дії напівважкого теплозахисного костюма, особливістю якої є врахування, крім зовнішнього термічно тонкого оптично непрозорого відбиваючого шару, ще двох теплопровідних оптично тонких прошарків, повітряного прошарку між костюмом і людиною, та додаткового прошарку одягу, який діє як теплопровідний оптично тонкий шар, а також розроблено алгоритми і побудовано комп'ютерні програми, що розв'язують системи рівнянь моделі в умовах сталого теплового впливу та за умов виникнення пожежі у приміщенні.

РОЗДІЛ 4

ЗАХИСТ ПОВЕРХОНЬ ТІЛ ПОКРИТТЯМ, ЩО СПУЧУЄТЬСЯ

У даному розділі буде досліджено питання про захист поверхонь тіл від теплового впливу пожежі за допомогою покриття, що спучується. Буде розроблено математичну модель прогрівання відповідного вогнезахисного покриття [21] та варіанти застосування цієї моделі [22, 23].

4.1 Математична модель вогнезахисних покриттів, що спучуються

Одним з поширених способів захисту поверхонь тіл від теплового впливу пожежі є нанесення теплоізоляційних покриттів. У даному підрозділі буде викладено побудовану автором математичну модель, що відображає функціонування теплоізоляційного матеріалу, здатного спучуватися.

У зв'язку з великим практичним значенням розглянутій проблемі присвячена значна кількість як експериментальних, так і теоретичних робіт [3, 119]. Як правило, експерименти охоплюють обидві стадії процесу теплозахисту - і спучування покриття, й подальший теплоперенос у пористому матеріалі, що утворюється під час спучування. Теоретичні частини досліджень, як правило, присвячені окремим етапам теплозахисту. У зв'язку зі складністю опису процесів кількість аналітичних результатів є незначною, і охоплюють вони окремі аспекти проблеми (дивись, наприклад [20]). Усе більш широкі теоретичні дослідження проводяться за допомогою чисельного вирішення відповідних математичних моделей.

Цей розділ є спробою описати в рамках єдиного підходу обидві стадії функціонування теплозахисного покриття (і спучування, і подальшу дію).

Пропонується модель поведінки покриття, що спучується у процесі нагрівання, яка відповідає наступній послідовності фізичних процесів. Спочатку захисне покриття являє собою суцільну речовину з незначним вмістом (або взагалі без) вкраплень газової фази. Нагрівання відбувається від однієї з поверхонь покриття. У міру підвищення температури покриття маса газової фази (внаслідок хімічного розпаду або просто фазового переходу) і тиск у ній наростають. Збільшення температури понад відповідне критичне значення призводить до текучості матеріалу, що реалізує можливість значного збільшення об'єму газового компонента. Початок цього процесу (до стадії істотного об'єднання газових областей) є спучуванням без делокалізації газу. У ході подальшого нагрівання питомий об'єм газових областей може досягти критичного значення, за якого відбувається руйнування стінок між вкрапленнями газу (спучування приводить до делокалізації). У такій області рух газу стає необмеженим. Газ виноситься із системи, знімаючи напругу в даній області. Глибина області делокалізації руху газу слідом за товщиною області прогріву покриття наростає в напрямку від гарячої поверхні. Описана послідовність процесів відображена у запропонованій математичній моделі.

Основою моделі є погляд на речовину покриття, як на суміш простіших речовин (наприклад: матеріал покриття - трикомпонентна суміш із вихідної речовини та двох продуктів її термічного розпаду, а конденсована й газоподібна фази однієї речовини є різними компонентами суміші). Відповідно до такого погляду склад речовини в точці з радіусом-вектором \mathbf{r} , m , у момент часу τ , s , буде задаватися набором масових концентрацій $\rho_i(\mathbf{r}, \tau) \equiv dm_i / dV$, де dm_i – маса i -го компонента, кг, у малому об’ємі dV , m^3 , покриття; питома об’ємна ізобарна теплоємність речовини покриття може бути представлена у вигляді

$$c'_p = \sum_i \rho_i \cdot c_{p,i}, \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-1}, \quad (4.1)$$

де $c_{p,i}(T)$ – питома масова ізобарна теплоємність i -го компонента, $\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, за абсолютної температури $T(\mathbf{r}, \tau)$, К. Сума \sum_i береться по всіх n можливих компонентах.

Концентрації $\rho_i(\mathbf{r}, \tau)$ задовольняють рівнянням матеріального балансу

$$\frac{\partial \rho_i(\mathbf{r}, \tau)}{\partial \tau} + \text{div}[\mathbf{w}_i \cdot \rho_i(\mathbf{r}, \tau)] = R_i, \quad (4.2)$$

де $R_i(T, \boldsymbol{\rho})$ – об’ємна щільність швидкості зміни маси i -го компонента, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, внаслідок його хімічних або фазових перетворень; векторним символом $\boldsymbol{\rho}$ відображено ту обставину, що величина R_i може залежати від декількох із n парціальних густин ρ_j . Явний вид функцій $R_i(T, \boldsymbol{\rho})$ вважається відомим.

Величина $\mathbf{w}_i(\mathbf{r}, \tau)$ є усередненою по перерізу покриття середньовитратною швидкістю руху i -го компонента відносно поверхні захисту, $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$. Усі компоненти, що не є газами, а також газові компоненти в області локалізації газу (область із $x < x_{del}$ на рис. 4.1, де x_{del} - координата границі області делокалізації (delocalization) руху газової компоненти) рухаються з однаковою швидкістю, а саме швидкістю остову $\mathbf{w}_{fr}(\mathbf{r}, \tau)$:

$$\mathbf{w}_i(\mathbf{r}, \tau) = \mathbf{w}_{fr}(\mathbf{r}, \tau).$$

За наявності області делокалізації газу ($x > x_{del}$ на рис. 4.1) в разі нехтування взаємною дифузиею газів всі газові компоненти рухаються з однаковою швидкістю

$$\mathbf{w}_i(\mathbf{r}, \tau) = \mathbf{w}_{fr}(\mathbf{r}, \tau) + \mathbf{w}_g(\mathbf{r}, \tau),$$

де $\mathbf{w}_g(\mathbf{r}, \tau)$ – усереднена по перерізу покриття середньовитратна швидкість руху газу відносно остову, $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$.

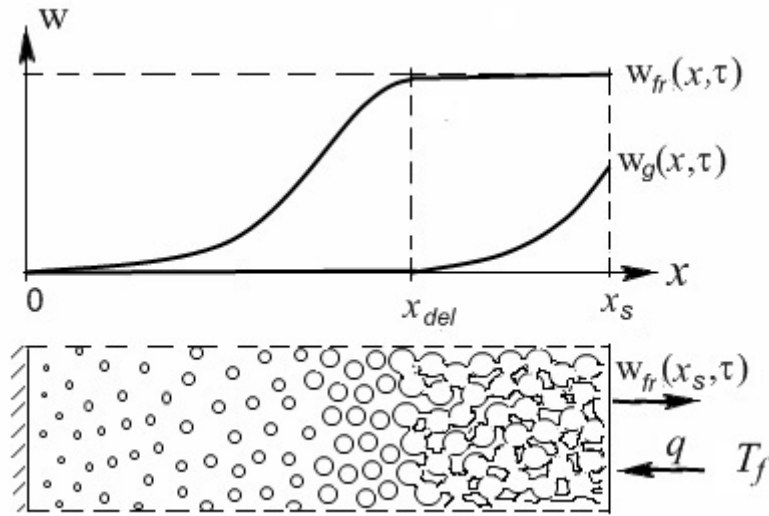


Рис. 4.1 - Графіки залежності швидкості остова та швидкості газового компонента покриття від відстані (x) від поверхні захисту, і просторова схема структури покриття, що спучується

Система n рівнянь (4.2) доповнюється співвідношенням енергетичного балансу:

$$c'_p \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial \tau} + \mathbf{w}_{fr} \cdot \text{grad } T \right) - \text{div}(\lambda \cdot \text{grad } T) = - \sum_{j=1}^{n_r} \Delta H_j \cdot R_j - c'_{p.g} \cdot \mathbf{w}_g \cdot \text{grad } T, \quad (4.3)$$

де $\lambda(T, \rho)$ – коефіцієнт теплопровідності покриття, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$; $\Delta H_j(T)$ – питомий тепловий ефект j -ї реакції (або фазового перетворення), $\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1}$, взятий у розрахунку на одиницю маси j -го компонента, який є реагентом даної реакції, а R_j – об'ємна щільність швидкості зміни маси цього реагенту, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$; сума $\sum_{j=1}^{n_r}$ береться за усіма n_r перетвореннями, які реалізуються у покритті; $c'_{p.g}$ – питома об'ємна ізобарна теплоємність газової складової покриття, яка дорівнює

$$c'_{p.g} = \sum_i^{(g)} \rho_i \cdot c_{p,i}, \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-1},$$

де символ $\sum_i^{(g)}$ позначає суму по всіх газових компонентах.

Відзначимо, що у рівнянні (4.3) останній доданок відрізняється від нуля тільки в області делокалізації газових компонентів ($x > x_{del}$ на рис. 4.1). Рівняння (4.3) не враховує внесків в енергобаланс руху кістяка покриття, деформаційних напруг у ньому, взаємної дифузії компонентів газу, в'язкого тертя.

Для розв'язування системи $(n + 1)$ рівнянь (4.2), (4.3) необхідно знати швидкості остова $\mathbf{w}_{fr}(\mathbf{r}, \tau)$ і газу $\mathbf{w}_g(\mathbf{r}, \tau)$.

Для визначення $\mathbf{w}_{fr}(\mathbf{r}, \tau)$ розглянемо фіксований малий елемент речовини покриття, що заповнює об'єм dV . Урахувавши те, що швидкість руху поверхонь даного елемента і є $\mathbf{w}_{fr}(\mathbf{r}, \tau)$, розглянувши потік вектора $\mathbf{w}_{fr}(\mathbf{r}, \tau)$ крізь ці поверхні, отримаємо необхідне співвідношення

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(\mathbf{w}_{fr}) &= \frac{1}{dV} \left[\frac{d}{d\tau} (dV) \right] = \frac{1}{dV} \left[\frac{d}{d\tau} \left(\sum_i dm_i \cdot v_i \right) \right] = \\ &= \sum_i \left(\frac{d^2 m_i}{dV d\tau} \cdot v_i + \frac{dm_i}{dV} \cdot \frac{dv_i}{d\tau} \right) = \sum_i \left(R_i \cdot v_i + \rho_i \cdot \frac{dv_i}{d\tau} \right). \end{aligned} \quad (4.4)$$

Тут $v_i(T, \boldsymbol{\sigma}) \equiv dV_i / dm_i$ - питомий об'єм i -го компонента, $\text{м}^3 \cdot \text{кг}^{-1}$, де dV_i й dm_i - об'єм і маса i -го компонента в об'ємі dV покриття; $\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{r}, \tau)$ - тензор напруг у даній області покриття, Па.

Трансформуємо вираз (4.4) там, де він не малий, а саме - в області спучування. Врахуємо, що в області спучування питомі об'єми газових компонентів значно більше, а щільності значно менше, ніж такі ж характеристики конденсованої фази. В результаті отримуємо рівняння:

$$\operatorname{div}(\mathbf{w}_{fr}) = \sum_i^{(g)} \left(R_i \cdot v_i + \rho_i \cdot \frac{dv_i}{d\tau} \right). \quad (4.5)$$

Розглядаючи газові компоненти як ідеальні гази, можна пов'язати їхній питомий об'єм з іншими параметрами стану:

$$v_i = \frac{R \cdot T}{\mu_i \cdot p}, \quad (4.6)$$

де $R = 8,314 \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ - універсальна газова стала; μ_i - молярна маса i -го компонента, $\text{кг} \cdot \text{моль}^{-1}$; $p(\mathbf{r}, \tau)$ - тиск газу, Па, який для локалізованої газової фази визначається діагональними компонентами тензора напруг покриття $\boldsymbol{\sigma}$ у

місці вкраплення газової фази.

В області спучування речовина покриття веде себе подібно до рідини. Через це процес спучування тут можна розглядати як ізобарний, через що для газових компонент, згідно із залежністю (4.6),

$$\frac{dv_i}{d\tau} = \frac{R}{\mu_i \cdot p} \cdot \frac{dT}{d\tau}. \quad (4.7)$$

Використовуючи вираз (4.7), отримуємо, що

$$\begin{aligned} \sum_i^{(g)} \rho_i \cdot \frac{dv_i}{d\tau} &= \sum_i^{(g)} \rho_i \cdot v_i \cdot \frac{1}{v_i} \cdot \frac{dv_i}{d\tau} = \sum_i^{(g)} \rho_i \cdot v_i \cdot \frac{R}{\mu_i \cdot p \cdot v_i} \cdot \frac{dT}{d\tau} = \\ &= \sum_i^{(g)} \rho_i \cdot v_i \cdot \frac{1}{T} \cdot \frac{dT}{d\tau} = r_V \cdot \frac{1}{T} \cdot \frac{dT}{d\tau}, \end{aligned} \quad (4.8)$$

де

$$r_V = \sum_i^{(g)} \rho_i \cdot v_i = \sum_i^{(g)} \frac{dV_i}{dV} \quad (4.9)$$

- об'ємна частка газових включень у загальному об'ємі покриття.

Із рівняння енергетичного балансу (4.3) (із урахуванням того, що у процесі спучування $\mathbf{w}_g(\mathbf{r}, \tau) = 0$) впливає співвідношення

$$\frac{dT}{d\tau} = \frac{\partial T}{\partial \tau} + \mathbf{w}_{fr} \cdot \text{grad } T = \frac{1}{c'_p} \cdot \left(\text{div}(\lambda \cdot \text{grad } T) - \sum_{j=1}^{n_r} \Delta H_j \cdot R_j \right). \quad (4.10)$$

В результаті формула (4.5) набуває кінцевого вигляду

$$\text{div}(\mathbf{w}_{fr}) = \sum_i^{(g)} R_i \cdot v_i + \frac{r_V}{c'_p \cdot T} \cdot \left(\text{div}(\lambda \cdot \text{grad } T) - \sum_{j=1}^{n_r} \Delta H_j \cdot R_j \right). \quad (4.11)$$

Визначення тиску локалізованої газової фази вимагає або розв'язання не розглянутої тут задачі теорії пружності, або модельних припущень, що перевіряють експериментально. У даній монографії прийнято, що подібно до рідини

$$p = p_0 + \Delta p(T, v), \quad (4.12)$$

де p_0 – тиск у зовнішньому середовищі, Па; $\Delta p(T, v)$ - надлишковий тиск у газових вкрапленнях, Па, який вважається відомим. Цей тиск є функцією як

температури T , так і розміру вкраплень, і отже питомого об'єму речовини покриття $\nu, \text{м}^3 \text{кг}^{-1}$, який дорівнює

$$\nu(\mathbf{r}, \tau) = \frac{1}{\sum_i \rho_i(\mathbf{r}, \tau)}. \quad (4.13)$$

Відмітимо, що величина

$$\rho(\mathbf{r}, \tau) = \sum_i \rho_i(\mathbf{r}, \tau) \quad (4.14)$$

є загальною густиною покриття, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$.

Відзначимо, що рівняння (4.11) є головним наближенням в області локалізованої газової фази ($x < x_{del}$ на рис. 4.1). У сусідній області делокалізованої газової фази ($x > x_{del}$) надлишок газів, що утворюється, йде із системи, не беручи участі у спучуванні покриття. Тут рівняння, що визначає швидкість руху остова покриття, в основному наближенні має вигляд

$$\text{div}(\mathbf{w}_{fr}) = 0. \quad (4.15)$$

Рух газу в області делокалізації є течією в'язкої рідини в пористому середовищі. У зв'язку із цим усереднена по перерізу покриття середньовитратна швидкість цього руху задається співвідношенням

$$\mathbf{w}_g = -C_w \cdot k_F \cdot \frac{d_c^2}{\rho_g \cdot \nu_g} \cdot \text{grad } p, \quad (4.16)$$

де C_w – обумовлений структурою пор безрозмірний коефіцієнт порядку одиниці; k_F – частка площі перерізу пор у площі перерізу покриття; d_c – середній діаметр каналу руху, м; ν_g – коефіцієнт кінематичної в'язкості газу, $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$; ρ_g – реальна густина газу в каналі руху, яка дорівнює

$$\rho_g \equiv \frac{\sum_i^{(g)} dm_i}{\sum_i^{(g)} dV_i} = \frac{\sum_i^{(g)} \frac{dm_i}{dV}}{\sum_i^{(g)} \frac{dV_i}{dV}} = \frac{\sum_i^{(g)} \frac{dm_i}{dV}}{\sum_i^{(g)} \frac{dV_i}{dV} \cdot \frac{dm_i}{dV}} = \frac{\sum_i^{(g)} \rho_i}{\sum_i^{(g)} \nu_i \cdot \rho_i} = \frac{\sum_i^{(g)} \rho_i}{r_V}, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}. \quad (4.17)$$

При записі останнього співвідношення передбачається, що в області делокалізації в каналах опиняється більша частина газової фази. Відзначимо, що серед газових компонентів у порах (у процесі розгляду ситуації

повторного прогрівання) варто передбачити повітря.

Відмітимо, що величина \mathbf{w}_g , разом із ρ_g , визначається в області делокалізації, в якій спучення вже відбулося. Як правило, у цій області об'єм газової фази значно перевищує об'єм конденсованої складової покриття. Через це там

$$r_V = \sum_i^{(g)} \rho_i \cdot v_i = \sum_i^{(g)} \frac{dV_i}{dV} \approx \sum_i \frac{dV_i}{dV} = 1.$$

Загальний тиск газового середовища у спученому покритті в області делокалізації будемо визначати за рівнянням стану суміші ідеальних газів

$$p = \frac{1}{r_V} \sum_i^{(g)} \frac{\rho_i}{\mu_i} \cdot R \cdot T. \quad (4.18)$$

Як відзначалося вище, поведінка покриття істотно залежить від можливості необмеженого руху газової фази. Ми припускаємо, що газу стають делокалізованими, коли питомий об'єм речовини покриття v перевищує якийсь критичне значення $v_{del}(T, \sigma)$. Відповідно до цього уявлення рівняння, що визначає положення границі області делокалізації ($x_{кр}$ на рис. 4.1), має вигляд:

$$v(\mathbf{r}_{del}, \tau) = v_{del}(T(\mathbf{r}_{del}, \tau), \sigma(\mathbf{r}_{del}, \tau)), \quad (4.19)$$

де v визначається співвідношенням (4.13). Іншими словами, розв'язок рівняння (4.19) ($\mathbf{r}_{del}(\tau)$) є рівнянням руху границі області делокалізації. Відповідно до цього величина

$$\mathbf{w}_{del}(\tau) = \frac{d\mathbf{r}_{del}(\tau)}{d\tau} \quad (4.20)$$

є швидкістю руху границі області делокалізації, $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$.

Задача прогріву покриття, що спучується, зводиться до розв'язання системи $n+3$ рівнянь (n рівнянь (4.2), рівняння (4.3), рівняння (4.12) і рівняння (4.5)) щодо $n+3$ невідомих: n концентрацій $\rho_i(\mathbf{r}, \tau)$, температури $T(\mathbf{r}, \tau)$, тиску $p(\mathbf{r}, \tau)$ і швидкості руху остова $\mathbf{w}_{fr}(\mathbf{r}, \tau)$. В області локалізації рівняння (4.5) набуває вигляду (4.11).

У делокалізованій газовій області рівняння (4.5) має простий вигляд (4.15). Крім того, у делокалізованій області до невідомих величин додається невідома швидкість руху газу $\mathbf{w}_g(\mathbf{r}, \tau)$ і рівняння (4.16) для її визначення. У цій області тиск задається не загальним співвідношенням (4.12), а формулою (4.18).

Граничними умовами до розглянутої системи рівнянь є неперервність потоків маси компонент і енергії на границях покриття. Нагадаємо, що границя із поверхнею захисту ($x=0$ на рис. 4.1) є нерухомою й непроникною для речовини (тобто відповідні потоки маси дорівнюють нулю), а рух зовнішньої границі (x_s на рис. 4.1) описується рівнянням

$$\frac{d\mathbf{r}_s(\tau)}{d\tau} = \mathbf{w}_{fr}(\mathbf{r}_s(\tau), \tau), \quad \mathbf{r}_s(0) = \mathbf{r}_{s,0}, \quad (4.21)$$

де $\mathbf{r}_{s,0}$ - початкова координата зовнішнього боку покриття. Зовнішня границя покриття проникна тільки для газових компонентів у випадку потрапляння її в область делокалізації. Умова безперервності потоку енергії на цій границі має вигляд:

$$-\lambda|_s \cdot \frac{\partial T}{\partial n}|_s + [c'_{p.g} \cdot w_g \cdot (T - T_0)]_s = q_{con} + q_r, \quad (4.22)$$

де символом $\partial/\partial n$ позначена складова градієнта по нормалі до поверхні; символ $|_s$ - указує на узяття величин на граничній поверхні; T_0 - температура початку відліку ентальпії, К; q_{con} і q_r - падаючі на поверхню покриття питомі теплові конвекційний і променистий потоки від зовнішніх джерел, Вт·м⁻².

У випадку теплообміну із гарячим середовищем питомий конвекційний тепловий потік на границі задається співвідношенням

$$q_{con} = \alpha \cdot [T|_s - T_f], \quad \text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}, \quad (4.23)$$

де α - коефіцієнт тепловіддачі даної поверхні у зовнішнє середовище, Вт·м⁻²·К⁻¹; T_f - температура середовища, К.

Якщо у процесі прогріву міняється характер локалізації газу в покритті, то рішення також розбивається на дві просторових області (локалізовану і делокалізовану). На границі між цими областями (в одновимірному випадку $x = x_{del}$ на рис. 4.1) безперервними є температура, тиск, швидкість руху остова, потоки маси компонент, що у випадку газових компонентів дає додаткове співвідношення

$$[\rho_i \cdot (\mathbf{w}_{fr} - \mathbf{w}_{del})]_{x_{del}-0} = [\rho_i \cdot (\mathbf{w}_g + w_{fr} - \mathbf{w}_{del})]_{x_{del}+0}, \quad (4.24)$$

де символ $|_{x_{del}\pm 0}$ - указує на узяття величин на відповідній стороні граничної поверхні.

На цій границі неперервність потоку енергії, неперервності потоку маси і нехтування зміною енергії покриття при переході від локалізованих до делокалізованих газових областей приводить до умови неперервності теплового потоку

$$-\left[\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x}\right]_{x_{del}-0} = -\left[\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x}\right]_{x_{del}+0} . \quad (4.25)$$

Відразу ж відзначимо, що величина коефіцієнта теплопровідності λ по різні сторони від границі делокалізації є різною. Дійсно, у випадку значного об'єму газової фази, яка має нехтовно малу теплопровідність, коефіцієнт теплопровідності спученого матеріалу можна оцінити співвідношенням

$$\lambda(\mathbf{r}, \tau) = C_\lambda \cdot \sum_i^{(k)} \lambda_i \cdot \frac{dV_i}{dV} = C_\lambda \cdot \sum_i^{(k)} \lambda_i \cdot \frac{dV_i}{dm_i} \cdot \frac{dm_i}{dV} = C_\lambda \cdot \sum_i^{(k)} \lambda_i \cdot v_i \cdot \rho_i . \quad (4.26)$$

де λ_i – коефіцієнт теплопровідності i -ї конденсованої фази покриття, Вт·м⁻¹·К⁻¹; C_λ – безрозмірний множник, який залежить від структури остова і має величину ~ 1 ; символ $\sum_i^{(k)}$ позначає суму по всіх негазових (конденсованих) компонентах. При переході від локалізованого до делокалізованого стану у співвідношенні (4.26) змінюється множник C_λ . Він зменшується, що відображає зменшення коефіцієнта теплопровідності внаслідок розриву зв'язків у конденсованій (і тому теплопровідній) частині покриття.

Початковою умовою розглянутої задачі природно прийняти однорідний розподіл густин компонент $\rho_i(\mathbf{r}, \tau)$, температури $T(\mathbf{r}, \tau)$ і тиску в покритті, а також нульове значення швидкостей.

4.2 Математичне моделювання вогнезахисної дії покриття, що спучується внаслідок дії одного активного компонента

У попередньому підрозділі було розроблено доволі загальну модель покриття, що спучується [21]. Виникає питання щодо перевірки адекватності цієї моделі. Одним зі шляхів перевірки є використання моделі для опису реальних покриттів із подальшим порівнянням модельних і експериментальних результатів. Модель має досить загальний вигляд, через що дає можливість використання великої кількості допоміжних параметрів. Задача полягає у тому, щоб у рамках моделі описати реальне покриття із використанням мінімальної кількості додаткових припущень.

Покриттям, функціонування якого буде моделюватися, є здатне спучуватися ксерогелеве неорганічне покриття СК-1, протипожежна ефективність якого була підтверджена експериментально [9]. Буде

розглянуто простий варіант складу речовини покриття – варіант одного активного (тобто здатного до генерації газу) компонента. Основні результати, представлені у даному підрозділі, були викладені у роботі [22].

Основою моделі є погляд на речовину покриття, як на суміш більш простих речовин, які під час нагрівання здатні утворити компоненту в газовій фазі. В області температур, у якій покриття поводить себе подібно до рідини, наявність газового компонента приводить до спучування.

У даному дослідженні припускається кілька додаткових спрощень:

1) склад покриття містить чотири компоненти: одну хімічно інертну конденсовану, яку ми будемо позначати індексом «*p*» (passive), одну конденсовану активну компоненту, яку ми будемо позначати індексом «*a*» (active), що у процесі нагрівання ендотермічно розпадається на інертні конденсовану «*b*» і газову компоненти «*g1*» (gas 1);

2) на стадії делокалізації газового компонента винос надлишку утворених газів відбувається настільки швидко, що можна при цьому процесі нехтувати теплообміном між газовим потоком і спученим матеріалом. Вказана обставина дозволяє, не визначаючи швидкості руху газового потоку, врахувати пов'язаний з газом тепловий потік від зони утворення газу відносно простою зміною теплоти утворення газу;

3) дерев'яний зразок, на який нанесено покриття, поводить себе як хімічно інертна речовина.

Відповідно до експерименту [9] просторову ситуацію можна розглядати як одновимірну. Істотна просторова координата (*x*) спрямована по нормалі до поверхні захисту. Ця координата відраховується від границі розділення дерев'яної пластини і захисного покриття у бік покриття. Відповідно до такого погляду, склад речовини в точці з координатою *x*, *m*, у момент часу *τ*, *s*, буде задаватися набором масових парціальних концентрацій $\rho_i(x, \tau) \equiv dm_i / dV$, де dm_i – маса *i*-го компонента, кг, у малому об'ємі dV , м³, покриття; питома об'ємна ізобарна теплоємність речовини покриття буде подана у вигляді суми (4.1). При цьому сума виду \sum_i містить 4 доданки (*i* = *p*, *a*, *b*, *g1*).

В подальшому для опису покриття ми будемо використовувати локальну систему координат, що рухається зі швидкістю остова покриття $w_{fr}(x, \tau)$. В цій системі просторова координата *x'* матеріальної точки покриття, яка на початку (при $\tau = 0$) мала нерухому координату *x*, буде мати величину

$$x'(x, \tau) = x + \int_0^{\tau} w_{fr}(x'(x, \tau''), \tau'') dt'', \quad (4.27)$$

а величина об'єму dV елементарного шару покриття, в якому міститься маса dm_i , дорівнюватиме

$$dV = F \cdot dx', \text{ м}^3, \quad (4.28)$$

де F - площа повздовжнього перерізу покриття, м^2 .

Концентрації ρ_i задовольняють рівнянням матеріального балансу (4.2). Запишемо ці рівняння для елементарних мас компонентів $dm_i = \rho_i \cdot dV$, які заповнюють елементарний об'єм величиною dV , що рухається разом із покриттям.

Рівняння, що описує матеріальний баланс активної компоненти, має вигляд

$$\frac{\partial dm_a(x', \tau)}{\partial \tau} = d\tilde{R}_a, \quad (4.29)$$

де $d\tilde{R}_a = d\tilde{R}_i$ при $i = a$, а $d\tilde{R}_i \equiv R_i \cdot dV$, а R_i - об'ємна щільність швидкості зміни маси i -го компонента, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, внаслідок його хімічних або фазових перетворень.

Відповідно до 1-го спрощення маса пасивного компонента не змінюється, тобто

$$d\tilde{R}_p = 0 \quad (4.30)$$

і

$$dm_p = dm_{p,0} = \text{const}, \quad (4.31)$$

де $dm_{p,0}$ - початкова маса пасивного компонента в об'ємі dV .

Із припущення про те, що реалізується тільки реакція розпаду на два компоненти, і закону збереження маси впливають співвідношення

$$d\tilde{R}_b = -(1 - k_{g1}) \cdot d\tilde{R}_a, \quad (4.32)$$

$$d\tilde{R}_{g1} = -k_{g1} \cdot d\tilde{R}_a, \quad (4.33)$$

де k_{g1} - частка маси активного компонента, що у процесі розпаду переходить у газову фазу.

Рівняння, що описує матеріальний баланс компонента b , співпадає з рівнянням (4.29) (при заміні індексів a на b). З цієї обставини і рівняння (4.32) випливає, що

$$dm_b = dm_{b,0} + (1 - k_{g1})(dm_{a,0} - dm_a), \quad (4.34)$$

де $dm_{a,0}$ і $dm_{b,0}$ - відповідно початкові маси компонентів a і b в об'ємі dV .
(У подальшому будемо вважати, що $dm_{b,0} = 0$.)

Рівняння матеріального балансу газової компоненти має вигляд

$$\frac{\partial dm_{g1}(x', \tau)}{\partial \tau} = d\tilde{R}_{g1} - \frac{\partial}{\partial x'}(w_{g1} \cdot \rho_{g1}) \cdot dV. \quad (4.35)$$

Нагадаємо, що усі компоненти, що не є газами, а також газові компоненти в області локалізації газу (область із $x < x_{del}$ на рис. 4.1), у нерухомій системі координат у заданій точці покриття рухаються з однаковою швидкістю, а саме - швидкістю остова w_{fr} . За наявності області делокалізації газу ($x > x_{del}$ на рис. 4.1) газова компонента рухається зі швидкістю

$$w_{g1} = w_{fr} + w_g,$$

де w_g - усереднена по перерізу покриття середньовитратна швидкість руху газу відносно остова, $m \cdot c^{-1}$.

З щойно викладеного випливає, що в області локалізації газу (область із $x < x_{del}$ на рис. 4.1), де $w_g = 0$, зі співвідношень (4.29), (4.33) і (4.35) випливає, що

$$dm_{g1} = dm_{g1,0} + k_{g1} \cdot (dm_{a,0} - dm_a), \quad (4.36)$$

де $dm_{g1,0}$ - початкова маса газового компонента в об'ємі dV . (У подальшому будемо вважати, що $dm_{g1,0} = 0$.)

У даній моделі ми не будемо визначати величину w_g в області делокалізації газу ($x > x_{del}$ на рис. 4.1). Будемо вважати, що вся надлишкова газова компонента дуже швидко виноситься із покриття. Формально це означає, що права частина рівняння (4.35) є близькою до нуля. В цій області процеси газів будуть розглядатися як ізобарні за умов тиску $p = p_0$, де p_0 - тиск зовнішнього середовища.

Функція, що задає швидкість розпаду активного компонента, моделюється співвідношенням

$$d\tilde{R}_a(m_a, T) = -dm_a \cdot \sum_{j=1}^3 \frac{k_{a,j}}{\tau_{a,j}} \cdot \exp\left(\frac{T_{a,j}}{T}\right) \cdot del(T - T_{a,j}, dT_{a,j}), \text{ кг} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (4.37)$$

де $\tau_{a,j}$, c , й $T_{a,j}$, $k_{a,j}$, $T_{aa,j}$, $dT_{a,j}$, K ($j=1, 2, 3$) – 13 констант моделі; символом $del(z, dz)$ позначено розширену дельта-функцію:

$$del(z, dz) \equiv \frac{1}{\pi} \cdot \frac{dz}{z^2 + (dz)^2}.$$

Швидкість розпаду виду (4.37) дозволяє (в разі відповідного вибору параметрів) отримати особливості у залежності поля температур покриття $T(x, \tau)$ за температур T_1, T_2, T_3 (особливо за найменшої із них).

Система з чотирьох рівнянь (4.29), (4.31), (4.34), (4.35) (або (4.36)) відносно невідомих dm_a , dm_p , dm_b , dm_{g1} доповнюється співвідношенням енергетичного балансу (4.3) відносно невідомого поля температур $T(x', \tau)$. Це рівняння у даному випадку набуває вигляду:

$$c'_p \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} - \frac{\partial}{\partial x'} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x'} \right) = -Q_R - \Delta Q_{g.w}, \quad (4.38)$$

де Q_R – загальна об'ємна локальна щільність стоку ентальпії реакції розпаду, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-3}$, яка дорівнює тепловому ефекту реакції, помноженому на її швидкість. Виражаючи тепловий ефект через ентальпії компонентів, отримаємо співвідношення

$$Q_R = [H_a - (1 - k_{g1}) \cdot H_b - k_{g1} \cdot H_{g1}] \cdot R_a, \quad (4.39)$$

де $H_i(T)$ – взята з урахуванням можливих хімічних та фазових перетворень ентальпія i -го компонента, розрахована на одиницю його маси, $\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1}$.

Останній доданок у правій частині формули (4.38)

$$\Delta Q_{g.w} = c'_{p.g1} \cdot w_g \cdot \frac{\partial T}{\partial x'}, \quad \text{Вт} \cdot \text{м}^{-3}, \quad (4.40)$$

враховує перенос енергії газовим потоком. В області локалізації газу (область із $x < x_{del}$ на рис. 4.1), де $w_g = 0$, він дорівнює нулю.

В моделі припускається, що в області делокалізації газу ($x > x_{del}$ на рис. 4.1) утворювана газова компонента виноситься назовні настільки швидко, що не встигає по дорозі обмінятися енергією з покриттям. Разом із собою газ у розрахунку на кожен утворюваний його кілограм уносить $c_{p.g1} \cdot (T - T_0)$ $\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1}$ енергії, де T_0 - температура початку підрахунку ентальпії, K . Генерація газу складає $R_{g1} = -k_{g1} \cdot R_a$, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$. Це означає, що в області делокалізації величину $\Delta Q_{g1.w}$ можна замінити на

$$\Delta Q_{g1} = -c_{p,g1} \cdot (T - T_0) \cdot k_{g1} \cdot R_a, \text{ Вт} \cdot \text{м}^3. \quad (4.41)$$

Коефіцієнт теплопровідності матеріалу покриття λ , $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, оцінюється співвідношенням

$$\lambda(x, \tau) = C_\lambda \cdot \sum_i^{(e)} \lambda_i \cdot \frac{dV_i}{dV} = C_\lambda \cdot \frac{[\lambda_a \cdot v_a + \lambda_b \cdot v_b \cdot (1 - k_{g1})] \cdot dm_a + \lambda_p \cdot v_p \cdot dm_p}{dV}, \quad (4.42)$$

де λ_i – коефіцієнт теплопровідності i -ї конденсованої ($i = p, a, b$) фази покриття, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$; C_λ – безрозмірний множник, який залежить від структури остова і має величину ~ 1 ; символ $\sum_i^{(k)}$ позначає суму по всіх конденсованих ($i = p, a, b$) компонентах. При переході від локалізованого до делокалізованого стану у співвідношенні (4.42) змінюється множник C_λ . Він зменшується, що відображає зменшення коефіцієнта теплопровідності внаслідок розриву зв'язків у конденсованій (і тому теплопровідній) частині покриття. Відповідна формула має номер (4.50).

Величини $v_i(T) \equiv dV_i/dm_i$, $\text{м}^3 \cdot \text{кг}^{-1}$, де dV_i й dm_i – об'єм і маса i -го компонента в об'ємі dV покриття, є питомими об'ємами відповідних компонентів. У даній моделі приймається, що питомі об'єми конденсованих компонентів є постійними, а питомий об'єм газового компонента у локалізованому стані визначається за формулою

$$v_{g1}(T) = \frac{R \cdot T}{\mu_{g1} \cdot p} \cdot \mathfrak{Z}(T - T_{g.beg}), \quad (4.43)$$

де μ_{g1} – молярна маса газового компонента, $\text{кг} \cdot \text{моль}^{-1}$; p – тиск газу, Па, що для локалізованої газової фази визначається діагональними компонентами тензора напруг покриття в місці вкраплення газової фази. У цій монографії припускається, що $p = \text{const} > p_0$, де p_0 – тиск у зовнішньому середовищі, Па.

Функція $\mathfrak{Z}(z)$ (функція Хевісайда) являє собою сходинок від нуля до одиниці в разі переходу до позитивних значень z . Структура співвідношення (4.43) забезпечує виконання рівняння стану ідеального газу для газового компонента за температур процесу спучування, не менших за $T_{g.beg}$, К.

Загальний об'єм елемента покриття у локалізованому стані розраховується за формулою

$$dV_{loc} = \sum_i dV_i = \sum_i v_i \cdot dm_i = [v_a + (1 - k_{g1}) \cdot v_b + k_{g1} \cdot v_{g1}] \cdot dm_a + v_p \cdot dm_p, \quad (4.44)$$

в якій питомий об'єм газового компонента визначається за формулою (4.43).

У даному варіанті моделі спучування приймається, що для кожного об'єму dV елементарної частинки покриття існує максимально можливе значення dV_{max} , в разі досягнення якого об'єм dV вже не змінюється. Додатково приймається, що в момент досягнення dV свого максимального значення відбувається перехід газової фази покриття із локалізованого стану в делокалізований.

Максимальний об'єм елемента покриття пов'язаний із максимальним коефіцієнтом спучення $k_{V,max}$ співвідношенням

$$dV_{max} = k_{V,max} \cdot dV_0, \quad (4.45)$$

де dV_0 - початковий (до спучування) об'єм елемента покриття, м³. Останній простим чином пов'язаний із початковою товщиною dx_0 елементарного прошарку покриття: $dV_0 = F \cdot dx_0$.

Знаючи початковий об'єм елемента покриття dV_0 та початковий об'ємний склад речовини покриття, можна визначити початкові значення маси компонентів. Якщо спочатку покриття складається тільки з активної й пасивної компоненти, то

$$dm_{a,0} = \frac{dV_0 \cdot r_{V,a,0}}{v_a}, \quad dm_{p,0} = \frac{dV_0 \cdot r_{V,p,0}}{v_p}, \quad (4.46)$$

де $r_{V,a,0}$ і $r_{V,p,0}$ - відповідно початкові об'ємні частки активної та пасивної компоненти покриття; при цьому

$$r_{V,a,0} + r_{V,p,0} = 1.$$

Порівняння об'ємів dV_{max} і dV_{loc} дає критерій стану локалізації газової фази в елементарному об'ємі покриття:

$$\begin{cases} dV_{loc} < dV_{max} \Rightarrow \text{localized state} \\ dV_{loc} \geq dV_{max} \Rightarrow \text{delocalized state.} \end{cases} \quad (4.47)$$

Правило (4.47) дає можливість загальною формулою записати величину Z , яка у стані локалізації має вигляд Z_{loc} , а у делокалізованому стані записується, як Z_{deloc} :

$$Z = Z_{loc} + (Z_{deloc} - Z_{loc}) \cdot \vartheta(dV_{loc} - dV_{max}). \quad (4.48)$$

Загальну (щодо факту локалізації) формулу (4.48) можна використати для запису загальної формули розрахунку елементарного об'єму dV , яка охоплює й локалізовані, і делокалізовані стани елементів покриття. Це співвідношення має вигляд

$$dV = dV_{loc} + (dV_{max} - dV_{loc}) \cdot \vartheta(dV_{loc} - dV_{max}). \quad (4.49)$$

Аналогічно записується множник C_λ у формулі (4.42), яка задає коефіцієнт теплопровідності матеріалу покриття. Відповідно до виразу (4.48)

$$C_\lambda = C_{\lambda.loc} + (C_{\lambda.deloc} - C_{\lambda.loc}) \cdot \vartheta(dV_{loc} - dV_{max}). \quad (4.50)$$

Граничними умовами до розглянутої системи з п'яти рівнянь (4.29), (4.31), (4.34), (4.35), (4.38) відносно п'яти невідомих dm_a , dm_p , dm_b , dm_{g1} , T є відсутність потоків маси конденсованих компонент і безперервність потоків енергії на границях. Нагадаємо, що границя з тілом, яке підлягає захисту, ($x=0$ на рис. 4.2) є нерухомою, а рухома координата зовнішньої границі покриття (x_s) описується рівнянням (4.27), застосованим для зовнішньої границі

$$x_s(\tau) = L_0 + \int_0^\tau w_{fr}(x_s(\tau'), \tau') d\tau', \quad (4.51)$$

де L_0 - початкова товщина покриття.

Просторова схема прогріву зображена на рис. 4.2, на якій по-різному заштриховано дві області: 1) $-L_{tr} \leq x \leq 0$ — дерев'яна підкладка, яку захищають (де L_{tr} - товщина дерев'яної підкладки, м.); 2) $0 \leq x \leq x_s$ - захисне покриття, що спучується.

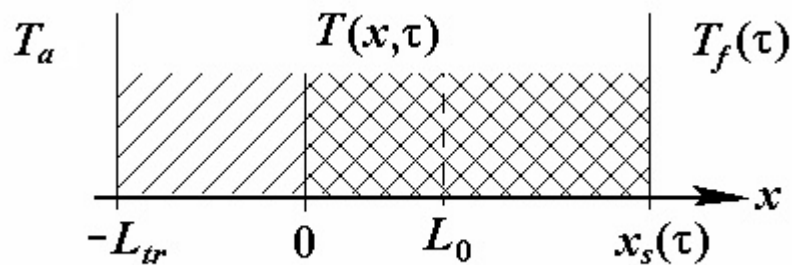


Рис. 4.2 - Просторова схема прогріву

Умова безперервності потоку енергії на границі з гарячим середовищем (при $x = x_s$) має вигляд:

$$-\lambda|_s \cdot \frac{\partial T}{\partial x}|_s = \alpha(T_f) \cdot (T|_s - T_f), \quad (4.52)$$

де символ $|_s$ указує на взяття величин на граничній поверхні; α – коефіцієнт тепловіддачі даної поверхні та зовнішнього середовища, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$; T_f – температура середовища (наприклад, полум'я), К .

Взята модельна залежність температури середовища від часу має вигляд

$$T_f(\tau) = T_{f.\text{max}} - (T_{f.\text{max}} - T_{f.0}) \cdot \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_f}\right), \quad (4.53)$$

де $T_{f.0}$ і $T_{f.\text{max}}$ – початкове і максимальне асимптотичне значення температури середовища відповідно, К ; τ_f – характерний час виходу на асимптотичне значення температури, с .

Умова безперервності теплового потоку на границі покриття із дерев'яною пластиною ($x=0$) у даній моделі (інертної деревини) має вигляд:

$$-\left[\lambda_{tr} \cdot \frac{\partial T}{\partial x}\right]_{-0} = -\left[\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x}\right]_{+0}, \quad (4.54)$$

де λ_{tr} – коефіцієнт теплопровідності дерева, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$; символ $|_{\pm 0}$ вказує на взяття величин на відповідному боці граничної поверхні.

Передача тепла в дерев'яній пластині описується звичайним рівнянням нестационарної теплопровідності

$$c'_{p.tr} \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda_{tr} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad -L_{tr} \leq x \leq 0, \quad (4.55)$$

де $c'_{p.tr}$ – питома об'ємна ізобарна теплоємність деревини, $\text{Дж} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-1}$. Гранична умова до рівняння (4.53) на границі дерев'яної пластини з повітрям має вигляд

$$-\lambda_{tr} \cdot \frac{\partial T}{\partial x}\bigg|_{-L_{tr}+0} = \alpha(T(-L_{tr})) \cdot [T_a - T(-L_{tr})], \quad (4.56)$$

де T_a – абсолютна температура повітря, К .

Основна математична задача зведена до розв'язання системи з двох диференційних рівнянь у частинних похідних ((4.29). (4.38)) відповідно двох невідомих нестационарних полів: dm_a, T .

Описана система вирішувалася чисельно у середовищі Matlab за допомогою програми, написаної автором мовою середовища. Для розуміння отриманих результатів відмітимо наступне. У процесі розв'язання задачі шар покриття із самого початку розбивався на $N=10$ елементарних шарів однокової товщини $dx_0 = L_0 / N$, нумерація яких здійснювалася у напрямку зростання координати x від $i=1$ до $i=N$, починаючи від границі покриття із дерев'яною пластиною (на якій $x=0$). Товщина цих шарів dx_i змінюється з часом, що пов'язано зі зміною об'єму шарів $dV_i = F \cdot dx_i$. У подальшому відстежувалася еволюція цих шарів. Середнім параметрам середовища у шарі приписувався номер шару. Приймалося, що значення параметра у середині шару співпадає із середнім по шару. Так, просторова координата у середині i -го шару $x_i(\tau)$ змінюється згідно із рівнянням (4.27), яке для неї має вигляд

$$x_i(\tau) = x_i(0) + \int_0^{\tau} w_{fr}(x_i(\tau''), \tau'') d\tau'', \quad (4.57)$$

де $x_i(0) = (i + 0,5) \cdot dx_0$.

Під час запису рівнянь відносно просторових похідних використовувався метод кінцевих різниць. Після цього при розгляді еволюції параметрів покриття кожне диференційне рівняння у часткових похідних за просторовою координатою і часом переходило у систему N звичайних диференційних рівнянь відносно часу.

Дослідження проводилися за початкових товщин захисного покриття $L_0 = 1 \div 3$ мм, температур полум'я $t_f = 850 \div 1150$ °C і зафіксованої товщини дерев'яної пластини $L_{tr} = 15$ мм, які відповідали різним експериментам. У результаті було отримано і проаналізовано просторово-часові залежності температури покриття $t_i(\tau)$, S , коефіцієнта спучування $k_{v,i}(\tau)$, коефіцієнта теплопровідності $\lambda_i(\tau)$, масової частки активного компонента $g_i(\tau)$. Отримані модельні залежності підганялися під експериментальні варіюванням вільних параметрів.

На рис. 4.3 наведено типові модельні залежності переміщення верхньої (більш віддаленої) границі елементарних підшарів покриття від часу теплового впливу. Більшим номерам підшарів відповідає більше переміщення. Початкова незмінність переміщень відображає модельне припущення про те, що спучування починається з моменту досягнення матеріалом відповідного підшару критичної температури $T_{g.beg}$ (дивись формулу (4.43)). У даному випадку $T_{g.beg} = 150 + 273$, К. Незмінність

переміщень, починаючи з якогось моменту, відповідає модельному уявленню про існування максимального коефіцієнта спучування.

На рис. 4.4 наведено типові модельні залежності температур полум'я $t_f, ^\circ\text{C}$, зовнішньої поверхні покриття $t_s, ^\circ\text{C}$, оберненої до полум'я захищеної поверхні дерев'яної пластини $t_*, ^\circ\text{C}$, і тієї ж поверхні у відсутності захисту $t_{*.free}, ^\circ\text{C}$. Крім того тонкими лініями нанесені температури відповідних шарів покриття $t_1, t_4, t_7, t_{10}, ^\circ\text{C}$, (у кожен фіксований момент часу меншим значенням індексу i відповідають менші температури).

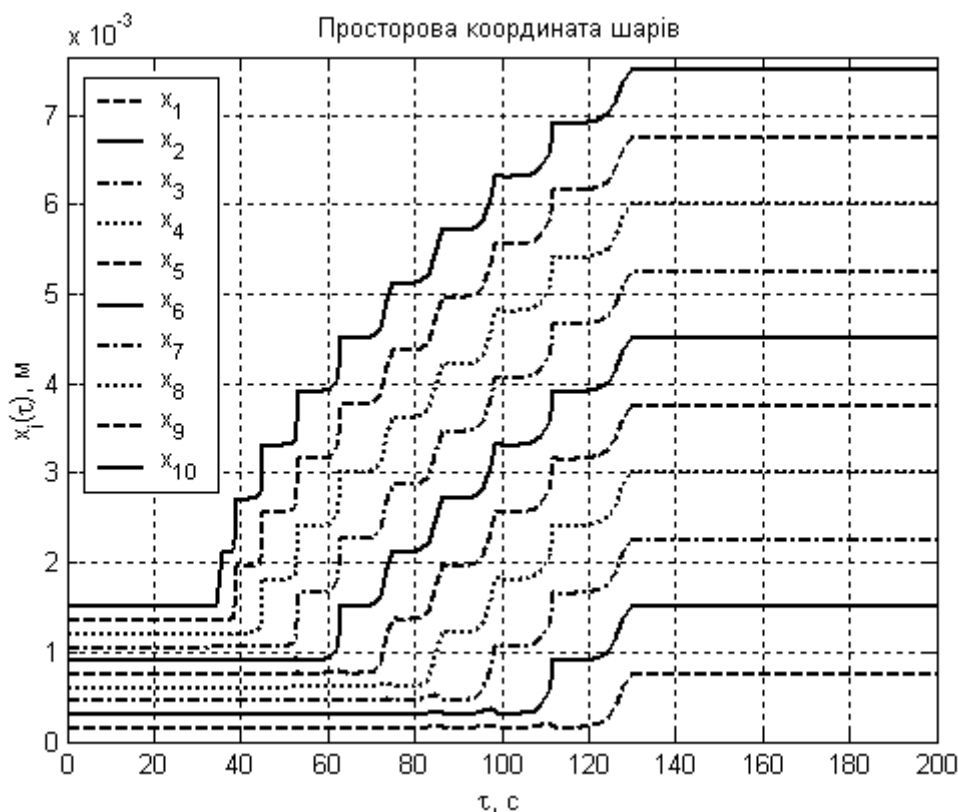


Рис. 4.3 - Графіки залежності переміщення верхньої границі елементарних підшарів покриття від часу вогневого впливу

Порівняння температури поверхні деревини із захистом (t_*) і без нього ($t_{*.free}$) на рис. 4.4 характеризує захисну дію покриття. (Слід пам'ятати, що у моделі деревина розглядається як інертна, через що немає сенсу довіряти цим модельним передбаченням за модельних температур деревини, вищих за $200\text{ }^\circ\text{C}$.)

Горизонтальна ділянка на графіках рис. 4.4 при $t \approx 140\text{ }^\circ\text{C}$, як показує моделювання, пов'язана скоріше із можливістю спучування за температур, які починаються з $T_{g.beg} \approx 150 + 273, \text{ K}$, (дивись (4.43)), ніж із піком реакції розпаду за температури $T_{aa.1} \approx 100 + 273, \text{ K}$, (дивись (4.37)).

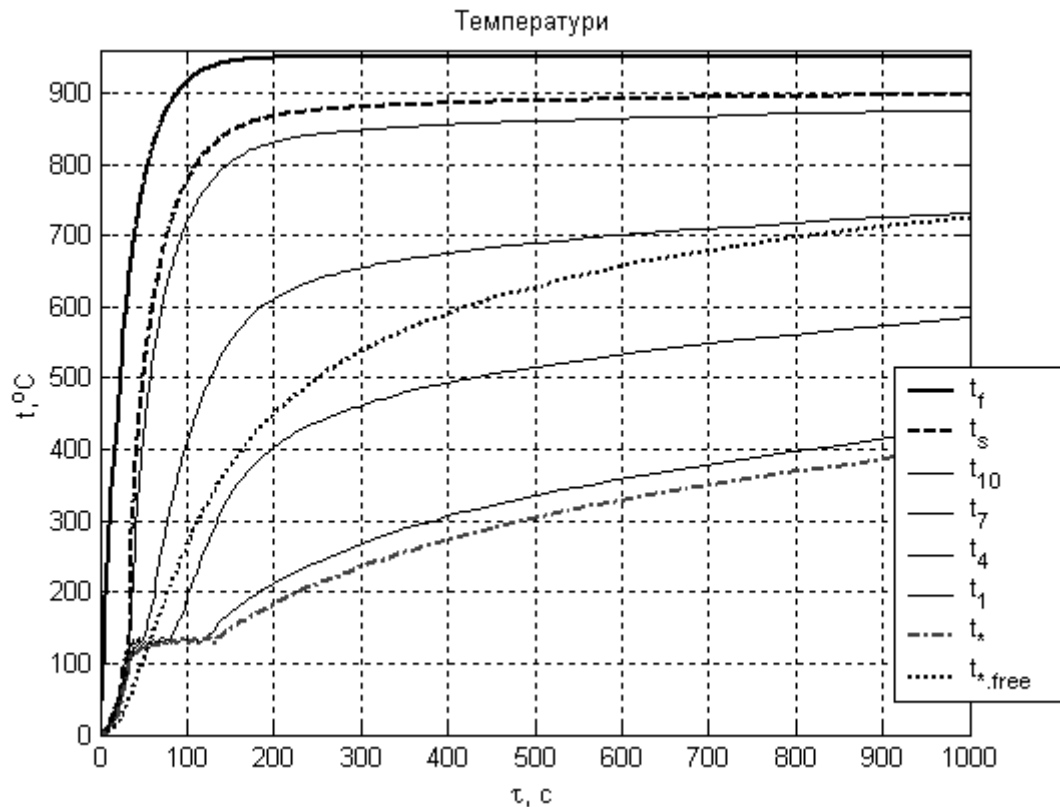


Рис. 4.4 - Графіки модельної залежності температур від часу вогневого впливу

На рис. 4.5 наведено типову модельну залежність локального $k_{V,i}(\tau)$ і загального $k_{V,tot}(\tau)$ коефіцієнта спучування. Перший за визначенням дорівнює

$$k_{V,i}(\tau) \equiv \frac{dV_i(\tau)}{dV_0} = \frac{dx_i(\tau)}{dx_0}. \quad (4.58)$$

Коефіцієнт спучування усього покриття за визначенням є

$$k_{V,tot}(\tau) \equiv \frac{V(\tau)}{V_0} = \frac{L(\tau)}{L_0}, \quad (4.59)$$

де $V(\tau)$ і $L(\tau)$ - відповідно поточні об'єм і товщина покриття. Остання у рамках дискретного опису дорівнює

$$L(\tau) = \sum_{i=1}^N dx_i(\tau). \quad (4.60)$$

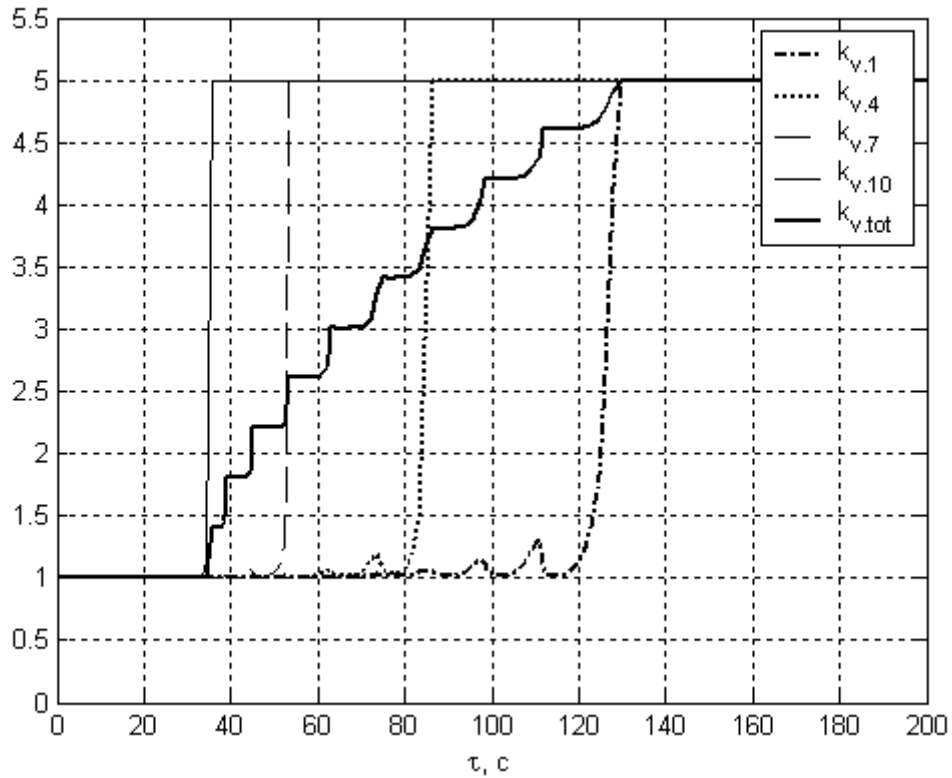


Рис. 4.5 - Графіки модельної залежності коефіцієнта спучування захисного покриття від часу теплового впливу

Нескладно перевірити, що

$$k_{V.tot}(\tau) = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N k_{V.i}(\tau). \quad (4.61)$$

На рис. 4.6 наведено типову модельну залежність коефіцієнта теплопровідності $\lambda_i(\tau) \equiv \lambda(x_i(\tau))$ фіксованих елементів захисного покриття від часу.

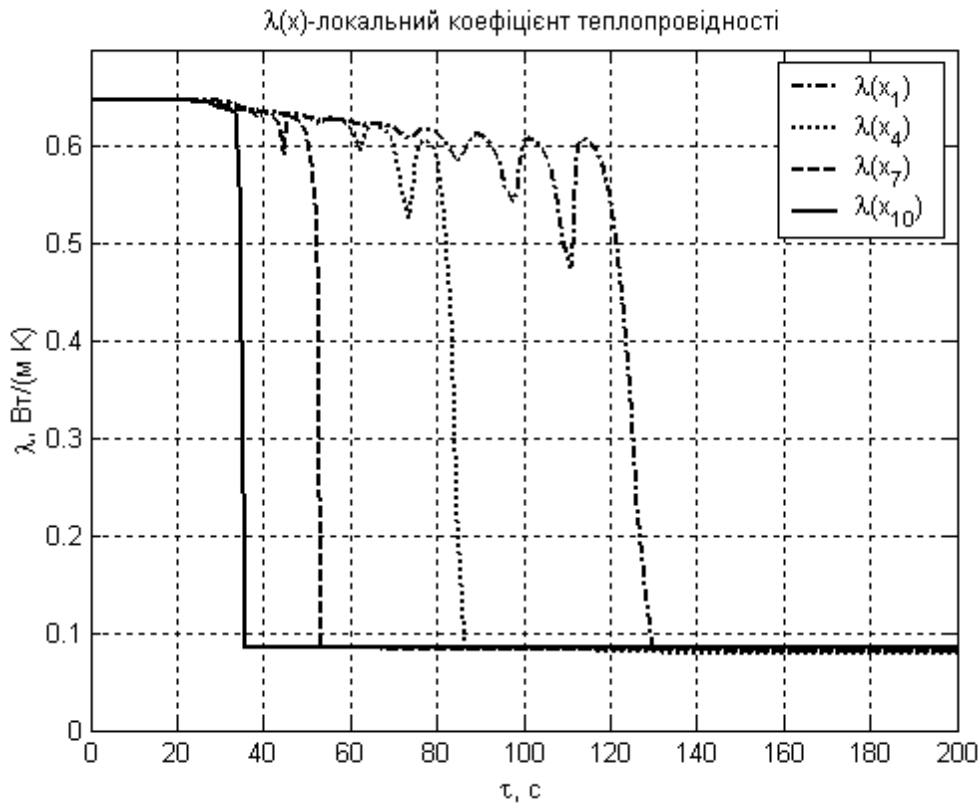


Рис. 4.6 - Графіки модельної залежності локального коефіцієнта теплопровідності захисного покриття від часу теплового впливу

На рис. 4.7 наведено модельну залежність відношення маси активного компонента $dm_a(x_i)$ елемента покриття, що має поточну координату $x = x_i(\tau)$, до загальної початкової маси dm_0 елемента покриття залежно від часу. Дана величина визначається згідно зі співвідношенням

$$g_a(x_i) \equiv \frac{dm_a(x_i)}{dm_0}, \quad (4.62)$$

де $dm_0 = dm_{a,0} + dm_{b,0} + dm_{p,0}$, кг.

Дещо неочікувана більша величина $g_{a,j}$ у близьких до гарячої поверхні прошарках покриття, ніж у віддалених прошарках, пов'язана з температурною залежністю швидкості реакції розпаду. Остання має піки швидкості за температур $T_{aa,1} = 100 + 273$, К, $T_{aa,2} = 250 + 273$, К, $T_{aa,3} = 400 + 273$, К (дивись (4.37)), в той час, як температура гарячих шарів (за температури гарячого середовища $T_f \approx 950 + 273$, К) має більшу величину. Через це у такій ситуації у близьких до гарячої поверхні прошарках покриття розпад активного компонента відбувається повільніше, ніж у холодніших внутрішніх прошарках.

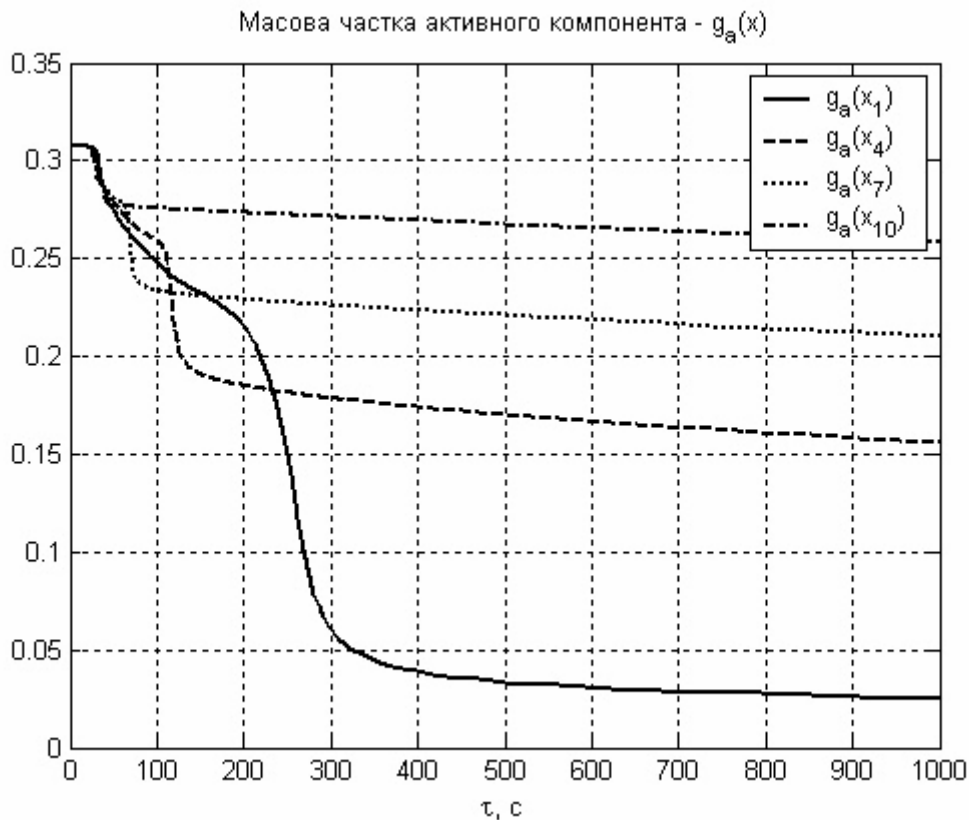


Рис. 4.7 - Графіки залежності від часу масової частки активного компонента у фіксованих елементах захисного покриття

На рис. 4.8 наведено модельну залежність загальної відносної втрати маси захисного покриття від часу теплового впливу. Дана величина дорівнює відношенню $\Delta m_{tot} / m_0$, де $\Delta m_{tot}(\tau)$ - загальна втрата маси покриття за час теплового впливу, кг; m_0 - початкова величина маси покриття, кг. Величина $\Delta m_{tot}(\tau)$ розраховується як сума втрат маси усіма елементарними шарами покриття. У шарах із локалізованою газовою фазою ці втрати відсутні. У шарах із делокалізованою газовою фазою загальні втрати маси дорівнюють втратам маси газової фази.

Порівняння зазначених кривих з експериментальною температурною залежністю, представленою в роботі [9], показує допустимість застосувань викладеної у даному підрозділі відносно простої моделі для приблизного опису дії покриття, що спучується, СК-1.

Порівняння експериментальних і модельної температурних залежностей показує, що в разі використання одного активного компонента важко (без екзотичних припущень щодо температурної залежності швидкості реакції розпаду) отримати декілька квазіізотермічних ділянок на залежності температур елементів покриття від часу. Для подальшого поліпшення моделі треба її ускладнити, увівши додатково окремий компонент – наприклад, воду, для урахування процесу дегідратації. Крім того, огляд дерев'яних пластин, що використовувалися у вогневих випробуваннях, показав, що під захисним шаром дерево зазнало істотної деструкції. Остання обставина вказує на

необхідність для дослідження задачі захисту дерев'яних поверхонь ускладнити модель (увівши до опису процесу піролізу), а для задачі визначення властивостей виключно покриття провести експерименти, наносячи покриття на інертні (наприклад металеві) пластини, що у незначній мірі змінить уже існуючий опис.

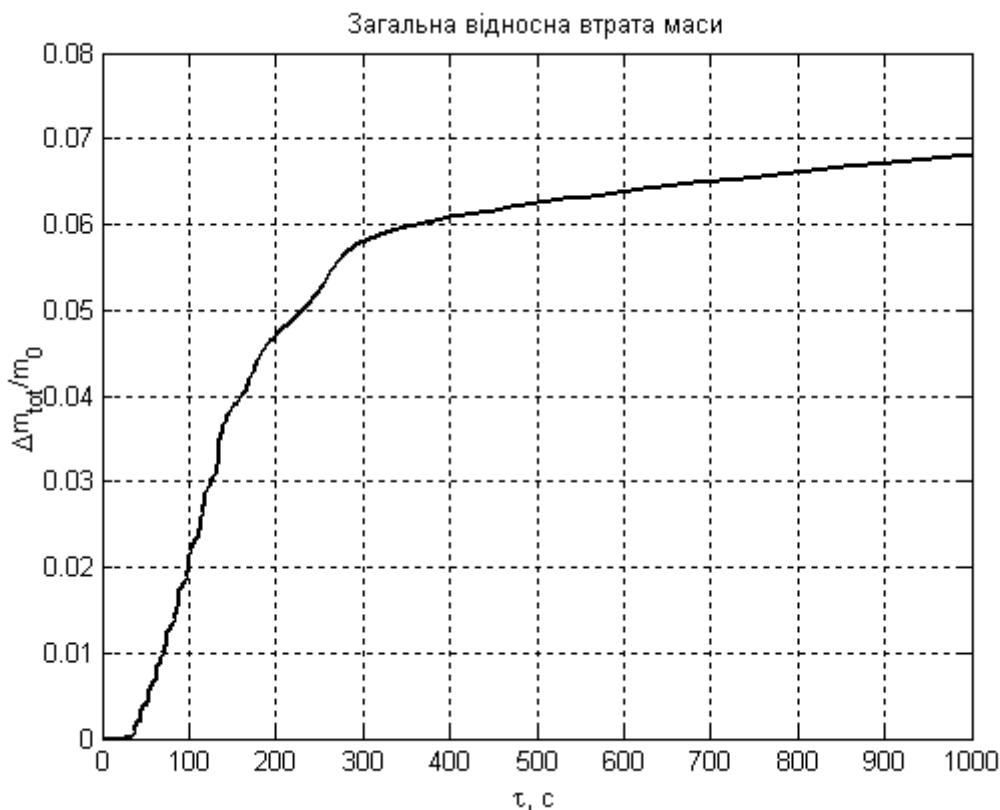


Рис. 4.8 - Графік модельної залежності загальної відносної втрати маси захисного покриття від часу теплового впливу

4.3 Математичне моделювання вогнезахисної дії покриття, що спучується внаслідок дії трьох активних компонентів

У попередньому підрозділі було продемонстровано можливість опису поведінки за умов вогневого впливу на покриття СК-1, що спучується. Опис базувався на моделі, в якій речовина покриття розглядалася як суміш компонентів. Було розглянуто модель спучування на основі дії одного активного компонента [22]. У даному підрозділі буде розглянуто більш реалістичний і тому більш складний варіант моделі [21]. Основною відмінністю буде більша кількість здатних до перетворення із виділенням газової фази так званих активних компонентів.

Модель, яка буде використовуватися у даному підрозділі, як і модель із попереднього підрозділу, є спрощеним варіантом основної моделі [21].

Велика частина матеріалу цього підрозділу наведена у роботах [23, 40].

У даному дослідженні передбачається кілька припущень.

1) Склад покриття містить дев'ять компонентів (які позначатимуться індексом i) - одну хімічно інертну конденсовану ($i = p$), три активні також конденсовані компоненти ($i = a1, a2, a3$). Останні під час нагрівання ендотермічно розкладаються на конденсовану активну ($i = a2$), дві конденсовані інертні ($i = b2, b3$) і три газові компоненти ($i = g1, g2, g3$) за трьома схемами: 1) $a1 \rightarrow a2 + g1$; 2) $a2 \rightarrow b2 + g2$; 3) $a3 \rightarrow b3 + g3$.

2) В області делокалізації газового компонента кількість газового компонента в даній точці покриття визначається не рівняннями гідродинаміки, а умовою сталості тиску в делокалізованій області зразка. За умов досягнення стану делокалізації подальше спучування покриття (через зняття напруги у системі) стає нехтовно малим – локальний коефіцієнт спучування k_v фіксується на своєму максимальному значенні $k_{v,max}$. Винос надлишку утворених газів відбувається настільки швидко, що можна при цьому процесі нехтувати теплообміном між газовим потоком і спученим матеріалом. Вказана обставина дозволяє, не визначаючи швидкості руху газового потоку, врахувати у рівнянні теплового балансу пов'язаний з газом тепловий потік від зони утворення газу відносно простою зміною теплоти утворення газу.

3) Дерев'яний зразок, на який нанесене покриття, як і у роботі [22], поводить як хімічно інертна речовина.

Часто пропоноване спрощення 2 дає можливість в області делокалізації визначити масові концентрації газових компонентів ρ_i ($i = g1, g2, g3$) з рівняння стану газу.

В області локалізованого стану газів концентрації газових компонентів ρ_i ($i = g1, g2, g3$) виражаються через концентрації активних компонентів ρ_i ($i = a1, a2, a3$) за допомогою відповідних рівнянь реакції.

Відзначимо, що концентрації інертних компонентів ρ_i ($i = b2, b3$) можна скрізь пов'язати з концентраціями активних компонентів, виходячи з рівнянь реакції.

Підсумовуючи сказане, можна стверджувати, що число незалежних нестационарних полів у даній моделі дорівнює п'яти – це три концентрації активних компонентів, температура і швидкість руху остова покриття (w_{fr}).

Відповідно до експерименту [9] просторова ситуація розглядається як одновимірна. Істотна просторова координата (x) спрямована по нормалі до поверхні захисту.

В подальшому, як і в попередньому підрозділі, для опису покриття ми будемо використовувати локальну систему координат, що рухається зі швидкістю остова покриття $w_{fr}(x, \tau)$. В цій системі просторова координата x' матеріальної точки покриття, яка на початку (при $\tau = 0$) мала нерухоми координату x , буде описуватися співвідношенням (4.27). Величина об'єму dV елементарного шару покриття, в якому міститься маса dm_i , відповідно до

рівняння (4.28) дорівнюватиме $dV = F \cdot dx'$, м³, де F - площа поперечного перерізу покриття, м².

Концентрації ρ_i задовольняють рівнянням матеріального балансу (4.2). Запишемо ці рівняння для мас компонентів $dm_i = \rho_i \cdot dV$, які заповнюють елементарний об'єм величиною dV , що рухається разом із покриттям. У цій системі координат рівняння (4.2), застосовані до конденсованих компонентів (всюди) та газових компонентів (у локалізованій фазі), мають вигляд

$$\frac{\partial dm_i(x', \tau)}{\partial \tau} = d\tilde{R}_i, \text{кг} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (4.63)$$

де $d\tilde{R}_i \equiv R_i \cdot dV$, а R_i - об'ємна щільність швидкості зміни маси i -го компонента, кг·м⁻³·с⁻¹, внаслідок його хімічних або фазових перетворень.

Найпростіший вигляд має рівняння балансу кількості пасивного компонента. Через те, що маса пасивного компонента не змінюється, виконується співвідношення $d\tilde{R}_p = 0$, із якого випливає, що

$$dm_p = dm_{p,0} = \text{const}, \quad (4.64)$$

де $dm_{p,0}$ - початкова маса пасивного компонента у об'ємі dV .

Розглянемо інші компоненти. Далі будуть виписані диференціальні рівняння щодо елементарних мас трьох активних компонентів і отримані алгебраїчні вирази мас інших компонентів через маси активних компонентів.

У схемі трьох перетворень, яка розглядається у даному підрозділі, компоненти $i = a1, a3$ тільки зникають, компоненти $b2, b3, g1, g2, g3$ тільки з'являються, і тільки активна компонента $a2$ у 1-й реакції схеми з'являється, а у 2-й реакції зникає. Будемо позначати швидкість появи (зникнення) компонента $a2$ верхнім індексом + (-). За такої умови

$$d\tilde{R}_{a2} = d\tilde{R}_{a2}^+ + d\tilde{R}_{a2}^-. \quad (4.65)$$

Зі схеми 1-го перетворення і закону збереження маси випливають наступні співвідношення:

$$d\tilde{R}_{g1} = -k_{g1} \cdot d\tilde{R}_{a1}, \quad (4.66)$$

$$d\tilde{R}_{a2}^+ = -(1 - k_{g1}) \cdot d\tilde{R}_{a1}, \quad (4.67)$$

де k_{g1} - частка маси активного компонента $a1$, що під час розпаду переходить у газовий компонент $g1$; множник $(1 - k_{g1})$ з формулі (4.65)

співпадає із часткою маси активного компонента $a1$, що під час розпаду переходить в активну компоненту $a2$.

Співвідношення (4.61), (4.64) дозволяють виразити масу компонента $g1$ у локалізованій фазі з масою компонента $a1$. Дійсно, згідно з формулами (4.63) і (4.66), у першому перетворенні виконуються співвідношення

$$\frac{\partial dm_{a1}(x', \tau)}{\partial \tau} = d\tilde{R}_{a1}, \quad (4.68)$$

$$\frac{\partial dm_{g1}(x', \tau)}{\partial \tau} = d\tilde{R}_{g1} = -k_{g1} \cdot d\tilde{R}_{a1} = -k_{g1} \cdot \frac{\partial dm_{a1}(x', \tau)}{\partial \tau}. \quad (4.69)$$

Проінтегрувавши за часом від нуля до поточного моменту ліву і праву частини формули (4.69), виділяючи далі поточну масу компонента dm_{g1} , отримаємо шуканий алгебраїчний зв'язок

$$dm_{g1} = dm_{g1.0} + k_{g1} \cdot (dm_{a1.0} - dm_{a1}), \quad (4.70)$$

де $dm_{a1.0}$ і $dm_{g1.0}$ - відповідно початкові маси компонентів $a1$ і $g1$ в об'ємі dV . (У подальшому будемо вважати, що $dm_{g1.0} = 0$.)

Застосовуючи співвідношення (4.63) (із урахуванням формул (4.65) і (4.67)) ще і до 2-го перетворення, отримаємо залежності

$$\frac{\partial dm_{a2}(x', \tau)}{\partial \tau} = -(1 - k_{g1}) \cdot d\tilde{R}_{a1} + d\tilde{R}_{a2}^-, \quad (4.71)$$

$$\frac{\partial dm_{b2}(x', \tau)}{\partial \tau} = -(1 - k_{g2}) \cdot d\tilde{R}_{a2}^-, \quad (4.72)$$

$$\frac{\partial dm_{g2}(x', \tau)}{\partial \tau} = -k_{g2} \cdot d\tilde{R}_{a2}^-, \quad (4.73)$$

де k_{g2} - частка маси активного компонента $a2$, що у процесі розпаду переходить у газовий компонент $g2$; множник $(1 - k_{g2})$ з формулі (4.72) співпадає з часткою маси активного компонента $a2$, що у процесі розпаду переходить у конденсовану інертну компоненту $b2$.

Визначимо маси компонентів $b2$ і $g2$ через маси компонентів $a1$ і $a2$. Для цього із формул (4.68) і (4.71) виразимо величину $d\tilde{R}_{a2}^-$ через швидкості зміни відповідних мас. Отримаємо зв'язок

$$d\tilde{R}_{a2}^- = \frac{\partial dm_{a2}(x', \tau)}{\partial \tau} + (1 - k_{g1}) \cdot \frac{\partial dm_{a1}(x', \tau)}{\partial \tau}.$$

Підставивши останній вираз у формули (4.72) і (4.73), отримаємо співвідношення

$$\frac{\partial dm_{b2}(x', \tau)}{\partial \tau} = -(1 - k_{g2}) \cdot \left[\frac{\partial dm_{a2}(x', \tau)}{\partial \tau} + (1 - k_{g1}) \cdot \frac{\partial dm_{a1}(x', \tau)}{\partial \tau} \right],$$

$$\frac{\partial dm_{g2}(x', \tau)}{\partial \tau} = -k_{g2} \cdot \left[\frac{\partial dm_{a2}(x', \tau)}{\partial \tau} + (1 - k_{g1}) \cdot \frac{\partial dm_{a1}(x', \tau)}{\partial \tau} \right].$$

Проінтегрувавши їх за часом від нуля до поточного моменту, виділяючи далі поточні маси компонентів dm_{b2} і dm_{g2} , отримаємо шукані алгебраїчні зв'язки:

$$dm_{b2} = dm_{b2,0} + (1 - k_{g2}) \cdot [dm_{a2,0} - dm_{a2} + (1 - k_{g1}) \cdot (dm_{a1,0} - dm_{a1})], \quad (4.74)$$

$$dm_{g2} = dm_{g2,0} + k_{g2} \cdot [dm_{a2,0} - dm_{a2} + (1 - k_{g1}) \cdot (dm_{a1,0} - dm_{a1})], \quad (4.75)$$

де $dm_{a2,0}$, $dm_{b2,0}$ і $dm_{g2,0}$ - відповідно початкові маси компонентів $a2$, $b2$ і $g2$ в об'ємі dV . (У подальшому будемо вважати, що $dm_{g2,0} = 0$.)

Застосовуючи співвідношення (4.63) до 3-го перетворення, отримаємо залежності

$$\frac{\partial dm_{a3}(x', \tau)}{\partial \tau} = d\tilde{R}_{a3}, \quad (4.76)$$

$$\frac{\partial dm_{b3}(x', \tau)}{\partial \tau} = -(1 - k_{g3}) \cdot d\tilde{R}_{a3}, \quad (4.77)$$

$$\frac{\partial dm_{g3}(x', \tau)}{\partial \tau} = -k_{g3} \cdot d\tilde{R}_{a3}, \quad (4.78)$$

де k_{g3} - частка маси активного компонента $a3$, що під час розпаду переходить у газовий компонент $g3$; множник $(1 - k_{g3})$ з формули (4.77) співпадає з часткою маси активного компонента $a3$, що під час розпаду переходить у конденсовану інертну компоненту $b3$.

Визначимо маси компонентів $b3$ і $g3$ через масу компонента $a3$. Для цього з формули (4.76) виразимо величину $d\tilde{R}_{a3}$ і підставимо у формули (4.77), (4.78). Отримаємо співвідношення

$$\frac{\partial dm_{b3}(x', \tau)}{\partial \tau} = -(1 - k_{g3}) \cdot \frac{\partial dm_{a3}(x', \tau)}{\partial \tau},$$

$$\frac{\partial dm_{g3}(x', \tau)}{\partial \tau} = -k_{g3} \cdot \frac{\partial dm_{a3}(x', \tau)}{\partial \tau}.$$

Проінтегрувавши їх за часом від нуля до поточного моменту, виділяючи далі поточні маси компонентів dm_{b3} і dm_{g3} , отримаємо шукані алгебраїчні зв'язки:

$$dm_{b3} = dm_{b3.0} + (1 - k_{g3}) \cdot (dm_{a3.0} - dm_{a3}), \quad (4.79)$$

$$dm_{g3} = dm_{g3.0} + k_{g3} \cdot (dm_{a3.0} - dm_{a3}), \quad (4.80)$$

де $dm_{a3.0}$, $dm_{b3.0}$ і $dm_{g3.0}$ - відповідно початкові маси компонентів $a3$, $b3$ і $g3$ у об'ємі dV . (У подальшому будемо вважати, що $dm_{g3.0} = 0$.)

Отримані вище у даному підрозділі співвідношення, щодо визначення маси газових компонентів, стосувалися виключно області, де існує локалізація газів. Загальні ж рівняння матеріального балансу газових компонент мають вигляд

$$\frac{\partial dm_{gi}(x', \tau)}{\partial \tau} = d\tilde{R}_{gi} - \frac{\partial}{\partial x'} (w_g \cdot \rho_{gi}) \cdot dV, \quad i = 1, 2, 3. \quad (4.81)$$

Нагадаємо, що усі компоненти, що не є газами, а також газові компоненти в області локалізації газу (область із $x < x_{del}$ на рис. 4.1), у нерухомій системі координат у заданій точці покриття рухаються з однаковою швидкістю, а саме зі швидкістю остова w_{fr} . За наявності області делокалізації газу ($x > x_{del}$ на рис. 4.1) газові компоненти рухаються зі швидкістю

$$w_{g1} = w_{g2} = w_{g3} = w_{fr} + w_g,$$

де w_g – усереднена по перерізу покриття середньовитратна швидкість руху газу відносно остова, $m \cdot c^{-1}$.

У даному варіанті моделі, як це вже зазначалося у припущенні 2 даного підрозділу, ми не будемо визначати величину w_g в області делокалізації газу ($x > x_{del}$ на рис. 4.1). Будемо вважати, що вся надлишкова газова компонента дуже швидко виноситься із покриття. Формально це означає, що права частина рівняння (4.79) є близькою до нуля. В цій області процеси газів будуть розглядатися як ізобарні за умов тиску $p = p_0$, де p_0 - тиск зовнішнього середовища.

Функції, що задають швидкість розпаду активних компонентів, моделюються співвідношеннями

$$d\tilde{R}_{a1}(dm_{a1}, T) = -\frac{dm_{a1}}{\tau_{a1}} \cdot \exp\left(-\frac{T_{aa.1}}{T}\right) \cdot \mathfrak{G}(T - T_{a.1}), \quad (4.82)$$

$$d\tilde{R}_{a2}^-(dm_{a2}, T) = -\frac{dm_{a2}}{\tau_{a2}} \cdot \exp\left(-\frac{T_{aa.2}}{T}\right) \cdot \mathfrak{G}(T - T_{a.2}), \quad (4.83)$$

$$d\tilde{R}_{a3}(dm_{a3}, T) = -\frac{dm_{a3}}{\tau_{a3}} \cdot \exp\left(-\frac{T_{aa3}}{T}\right) \cdot \mathfrak{G}(T - T_{a.3}), \quad (4.84)$$

де $\tau_{a.j}$, c_p , $T_{a.j}$, $T_{aa.j}$, K , ($j = 1, 2, 3$) – 9 констант моделі.

Швидкості розпаду виду (4.82)-(4.84) дозволяють (у разі відповідного вибору параметрів) отримати особливості в залежності поля температур покриття $T(x, \tau)$ за умов температур T_{a1}, T_{a2}, T_{a3} .

Система з дев'яти рівнянь: (4.64), (4.68), (4.70), (4.71), (4.74), (4.75), (4.76), (4.79), (4.80) (або (4.81) замість (4.70), (4.75), (4.80)) відносно невідомих: $dm_p, dm_{a1}, dm_{a2}, dm_{a3}, dm_{b2}, dm_{b3}, dm_{g1}, dm_{g2}, dm_{g3}$ доповнюється співвідношенням енергетичного балансу (4.3) відносно невідомого поля температур $T(x', \tau)$, яке у даному випадку набуває вигляду:

$$c'_p \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} - \frac{\partial}{\partial x'} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x'} \right) = -Q_R - \Delta Q_{g.w}, \quad (4.85)$$

де c'_p - питома об'ємна ізобарна теплоємність речовини покриття, Дж·м⁻³·К⁻¹, яка має вигляд суми (4.1) (при цьому сума \sum_i містить 9 доданків ($i = p, a1, a2, a3, b2, b3, g1, g2, g3$); Q_R – загальна об'ємна локальна щільність стоку ентальпії реакцій розпаду, Вт·м⁻³, яка дорівнює сумі за реакціями

$$Q_R = \Delta H_1 \cdot R_{a1} + \Delta H_2 \cdot R_{a2}^- + \Delta H_3 \cdot R_{a3}, \quad (4.86)$$

де

$$\Delta H_1 = H_{a1} - (1 - k_{g1}) \cdot H_{a2} - k_{g1} \cdot H_{g1}, \quad (4.87)$$

$$\Delta H_2 = H_{a2} - (1 - k_{g2}) \cdot H_{b2} - k_{g2} \cdot H_{g2}, \quad (4.88)$$

$$\Delta H_3 = H_{a3} - (1 - k_{g3}) \cdot H_{b3} - k_{g3} \cdot H_{g3}, \quad (4.89)$$

де $H_i(T)$ – взята з урахуванням можливих хімічних та фазових перетворень ентальпія i -го компонента, розрахована на одиницю його маси, Дж·кг⁻¹.

Останній доданок у правій частині формули (4.85) дорівнює

$$\Delta Q_{g.w} = c'_{p.g} \cdot w_g \cdot \frac{\partial T}{\partial x'}, \quad \text{Вт} \cdot \text{м}^{-3}, \quad (4.90)$$

де $c'_{p.g} = \rho_{g1} \cdot c_{p.g1} + \rho_{g2} \cdot c_{p.g2} + \rho_{g3} \cdot c_{p.g3}$ – питома об'ємна ізобарна теплоємність газової складової покриття, Дж·м⁻³·К⁻¹ а $c_{p.gi}$ – питома масова ізобарна теплоємність gi -го газового компонента, Дж·кг⁻¹·К⁻¹. Доданок (4.90) формули (4.85) враховує перенос енергії газовим потоком. В області локалізації газу (область із $x < x_{del}$ на рис. 4.1), де $w_g = 0$, $\Delta Q_{g.w} = 0$.

В моделі припускається, що в області делокалізації газу ($x > x_{del}$ на рис. 4.1) утворювана газова компонента виноситься назовні настільки швидко, що не встигає по дорозі обмінятися енергією з покриттям. Разом із собою j -та газова компонента у розрахунку на кожен її кілограм уносить $c_{p.gj} \cdot (T - T_0)$ Дж·кг⁻¹ енергії, де T_0 - температура початку підрахунку ентальпії, К. Генерація цієї газової компоненти складає $R_{gj} = -k_{gj} \cdot R_{aj}^-$, кг·м⁻³. Внески компонентів в енергоперенос підсумовуються. Це означає, що в області делокалізації величину $\Delta Q_{g.w}$ можна замінити на

$$\Delta Q_g = - \sum_{j=1}^3 c_{p.gj} \cdot k_{gj} \cdot R_{aj}^- \cdot (T - T_0), \quad \text{Вт} \cdot \text{м}^{-3}. \quad (4.91)$$

Коефіцієнт теплопровідності матеріалу покриття λ , Вт·м⁻¹·К⁻¹, оцінюється співвідношенням

$$\lambda(x, \tau) = C_\lambda \cdot \sum_i^{(\hat{e})} \lambda_i \cdot \frac{dV_i}{dV} = C_\lambda \cdot \sum_i^{(\hat{e})} \lambda_i \cdot v_i \cdot \frac{dm_i}{dV}, \quad (4.92)$$

де λ_i – коефіцієнт теплопровідності i -ї конденсованої ($i = p, a1, a2, a3, b2, b3$) фази покриття, Вт·м⁻¹·К⁻¹; C_λ - безрозмірний множник, який залежить від структури остова і має величину ~ 1 ; символ $\sum_i^{(\hat{K})}$ позначає суму за всіма конденсованими компонентами. При переході від локалізованого до

делокалізованого стану у співвідношенні (4.90) зменшується множник C_λ , що відображено у формулі (4.50)

Величини $v_i(T) \equiv dV_i/dm_i$, $\text{м}^3 \cdot \text{кг}^{-1}$, де dV_i і dm_i – об'єм і маса i -го компонента в об'ємі dV покриття, є питомими об'ємами відповідних компонентів. У даній моделі приймається, що питомі об'єми конденсованих компонентів є постійними, а питомий об'єм газового компонента g_j у локалізованому стані визначається за формулою

$$v_{gj}(T) = \frac{R \cdot T}{\mu_{gj} \cdot p} \cdot \vartheta(T - T_{g.beg}), \quad (4.93)$$

де μ_{gj} – молярна маса газового компонента g_j , $\text{кг} \cdot \text{моль}^{-1}$; p – тиск газу, Па, що для локалізованої газової фази визначається діагональними компонентами тензора напруг покриття в місці вкраплення газової фази. У даній монографії припускається, що $p = \text{const} > p_0$, де p_0 – тиск у зовнішньому середовищі, Па.

Структура співвідношення (4.93) забезпечує виконання рівняння стану ідеального газу для газового компонента за температур процесу спучування, не менших за $T_{g.beg}$, К.

Загальний об'єм елемента покриття у локалізованому стані розраховується за формулою

$$dV_{loc} = \sum_i dV_i = \sum_i v_i \cdot dm_i, \quad (4.94)$$

в якій питомі об'єми газових компонентів визначаються за формулою (4.93).

У даному варіанті моделі спучування, як і у попередньому підрозділі, приймається, що для кожного об'єму dV елементарної частинки покриття існує максимально можливе значення dV_{\max} , за досягнення якого об'єм dV вже не змінюється. Додатково приймається, що в момент досягнення dV свого максимального значення відбувається перехід газової фази покриття з локалізованого стану в делокалізований.

Максимальний об'єм елемента покриття пов'язаний із максимальним коефіцієнтом спучення $k_{V.\max}$ співвідношенням (4.45).

Знаючи початковий об'єм елемента покриття dV_0 та початковий об'ємний склад речовини покриття, можна визначити початкові значення маси компонентів. Якщо спочатку покриття складається тільки з активних і пасивної компоненти, то

$$dm_{ai,0} = \frac{dV_0 \cdot r_{V.ai,0}}{v_{ai}}, \quad i = 1, 2, 3, \quad dm_{p,0} = \frac{dV_0 \cdot r_{V.p,0}}{v_p}, \quad (4.95)$$

де $r_{V.ai.0}$ і $r_{V.p.0}$ - відповідно початкові об'ємні частки активних ai компонент і пасивної компоненти покриття; при цьому

$$\sum_{i=1}^3 r_{V.ai.0} + r_{V.p.0} = 1.$$

Як і у попередньому підрозділі, критерій локалізації задається співвідношеннями (4.47).

Загальна формула, яка формально єдиним чином дозволяє записати величину Z , яка у стані локалізації має вигляд Z_{loc} , а у стані делокалізації записується як Z_{deloc} , має вигляд (4.48). Зокрема елементарний об'єм dV описується співвідношенням (4.49), в якому $dV_{deloc} = dV_{max}$.

Граничними умовами до розглянутої системи з 10 рівнянь: (4.64), (4.68), (4.70), (4.71), (4.74), (4.75), (4.76), (4.79), (4.80) (або (4.81) замість (4.70), (4.75), (4.80)), (4.85) відносно 10 невідомих: dm_p , dm_{a1} , dm_{a2} , dm_{a3} , dm_{b2} , dm_{b3} , dm_{g1} , dm_{g2} , dm_{g3} , T є відсутність потоків маси конденсованих компонент і безперервність потоків енергії на границях. Нагадаємо, що границя з тілом, яке підлягає захисту, ($x=0$ на рис. 4.2) є нерухомою, а рухома координата зовнішньої границі покриття (x_s) описується рівнянням (4.51).

Просторова схема прогріву зображена на рис. 4.2, на якій по-різному заштриховано дві області: 1) $-L_{tr} \leq x \leq 0$ — дерев'яна підкладка, яку захищають (де L_{tr} - товщина дерев'яної підкладки, м.); 2) $0 \leq x \leq x_s$ - захисне покриття, що спучується. Символом L_0 позначена початкова товщина покриття, м.

Умова безперервності потоку енергії на границі з гарячим середовищем (при $x = x_s$) має вигляд (4.52).

Моделна залежність температури середовища від часу задається співвідношенням (4.53).

Умова безперервності теплового потоку на границі покриття із дерев'яною пластиною ($x=0$) у даній моделі інертної деревини має вигляд (4.54), в якому символом λ_{tr} позначено коефіцієнт теплопровідності деревини.

Передача тепла в дерев'яній пластині описується звичайним рівнянням нестационарної теплопровідності (4.55). Гранична умова до рівняння (4.55) на границі дерев'яної пластини з повітрям має вигляд (4.56).

Основна математична задача зведена до розв'язання системи з чотирьох диференціальних рівнянь у частинних похідних ((4.68), (4.71), (4.76), (4.85)) відносно чотирьох невідомих нестационарних полів: dm_{a1} , dm_{a2} , dm_{a3} , T .

Описана система розв'язувалася чисельно. Для розуміння отриманих результатів відмітимо наступне. Під час розв'язання задачі шар покриття із самого початку розбивався на $N = 10$ елементарних шарів однакової товщини $dx_0 = L_0 / N$, нумерація яких здійснювалася у напрямку зростання координати x від $i = 1$ до $i = N$, починаючи від границі покриття із дерев'яною пластиною (на якій $x = 0$). Товщина цих шарів dx_i змінюється з часом, що пов'язано зі зміною об'єму шарів $dV_i = F \cdot dx_i$. У подальшому відстежувалася еволюція цих шарів. Середнім параметрам середовища у шарі приписувався номер шару. Приймалося, що значення параметра у середині шару співпадає із середнім по шару. Так, просторова координата у середині i -го шару $x_i(\tau)$ змінюється згідно із рівнянням (4.27), яке для неї має вигляд (4.57).

При записі рівнянь щодо просторових похідних використовувався метод кінцевих різниць. Після цього у процесі розгляду еволюції параметрів покриття кожне диференціальне рівняння у часткових похідних за просторовою координатою і часом переходило у систему N звичайних диференціальних рівнянь відносно часу.

Дослідження виконувалися за початкових товщин захисного покриття $L_0 = 1 \div 3$ мм, температур полум'я $t_f = 850 \div 1150$ °С за фіксованої товщини дерев'яної пластини $L_{tr} = 15$ мм, які відповідали різним експериментам. У результаті було отримано і проаналізовано просторово-часові залежності температури покриття $t_i(\tau)$, C , коефіцієнта спучування $k_{v,i}(\tau)$, коефіцієнта теплопровідності $\lambda_i(\tau)$, масової частки активних компонент $g_{a1,i}(\tau)$, $g_{a2,i}(\tau)$, $g_{a3,i}(\tau)$, втрати маси покриття. Отримані модельні залежності підганялися під експериментальні варіюванням вільних параметрів.

На рис. 4.9 наведено типові модельні залежності переміщення верхньої (більш віддаленої) границі елементарних підшарів покриття від часу теплового впливу. Більшим номерам підшарів відповідає більше переміщення.

Початкова незмінність переміщень відображає модельне припущення про те, що: 1) до температури початку реакцій (у даному випадку $T_{a1} = 100 + 273$, К, дивись (4.82)) немає газової фази, тобто спучуватися нічому; 2) до моменту досягнення матеріалом відповідного підшару температури появи текучості $T_{g,beg}$ (у даному випадку $T_{g,beg} = 150 + 273$, К, дивись формулу (4.93)) спучування не можливе. Незмінність переміщень, починаючи із якогось моменту, відповідає модельному уявленню про існування максимального коефіцієнта спучування.

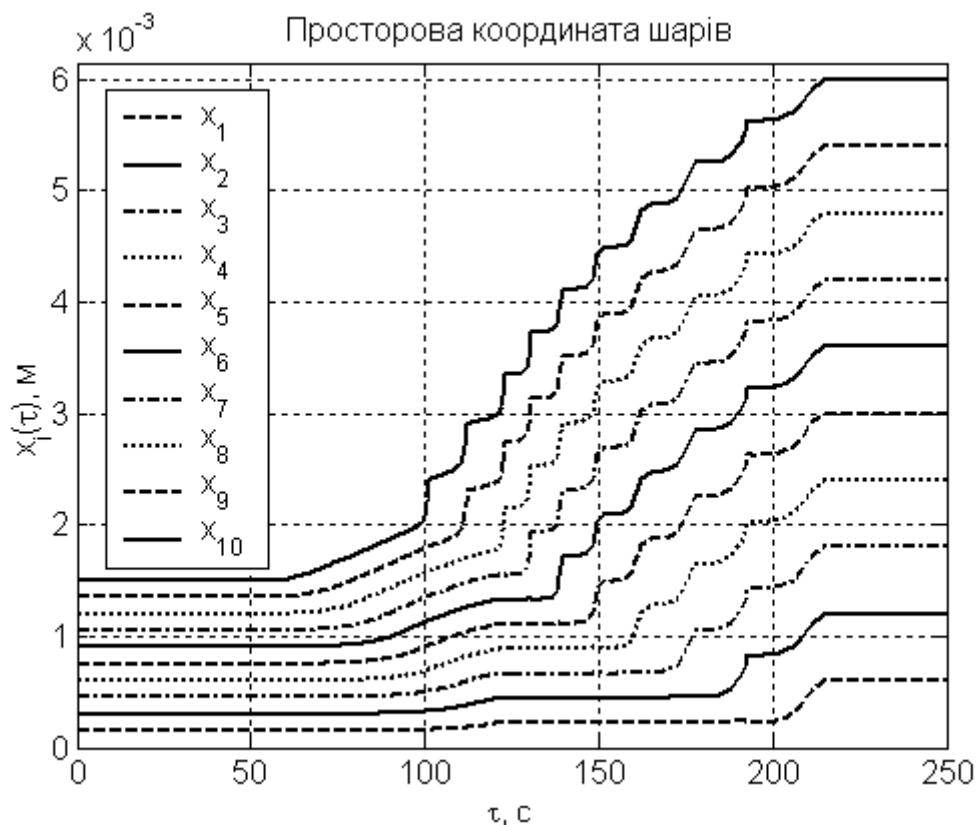


Рис. 4.9 - Графіки залежності переміщення верхньої границі елементарних підшарів покриття від часу вогневого впливу

На рис. 4.10 наведено типові модельні залежності температур полум'я $t_f, ^\circ\text{C}$, зовнішньої поверхні покриття $t_s, ^\circ\text{C}$, оберненої до полум'я захищеної поверхні дерев'яної пластини $t_*, ^\circ\text{C}$, і тієї ж поверхні у відсутності захисту $t_{*,free}, ^\circ\text{C}$. Крім того, тонкими лініями нанесено температури відповідних шарів покриття $t_1, t_{10}, ^\circ\text{C}$, (у кожен фіксований момент часу меншим значенням індексу i відповідають менші температури).

Порівняння температури поверхні деревини із захистом (t_*) і без нього ($t_{*,free}$) характеризує захисну дію покриття. (Слід пам'ятати, що у моделі деревина розглядається як інертна, через що немає сенсу довіряти цим модельним передбаченням за умов модельних температур деревини, вищих за $200\text{ }^\circ\text{C}$.)

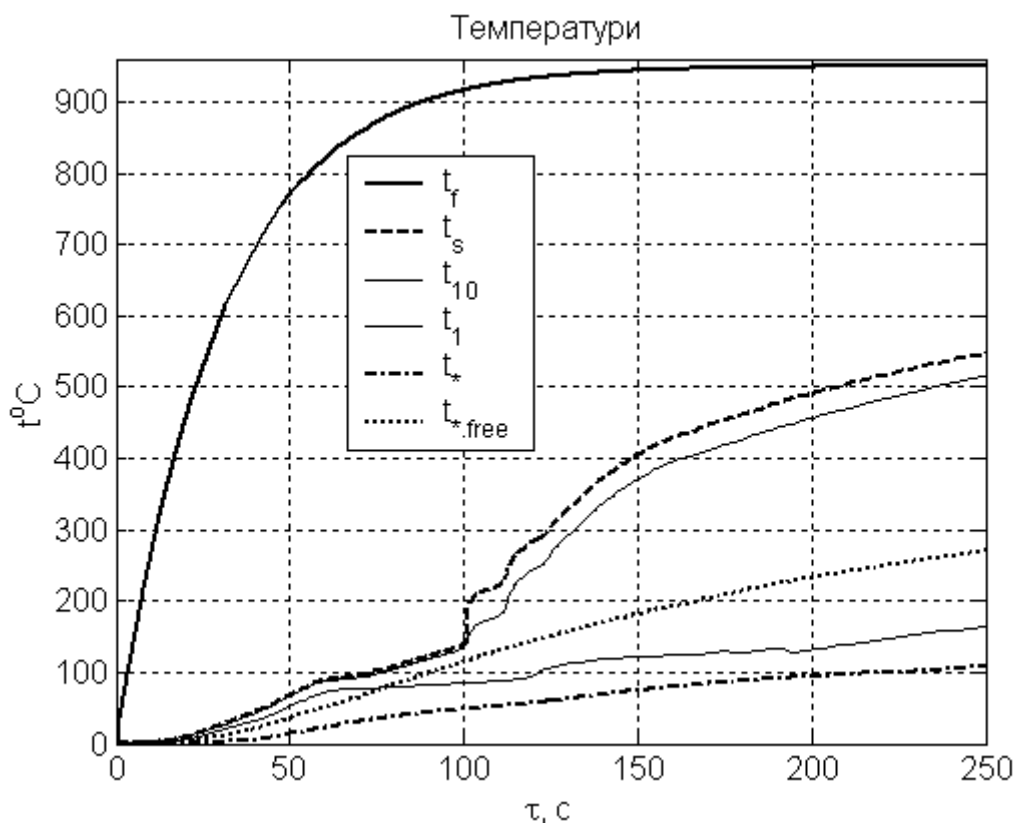


Рис. 4.10 - Графіки модельної залежності температур від часу вогневого впливу

Горизонтальна ділянка на графіках при $t \approx 100$ °C, як показує моделювання, пов'язана з початком реакції ендотермічного розпаду (дивись (4.82)), який за моделлю починається за температур $T_{a1} = 100 + 273$, К.

На рис. 4.11 наведено типову модельну залежність локального $k_{v,i}(\tau)$ і загального $k_{v,tot}(\tau)$ коефіцієнта спучування. Перший визначається формулою (4.58), другий - задовольняє співвідношенню (4.61).

Початок спучування при $t \approx 100$ °C відповідає нижньому порогу реакції розпаду; особливості на графіках при $k_v \approx 1,5$ відповідають початку текучості при $T \approx T_{g,beg} = 150 + 273$, К; незмінність k_v після досягнення рівня $k_v = 4$ відображає зупинку спучування у зв'язку з делокалізацією газової складової речовини покриття.

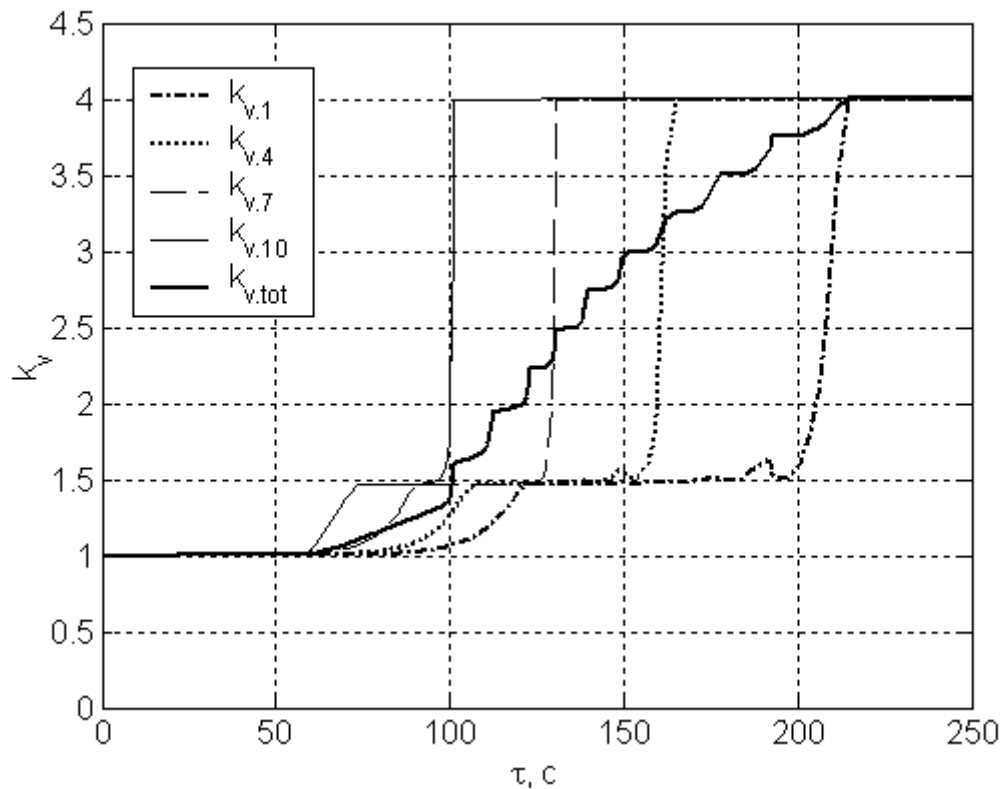


Рис. 4.11 - Графіки модельної залежності коефіцієнта спучування захисного покриття від часу теплового впливу

На рис. 4.12 наведено типову модельну залежність коефіцієнта теплопровідності $\lambda_i(\tau) \equiv \lambda(x_i(\tau))$ фіксованих елементів захисного покриття від часу.

Подібно до коефіцієнта спучування початок зменшення коефіцієнта теплопровідності пов'язаний із досягненням нижнього порогу реакції розпаду при $t \approx 100$ °С; особливості на графіках при $\lambda \approx 0,4$ відповідають початку текучості при $T \approx T_{g.beg} = 150 + 273$, К; повільне (у порівнянні з попереднім) зменшення λ після досягнення рівня $\lambda \approx 0,1$ відображає зупинку спучування у зв'язку з делокалізацією газової складової речовини покриття.

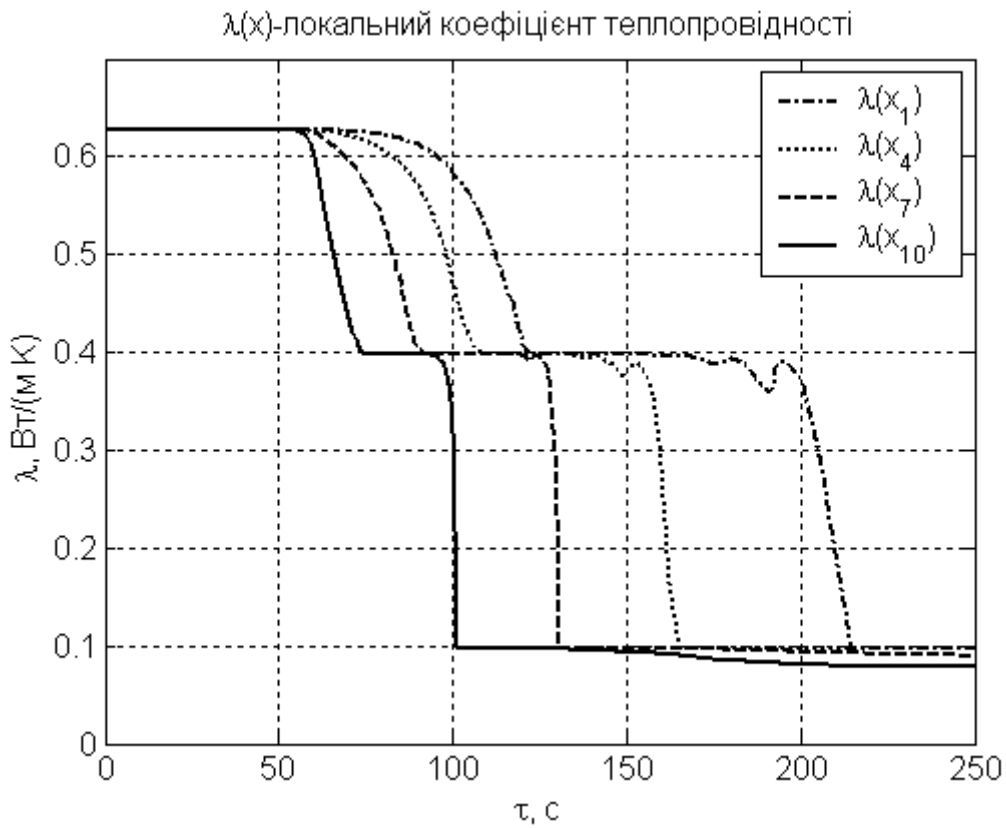


Рис. 4.12 - Графіки модельної залежності локального коефіцієнта теплопровідності захисного покриття від часу теплового впливу

На рис. 4.13 наведено модельні залежності відношення маси $dm_{ai}(x_j)$ активного компонента ai елемента покриття, що має поточну координату $x = x_j(\tau)$, до загальної початкової маси dm_0 елемента покриття в залежності від часу. Зазначена величина позначається згідно зі співвідношенням

$$g_a(x_i) \equiv \frac{dm_a(x_i)}{dm_0}, \quad (4.96)$$

де $dm_0 = dm_{a1.0} + dm_{a2.0} + dm_{a3.0} + dm_{b2.0} + dm_{b3.0} + dm_{p.0}$, кг.

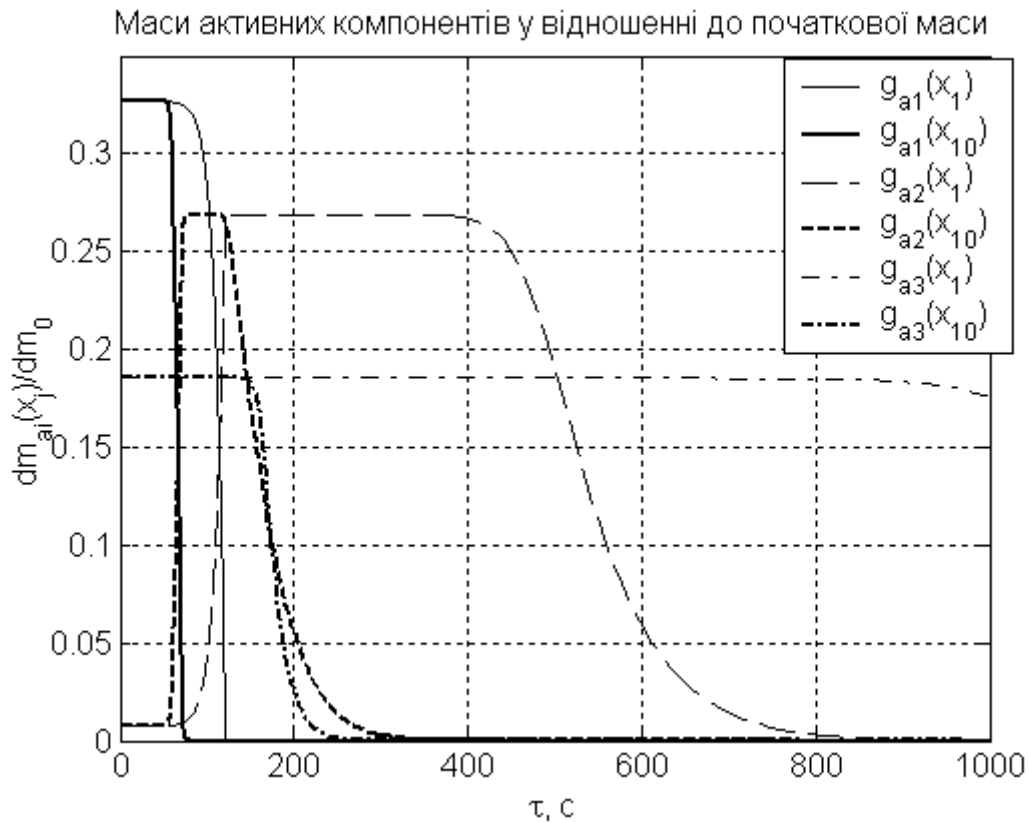


Рис. 4.13 - Графіки залежності від часу відношення маси активного компонента до початкової маси у фіксованих елементах захисного шару

Характер поведінки $g_a(x_i(\tau))$ пов'язаний із видом функціональної залежності швидкостей реакцій розпаду від концентрацій та температури (дивись формули (4.82)-(4.84)). Суттєвою є наявність нижніх температурних порогів реакцій ($T_{a1} = 100 + 273$, К, $T_{a2} = 250 + 273$, К, $T_{a3} = 400 + 273$, К). Відмінна (від інших компонент) залежність від часу маси активної компоненти $a2$ пов'язана з тим, що відсутня на початку компонента $a2$, згідно зі схемами перетворення, є продуктом першого перетворення, який зникає у другому перетворенні.

На рис. 4.14 наведено модельну залежність загальної відносної втрати маси захисного покриття від часу теплового впливу. Зазначена величина дорівнює відношенню $\Delta m_{tot}/m_0$, де $\Delta m_{tot}(\tau)$ - загальна втрата маси покриття за час теплового впливу, кг; m_0 - початкова величина маси покриття. Величина $\Delta m_{tot}(\tau)$ розраховується як сума втрат маси усіма елементарними шарами покриття.

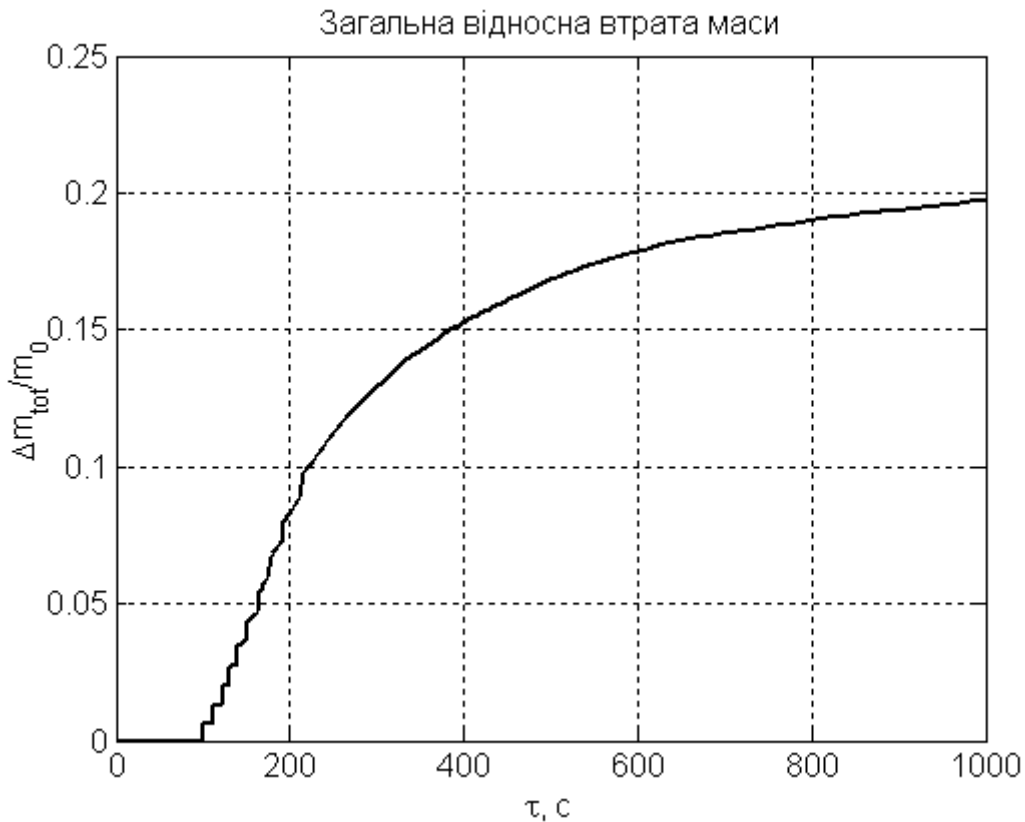


Рис. 4.14 - Графік модельної залежності загальної відносної втрати маси захисного покриття від часу теплового впливу

Порівняння експериментальних [9] (рис. 4.15) і отриманих модельних (рис. 4.16) залежностей показує, що наближення трьох активних компонентів у використуваній моделі може дозволити описати поведінку вогнезахисного покриття СК-1 у процесі нагрівання, не тільки якісно, але і кількісно. При цьому використовується відносно невелика кількість вільних параметрів.

Порівняння графіків з рис. 4.15 і рис. 4.16 показує збіг експериментальних результатів із модельними із точністю $\sim 20\%$, що є вагомим підтвердженням адекватності розробленої моделі.

У даній моделі легко враховується можливе максимальне значення коефіцієнта спучування матеріалу k_V ($k_{V,max} = 4$ на рис. 4.10). У поданому описі також легко, змінюючи початкові пропорції компонентів, підібрати обумовлену винесенням газової фази загальну втрату маси покриття ($\Delta m_{tot}/m_0 = 20\%$ на рис. 4.14). У даній реалізації моделі можна врахувати процес дегідратації (компонент $a1$ розпадається з утворенням водяної пари $g1$, що відобразилося характерною «поличкою» на рис. 4.10 за температури близько 100°C).

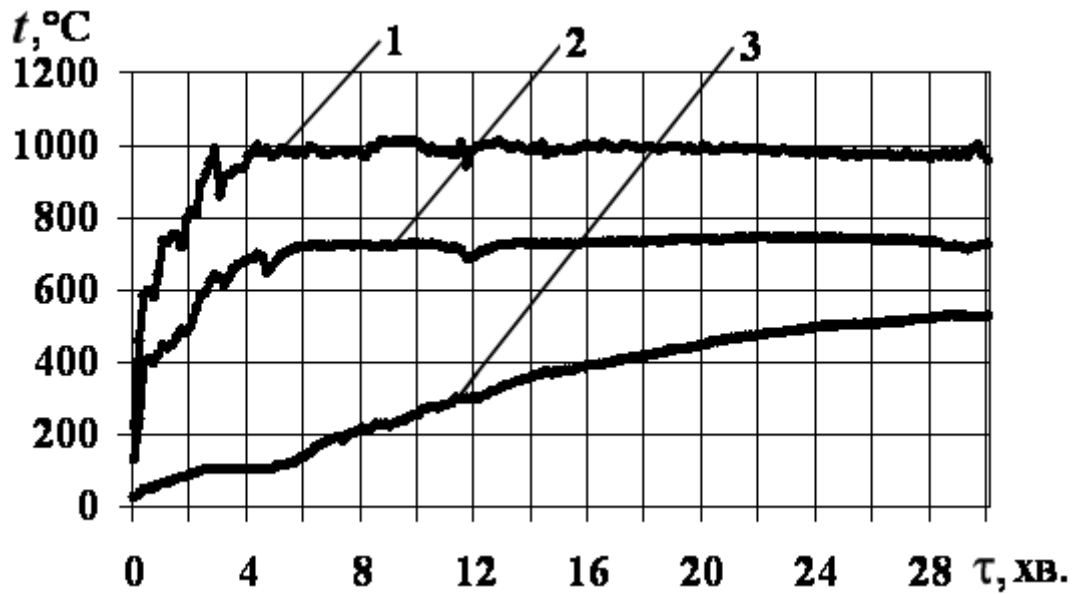


Рис. 4.15 - Експериментальні залежності температур від часу вогневої дії:
1 – полум'я; 2 – поверхні «СК-1»; 3 – деревини

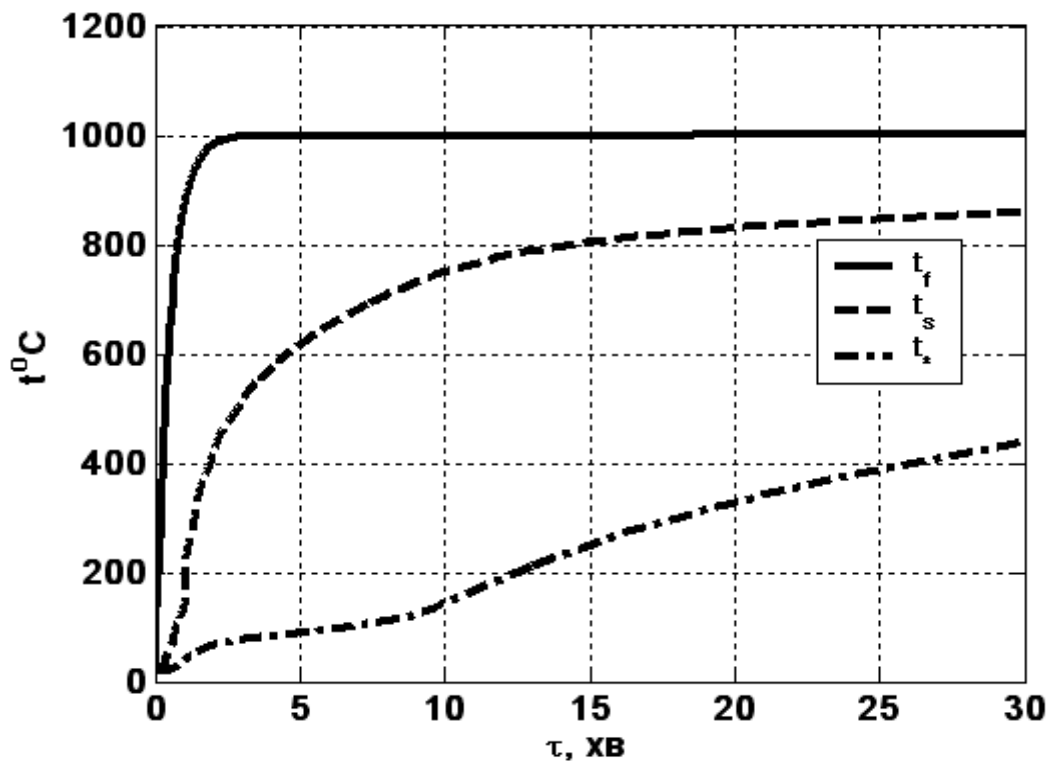


Рис. 4.16 - Графіки модельної залежності температур від часу вогневого впливу: t_f – полум'я, $^\circ\text{C}$; t_s – зовнішньої поверхні покриття, $^\circ\text{C}$;
 t_* – деревини, $^\circ\text{C}$

Для звуження діапазонів можливих величин швидкостей реакції R_{ai} та ентальпій H_i компонент необхідно провести додаткові калориметричні

дослідження на різних режимах нагрівання. При цьому бажано знати, як початковий склад покриття, так і кількість компонентів, що утворюються.

Відмітимо, що огляд дерев'яних пластин, задіяних у вогневих випробуваннях, показав, що під захисним шаром дерево зазнало істотної деструкції. Остання обставина вказує на необхідність під час опису захисту дерев'яних поверхонь ураховувати в моделі процес піролізу, а для задачі визначення властивостей самого покриття провести експерименти, наносючи покриття на інертні (металеві) пластини.

У підсумку викладемо основні результати даного розділу.

1. Розроблено математичну модель, яка здатне до спучування покриття розглядає як суміш речовин зі змінним складом, збільшення кількості та розширення газової компоненти якої у місцях знаходження остова у рідкому стані приводить до спучування, особливістю якої є те, що вона єдиним чином описує процеси теплопереносу, термічного розкладання, випаровування, спучування й уносу маси.

2. На базі даного опису в наближеннях 1-го та трьох активно реагуючих компонентів розроблено алгоритми і комп'ютерні програми, що моделюють захист в умовах сталого теплового впливу та за умов стандартної пожежі. На прикладі здатного до спучування покриття СК-1 показано якісний збіг експериментальних та модельних результатів у моделі 1-го активного компонента та кількісний збіг із точністю $\sim 20\%$ у моделі із трьома активними компонентами.

РОЗДІЛ 5

ЗАХИСТ ПОВЕРХОНЬ НЕОДНОРІДНИМИ ПОКРИТТЯМИ

У даному розділі буде розглянуто захист поверхонь, пов'язаний із використанням матеріалів, які або суттєво змінюються у просторі у процесі захисту, або від самого початку мають неоднорідну структуру.

Підрозділ 5.1 присвячений різним аспектам моделювання захисної дії гелів. У підрозділі 5.2 проведено моделювання захисної дії гранульованого (синонім «зернистого») покриття, шляхом ізоляції ним горючої рідини від зовнішнього середовища з метою запобігання пожежі.

5.1 Захист гелієвим покриттям

5.1.1 Теоретичні аспекти висихання гелю під час пожежі

Важливою проблемою пожежної безпеки є захист об'єктів від впливу пожежі. Один зі шляхів її вирішення - застосування нових вогнезахисних засобів, більш ефективних, ніж традиційна вода, наприклад, гелів водяних розчинів солей. Останнім часом було проведено ряд досліджень із виявлення оптимальних варіантів застосування таких гелів для захисту поверхонь від впливу високотемпературного газового середовища, однак відсутня послідовна теорія висихання гелів у цих умовах. Завданням цієї монографії є побудова на основі рівнянь тепло- і масопереносу теорії розглянутого процесу.

З даної проблеми існує ряд експериментальних досліджень. В одних (див., наприклад, [114]) відслідковується зміна температури захищеної гелем поверхні тіла, розташованого у потоці гарячих продуктів горіння; в інших вимірюється втрата маси покритих гелем поміщених у полум'я зразків матеріалів [10, 160]. У цих роботах під час аналізу результатів висихання гелю фактично розглядається як випар рідини з вільної поверхні. При цьому не враховується, що пористий залишок, що утворюється в процесі висихання гелю, - ксерогель - впливає на процес переносу пари. Розгляд проблеми, який враховує вказані аспекти явища, був зроблений авторами цієї монографії. Результати викладено у публікації [20].

Вирішення проблеми вимагає спільного розгляду рівнянь тепло- і масопереносу [20]. У даному пункті розглядається одновимірною задачею випару термічно тонкого шару гелю, нанесеного на тверду плоску поверхню. Відведення водяної пари від поверхні вологого гелю відбувається через пористе середовище, що формується під час висихання гелю. Схематично ситуація зображена на рис. 5.1, на якому ділянка із просторовою координатою $x < x_0$ відповідає зовнішньому газовому середовищу, ділянка з $x_0 < x < x_1$ - пористому ксерогелю, ділянка з $x_1 < x < x_*$ - вологому гелю, ділянка з $x_* < x$ - твердій основі, на яку гель нанесений. На рисунку відображено просторовий розподіл загального тиску газу - $p(x)$, парціального тиску пари - $p_v(x)$, абсолютної температури - $T(x)$.

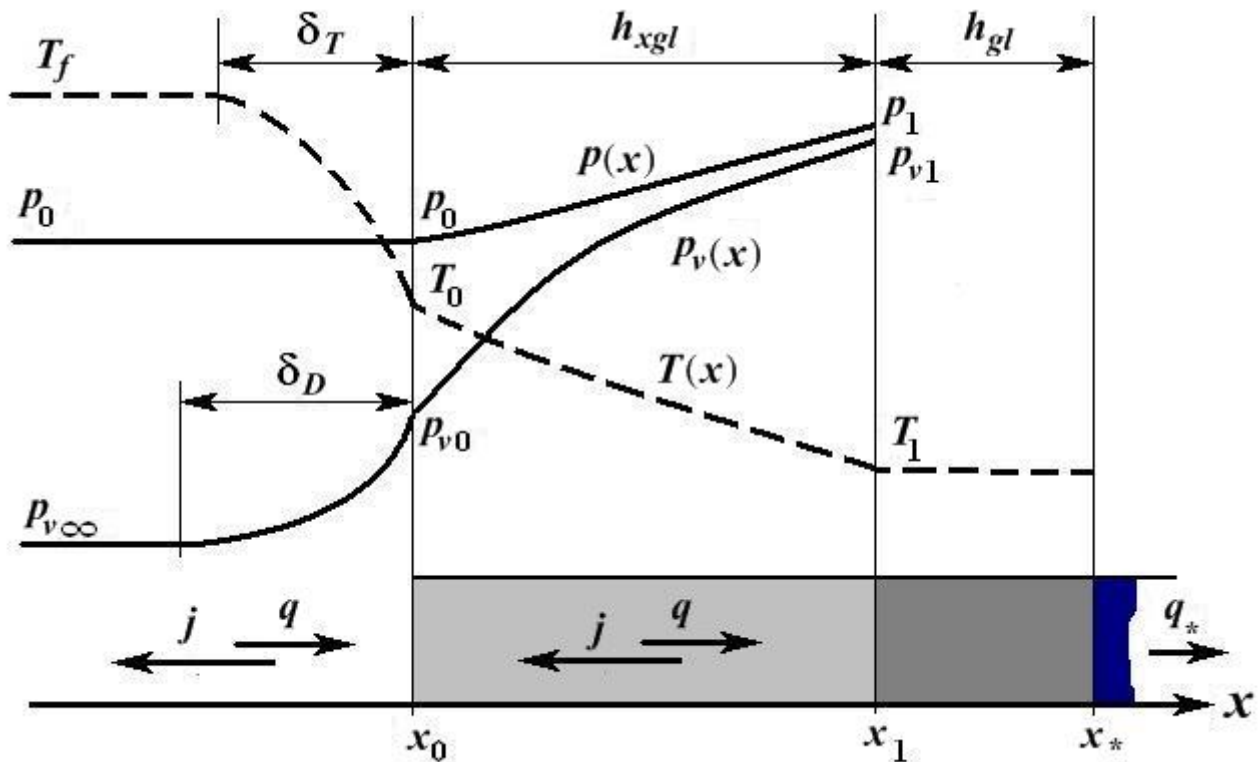


Рис. 5.1 - Просторова схема прогріву і масопереносу

Газове середовище розглядається як двокомпонентна суміш ідеальних газів, що складається із сухого газу й водяної пари. (Вказівку на відповідні компоненти будуть давати індекси «g» (dry gaz) і «v» (water vapor) відповідно.) У зв'язку з цією обставиною молярні концентрації компонент суміші $\varphi_g(x)$ і $\varphi_v(x)$, моль·м⁻³, задовольняють рівнянням стану ідеального газу:

$$p_v(x) = \varphi_v(x) \cdot R \cdot T(x), \quad p_g(x) = \varphi_g(x) \cdot R \cdot T(x), \quad (5.1)$$

де $p_v(x)$ і $p_g(x)$ - парціальні тиски відповідних компонентів, Па; T - абсолютна температура середовища, К. Відмітимо, що у даному випадку (і надалі у розділі) у формулах маються на увазі дійсні (тобто розраховані на одиницю дійсно занятого газом об'єму) концентрації.

Щільності молярних потоків компонент суміші $j_{\mu,v}(x)$ і $j_{\mu,g}(x)$ мають дифузійну і конвекційну складові:

$$j_{\mu,v}(x) = -D \cdot \frac{\partial \varphi_v(x)}{\partial x} + w(x) \cdot \varphi_v(x), \quad (5.2)$$

$$j_{\mu,g}(x) = -D \cdot \frac{\partial \varphi_g(x)}{\partial x} + w(x) \cdot \varphi_g(x), \quad (5.3)$$

де $D(T)$ - коефіцієнт взаємної дифузії компонент, $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$; w - швидкість переносу газової суміші як цілого, $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$. Відмітимо, що у даному випадку коефіцієнт дифузії розраховується на одиницю площі перерізу вільного простору, поперек якої здійснюється масоперенос.

Усереднена за поперечним перерізом щільність потоку енергії в середовищі $q(x)$, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}$, також містить дифузійну й конвекційну складові:

$$q(x) = -\lambda \cdot \frac{\partial T(x)}{\partial x} + k \cdot [j_{\mu,v} \cdot H_{\mu,v}(T) + j_{\mu,g} \cdot H_{\mu,g}(T)], \quad (5.4)$$

де $\lambda(T)$ - коефіцієнт теплопровідності середовища, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$. (У чисто газовому середовищі (при $x < x_0$) $\lambda = \lambda_{free}$, де λ_{free} - коефіцієнт теплопровідності газової суміші за межами покриття; у пористому середовищі ксерогелю (при $x_0 < x < x_1$) $\lambda = \lambda_{xgl}$, де λ_{xgl} - коефіцієнт теплопровідності ксерогелю.) Безрозмірний множник k враховує ступінь свободи переносу газу у просторі. У чисто газовому середовищі (при $x < x_0$) $k = 1$, у пористому середовищі (при $x_0 < x < x_1$) $k < 1$ і дорівнює частці площі перерізу вільного потоку в загальній площі перерізу матеріалу. Величини $H_{\mu,v}$ і $H_{\mu,g}$ є питомими молярними ентальпіями водяної пари і сухого газу відповідно, $\text{Дж} \cdot \text{моль}^{-1}$.

Рівняння (5.1)-(5.4) у вільному просторі (при $x < x_0$) доповнюються умовою сталості загального тиску $p(x) = p_v(x) + p_g(x)$:

$$p_v(x) + p_g(x) = p_0 = \text{const}, \quad (5.5)$$

а в межах ксерогелю (при $x_0 < x < x_1$) - рівнянням, що визначає швидкість руху в'язкої рідини в каналі:

$$w(x) = -B(T) \cdot \frac{\partial p(x)}{\partial x}. \quad (5.6)$$

Величина $B(T)$ оцінюється співвідношенням $B(T) = C_w \cdot \frac{d_c^2}{\eta}$, де d_c являє собою середній діаметр каналу протікання (пори), м, а η - коефіцієнт динамічної в'язкості газового середовища, Па с; C_w - безрозмірний множник ~ 1 , що залежить від форми каналу протікання.

У середовищі, яке містить газ, ($x < x_1$) задача розглядається у квазістатичному наближенні, тобто припускається просторова незмінність теплового потоку і потоків компонент. Це означає, що

$$\text{при } x < x_0 \quad j_{\mu,v}(x) = j_\mu, \quad j_{\mu,g}(x) = 0, \quad q(x) = q, \quad (5.7)$$

$$\text{при } x_0 < x < x_1 \quad j_{\mu,v}(x) = \frac{j_\mu}{k}, \quad j_{\mu,g}(x) = 0, \quad q(x) = q, \quad (5.8)$$

де константи j_μ і q , що є щільністю молярного потоку пари у вільному просторі й питомим потоком тепла, відповідно, можуть залежати від часу τ . При записі (5.7), (5.8) враховано, що на границі вільного середовища із ксерогелем ($x = x_0$) в k разів змінюється площа перерізу газового потоку, а на границі ксерогелю з гелем ($x = x_1$) відсутній потік сухого газу.

Граничними умовами до рівнянь (5.1)-(5.4), крім згаданої неперервності потоків енергії й речовини, є неперервність температури та концентрацій (парціальних тисків) компонентів на границях $x = x_0$ і $x = x_1$. Крім того, задається температура й тиски у газовому середовищі вдалині від поверхні ксерогелю, тобто при $x \rightarrow -\infty$

$$T(x) = T_f, \quad p_v(x) = p_{v,\infty}, \quad p_g(x) = p_0 - p_{v,\infty}. \quad (5.9)$$

Перед розглядом задачі в газовому середовищі запишемо співвідношення матеріального й енергетичного балансів процесів взаємодії шару гелю із сусідніми середовищами.

Як ми вже відзначали, потоки сухого газу на границях гелю відсутні, у зв'язку із чим загальний питомий потік газів (j) співпадає з питомим потоком водяної пари (j_v). Для визначення останнього розглянемо процес випаровування, який в даній моделі має місце на границі ($x = x_1$) гелю із ксерогелем. Пара з'являється внаслідок переходу гелю у ксерогель із виділенням води. Вода виноситься, а границя гелю ($x = x_1$) переміщається вправо, зменшуючи товщину $h_{gl} = x_* - x_1$ (дивися рис. 5.1) і масу шару гелю. У зв'язку із цим щільність потоку пари $j = j_v = \mu_v \cdot j_{\mu,v}$, $\text{кг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$, задовольняє співвідношенню:

$$j = g_w \cdot \rho_{gl} \cdot \frac{dh_{gl}}{d\tau}, \quad (5.10)$$

де $\mu_v = 0,018 \text{ кг} \cdot \text{моль}^{-1}$ - молярна маса водяної пари; ρ_{gl} - густина гелю, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$; $g_w = \left| \frac{dm_w}{dm_{gl}} \right|$ - абсолютна величина відношення маси води dm_w , що утворюється у процесі розкладання гелю на воду і ксерогель, до маси гелю,

що розклався, dm_{gl} . Інакше говорячи, g_w є масовою часткою, здатною до випаровування води у складі гелю.

Енергія надходить у шар гелю з боку більш гарячого ксерогелю (відповідний питомий потік дорівнює q), а уходить у тверду основу (відповідний питомий потік дорівнює q_* , див. рис. 5.1). Дисбаланс цих енергетичних потоків приводить до переходу частини гелю у ксерогель і воду та нагрівання гелю. Утворювана водяна пара видаляється із системи, створюючи потік маси зі щільністю (5.10). Шар гелю поводить як термічно тонке тіло, у зв'язку із чим може характеризуватися єдиною температурою T_1 . Зменшення маси гелю dm_{gl} жорстко пов'язане з виникаючими масами ксерогелю dm_{xgl} і води dm_w : $dm_{gl} = -(dm_{xgl} + dm_w)$. Зазначені обставини дозволяють надати рівнянню енергетичного балансу наступного вигляду:

$$q = j \cdot (H_w + \Delta H_w) + \rho_{gl} \cdot c_{p,gl} \cdot h_{gl} \cdot \frac{dT_1}{d\tau} + q_*, \quad (5.11)$$

де $\Delta H_w = \left| \frac{dm_{gl}}{dm_w} \right| \cdot H_{gl} - H_w - \left| \frac{dm_{xgl}}{dm_w} \right| \cdot H_{xgl}$ - енергія утворення гелю із ксерогелю та води, розрахована на одиницю маси потрібної для цього води, Дж·кг⁻¹; H_{gl} , H_w , H_{xgl} - питомі ентальпії гелю, води та ксерогелю відповідно, Дж·кг⁻¹; $c_{p,gl} = \left(\frac{\partial H_{gl}}{\partial T} \right)_p$ - питома ізобарна теплоємність гелю, Дж·кг⁻¹·К⁻¹.

У процесі розгляду переносу у вільному просторі ($x < x_0$) розв'язуються рівняння (5.1)-(5.5), (5.7), (5.9). При цьому допускається, що величини концентрацій компонент виходять на свої об'ємні значення на відстані, рівній товщині дифузійного граничного шару δ_D , а температура середовища виходить на об'ємне значення T_f на відстані, що дорівнює товщині температурного граничного шару δ_T , від поверхні ксерогеля (див. рис. 5.1). Товщини δ_D і δ_T тісно пов'язані з характером обтікання поверхні тіла парогазовою сумішшю. Для їхнього визначення зазвичай використовують експериментальні дані, оброблені з використанням теорії подібності. Ми будемо вважати, що така задача виконана. У такому випадку величини δ_D і δ_T виражаються через характерний розмір задачі обтікання L (приблизно дорівнює розміру поверхні обтікання) за допомогою дифузійного $Nu_D \equiv Sh$ і температурного $Nu_T \equiv Nu$ чисел (критеріїв) подібності Нуссельта, які ще мають назви чисел (критеріїв) Шервуда та Нуссельта відповідно:

$$\delta_D = \frac{L}{Nu_D}, \quad \delta_T = \frac{L}{Nu_T}.$$

В разі нехтування малими ефектами типу термодифузії розв'язок задачі переносу пари (викладений, наприклад, в [38]) має вигляд:

$$j = - \frac{\mu_v \cdot p_0}{\delta_D \cdot \left(\frac{T}{D}\right)_{free} \cdot R} \cdot \ln \left(\frac{p_0 - p_{v\infty}}{p_0 - p_{v0}} \right), \quad (5.12)$$

де p_{v0} - парціальний тиск водяної пари на поверхні ксерогелю, Па; величина з верхньою горизонтальною рисою та індексом «*free*» позначає середнє значення по перехідному шару у вільному просторі, тобто

$$\left(\frac{T}{D}\right)_{free} \equiv \frac{1}{\delta_D} \cdot \int_{x_0 - \delta_D}^{x_0} \frac{T}{D(T)} dx. \quad (5.13)$$

Задача теплопереносу вирішується аналогічно.

Виходять із рівняння (5.4), яке можна записати вигляді

$$q = -\lambda(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + j_v \cdot [H_v(T_0) + c_{p,v} \cdot (T - T_0)] = \text{const}, \quad (5.14)$$

де $H_v = H_{\mu v} / \mu_v$ - питома масова ентальпія водяної пари, Дж·кг⁻¹;
 $c_{p,v} = \left(\frac{\partial H_v}{\partial T}\right)_p$ - питома ізобарна теплоємність водяної пари при $T = T_0$,
 Дж·кг⁻¹·К⁻¹; T_0 - абсолютна температура поверхні ксерогелю, К (див. рис. 5.1).

Рівняння (5.14) в області перехідного газового шару ($x \in [x_0 - \delta_T, x_0]$) можна представити у вигляді

$$\frac{dT}{j_v \cdot c_{p,v} \cdot (T - T_0) + j_v \cdot H_v(T_0) - q} = \frac{dx}{\lambda_{free}}.$$

Проінтегрувавши останній вираз в межах даного шару, отримаємо вираз

$$\ln \left[\frac{j_v \cdot H_v(T_0) - q}{j_v \cdot c_{p,v} \cdot (T_f - T_0) + j_v \cdot H_v(T_0) - q} \right] = j_v \cdot c_{p,v} \cdot \overline{\lambda_{free}^{-1}} \cdot \delta_T, \quad (5.15)$$

де $\overline{\lambda_{free}^{-1}}$ - середнє значення зворотного коефіцієнта теплопровідності газового середовища:

$$\overline{\lambda_{free}^{-1}} \equiv \frac{1}{\delta_T} \cdot \int_{x_0 - \delta_T}^{x_0} \frac{dx}{\lambda_{free}(T)}. \quad (5.16)$$

Зі співвідношення (5.15) можна отримати алгебраїчний вираз квазістаціонарного питомого теплового потоку в газовому середовищі

$$q = j \cdot H_v(T_0) + \frac{j \cdot c_{p,v} \cdot (T_f - T_0)}{1 - \exp\left(-j \cdot c_{p,v} \cdot \overline{\lambda_{free}^{-1}} \cdot \delta_T\right)}. \quad (5.17)$$

Порівняємо з одиницею вираз у показнику експоненти формули (5.17):

$$-j \cdot c_{p,v} \cdot \overline{\lambda_{free}^{-1}} \cdot \delta_T = -\frac{j \cdot c_{p,v} \cdot (T_f - T_0)}{\overline{\lambda_{free}^{-1}} \cdot \delta_T} \approx -\frac{j \cdot c_{p,v} \cdot (T_f - T_0)}{j \cdot H_v(T_0)} \approx -\frac{c_{p,v} \cdot (T_f - T_0)}{H_v(T_0)} \ll 1.$$

Останній дріб є відношенням зміни ентальпії, пов'язаної зі зміною температури, до теплоти пароутворення, через що ця величина значно менша за одиницю. Із такою точністю формулі (5.17) можна надати вигляд:

$$q = \overline{\overline{\lambda_{free}}} \cdot (T_f - T_0) + j \cdot H_v(T_0), \quad (5.18)$$

де для скорочення запису введено позначку $\overline{\overline{\lambda_{free}}} = \left[\overline{\lambda_{free}^{-1}}\right]^{-1}$.

У процесі розгляду теплопереносу у ксерогелі ($x_0 < x < x_1$) використовуються рівняння (5.4), (5.8). При цьому рівняння (5.4), у тім же наближенні щодо великої теплоти пароутворення, у порівнянні з теплою нагрівання, набуває вигляду:

$$q = \frac{\overline{\lambda_{xgl}}}{h_{xgl}} \cdot (T_0 - T_1) + j \cdot H_v(T_1), \quad (5.19)$$

де $\overline{\lambda_{xgl}}$ - звичайне середнє за температурою в інтервалі від T_0 до T_1 значення коефіцієнта теплопровідності ксерогелю. Величина $h_{xgl} = x_1 - x_0$ являє собою

товщину шару ксерогелю, м. Вона простим чином пов'язана з початковою товщиною гелієвого шару h_0 :

$$h_{xgl} = k_L \cdot (h_0 - h_{gl}), \quad (5.20)$$

де k_L - коефіцієнт лінійного розширення (стиску) гелю під час висихання у ксерогель.

Для визначення зміни тиску уздовж шару ксерогелю досліджується загальна молярна концентрація газу $\varphi = \varphi_v + \varphi_g$, яка, відповідно до формул (5.1)-(5.3), (5.6), (5.8), задовольняє співвідношенню

$$\frac{j_\mu}{k} = -D \frac{\partial \varphi}{\partial x} + w \cdot \varphi = -D \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial x} - B \cdot \frac{\partial P}{\partial x} \cdot \varphi. \quad (5.21)$$

Для його спрощення використаємо ту обставину, що згідно оцінок $\frac{D}{B \cdot P} \approx \frac{10^{-15} (\text{і}^2)}{l^2} \ll 1$ (тобто конвекційна складова потоку значно перевищує дифузійну), і отже

$$\frac{\partial P(x)}{\partial x} = -\frac{j_\mu}{k \cdot B \cdot \varphi(x)} = -\frac{j_\mu}{k} \cdot \frac{\eta}{C_w \cdot l_i^2 \cdot \varphi(x)} = -\frac{j_\mu}{k} \cdot \frac{v \cdot \mu_{mix}}{C_w \cdot l_i^2}, \quad (5.22)$$

де v і μ_{mix} - відповідно коефіцієнт кінематичної в'язкості, $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, і середня молярна маса, $\text{кг} \cdot \text{моль}^{-1}$, газової суміші в даному місці ксерогелю. (При одержанні останнього співвідношення використовувався зв'язок коефіцієнтів в'язкості: $\eta = \rho \cdot v$, де $\rho(x) = \mu_{mix} \cdot \varphi(x)$ - густина газової суміші, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$.)

Інтегрування формули (5.22) по x дозволяє пов'язати значення загального тиску $p_1 = p(x_1)$ і $p_0 = p(x_0)$ на границях ксерогелю:

$$p_1 = p_0 - \frac{j}{k} \cdot h_{xgl} \cdot \omega, \quad (5.23)$$

де

$$\omega = \frac{1}{h_{xgl}} \cdot \int_{x_0}^{x_0+h_{xgl}} \frac{\mu_{mix}}{\mu_v} \cdot \frac{v}{C_w \cdot l_i^2} dx, \text{ с}^{-1}. \quad (5.24)$$

Ще одне співвідношення виводиться аналогічно формулі (5.12) і має близький вигляд:

$$j = -k \cdot \frac{\mu_v \cdot p_0}{h_{xgl} \cdot \left(\frac{T}{D}\right)_{xg} \cdot R} \cdot \ln\left(\frac{p_0 - p_{v,0}}{p_1 - p_{v,1}}\right), \quad (5.25)$$

де $p_{v,1}$ - парціальний тиск водяної пари на границі ксерогелю з гелем, Па; величина з верхньою горизонтальною рискою та індексом « xgl » позначає

$$\left(\frac{T}{D}\right)_{xgl} \equiv \frac{1}{h_{xgl}} \cdot \int_{x_0}^{x_0+h_{xgl}} \frac{T}{D(T)} \cdot \frac{p_0}{p} dx. \quad (5.26)$$

У результаті ми для десяти незалежних змінних (j , q , q_* , T_0 , T_1 , $p_{v,0}$, $p_{v,1}$, p_1 , h_{gl} , h_{xgl}) маємо 8 рівнянь зв'язку ((5.10)-(5.12), (5.18)-(5.20), (5.23), (5.25)).

Будемо припускати, що (подібно до тиску насиченої пари води над рідкою водою) тиск пари води у поверхні гелю p_v є відомою функцією $p_s(T)$ температури цієї поверхні T . Таке припущення дає додаткове (9-те) рівняння зв'язку:

$$p_{v,1} = p_s(T_1). \quad (5.27)$$

Відзначимо, що врахування питомого теплового потоку q_* вимагає самоузгодженого рішення зовнішньої ($x > x_1$) задачі нестационарної теплопровідності. Ця загальна проблема не є питанням даної монографії. (У багатьох випадках у нульовому наближенні можна прийняти, що $q_* = 0$.)

Для подальшого аналізу виключимо з розгляду явну залежність від змінної T_0 . Скористаємося рівняннями (5.18), (5.19). В обговореному раніше наближенні нехтування теплотою нагрівання $[H_v(T_0) - H_v(T_1)] = c_{p,v} \cdot (T_0 - T_1)$, у порівнянні з теплотою пароутворення $r = [H_v(T_1) - H_w(T_1)]$, вони дають зв'язок

$$q = \frac{T_f - T_1}{\frac{\delta_T}{\lambda_{free}} + \frac{h_{xgl}}{\lambda_{xgl}}} + j \cdot H_v(T_1). \quad (5.28)$$

Об'єднавши далі рівняння (5.28) і (5.11), можна виключити з розгляду величину q . Відповідний вираз, з урахуванням формули (5.20), має вигляд:

$$j = -\frac{1}{r - \Delta H_w} \cdot \left[\frac{T_f - T_1}{\frac{\delta_T}{\lambda_{free}} + \frac{k_L \cdot (h_0 - h_{gl})}{\lambda_{xgl}}} - \rho_{gl} \cdot c_{p,gl} \cdot h_{gl} \cdot \frac{dT_1}{d\tau} - q_* \right]. \quad (5.29)$$

Спільний розгляд рівнянь (5.12) і (5.25) дозволяє позбутися явної залежності від змінної p_{v0} . Результат цих перетворень, із урахуванням зв'язків (5.20), (5.23) і (5.27), має вигляд:

$$j = -\frac{\mu_v \cdot \frac{p_0}{R}}{\delta_D \cdot \left(\frac{T}{D}\right)_{free} + \frac{k_L \cdot (h_0 - h_{gl})}{k} \cdot \left(\frac{T}{D}\right)_{xgl}} \cdot \ln \left(\frac{p_0 - p_{v,\infty}}{p_0 - \frac{j}{k} \cdot k_L \cdot (h_0 - h_{gl}) \cdot \omega - p_s(T_1)} \right), \quad (5.30)$$

У результаті ми для чотирьох незалежних змінних (j , T_1 , h_{gl} , q_*) маємо 3 рівняння зв'язку ((5.10), (5.29), (5.30)). Саме ці три співвідношення вирішують поставлену задачу. Так, наближення, в якому гель розглядається як вода, формально реалізується, коли $g_w = 1$, $k_L = 0$ і $\Delta H_w = 0$. У цьому випадку існує стаціонарний режим сушки, при якому $T_1 = \text{const}$ і $j = \text{const}$; у випадку ж урахування впливу шару ксерогелю таке рішення (через зміну товщини цього шару із часом) стає неможливим.

5.1.2 Моделювання охолодження термічно товстого тіла гелеутворюючою сполукою

Охолодження горючих матеріалів і конструкцій під час пожежі є однією з основних умов її успішної ліквідації. В якості як охолоджувальної, так і вогнегасної речовини в більшості випадків використовується вода, яка має унікально високу охолоджувальну здатність. На жаль, коефіцієнт використання води під час гасіння пожеж зазвичай не перевищує 10 % [38]. Вода стікає з похилих і вертикальних поверхонь. Це призводить до необхідності багаторазової повторної обробки поверхонь новими порціями води, що істотно зменшує можливості оперативного вогнезахисту.

Раніше для підвищення ефективності пожежогасіння були запропоновані вогнегасні гелеутворюючі системи (ГУС) [105, 106]. При їхньому застосуванні на поверхні захисту утворюється стійкий нетекучий вогнезахисний шар, який утримується на похилих і вертикальних поверхнях.

Перевага ГУС перед водою полягає в істотному зменшенні витрат і відповідному зменшенні витрати вогнегасних речовин й одночасному зменшенні збитків від заливу водою нижніх поверхів під час гасіння пожежі.

Питання про динаміку охолодження об'єктів, оброблених ГУС, не було розглянуто. У зв'язку із цим доцільно провести математичне моделювання такого процесу. Така задача була вирішена. Основні результати, які викладаються у даному пункті, були опубліковані у роботах [24].

У даному пункті розділу проблема розглядається як задача охолодження масивного тіла (півпростору) однорідно нагрітого до температури $t_0 > t_{cr}$, де t_{cr} - критична температура явища, яка є температурою рівноваги водяної пари із вологим гелем. Для охолодження тіла на нього наноситься плівка вологого гелю із температурою $t_{gl0} < t_{cr}$. Внаслідок теплового впливу з боку охолоджуваного тіла гель спочатку нагрівається до температури t_{cr} , а далі (у випадку можливості відводу пари, що утворюється) «сушиться»: відбувається перехід рідкої складової гелю в газоподібну фазу з наступним видаленням пари. Далі відбувається охолодження масивного тіла крізь висушений гель. Інакше говорячи, у процесі охолодження масивного тіла реалізуються два послідовних етапи: А) прогрів вологого гелю до температури t_{cr} з наступним «википанням» рідкої фази гелю; Б) охолодження масивного тіла з відводом тепла у зовнішнє середовище через теплоізолюючий шар сухого гелю, що утворився. Опишемо ці етапи докладніше.

А) Спочатку вологий гель утворює на плоскій поверхні масивного тіла плоску плівку товщиною $h = h_{gl0}$. Далі за рахунок тепла, що надходить від масивного тіла, відбувається процес прогріву плівки вологого гелю до температури t_{cr} . Його динаміка є такою: спочатку за нехтовно малий час температура гелю у площині контакту гелієвої плівки з масивним тілом (просторова координата $x = 0$ на рис. 5.2) досягає величини t_{cr} . Далі фронт критичного прогріву (до температури t_{cr}) рухається по вологому гелю справа наліво (на рис. 5.2); при цьому наростання температури вологого гелю праворуч від фронту є нехтовно малим. На цій стадії випаровування пригнічується відсутністю можливості відводу пари. Після досягнення фронтом критичного прогріву зовнішньої границі гелієвої плівки (координата $x = -h$ на рис. 5.2) на цій поверхні починається процес сушіння гелю з відводом пари, що утворюється, у зовнішнє середовище (уліво). Відповідний фронт висихання гелю, що має ту саму температуру t_{cr} , рухається до масивного тіла (зліва направо); при цьому пара відводиться крізь плівку щойно створеного сухого гелю. Процес закінчується після досягнення фронтом висихання границі масивного тіла, температура якої весь етап «А» зберігає практично постійне значення t_{cr} . У той же час товщина плівки h може змінюватися.

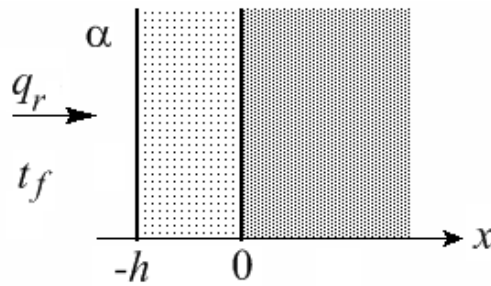


Рис. 5.2 - Просторова схема охолодження

Ми припускаємо, що температурне поле $t(x, \tau)$, °C, у масивному тілі протягом обох етапів охолодження (А і Б) описується лінійним рівнянням нестационарної теплопровідності:

$$\frac{\partial t(x, \tau)}{\partial \tau} = a_* \cdot \frac{\partial^2 t(x, \tau)}{\partial x^2}, \quad 0 \leq x < \infty; \quad (5.31)$$

в якому

$$a_* \equiv \frac{\lambda_*}{c'_*},$$

- коефіцієнт температуропровідності, $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, а λ_* і c'_* - відповідно коефіцієнт теплопровідності, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, і питома об'ємна ізобарна теплоємність, $\text{Дж} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-1}$, масивного тіла.

Граничною умовою рівняння (5.31) у ході всього процесу є обмеження величини температури тіла вдалині від границі:

$$t(x, \tau)|_{x=\infty} < \text{const}. \quad (5.32)$$

Ключовою обставиною, що дозволяє аналітично описати температурне поле в масивному тілі в ході етапу «А», є незмінність температури тіла на границі з гелем. Воно задає характерну тільки для етапу «А» другу граничну умову:

$$t(+0, \tau) = t_{cr}. \quad (5.33)$$

Початковою умовою задачі (5.31)-(5.33) взято однорідний початковий розподіл температури в масивному тілі ($x > 0$):

$$t(x, -\Delta\tau_A) = t_0, \quad (5.34)$$

де t_0 - початкова температура, яка вважається відомою, а $\Delta\tau_A$ - тривалість етапу «А», що починається (при $\tau = -\Delta\tau_A$) з утворення плівки вологого гелю

на поверхні масивного тіла і закінчується (при $\tau=0$) у момент повного висихання гелю, тобто, інакше кажучи, на етапі «А» $\tau \in [-\Delta\tau_A; 0]$.

Задача (5.31)-(5.34) є відомою граничною задачею 1-го роду. Її розв'язок має вигляд:

$$t(x, \tau) = t_0 + \Delta t_{cr} \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{a_* \cdot (\tau + \Delta\tau_A)}}\right), \quad (5.35)$$

де $\Delta t_{cr} \equiv t_{cr} - t_0$, а символом $\operatorname{erfc}(Z)$ позначено додаткову функцію помилок Гаусса від аргументу Z .

Для визначення відсутньої величини $\Delta\tau_A$ скористаємося міркуваннями енергетичного балансу. Будемо вважати, що всі зміни, що відбуваються з гелієвою плівкою в ході етапу «А», забезпечувалися за рахунок потоку тепла від масивного тіла.

Теплота ΔE_s , Дж·м⁻², що передається із масивного тіла у гель у розрахунку на 1 м² площі контакту за час етапу «А», згідно з основним законом теплопровідності Фур'є (із урахуванням формули (5.35)), дорівнює

$$\Delta E_s = \left| \int_{-\Delta\tau_A}^0 \lambda_* \cdot \frac{\partial t(x, \tau)}{\partial x} \Big|_{x=0} d\tau \right| = \left| \int_{-\Delta\tau_A}^0 \frac{\lambda_* \cdot \Delta t_{cr} \cdot d\tau}{\sqrt{\pi \cdot a_* \cdot (\Delta\tau_A + \tau)}} \right| = \frac{2 \cdot \lambda_* \cdot |\Delta t_{cr}| \cdot \sqrt{\Delta\tau_A}}{\sqrt{\pi \cdot a_*}}. \quad (5.36)$$

Ця теплота йде на нагрівання вологого гелю від початкової температури гелю t_{gl0} до температури t_{cr} і подальше повне його висушування за сталої температури t_{cr} . Енергія двох останніх процесів ΔE_{gl} , Дж·м⁻², оцінюється співвідношенням

$$\Delta E_{gl} = h_{gl0} \cdot [k_m \cdot \rho_{gl} \cdot \Delta H_{gl} + c'_{p.gl} \cdot (t_{cr} - t_{gl0})], \quad (5.37)$$

де $c'_{p.gl}$ - питома об'ємна ізобарна теплоємність вологого гелю, Дж·м⁻³·К⁻¹; ρ_{gl} - густина вологого гелю, кг·м⁻³; k_m - масова частка вологого гелю, що переходить у пару в разі повного висихання гелю; ΔH_{gl} - теплота, Дж·кг⁻¹, що йде на одержання 1 кг пари з вологого гелю за температури t_{cr} .

За час $\Delta\tau_A$ етапу А із гелієвої плівки у навколишнє середовище звичайним (не пов'язаним із переносом пари) теплообміном піде кількість теплоти ΔE_α , Дж·м⁻². Враховуючи, що енергія, необхідна на висушування значно перевищує енергію, що йде на нагрівання, а сушка вважається ізотермічною, величину ΔE_α можна оцінити співвідношенням

$$\Delta E_{\alpha} = [\alpha \cdot (t_{cr} - t_f) - q_r] \cdot \Delta \tau, \quad (5.38)$$

де α – коефіцієнт конвекційної тепловіддачі з даної поверхні у навколишнє середовище (повітря), $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$; t_f – температура навколишнього середовища, $^{\circ}\text{C}$; q_r – результуюча щільність потоку енергії теплового випромінювання, що падає на поверхню, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ (дивись рис. 5.2).

Співвідношення енергетичного балансу гелієвої плівки за час $\Delta \tau_A$ етапу А має вигляд:

$$\Delta E_s = \Delta E_{gl} + \Delta E_{\alpha}, \quad (5.39)$$

це, з урахуванням формул (5.36)-(5.38), приводить до квадратного рівняння відносно величини $\sqrt{\Delta \tau_A}$:

$$[\alpha \cdot (t_{cr} - t_f) - q_r] \cdot \Delta \tau_A - \frac{2 \cdot \lambda_* \cdot |\Delta t_{cr}| \cdot \sqrt{\Delta \tau_A}}{\sqrt{\pi \cdot a_*}} + h_{gl0} \cdot [k_m \cdot \rho_{gl} \cdot \Delta H_{gl} + c'_{p,gl} \cdot (t_{cr} - t_{gl0})] = 0. \quad (5.40)$$

Рівняння (5.40) має два позитивних корені. Більший з цих коренів не задовольняє фізичним міркуванням, бо він відповідає зростанню часу процесів перетворення $\Delta \tau$ за зменшення (α) тепловідводу від гелієвої плівки. Надамо вид $\Delta \tau_A$, який відповідає меншому кореню рівняння (5.40), у найбільш поширеній ситуації, коли енергія відводу тепла ΔE_{α} є значно меншою за енергію зміни стану ΔE_{gl} :

$$\Delta \tau_A = \frac{\pi \cdot a_*}{4} \cdot \left\{ \frac{h_{gl0} \cdot [k_m \cdot \rho_{gl} \cdot \Delta H_{gl} + c'_{p,gl} \cdot (t_{cr} - t_{gl0})]}{\lambda_* \cdot (t_0 - t_{cr})} \right\}^2, \text{ с.} \quad (5.41)$$

Формула (5.41) замикає розгляд етапу «А». Перейдемо до етапу «Б», що реалізується при $\tau \geq 0$ і являє собою подальше охолодження частково охолодженого масивного тіла через теплоізолюючу плівку сухого гелю.

На цьому етапі в області масивного тіла ($x > 0$) зберігається вид рівняння (5.31) із граничною умовою (5.32) і початковим розподілом температури, що визначається виразом (5.35) при $\tau = 0$:

$$t(x,0) = t_0 + \Delta t_{cr} \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{a_* \cdot \Delta \tau_A}} \right). \quad (5.42)$$

В області сухого гелю ($-h < x < 0$) температурне поле

підпорядковується рівнянню нестационарної теплопровідності

$$\frac{\partial t(x, \tau)}{\partial \tau} = a \cdot \frac{\partial^2 t(x, \tau)}{\partial x^2}, \quad -h \leq x \leq 0; \quad (5.43)$$

в якому

$$a \equiv \frac{\lambda}{c'}$$

- коефіцієнт температуропровідності, $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, а λ і c' – відповідно коефіцієнт теплопровідності, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$; і питома об'ємна ізобарна теплоємність, $\text{Дж} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-1}$, сухого гелю.

Граничні умови до рівняння (5.43) мають відомий вигляд. Так, на границі гелю із зовнішнім середовищем ($x = -h$) гранична умова виражає безперервність повного потоку тепла:

$$-\lambda \cdot \left. \frac{\partial t(x, \tau)}{\partial x} \right|_{x=-h} = q_r - \alpha \cdot [t(-h, \tau) - t_f]. \quad (5.44)$$

Умовами на границі сухого гелю з масивним тілом ($x = 0$) є неперервність температури і питомого теплового потоку, відповідно:

$$t(-0, \tau) = t(+0, \tau), \quad -\lambda \cdot \left. \frac{\partial t(x, \tau)}{\partial x} \right|_{x=-0} = -\lambda_* \cdot \left. \frac{\partial t(x, \tau)}{\partial x} \right|_{x=+0}. \quad (5.45)$$

Початковою умовою задачі (5.43)-(5.45) може бути взятий однорідний розподіл температури в покритті ($-h < x < 0$):

$$t(x, 0) = t_{cr}. \quad (5.46)$$

Відразу ж відзначимо, що початковий розподіл температури в сухому гелі практично не впливає на вид поля $t(x, \tau)$ за часів τ , що перевищують характерний час прогріву покриття (2.26):

$$\tau_0 \equiv \frac{h^2}{a}. \quad (5.47)$$

Задача (5.31), (5.32), (5.42)-(5.46) у випадку сталості величин a , a_* , λ , λ_* , q_r , α , t_f й t_0 вирішується за допомогою перетворення Лапласа, проведеного за часовою змінною нестационарного поля $t(x, \tau)$ окремо в областях $-h < x < 0$ і $x > 0$ (дивися, наприклад, розділ 2.1 цієї роботи). У результаті відбувається перехід до зображень за Лапласом:

$$t_L(x, s) = \int_0^{\infty} [t(x, \tau) - t_0] \cdot \exp(-s \tau) d\tau.$$

Функції $t_L(x, s)$ задовольняють лінійній системі звичайних (а не у частинних похідних) диференціальних рівнянь щодо просторової змінної x . Ці рівняння, які є наслідком рівнянь (5.43) і (5.31), мають вигляд

$$\frac{d^2 t_L(x, s)}{dx^2} - \frac{s}{a} \cdot t_L(x, s) + \frac{\Delta t_{cr}}{a} = 0, \quad -h \leq x \leq 0; \quad (5.48)$$

$$\frac{d^2 t_L(x, s)}{dx^2} - \frac{s}{a_*} \cdot t_L(x, s) + \frac{\Delta t_{cr} \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2 \cdot \sqrt{a_* \cdot \Delta \tau_A}}\right)}{a_*} = 0, \quad 0 \leq x < \infty. \quad (5.49)$$

Граничні умови до цих рівнянь, які є наслідком співвідношень (5.44), (5.45), (5.32), мають вигляд

$$-\lambda \cdot \left. \frac{dt_L(x, s)}{dx} \right|_{x=-h} = \frac{q_r + \alpha \cdot (t_f - t_0)}{s} - \alpha \cdot t_L(-h, s), \quad (5.50)$$

$$t_L(-0, s) = t_L(+0, s), \quad (5.51)$$

$$-\lambda \cdot \left. \frac{dt_L(x, s)}{dx} \right|_{x=0} = -\lambda_* \cdot \left. \frac{dt_L(x, s)}{dx} \right|_{x=+0}, \quad (5.52)$$

$$t_L(x, s) \Big|_{x=\infty} < \text{const}. \quad (5.53)$$

Техніка розв'язання систем звичайних лінійних неоднорідних диференціальних рівнянь добре відпрацьована, у зв'язку із чим ми опустимо викладення. Результат щодо зображення за Лапласом цікавої для нас температури на границі масивного тіла з покриттям ($x = 0$) має вигляд:

$$t_L(0, s) = \frac{\Delta t_{ef} + \Delta t_{cr} \cdot \left[1 - e^{s \cdot \Delta \tau} \cdot \operatorname{erfc}\left(\sqrt{s \cdot \Delta \tau_A}\right) \right] \cdot K \cdot \left(\frac{\Phi}{Bi} \cdot ch(\Phi) + sh(\Phi) \right)}{s \cdot \left[\left(1 + K \cdot \frac{\Phi}{Bi} \right) \cdot ch(\Phi) + \left(K + \frac{\Phi}{Bi} \right) \cdot sh(\Phi) \right]}. \quad (5.54)$$

При записі співвідношення (5.54) використано наступні позначення, більшість з яких введено у розділі 2:

$$\varphi = \sqrt{s \cdot \tau_0} - \text{формула (2.25);}$$

$\Delta t_{ef} \equiv t_f + \frac{q_r}{\alpha} - t_0$ - ефективна температура зовнішнього середовища, °С;

$$K \equiv \sqrt{\frac{\lambda_* c'_*}{\lambda c'}} - \text{критерій відносної теплової активності середовищ (2.23);}$$

$Bi \equiv \frac{\alpha \cdot h}{\lambda}$ - критерій Біо задачі охолодження покриття середовищем (2.30).

У розглянутому покритті критерій K не є малим, а критерій $Bi \ll 1$, у зв'язку із чим у формулі (5.54) можна знехтувати складовими з $sh(\varphi)$. У результаті вираз (5.54) спрощується:

$$t_L(0, s) = \frac{\Delta t_{ef} + \Delta t_{cr} \cdot \left[1 - e^{s \cdot \Delta \tau_A} \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{s \cdot \Delta \tau_A}) \right] \cdot K \cdot \frac{\varphi}{Bi} \cdot ch(\varphi)}{s \cdot \left(1 + K \cdot \frac{\varphi}{Bi} \right) \cdot ch(\varphi)}.$$

Останню формулу для подальшого аналізу зручніше записати у вигляді

$$t_L(0, s) = \Delta t_{ef} \cdot I_{L.ef}(s) + \Delta t_{cr} \cdot I_{L.cr}(s), \quad (5.55)$$

де

$$I_{L.ef}(s) \equiv \frac{1}{s \cdot ch(\varphi) \cdot \left(1 + K \cdot \frac{\varphi}{Bi} \right)} = \frac{1}{s \cdot ch(\sqrt{s \cdot \tau_0}) \cdot \left(1 + \sqrt{s \cdot \tau_*} \right)}, \quad (5.56)$$

$$I_{L.cr}(s) \equiv \frac{1 - e^{s \cdot \Delta \tau_A} \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{s \cdot \Delta \tau_A})}{s \cdot \left(1 + K \cdot \frac{\varphi}{Bi} \right)} \cdot K \cdot \frac{\varphi}{Bi} = \frac{1 - e^{s \cdot \Delta \tau_A} \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{s \cdot \Delta \tau_A})}{\sqrt{s} \cdot \left(1 + \sqrt{s \cdot \tau_*} \right)} \cdot \sqrt{\tau_*}. \quad (5.57)$$

При записі (5.56), (5.57) використовується введений формулою (2.35) параметр

$$\tau_* \equiv \left(K \cdot \frac{\sqrt{\tau_0}}{Bi} \right)^2 = \frac{\lambda_* \cdot c'_*}{\alpha^2},$$

який позначає характерний час тепловідводу від масивного тіла в охолоджуюче середовище, с.

Перший доданок у формулі (5.55) відповідає охолодженню однорідно нагрітого масивного тіла з покриттям із сухого гелю (у випадку відсутності етапу «А»); другий доданок враховує вплив попереднього охолодження системи на етапі «А».

Для повернення до вихідної температури $t(0, \tau)$ необхідно застосувати до $t_L(0, s)$ зворотне перетворення Лапласа.

Тут, як і у розділі 2, Лаплас-образ функції $f(\tau)$ будемо позначати за допомогою символу оператора \hat{L} , тобто $F(s) = \hat{L}[f(\tau)]$. Прообраз Лаплас-образу (тобто вихідну функцію $f(\tau)$) позначатимемо символом зворотного оператора \hat{L}^{-1} , тобто $f(\tau) = \hat{L}^{-1}[F(s)]$.

Застосувавши оператор \hat{L}^{-1} до співвідношення (5.55), отримаємо

$$t(0, \tau) - t_0 = L^{-1}[t_L(0, s)] = \Delta t_{ef} \cdot I_{ef}(\tau) + \Delta t_{cr} \cdot I_{cr}(\tau), \quad (5.58)$$

де

$$I_{ef}(\tau) \equiv L^{-1}[I_{L.ef}(s)] = L^{-1}\left[\frac{1}{s \cdot \operatorname{ch}(\sqrt{s \cdot \tau_0}) \cdot (1 + \sqrt{s \cdot \tau_*})}\right], \quad (5.59)$$

$$I_{cr}(\tau) \equiv L^{-1}[I_{L.cr}(s)] = L^{-1}\left[\frac{1 - e^{s \cdot \Delta \tau_A} \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{s \cdot \Delta \tau_A})}{\sqrt{s} \cdot (1 + \sqrt{s \cdot \tau_*})} \cdot \sqrt{\tau_*}\right]. \quad (5.60)$$

Задача знаходження $I_{ef}(\tau)$ (5.59) розв'язана у пункті 2.1.2. У цьому пункті показано, що

$$I_{ef}(\tau) = I_{tot}(\tau), \quad (5.61)$$

де величина $I_{tot}(\tau)$ визначається у вигляді ряду (2.61), який добре сходиться при $\tau > \tau_0$. Так, перший доданок цього ряду, згідно з формулами (2.62), (2.54) при $i = 0$, дорівнює

$$I(\tau, 0) = \operatorname{erfc}\left(\frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau}}\right) - e^{\sqrt{\frac{\tau_0}{\tau_*} + \frac{\tau}{\tau_*}}} \cdot \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{\tau}{\tau_*}} + \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau}}\right). \quad (5.62)$$

Спираючись на співвідношення (2.62), (2.54), можна розрахувати $I_{ef}(\tau)$ з будь-якою потрібною точністю.

Для розрахунку $I_{cr}(\tau)$ (5.60) можна розбити вихідний Лаплас-образ $I_{L.cr}(s)$ на два складники, надавши другому вигляду добутку:

$$I_{L.cr}(s) = \frac{1 - e^{s \cdot \Delta\tau_A} \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{s \cdot \Delta\tau_A})}{\sqrt{s} \cdot (1 + \sqrt{s \cdot \tau_*})} \cdot \sqrt{\tau_*} =$$

$$= \frac{\sqrt{\tau_*}}{\sqrt{s} \cdot (1 + \sqrt{s \cdot \tau_*})} - \left[\frac{\sqrt{\tau_*}}{1 + \sqrt{s \cdot \tau_*}} \right] \cdot \left[\frac{e^{s \cdot \Delta\tau_A}}{\sqrt{s}} \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{s \cdot \Delta\tau_A}) \right].$$

Далі треба скористатися співвідношенням

$$L^{-1} \left[\frac{\sqrt{\tau_*}}{\sqrt{s} \cdot (1 + \sqrt{s \cdot \tau_*})} \right] = e^{\frac{\tau}{\tau_*}} \cdot \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{\tau}{\tau_*}} \right), \quad (5.63)$$

і формулами

$$L^{-1} \left[\frac{\sqrt{\tau_*}}{1 + \sqrt{s \cdot \tau_*}} \right] = \frac{1}{\sqrt{\pi \cdot \tau}} - \frac{1}{\sqrt{\tau_*}} \cdot e^{\frac{\tau}{\tau_*}} \cdot \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{\tau}{\tau_*}} \right), \quad (5.64)$$

$$L^{-1} \left[\frac{e^{s \cdot \Delta\tau_A}}{\sqrt{s}} \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{s \cdot \Delta\tau_A}) \right] = \frac{1}{\sqrt{\pi \cdot (\tau + \Delta\tau_A)}}, \quad (5.65)$$

разом із рівнянням згортки

$$L^{-1} [F_{L.1}(s) \cdot F_{L.2}(s)] = \int_0^{\tau} f_1(\tau - \theta) \cdot f_2(\theta) \cdot d\theta,$$

де $f_1(\tau) \equiv L^{-1} [F_{L.1}(s)]$, $f_2(\tau) \equiv L^{-1} [F_{L.2}(s)]$, застосованим до формул (5.64), (5.65). У результаті одержимо, що

$$I_{cr}(\tau) = e^{\frac{\tau}{\tau_*}} \cdot \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{\tau}{\tau_*}} \right) + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{\tau}{\tau_*}} \frac{e^y \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{y}) \cdot dy}{\sqrt{\frac{\tau + \Delta\tau_A}{\tau_*} - y}} - \frac{2}{\pi} \cdot \arcsin \left(\sqrt{\frac{\tau}{\tau + \Delta\tau_A}} \right). \quad (5.66)$$

Таким чином, шукане результуюче співвідношення, яке у першому наближенні описує температуру поверхні масивного тіла на етапі «Б», має вигляд:

$$t(0, \tau) = t_0 - \left(t_0 - t_f - \frac{q_r}{\alpha} \right) \cdot \left[\operatorname{erfc} \left(\frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau}} \right) - e^{\sqrt{\frac{\tau_0 + \tau}{\tau_* \tau_*}} \cdot \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{\tau}{\tau_*}} + \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau}} \right) \right] +$$

$$- (t_0 - t_{cr}) \cdot \left[e^{\frac{\tau}{\tau_*}} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{\tau}{\tau_*}} \right) + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{\tau}{\tau_*}} \frac{e^y \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{y}) \cdot dy}{\sqrt{\frac{\tau + \Delta\tau_A}{\tau_*} - y}} - \frac{2}{\pi} \cdot \arcsin \left(\sqrt{\frac{\tau}{\tau + \Delta\tau_A}} \right) \right]. \quad (5.67)$$

У разі необхідності підвищити точність розрахунків за умов малих часів $\tau_0 \geq \tau > 0$, необхідно в першу квадратну дужку формули (5.67) додавати відповідну кількість доданків ряду (2.61).

Графік залежності $t(0, \tau)$ температури поверхні масивного тіла у перебігу всього процесу охолодження за участю гелю (тобто при $\tau > -\Delta\tau_A$) представлений суцільною лінією на рис. 5.3.

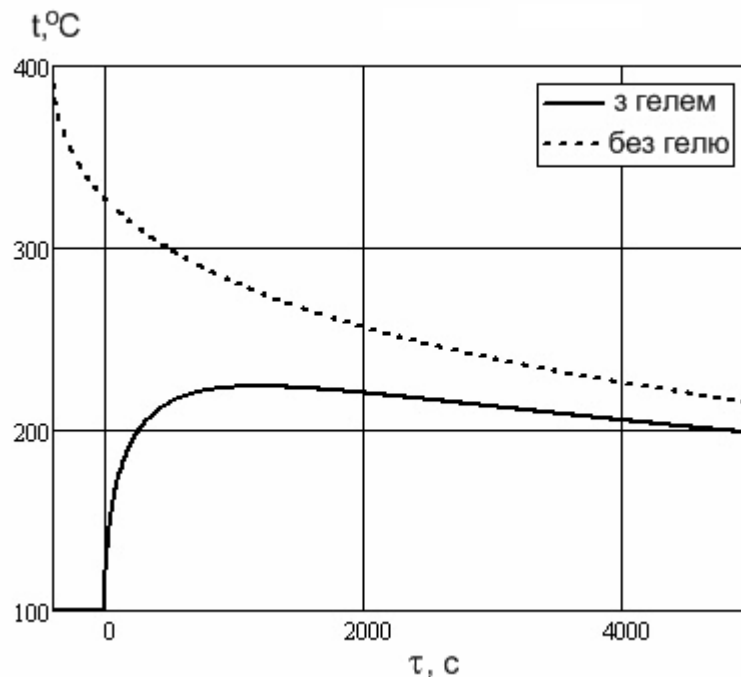


Рис. 5.3 - Залежність температури поверхні масивного тіла від часу у процесі охолодження

При побудові даного графіка обрано типові значення параметрів:
 $h = h_{gl0} = 3 \cdot 10^{-3}$ м; $\rho_{gl} = 1250$ кг·м⁻³; $k_m = 0,75$; $c'_{p,gl} = 5 \cdot 10^6$ Дж·м⁻³·К⁻¹;
 $\Delta H_{gl} = 2 \cdot 10^6$ Дж·кг⁻¹; $t_{gl0} = t_f = 20$ °С; $t_0 = 400$ °С; $t_{cr} = 100$ °С;
 $\lambda = 0,25$ Вт·м⁻¹·К⁻¹; $c' = 2,5 \cdot 10^5$ Дж·м⁻³·К⁻¹; $\lambda_* = 1,0$ Вт·м⁻¹·К⁻¹;
 $c'_* = 1,0 \cdot 10^6$ Дж·м⁻³·К⁻¹; $q_r = 0$ Вт·м⁻²; $\alpha = 10$ Вт·м⁻²·К⁻¹. Час нагрівання і

висихання гелієвої плівки дорівнює $\Delta\tau_A \approx 400$ с, а характерний час прогріву плівки сухого гелю $\tau_0 = 9$ с. Етапу «А» відповідає часовий інтервал $\tau \in (-\Delta\tau_A; 0)$, етап «Б» протікає при $\tau > 0$. На цей же графік пунктирною лінією нанесено залежність температури поверхні масивного тіла у випадку охолодження без нанесення гелю (це переміщена вліво на $\Delta\tau_A$ функція (2.35) з характерним часом $\tau_\Sigma = \tau_*$). Порівняння залежностей наочно демонструє ефективність вологого гелю як засобу охолодження поверхні.

5.1.3 Моделювання поведінки крапель компонентів

гелеутворюючих вогнегасних систем у високотемпературній області

Однією з умов успішного використання ГУС є подача їх компонентів у розпорошеному вигляді. Максимальний діаметр крапель компонентів ГУС не повинен перевищувати 1,5 мм. Збільшення розміру краплі понад цю величину погіршує умови змішання компонентів, що призводить до часткового стікання рідин, що не прореагували [106, 161]. З іншого боку, малий розмір крапель компонентів ГУС може призвести до повного випару всієї рідини з розчину або до передчасної коагуляції гелеутворювача (полісилікату натрію) під час проходження ними крізь область горіння. Це призведе до неможливості гелеутворення у випадку змішання компонентів на твердих поверхнях. Стає важливим питання про найменший розмір крапель компонентів ГУС, що забезпечує ефективне гелеутворення.

У даному пункті буде промодельовано поведінку компонентів ГУС у процесі прольоту до поверхні гасіння. Метою дослідження є встановлення нижньої границі початкового розміру краплі компонентів ГУС, що надійно забезпечить процес гелеутворення на поверхні твердого горючого матеріалу (ТГМ). Для цього необхідно розглянути задачу про випар краплі водяного розчину солі в гарячому газовому середовищі. Для випадку чистої води ця задача давно вирішена. Будемо діяти аналогічно, використовуючи тільки рівняння балансу мас і енергії, замінюючи рівняння руху газових компонентів умовою ізобарності процесу, фактично розглядаючи процес випару як квазірівноважний. Отримані результати було викладено у роботі [24].

Написання відповідних рівнянь балансу вимагає вміння розраховувати потоки маси водяної пари й тепла між поверхнею краплі та зовнішнім середовищем. Вирішення цієї проблеми в наближенні сферично симетричного граничного шару відомо. Згідно із цими уявленнями із краплею води пов'язані два приповерхових сферичних граничних шари: дифузійний (товщиною δ_D) і температурний (товщиною δ_T). Обидва шари позначені на схемі (рис. 5.4).

Дифузійний шар містить надлишок водяної пари, парціальний тиск якої на зовнішній границі шару збігається з його атмосферним значенням $p_{v0}(r)$, а тиск пари на внутрішній границі шару (безпосередньо біля поверхні краплі) дорівнює $p_{s,c}(T_d, g_c)$, Па, де $p_{s,c}(T, g_c)$ – тиск насиченої пари води над

поверхнею водяного розчину солі за абсолютної температури T і масової частки солі у розчині g_c ; T_d – абсолютна температура поверхні краплі, К.

У квазістаціонарному режимі випаровування, що реалізується в нашій ситуації, потік маси водяної пари J_v ($\text{кг}\cdot\text{с}^{-1}$) від краплі у газове середовище описується співвідношенням

$$J_v = 2\pi \cdot r_d \cdot \bar{D} \cdot \frac{\mu_w \cdot p}{R \cdot \bar{T}} \cdot (Nu_D + 2) \cdot \ln\left(\frac{p - p_{v0}}{p - p_{c.s}(T_d, g_c)}\right), \quad (5.68)$$

де r_d – радіус краплі, м; p – загальний атмосферний тиск, Па; \bar{T} – середнє значення абсолютної температури газового середовища у дифузійному шарі, К.

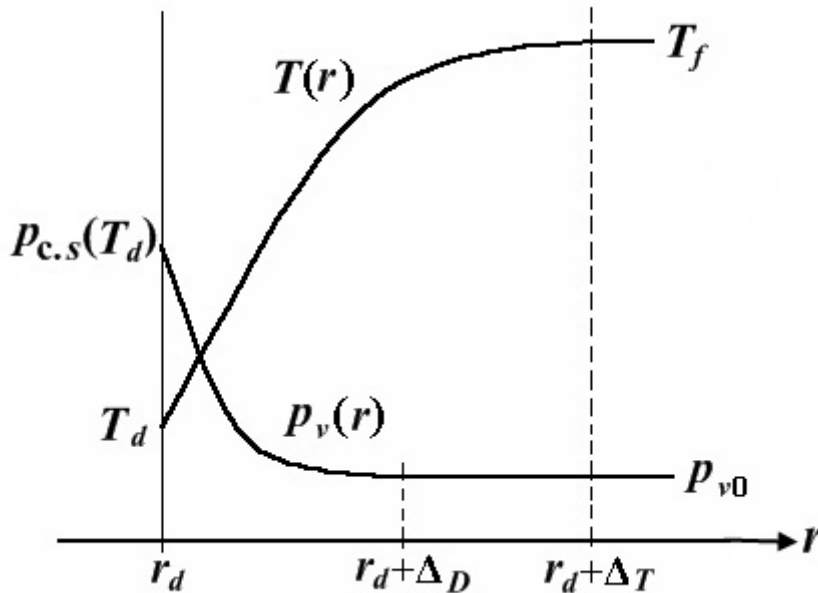


Рис. 5.4 - Схема залежності температури газового середовища $T(r)$ і парціального тиску водяної пари $p_v(r)$ від відстані r від центру краплі

Осереднене значення коефіцієнта дифузії пари у газовому середовищі дифузійного шару \bar{D} визначається формулою

$$\bar{D} = \frac{\bar{T}}{\frac{r_d \cdot (r_d + \delta_D)}{\delta_D} \int_{r_d}^{r_d + \delta_D} \frac{T(r)}{D(T(r)) \cdot r^2} dr}, \quad \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1},$$

у якій змінна інтегрування « r » являє собою відстань від центру краплі.

Дифузійний критерій Нуссельта Nu_D пов'язує ширину дифузійного

шару δ_D із характерною відстанню задачі ($2 \cdot r_d$) співвідношенням

$$\delta_D = \frac{2 \cdot r_d}{Nu_D}.$$

У квазістаціонарному режимі випару потік енергії Q (Вт) між краплею і зовнішнім середовищем описується співвідношенням:

$$Q = J_v \cdot \left[H_v(T_d) - \frac{H_v(T_f) - H_v(T_d)}{\exp(B') - 1} \right], \quad (5.69)$$

Тут символом B' позначено безрозмірну величину

$$B' \equiv \frac{J_v \cdot c_{pv}}{2\pi \cdot r_d \cdot \bar{\lambda} \cdot (Nu_T + 2)}. \quad (5.70)$$

Величина $\bar{\lambda}$ - середнє по температурному шару значення коефіцієнта теплопровідності парогазового середовища, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$. При виведенні співвідношення (5.69) допускалася лінійна залежність питомої масової ентальпії утворення водяної пари H_v , $\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1}$, від температури:

$$H_v(T) = H_v(T_d) + c_{p,v} \cdot (T - T_d), \quad (5.71)$$

де $c_{p,v}$ - питома масова ізобарна теплоємність пари, $\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$.

Температурний критерій Нуссельта Nu_T пов'язує ширину перехідного температурного шару δ_T із характерною відстанню задачі ($2 \cdot r_d$) співвідношенням

$$\delta_T = \frac{2 \cdot r_d}{Nu_T}.$$

Рівняння (5.68) і (5.69) пов'язують між собою п'ять величин – Q , J_v , g_c , r_d і T_d . Відсутніми трьома рівняннями, що замикають систему, є співвідношення, що відображають баланси мас двох компонентів розчину у краплі, та рівняння зміни ентальпії краплі. Розглянемо ці співвідношення.

Маса краплі розчину m_d складається з мас води m_w і солі m_c : $m_d = m_w + m_c$. Вважаючи, що у процесі випаровування маса солі у краплі залишається незмінною ($m_c = \text{const}$), із закону збереження речовини одержуємо

$$\frac{dm_d}{d\tau} = \frac{dm_w}{d\tau} = -J_v. \quad (5.72)$$

Звідси випливає, що швидкість зміни масової частки солі у краплі розчину задовольняє співвідношенню

$$\frac{dg_c}{d\tau} \equiv \frac{d}{d\tau} \left(\frac{m_c}{m_w + m_c} \right) = -\frac{m_c}{(m_w + m_c)^2} \frac{dm_w}{d\tau} = g_c \cdot \frac{J_v}{m_d} = g_c \cdot \frac{J_v}{\rho \cdot V_d}, \quad (5.73)$$

де $\rho(g_c)$ – відома густина розчину краплі, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$ (залежність $\rho(T)$ не розглядається через відносну малість відповідних змін); V_d - об'єм краплі, м^3 .

Для одержання швидкості зміни розміру краплі розглянемо швидкість зміни її маси:

$$\frac{dm_d}{d\tau} = \frac{d(\rho \cdot V_d)}{d\tau} = \frac{d\rho}{d\tau} \cdot V_d + \rho \cdot \frac{dV_d}{d\tau} = \frac{\partial \rho}{\partial g_c} \cdot \frac{dg_c}{d\tau} \cdot V_d + \rho \cdot \frac{dV_d}{d\tau}. \quad (5.74)$$

Зі співвідношень (5.72)-(5.74) випливає, що

$$\rho \cdot \frac{dV_d}{d\tau} = -J_v \cdot \left(1 + \frac{\partial \rho}{\partial g_c} \cdot \frac{g_c}{\rho} \right). \quad (5.75)$$

Останнім із рівнянь балансу є перший закон термодинаміки, відповідно до якого в розглянутому ізобарному процесі тепловий потік крізь поверхню краплі забезпечується за рахунок зміни її ентальпії, тобто

$$\begin{aligned} Q &= -\frac{d}{d\tau} [H_{wc}(T_d, g_c) \cdot m_d] = -\left[\frac{\partial H_{wc}}{\partial g_c} \cdot \frac{dg_c}{d\tau} + \frac{\partial H_{wc}}{\partial T} \cdot \frac{dT_d}{d\tau} \right] \cdot m_d - H_{wc} \cdot \frac{dm_d}{d\tau} = \\ &= -c_{p,wc} \cdot m_d \cdot \frac{dT_d}{d\tau} + J_v \cdot \left[H_{wc} - \frac{\partial H_{wc}}{\partial g_c} \cdot g_c \right], \end{aligned} \quad (5.76)$$

де $H_{wc}(T, g_c)$ – питома масова ентальпія утворення розчину солі, $\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1}$;

$c_{p,wc}(T, g_c) = \left(\frac{\partial H_{wc}}{\partial T} \right)_p$ – питома масова теплоємність розчину, $\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$.

(При перетвореннях рівняння (5.76) було використано співвідношення (5.72) і (5.73)).

Об'єднавши формули (5.69), (5.76), використовуючи розкладання (5.71), можна одержати рівняння, що задає швидкість зміни температури

краплі:

$$m_d \cdot c_{p,wc} \cdot \frac{dT_d}{d\tau} = J_v \cdot \left[-\Delta H + \frac{c_{p,v} \cdot (T_f - T_d)}{\exp(B') - 1} \right], \quad (5.77)$$

де

$$\begin{aligned} \Delta H &\equiv H_v(T_d) - H_{wc}(T_d, g_c) + \frac{\partial H_{wc}}{\partial g_c} \cdot g_c \approx \\ &\approx H_v(T_d) - H_{wc}(T_d, 0) = H_v(T_d) - H_w(T_d) \equiv \Delta H_v, \end{aligned} \quad (5.78)$$

а H_w і ΔH_v являють собою питомі ентальпії утворення рідкої фази води і теплоту паротворення води відповідно, Дж·кг⁻¹.

Зі співвідношень (5.78) прямо випливає, що відмінність теплоти утворення водяної пари із розчину солі та з чистої води

$$\Delta H - \Delta H_v = -\frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 H_{wc}}{\partial g_c^2} \cdot g_c^2 + o(g_c^2)$$

є величиною не нижче другого порядку по g_c , тобто є істотним тільки за значних концентрацій солі у розчині.

Для однозначного розв'язання задачі уточнімо деякі із залежностей. Надалі будемо вважати, що розчин солі поводить себе як ідеальний. У цьому випадку тиск насиченої пари води над поверхнею розчину $p_{c,s}(T, g_c)$ є пропорційним мольній частці води у розчині ($g_{\mu,w}$), тобто

$$p_{c,s}(T, g_c) = g_{\mu,w}(g_c) \cdot p_{0,s}(T), \quad (5.79)$$

де $p_{0,s}(T)$ - відома величина тиску насиченої пари води над чистою водою. Мольну частку води у масових частках можна представити у вигляді

$$g_{\mu,w}(g_c) = 1 - \frac{g_c \cdot \mu_w}{\mu_c - (\mu_c - \mu_w) \cdot g_c},$$

де μ_c - молярна маса солі (відзначимо, що у випадку CaCl_2 молярна маса дорівнює $\mu_c = 0,111$ кг·моль⁻¹, у випадку $\text{Na}_2\text{O} \cdot 2,7 \cdot (\text{Si}_2) - \mu_c = 0,224$ кг·моль⁻¹).

Розв'язок задачі вимагає визначення величин критеріїв подібності Шервуда (Nu_D) і Нуссельта (Nu_T), які тісно пов'язані з характером обтікання краплі газовим середовищем. Скористаємося тим, що внаслідок подібності явищ дифузії речовини і дифузії енергії залежність критерію Шервуда від

критеріїв Рейнольдса (Re) і Шмідта (Sc) та залежність критерію Нуссельта від критеріїв Рейнольдса (Re) і Прандтля (Pr) збігаються. Надалі, використовуючи незначну відмінність критеріїв Шмідта (Sc) і Прандтля (Pr) у газовому середовищі, будемо оцінювати критерії подібності Шервуда й Нуссельта однаковим критеріальним рівнянням:

$$Nu_T = Nu_D = \begin{cases} 2 \cdot (1 + 0,08 \cdot Re^{2/3}), & Re \leq 200 \\ 0,54 \cdot Re^{1/2}, & Re > 200. \end{cases} \quad (5.80)$$

Тут критерій Рейнольдса розраховується за формулою

$$Re = \frac{w \cdot (2 \cdot r_d)}{v_g}, \quad (5.81)$$

де w - швидкість руху краплі відносно газового середовища, $m \cdot s^{-1}$; v_g - коефіцієнт кінематичної в'язкості газового середовища, $m^2 \cdot s^{-1}$.

Відзначимо відразу, що наслідком збігу дифузійного і теплового критеріїв Нуссельта ($Nu_D = Nu_T$) є спрощення виду параметра B' (5.70), що супроводжується зникненням залежності B' від розмірів краплі.

Рівняння (5.73), (5.75) та (5.77) (з урахуванням співвідношень, що описують зв'язки величин), за умови задання початкової маси й температури краплі, а також концентрації солі у розчині, однозначно описують процес випаровування краплі розчину. Для подальшого аналізу процесу випаровування краплі трансформуємо ці рівняння. В якості шуканої невідомої величини замість радіуса краплі візьмемо площу її поверхні $s = 4\pi \cdot r_d^2$, і для компактності запису введемо функцію

$$G(T_d, s, g_c) \equiv 2 \frac{J_v}{\rho \cdot r_d} = 4\pi \cdot \bar{D} \cdot \frac{\mu_w \cdot P}{\rho \cdot R \cdot T} \cdot (Nu_D + 2) \cdot \ln \left(\frac{p - p_{v0}}{p - p_{c,s}(T_d, g_c)} \right), \quad (5.82)$$

яка є характерною швидкістю зміни площі поверхні краплі. У результаті рівняння (5.75), (5.77) набудуть вигляду:

$$\frac{ds}{d\tau} = -G \cdot \left(1 + \frac{\partial \rho}{\partial g_c} \cdot \frac{g_c}{\rho} \right). \quad (5.83)$$

$$s \cdot \frac{dT_d}{d\tau} = \frac{3}{2 \cdot c_{p,wc}} \cdot G \cdot \left[-\Delta H + \frac{c_{p,v} \cdot (T_f - T_d)}{\exp(B') - 1} \right]. \quad (5.84)$$

Замість рівняння (5.73) використаємо умову незмінності маси солі у краплині під час випаровування. Дійсно

$$m_c = g_c \cdot m_d = g_c \cdot \rho(g_c) \cdot V_d = g_c \cdot \rho(g_c) \cdot \frac{4\pi}{3} \cdot r_d^3 = g_c \cdot \rho(g_c) \cdot \frac{s^{3/2}}{6 \cdot \sqrt{\pi}} = \text{const.}$$

Звідси випливає, що

$$s = s_0 \cdot \left(\frac{g_{c,0} \cdot \rho(g_{c,0})}{g_c \cdot \rho(g_c)} \right)^{2/3}, \quad (5.85)$$

де s_0 і $g_{c,0}$ - значення s і g_c у початковий момент часу.

Відзначимо, що у вираженні у квадратних дужках у правій частині рівняння (5.84) відсутня явна залежність від розміру краплі. Крім того, цей вираз за малого вмісту солі у розчині (відповідно до співвідношень (5.78) і (5.79)) практично не залежить від g_c . Це означає, що поки концентрація солі в розчині залишається малою, процес випаровування, відповідно до формули (5.84), виходить і далі триває за постійної температури краплі $T_d = T_{st}$. Величина T_{st} є коренем рівняння

$$-\Delta H + \frac{c_{p,v} \cdot (T_f - T_d)}{\exp(B') - 1} = 0, \quad (5.86)$$

Під час розв'язання якого можна брати значення $g_c = 0$, що відповідає чистій воді. У цьому режимі функція G (5.82) слабо залежить від розміру краплі, у зв'язку із чим швидкість зміни площі поверхні краплі розчину, відповідно до рівняння (5.83), убуває практично лінійно за законом

$$s(\tau) = s_{0,st} - G_{st} \cdot \tau, \quad (5.87)$$

де символом $s_{0,st}$ позначена площа поверхні краплі на початку стаціонарного температурного режиму, а $G_{st}(T_{st}, s_{0,st}) \equiv G(T_{st}, s_{0,st}, 0)$.

Відзначимо, що характерний час виходу на стаціонарний режим значно менше часу перебування краплі в цьому режимі, у зв'язку із чим при оцінках можна приймати $s_{0,st} \approx s_0$.

Відзначимо, що, використавши співвідношення (5.70) і те, що межа $g_c = 0$ відповідає чистій воді, рівняння (5.86) зручніше представити у вигляді:

$$\ln \left(\frac{p - p_{v0}}{p - p_{0,s}(T_{st})} \right) = \frac{\bar{\lambda}}{D \cdot c_{p,v}} \cdot \frac{R \cdot \bar{T}}{\mu_w \cdot p} \cdot \ln \left(1 + \frac{c_{p,v} \cdot (T_f - T_{st})}{\Delta H_v(T_{st})} \right). \quad (5.88)$$

Рівняння (5.88) можна, знаючи залежність $T_s(p_v)$ (абсолютної температури насиченої водяної пари від її тиску p_v), розв'язувати стандартними методами (наприклад, методом послідовних наближень). Отримане значення $T_{st}(T_f)$ дозволяє оцінити характерну величину швидкості зменшення площі поверхні краплі:

$$G_{st} = 4\pi \cdot (Nu_D + 2) \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\rho_w \cdot c_{p,v}} \cdot \ln \left(1 + \frac{c_{p,v} \cdot (T_f - T_{st})}{\Delta H_v(T_{st})} \right), \quad (5.89)$$

де ρ_w – густина води, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$.

Знання величини G_{st} дозволяє, відповідно до формул (5.85), (5.87), оцінити час $\Delta\tau$ досягнення критичного значення концентрації солі $g_{c.cr}$ і максимальну дальність подачі гелеутворюючого розчину зі збереженням пожежогасної здатності: L_{max} :

$$\Delta\tau = \frac{s_0}{G_{st}} \cdot \left[1 - \left(\frac{g_{c.0} \cdot \rho(g_{c.0})}{g_{c.cr} \cdot \rho(g_{c.cr})} \right)^{2/3} \right]; \quad (5.90)$$

$$L_{max} = w \cdot \Delta\tau = \frac{w \cdot s_0}{G_{st}} \cdot \left[1 - \left(\frac{g_{c.0} \cdot \rho(g_{c.0})}{g_{c.cr} \cdot \rho(g_{c.cr})} \right)^{2/3} \right]. \quad (5.91)$$

Відповідно до формул (5.89)-(5.91) залежність L_{max} від початкового розміру краплі (в разі нехтування залежністю коефіцієнта кінематичної в'язкості газового середовища ν_g від температури у співвідношеннях (5.81)) можна представити у вигляді:

$$L_{max}(T_{st}, g_c, r_0) = f_{T,g}(T_{st}, g_c) \cdot f_r(r_0). \quad (5.92)$$

Вид функціональної залежності $f_r(r_0)$ від початкового розміру краплі r_0 (у найбільш поширеній межі $Re > 200$) є близьким до ступеневої

$$f_r(r_0) = \frac{s_0}{Nu_D + 2} \sim r_0^n, \quad (5.93)$$

із показником ступеня $n \approx 1,5$.

Описана вище система рівнянь (5.83)-(5.85) досліджувалася чисельно за допомогою середовища математичних розрахунків Matlab. Типові результати розрахунків представлені на рис. 5.5.

При чисельному моделюванні бралися типові під час пожежогасіння

значення параметрів процесу: загальний тиск $p = 1,0 \cdot 10^5$ Па; парціальний тиск водяної пари в газовому середовищі $p_{v0} = 0$ Па; питома теплоємність водяної пари $c_{p,v} = 2,0 \cdot 10^3$ Дж·кг⁻¹·К⁻¹; питома теплота паротворення $\Delta H_v = 2,3 \cdot 10^6$ Дж·кг⁻¹; коефіцієнт кінематичної в'язкості газового середовища $\nu_g = 3,5 \cdot 10^{-5}$ м²·с⁻¹; температура газового середовища $T_f = 1273$ К. Передбачалися температурні залежності: $\bar{\lambda}(\bar{T}) = 8,6 \cdot 10^{-5} \cdot \bar{T}$, Вт·м⁻¹·К⁻¹, і $\bar{D}(\bar{T}) = 4,9 \cdot 10^{-9} \cdot \bar{T}^{1.5}$, м²·с⁻¹. Бралася лінійна залежність густини розчину від масової частки солі: $\rho(g_c) = 1000 + 500 \cdot g_c$, кг·м⁻³. Також було взято значення початкової та критичної (кінцевої) концентрації солі, які дорівнювали, відповідно, $g_{c,0} = 0,1$ і $g_{c,cr} = 0,5$. Передбачалося, що швидкість крапель є сталою і дорівнює типовому для ручних пожежних стволів значенню: $w = 25$ м·с⁻¹.

Графіки (рис. 5.5) підтверджують збіг характеристик процесів випаровування крапель розчину і чистої води в широкому діапазоні концентрацій солі. Підтверджується існування режиму зі стаціонарною температурою випаровування і близького до лінійного характеру убуття з часом площі поверхні краплі.

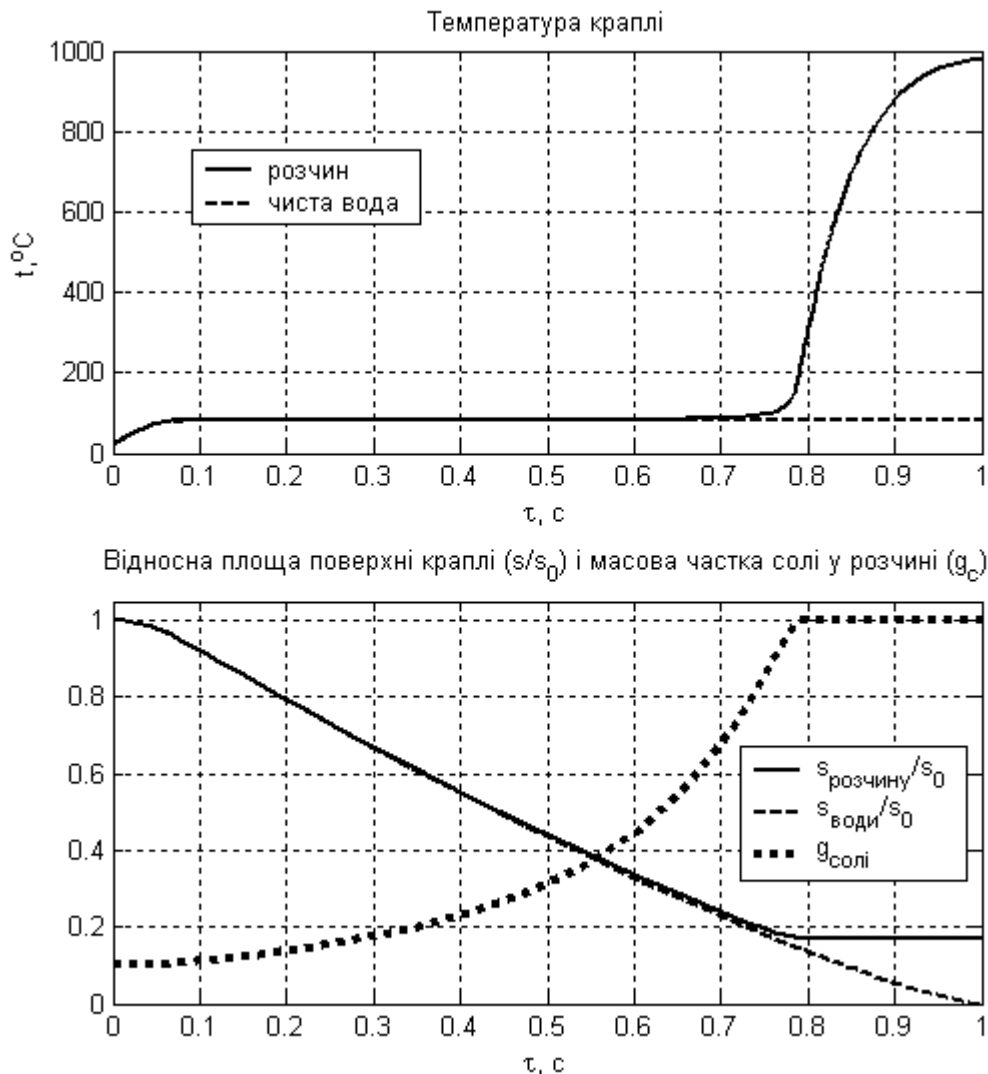


Рис. 5.5 - Залежності температури ($t, ^{\circ}\text{C}$), відносної площі поверхні (s/s_0) краплі розчину і чистої води, масової частки солі в розчині (g_c) від часу польоту краплі в газовому середовищі ($\tau, \text{с}$)

На рис. 5.6 представлено отриману на основі чисельного експерименту модельну залежність максимальної дальності польоту крапель від їх початкового радіуса за умов температур газового середовища 800 $^{\circ}\text{C}$ і 1000 $^{\circ}\text{C}$.

Подані залежності із відносним відхиленням у кілька відсотків апроксимуються ступеневою функцією

$$L_{\max} = f_t(t_f) \cdot r_0^n, \text{ м}, \quad (5.94)$$

в яку значення r_0 підставляються в міліметрах, із $f_t(800) = 64,4$, $f_t(1000) = 46,9$ і загальним показником ступеня $n = 1,58$. Як і передбачалося,

функція (5.94) є варіантом залежності (5.92).

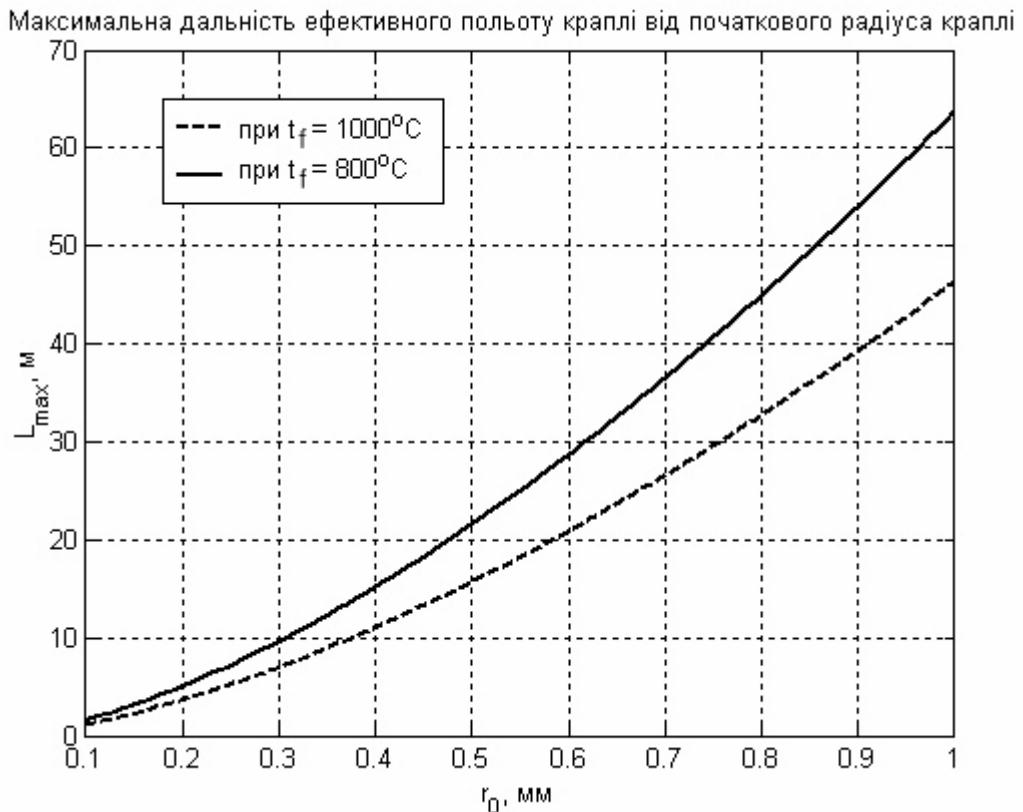


Рис. 5.6 - Залежність максимальної дальності польоту крапель розчину L_{max} , що забезпечує надійне гелеутворення на оброблюваних поверхнях, від початкового радіуса крапель r_0

5.1.4 Локалізація ландшафтних пожеж за допомогою захисних смуг, покритих гелеутворюючими сполуками

Однією з поширених надзвичайних ситуацій є ландшафтні пожежі. Вони характеризуються великими площами та периметрами горіння. Під час гасіння таких пожеж гостро стоїть питання захисту суміжних об'єктів та подальшого поширення горіння.

Одним із важливих етапів пожежогасіння є локалізація пожежі. У більшості випадків для локалізації пожежі використовується вода. Нею обробляють горючі матеріали уздовж фронту пожежі й тим самим зупиняють поширення полум'я.

Одним із недоліків води як вогнезахисного та вогнегасного засобу є її великі непродуктивні втрати внаслідок стікання з поверхонь, що підлягають захисту. Гладкі поверхні з матеріалів, що не просочуються, утримують лише $\sim 0,1 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-2}$ води [162]. Навіть за наявності змочувачів при 10 секундному забризкуванні цей показник не перевищує $\sim 0,5 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-2}$ води. Після випару з поверхні захисна дія води закінчується, що вимагає повторної подачі. Це суттєво збільшує витрати води на захист.

Цих недоліків позбавлені гелеутворюючі сполуки (ГУС) на основі водних розчинів. Маючи приблизно таку ж саму охолоджувальну здатність, що і вода, вони значно менше стікають з нахилених та вертикальних поверхонь, а після випаровування залишаються на поверхні у вигляді пористої сухої речовини (ксерогелю), яка ускладнює подальше поширення горіння.

В роботах [117, 163] було встановлено, що гелеподібні шари товщиною 1-2 мм захищають зразки деревини від прямого впливу полум'я протягом 3-20 хвилин. Також встановлено, що за товщини желеподібного шару більше 3,5 мм більшість ТГМ стають нездатними до полум'яного горіння. Ця обставина робить такі речовини перспективними для цілей локалізації пожежі.

У даному пункті буде розглянуто модель локалізації пожежі за допомогою ГУС, оцінено необхідна для цього кількість ГУС і проведено порівняння такої дії з можливостями води. Основні результати даного пункту викладено у роботі [18].

У більшості випадків ландшафтної пожежі передача тепла від фронту пожежі здійснюється випромінюванням. Розглянемо крупну розвинену пожежу у випадку, коли ширина її фронту L_f значно перевищує висоту полум'я h_f , так що на відстанях від фронту $x \ll L_f$ фронт пожежі можна вважати нескінченно широким. З метою визначення безпечної відстані від фронту пожежі знайдемо величину питомого променистого потоку q від полум'я до елемента опромінюваної поверхні, який знаходиться на відстані x від фронту на рівні землі ($z = 0$ на рисунку 5.7).

На рисунку 5.7 зображено схему теплообміну між елементом факела і елементом опромінюваної поверхні, на якій індекс 2 відповідає елементу опромінюваної поверхні, індекс 1 відмічає елемент поверхні факела пожежі; \vec{n}_1 , \vec{n}_2 - одиничні вектори, спрямовані по нормалі до відповідних елементарних поверхонь; φ_1 , φ_2 - кути між нормаллю (\vec{n}_1 або \vec{n}_2) і вектором \vec{r} , який з'єднує елементарні поверхні; θ - кут між \vec{n}_2 і віссю OX , відрахований, як показано на рис. 5.7,б. Вважається, що вектор \vec{n}_2 лежить у площині XOZ . Така орієнтація поверхні 2 відповідає максимально можливому (щодо повертання навколо осі OX) сумарному променистому потоку, що падає на цю поверхню.

Результуючий питомий променистий тепловий потік на поверхні тіла, опромінюваного факелом пожежі, у випадку дифузійного відбиття випромінювання від поверхонь оцінюється співвідношенням [159]

$$q_\psi = q_0 \cdot \psi, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}, \quad (5.95)$$

де параметр q_0 задається формулою

$$q_0 = \varepsilon_f \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_f^4 - T^4), \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}, \quad (5.96)$$

у якій ε_f і ε - відносні випромінювальні здатності (ступені чорноти) факела полум'я й опромінюваного тіла відповідно; T_f - середня абсолютна температура поверхні факела, К; T - абсолютна температура оберненої до факела поверхні опромінюваного тіла, К.

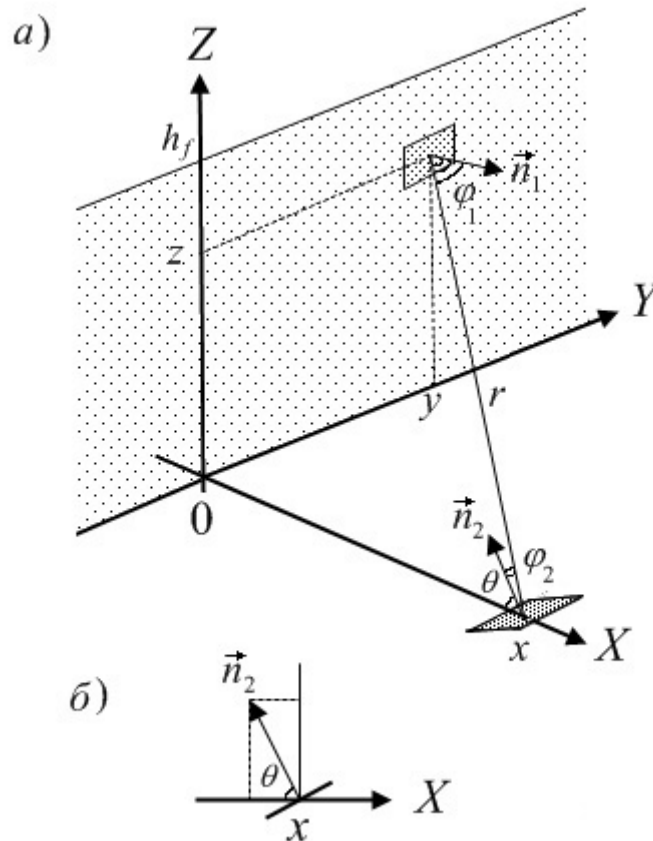


Рис. 5.7 - Схема променистого теплообміну між елементом факела й елементом опромінюваної поверхні

Зразу відмітимо, що у переважній кількості випадків другим доданком у дужках формули (5.96) можна знехтувати, тобто з достатньою точністю можна вважати, що

$$q_0 = \varepsilon_f \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T_f^4, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}. \quad (5.97)$$

Безрозмірний множник ψ співвідношення (5.95) є середнім кутовим коефіцієнтом випромінювання опромінюваної ділянки на поверхню факела. Це у повній мірі геометричний фактор, який визначається за формулою [159]

$$\psi = \int_{F_1} \frac{\cos(\varphi_1) \cdot \cos(\varphi_2)}{\pi \cdot r^2} dF_1, \quad (5.98)$$

де інтеграл береться по всій площі F_1 випромінювача 1, яку видно з опромінюваної точки 2.

Візьмемо інтеграл (5.98), спираючись на схему ситуації, наданої на рис. 5.7.

Інтегрування по поверхні факелу конкретизується, як

$$\int_{F_1} dF_1 \rightarrow \int_0^{h_f} dz \int_{-\infty}^{\infty} dy. \quad (5.99)$$

У системі координат на рисунку 5.7 вектори нормалі мають представлення $\vec{n}_1 = [1, 0, 0]$, $\vec{n}_2 = [-\cos(\theta), 0, \sin(\theta)]$; вектор \vec{r}_{1-2} , спрямований із точки 1 до точки 2, має вигляд $\vec{r}_{1-2} = [x, -y, -z]$; зустрічний вектор \vec{r}_{2-1} задовольняє співвідношенню $\vec{r}_{2-1} = -\vec{r}_{1-2} = [-x, y, z]$.

Дані співвідношення дають можливість у явному вигляді виразити косинуси кутів формули (5.98), використовуючи формули скалярного добутку:

$$\cos(\varphi_1) = \frac{\vec{n}_1 \cdot \vec{r}_{1-2}}{r} = \frac{x}{r}, \quad \cos(\varphi_2) = \frac{\vec{n}_2 \cdot \vec{r}_{2-1}}{r} = \frac{x \cdot \cos(\theta) + z \cdot \sin(\theta)}{r}, \quad (5.100)$$

де $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ - абсолютна величина векторів \vec{r}_{1-2} і \vec{r}_{2-1} (відстань між точками 1 і 2), м.

Скориставшись співвідношеннями (5.99), (5.100), із загальної формули (5.98) отримуємо шукану залежність

$$\begin{aligned} \psi &= \int_0^{h_f} dz \int_{-\infty}^{\infty} dy \frac{x \cdot [x \cdot \cos(\theta) + z \cdot \sin(\theta)]}{\pi \cdot [x^2 + y^2 + z^2]^2} = \\ &= \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{h_f}{\sqrt{x^2 + h_f^2}} \cdot \cos(\theta) + \frac{\sqrt{x^2 + h_f^2} - x}{\sqrt{x^2 + h_f^2}} \cdot \sin(\theta) \right]. \end{aligned} \quad (5.101)$$

Змінюючи орієнтацію (кут θ), можна реалізувати $\psi_{\max}(x)$ - максимально можливе значення ψ на даній відстані x . Із умови екстремальності $\frac{\partial \psi}{\partial \theta} = 0$ знаходимо, що кут θ_{\max} , на якому реалізується максимум, задовольняє співвідношенню

$$\operatorname{tg}(\theta_{\max}) = \sqrt{1 + \left(\frac{h_f}{x}\right)^2} - 1. \quad (5.102)$$

Відповідне значення кутового коефіцієнта ψ дорівнює

$$\psi_{\max}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{h_f}{x}\right)^2}}}. \quad (5.103)$$

Таким чином, максимально можливе значення питомого теплового потоку, який на відстані x може отримувати опромінюваний об'єкт, згідно із формулою (5.95), дорівнює

$$q_{\psi.\max}(x) = q_0 \cdot \psi_{\max}(x). \quad (5.104)$$

Умовою непоширення полум'я крізь смугу захисту є неможливість загоряння горючих матеріалів, як у межах, так і за межами смуги. У межах смуги відсутність загоряння забезпечується додатковими діями по недопущенню загоряння; за межами смуги загоряння не відбувається через недостатню інтенсивність теплового впливу пожежі. Загоряння не станеться, якщо величина питомого результуючого теплового потоку q буде нижче критичного значення q_{cr} . Для більшості твердих горючих матеріалів нижня межа інтенсивності теплового випромінювання, достатня для займання за умов довготривалого впливу джерела випромінювання, перевищує $7,5 \text{ кВт}\cdot\text{м}^{-2}$. (Значення $q_{cr} = 7,5 \text{ кВт}\cdot\text{м}^{-2}$ відповідає можливості загоряння сильно висушеної трави.)

Розв'язавши рівняння

$$q_{\psi.\max}(x_{cr}) = q_{cr},$$

можна знайти мінімальну безпечну ширину x_{cr} вогнезахисної смуги.

Останньому рівнянню, згідно зі співвідношенням (5.95), можна надати вигляду

$$\psi_{\max}(x_{cr}) = \psi_{cr}, \quad (5.105)$$

де введено параметр

$$\psi_{cr} = \frac{q_{cr}}{q_0}, \quad (5.106)$$

який практично в усіх значущих ситуаціях задовольняє нерівності $\psi_{cr} \ll 1$.

Використавши співвідношення (5.103) під час розв'язання рівняння (5.105), отримуємо, що у нашому випадку мінімальна безпечна товщина вогнезахисної смуги дорівнює

$$x_{cr} = \frac{h_f}{2} \cdot \frac{1 - 2 \cdot \psi_{cr}^2}{\psi_{cr} \cdot \sqrt{1 - \psi_{cr}^2}} = \frac{h_f}{2 \cdot \psi_{cr}} \cdot \left[1 + O(\psi_{cr}^2) \right], \quad (5.107)$$

де запис $O(Z)$ означає величину порядку Z .

Надамо оцінку критичної ширини вогнезахисної смуги у випадку лісової пожежі. Якщо $h_f = 5$ м, $T_f = 1300$ К, $\varepsilon_f = 0,8$, $\varepsilon = 0,8$, $q_{cr} = 12600$ Вт·м², то $q_0 = 103600$ Вт·м², $\psi_{cr} = 0,122$, $x_{cr} = 20,0$ м.

Для визначення кількості вогнезахисної речовини, якою треба покрити вогнезахисну смугу, щоб уникнути запалювання, розрахуємо надлишковий тепловий потік, від якого треба захиститися. У розрахунку на 1 м довжини фронту він дорівнює

$$\begin{aligned} Q_L &= \int_0^{x_{cr}} [q_{\psi, \max}(x) - q_{cr}] \cdot dx = q_0 \cdot \int_0^{x_{cr}} [\psi_{\max}(x) - \psi_{cr}] \cdot dx = \\ &= \frac{q_0 \cdot h_f}{2} \cdot \left[\ln \left(\frac{1}{2 \cdot \psi_{cr}} \right) + C + O(\psi_{cr}^2) \right], \end{aligned} \quad (5.108)$$

де

$$C = \int_0^{\infty} \left[\sqrt{2} \cdot \sqrt{1 - \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}} - \frac{1}{x+1} \right] \cdot dx - 1 \approx -0,081. \quad (5.109)$$

У випадку вибраних вище значень параметрів лісової пожежі $Q_L = 345000$ Вт·м⁻¹.

Знаючи Q_L , можна оцінити кількість надлишкової променистої теплової енергії, що потрапляє на захисну смугу за характерний час Δt дії пожежі. Як правило, пожежне навантаження має час вигорання від 15 до 30 хвилин. Враховуючи, що інтенсивність горіння спочатку зростає, а потім зменшується, в якості характерного часу дії візьмемо $\Delta t = 15$ хвилин. В результаті для надлишкової енергії в розрахунку на 1 м фронту отримаємо значення $E_L = Q_L \cdot \Delta t = 311 \cdot 10^6$ Дж·м⁻¹.

Якщо підтримувати захисну смугу за допомогою води, то треба подати таку її кількість, щоб за рахунок нагрівання і випаровування поданої води компенсувати надлишкову теплову енергію. Кількість енергії, необхідна для нагрівання 1 кг води від початкової температури $t_0 = 20$ °С до температури

кипіння $t_s = 100$ °C і подальшого повного випаровування, дорівнює

$$Q_s = c_{p.w} \cdot (t_s - t_0) + \Delta H_v = 4,18 \cdot 80 + 2254 = 2590 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1},$$

де $c_{p.w} = 4,18 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$; $\Delta H_v = 2254 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$.

Якщо врахувати, що коефіцієнт ефективності використання води k_{eff} не перевищує 10 %, тобто оптимістичне $k_{eff} = 0,1$, то практична (розрахована на одиницю реально витраченої води) величина енергії, яку вдається компенсувати, дорівнює $Q_{s.pract} = k_{eff} \cdot Q_s \approx 260 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$. Це означає, що практична кількість води (в розрахунку на 1 м фронту пожежі), яку необхідно подавати на захисну смугу для запобігання загорянню, дорівнює

$$M_{L.pract} = \frac{E_L}{Q_{s.pract}} = \frac{311 \cdot 10^3}{260} = 1200 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-1}.$$

Для захисту тієї ж площі гелієвою вогнезахисною сполукою необхідно нанести на поверхню шар гелю товщиною 3,5 мм. З урахуванням нерівності реальних поверхонь приймемо товщину вогнезахисного гелієвого шару $h_{gl} = 5$ мм. У цьому випадку об'єм гелю, необхідний для покриття 1-го метра довжини ділянки смуги, що локалізує пожежу, становитиме

$$V_L = h_{gl} \cdot x_{cr} = 0,005 \cdot 20 = 0,1 \text{ м}^3 \cdot \text{м}^{-1}.$$

Вказаний об'єм відповідає масі гелю $M_{L.gl} = \rho_{gl} \cdot V_L \approx 1250 \cdot 0,1 = 125 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-1}$. Відзначимо, що товщина шару гелю на ділянках захисної смуги з невеликими надлишковими потоками може бути зменшена. Через цю обставину реальна кількість гелю, необхідна для вогнезахисту, також може бути зменшена.

Порівнюючи $M_{L.pract}$ з $M_{L.gl}$, бачимо, що у даному випадку необхідна маса води у $M_{L.pract} / M_{L.gl} \approx 10$ разів перевищує відповідну масу гелю. Основною причиною такої ситуації є низький коефіцієнт використання води $k_{eff} = 0,1$.

5.2 Захист зернистим покриттям

У даному підрозділі буде розглянуто захисну дію зернистого покриття. Спочатку буде досліджуватися загальна проблема дифузії газу крізь таке середовище. Далі буде розглянута задача неізотермічної дифузії парів рідини через покриваючий її шар зернистого матеріалу. Буде оцінено протипожежну дію такого шару за умов покриття ним горючої рідини, з метою запобігання запалюванню. Останньою буде досліджена захисна дія двохшарового

покриття, що складається із зернистого шару й нанесеного на нього зверху гелієвого шару.

5.2.1 Уповільнення масопереносу зернистим середовищем

Одним із можливих способів уповільнення процесу масопереносу від джерела небезпечної речовини (наприклад, парів пального або отрути), є засипання його (наприклад, щебенем). У результаті над джерелом формується зернистий шар, що сповільнює процеси масопереносу. Відносна легкість даного способу захисту робить актуальним дослідження закономірностей масопереносу крізь зернисте середовище. Задача полягає у знаходженні зв'язку між інтенсивністю масопереносу і характеристиками зернистого середовища.

Зазначена проблема окремо не досліджувалася. Зазвичай зернисте середовище просто характеризувалося коефіцієнтом дифузії, значення якого визначалося дослідним шляхом. Зі структурних залежностей постулювалась пропорційність цього коефіцієнта коефіцієнту дифузії у просторі без засипання, подовженню шляху дифузії, пов'язаному з обходом зерен, і об'ємній частці порожнин, що пронизують зернисте середовище.

Як буде доведено в пункті, останнє припущення дає тільки верхню границю значення коефіцієнта дифузії крізь зернисте середовище. Викладені тут результати опубліковані в роботі [30].

У даному пункті розглядається стаціонарний ізотермічний масоперенос, здійснюваний винятково по порожнечках зернистого матеріалу з відомою (регулярною або випадковою) структурою. Вважається, що характерна ширина порожнеч перевищує довжину вільного пробігу мікрочастинок переносимої речовини. Плоский зернистий шар має товщину Δh , м. Значення концентрації переносимої речовини на зовнішніх границях шару φ_1 і φ_2 , моль·м⁻³ - задані сталі величини (для визначеності приймається, що $\varphi_1 > \varphi_2$). Вважається, що перепад тисків між сторонами шару є нехтовно малим, внаслідок чого масоперенос має виключно дифузійний характер. Коефіцієнт дифузії переносимої речовини у вільному просторі D , м²·с⁻¹, заданий. Необхідно розрахувати потік компонента J_μ , моль·с⁻¹, крізь площадку зернистого матеріалу заданої площі F , м².

Задача зводиться до розгляду наслідків застосування рівняння дифузії (рівняння Фіка) у стаціонарних умовах у порах зернистого середовища. Для прояснення ситуації розіб'ємо картину потоку компонента на малі однозв'язні трубки струму. (Для шарів кінцевої товщини таке розбиття завжди є можливим.) Схематичне зображення такої трубки представлено на рис. 5.8.

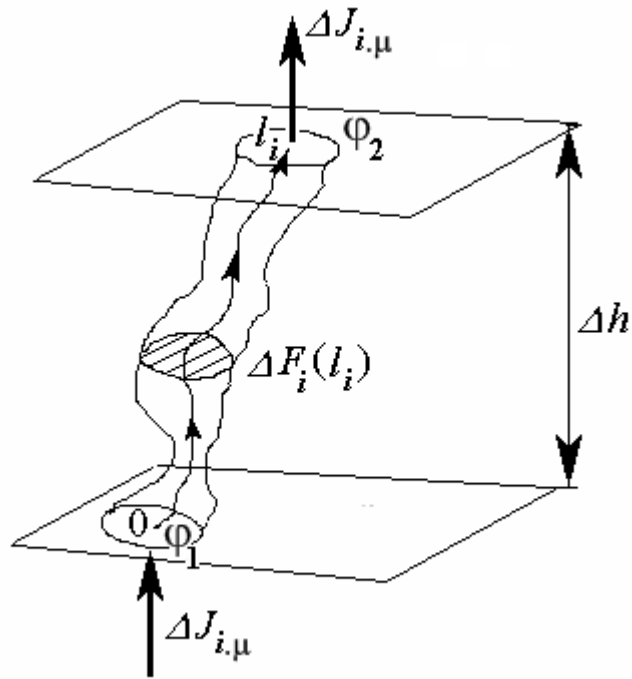


Рис. 5.8 - Схематичне зображення i -ї трубки струму крізь плоский шар зернистого середовища

Трубки позначаються індексом « i ». Стрілками укавано напрямок масопереносу, уздовж якого відраховується довжина шляху масопереносу l_i у даній трубці струму; заштрихований переріз трубки струму відповідає поверхні рівних концентрацій, його площа позначається ΔF_i . Нагадаємо, що твірні бічних сторін трубок струму є паралельними векторам градієнта концентрації компонента, тому масоперенос здійснюється тільки уздовж трубок струму. У зв'язку з цією обставиною у стаціонарних умовах наслідком закону збереження кількості компонента є незмінність потоку компонента $\Delta J_{i,\mu}$, моль·с⁻¹, крізь будь-який поперечний переріз трубки струму.

Описані вище обставини означають, що рівнянню Фіка для i -ї трубки струму можна надати вигляду:

$$-D \cdot \frac{\partial \varphi(l_i)}{\partial l_i} = \frac{\Delta J_i}{\Delta F_i(l_i)}, \quad (5.110)$$

де l_i – відстань від нижньої поверхні шару до даної точки, відміряна уздовж i -ї трубки струму, м (див. рис. 5.8); $\varphi(l_i)$ - концентрація компонента в даній точці, моль·м⁻³; ΔF_i - площа перерізу трубки струму поверхнею рівних концентрацій, м².

Проінтегруємо рівняння (5.110) уздовж відповідної трубки струму від однієї поверхні шару до іншої. У результаті, після алгебраїчних перетворень, одержимо вираз для потоку компонента крізь дану трубку струму

$$\Delta J_{i,\mu} = \frac{D \cdot \Delta\varphi}{\int_0^{\Delta l_i} \frac{dl_i}{\Delta F_i(l_i)}} = D \cdot \frac{\Delta\varphi}{\Delta h} \cdot \frac{\overline{(\cos(\theta))}_i}{\left(\frac{1}{\Delta F}\right)_i}, \quad (5.111)$$

де $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ – перепад концентрацій компонента на дифузійному шарі, моль·м⁻³; Δl_i – відстань між поверхнями шару, узята уздовж трубки струму, м; тут і далі лінією над виразом позначено усереднення виразу уздовж відповідної трубки струму, тобто

$$\overline{\left(\frac{1}{\Delta F}\right)}_i = \frac{1}{\Delta l_i} \cdot \int_0^{\Delta l_i} \frac{dl_i}{\Delta F_i(l_i)} \quad (5.112)$$

- середнє значення зворотної площі перерізу i -ї трубки струму, м⁻²; $\cos(\theta)$ – спрямовуючий косинус вектора щільності потоку компонента у напрямку нормалі до поверхні шару. У зв'язку із цим

$$\overline{(\cos(\theta))}_i = \overline{\left(\frac{dh_i}{dl_i}\right)}_i = \frac{1}{\Delta l_i} \cdot \int_0^{\Delta l_i} \left(\frac{dh_i}{dl_i}\right) dl_i = \frac{1}{\Delta l_i} \cdot \int_0^{\Delta h} dh_i = \frac{\Delta h}{\Delta l_i} \quad (5.113)$$

(у формулі (5.113) dh_i – проекція елемента трубки струму dl_i на нормаль до граничних площин).

Використовуючи формулу (5.111), можна виразити повний потік компонента через площадку зернистого матеріалу заданої площі F у вигляді суми по всіх трубках струму, які починаються на цій площадці:

$$J_\mu = \sum_i \Delta J_{i,\mu} = D \cdot \Delta\varphi \cdot \sum_i \frac{1}{\int_0^{\Delta l_i} \frac{dl_i}{\Delta F_i(l_i)}} = D \cdot \frac{\Delta\varphi}{\Delta h} \cdot \sum_i \frac{\overline{(\cos(\theta))}_i}{\left(\frac{1}{\Delta F}\right)_i}. \quad (5.114)$$

Для подальших оцінок використаємо наступну загальну властивість усереднення довільних позитивних функцій:

$$\overline{\left(\frac{1}{\Delta F}\right)}_i \geq \frac{1}{\overline{(\Delta F)}_i}, \quad (5.115)$$

причому рівність реалізується за умови, що площа перерізу ΔF_i є постійною (не залежить від l_i).

Відмітимо, що середня площа перерізу $(\overline{\Delta F})_i$ прямо пов'язана з об'ємом i -ї трубки струму ΔV_i :

$$(\overline{\Delta F})_i = \frac{1}{\Delta l_i} \cdot \int_0^{\Delta l_i} \Delta F_i(l_i) dl_i = \frac{\Delta V_i}{\Delta l_i}. \quad (5.116)$$

Спільне застосування співвідношень (5.115), (5.116) до формули (5.114) дозволяє оцінити повний потік компонента

$$J_\mu \leq D \cdot \frac{\Delta \phi}{\Delta h} \cdot \sum_i (\overline{\cos(\theta)})_i \cdot \frac{\Delta V_i}{\Delta l_i} = D \cdot \frac{\Delta \phi}{\Delta h} \cdot F \cdot \sum_i [(\overline{\cos(\theta)})_i]^2 \cdot \frac{\Delta V_i}{\Delta V}, \quad (5.117)$$

де $\Delta V = F \cdot \Delta h$ - загальний об'єм зернистого шару, м³.

Для спрощення оцінки (5.117) скористаємося очевидним співвідношенням $[(\overline{\cos(\theta)})_i]^2 \leq 1$, у якому рівність настає тільки, якщо утворюючі трубки струму є прямими, спрямованими по нормалі до поверхні шару. У результаті, замінивши у (5.117) всі напрямні косинуси на одиниці, одержимо співвідношення

$$J_\mu \leq D \cdot \frac{\Delta \phi}{\Delta h} \cdot F \cdot r_V, \quad (5.118)$$

в якому величина

$$r_V = \frac{\sum_i \Delta V_i}{\Delta V}$$

являє собою загальну об'ємну частку проточних порожнин у розглянутому зернистому середовищі (пористість).

Проведений розгляд показав, що дифузію у зернистому середовищі можна описувати як дифузію в однорідному середовищі з ефективним коефіцієнтом дифузії D_{ef} , що задовольняє співвідношенню

$$D_{ef} = D \cdot \sum_i \frac{(\overline{\cos(\theta)})_i}{F \cdot \left(\frac{1}{\Delta F}\right)_i} \leq D \cdot \sum_i [(\overline{\cos(\theta)})_i]^2 \cdot \frac{\Delta V_i}{\Delta V} \leq D \cdot r_V. \quad (5.119)$$

Відмітимо, що при такому способі опису для визначення потоків компонента в розрахункових формулах необхідно використовувати дійсне значення концентрації компонента (у порожнинах, а не усередньому по зернистому матеріалу).

Отримані формули дають відносно простий інструмент для оцінок коефіцієнта дифузії (а отже й потоків речовини) у зернистому матеріалі у випадку регулярної структури цього матеріалу. Методика розрахунку полягає в максимально можливому збільшенні ширини трубок струму аж до границь порожнин і подальшому дослідженні властивостей одержуваних геометричних структур.

У випадку нерегулярної структури формули теж є вірними, однак аналіз ускладнюється складністю прогнозування маршруту елементарної трубки струму (складно визначити: «В яку із двох дотичних порожнин потрапить трубка?»). Має сенс змінити підхід. Розглядати не елементарні трубки струму, що проходять крізь весь шар, а максимально широкі трубки (дифузійні характеристики яких легко визначити), що пов'язують точки розгалуження. У результаті зазначена задача зведеться до задачі протікання струму по випадковій сітці опорів. Описані міркування можуть послужити основою для програми подальших досліджень.

5.2.2 Математичне моделювання неізотермічної дифузії пари горючої рідини крізь зернисте покриття

Одним із важливих напрямків діяльності оперативно-рятувальних підрозділів ДСНС є запобігання виникненню або обмеження поширення пожеж за участю горючих рідин. Проблемою, яку для цього необхідно вирішувати, є недопущення загоряння пари горючої рідини. Одним зі способів досягнення такої мети є неповна ізоляція парів, що зменшує їхню концентрацію і потік до безпечних величин. Можливим варіантом подібної часткової ізоляції є створення над поверхнею рідини шару матеріалу зернистої структури, що ускладнює перенос пари до зони ймовірного загоряння.

Зменшення концентрації пари горючих і токсичних рідин у повітрі досягається декількома способами. Цього можна досягти шляхом зменшення масштабу випару рідини або поглинанням її пари різними абсорбентами [164-166]. У більшості випадків як абсорбент парів рідини використовують воду. Вказаний метод реалізується постановкою водяних завіс.

Зменшити потік парів рідини так само можна рядом способів. До них відноситься зменшення площі випару або зменшення швидкості випару, граничним випадком якого є ізоляція рідини. Швидкість випару можна зменшити шляхом розведення небезпечної рідини проточною водою або нейтралізуючим розчином, а також введенням у рідку фазу згущувачів. До ізоляційних методів відноситься покриття дзеркала розливу полімерною плівкою.

Одним з основних методів є ізоляція вільної поверхні рідини повітряно-механічною піною. Піни, однак, як засіб ізоляції рідин мають ряд недоліків:

- існують труднощі з їх подачею на великі відстані;

- піни поступово руйнуються, особливо під час контакту з полярними рідинами;

- піни забруднюють нафту та нафтопродукти, що ускладнює їх подальше використання і переробку;

- більшість поверхнево-активних речовин, що входять до складу піноутворювачів, є екологічно небезпечними [128, 129].

Перераховані фактори призводять до збільшення витрати піни і нанесення втрат навколишньому середовищу

Варіантом усунення вказаних недоліків повітряно-механічних пін є використання для цілей ізоляції гелеутворюючих сполук (ГУС), спочатку запропонованих для цілей пожежогасіння. Нанесений на поверхню рідини гелеподібний шар забезпечує її ізоляцію. Зазвичай гель є щільнішим за рідину. У зв'язку із цим для забезпечення плавучості шару гелю в горючих рідинах було запропоновано використовувати легкий негорючий носій - гранульоване піноскло. Досліди показали, що бінарний шар піноскло-гель залишається стабільним на поверхні бензину протягом декількох діб.

Питання про ізолюючі властивості гелеподібного шару було розглянуто у роботі [29]. Створення бінарного шару є відносно складним процесом. У зв'язку з цією обставиною в роботі [153] досліджувався процес переносу пари горючої рідини у стаціонарному ізотермічному режимі крізь одиночний шар гранульованого піноскла. Отримані в [153] результати до власне неізотермічної ситуації загоряння, чітко кажучи, не є застосовними. Остання обставина ініціювала виконання роботи [35], зміст якої викладено у даному пункті.

Задачею, розглянутою у даному пункті, є побудова математичної моделі процесу неізотермічної дифузії парів рідини крізь виступаючий над її поверхнею шар зернистого матеріалу.

Просторова схема процесу представлена на рис. 5.9 [35].

Просторова координата x , м, направлена угору (у напрямку переносу парів). Значенню координати $x=0$ відповідає поверхня рідкої фази; координата $x=h$ відповідає зовнішній границі покриття, тобто величина h є товщиною шару дифузії пари у пористому матеріалі. Координата $x=x_D=h+\delta_D$ відзначає границю перехідного шару концентрації пари пального, δ_D - товщина концентраційного шару. При $x\geq x_D$ концентрація пари збігається з концентрацією в зовнішньому повітряному просторі. Аналогічно координата $x=x_T=h+\delta_T$ відзначає границю перехідного температурного шару; δ_T - товщина цього шару. При $x\geq x_T$ температура газового середовища збігається з температурою в зовнішньому повітряному просторі. Відзначимо, що в разі турбулентного характеру руху газового середовища $\delta_D=\delta_T$.

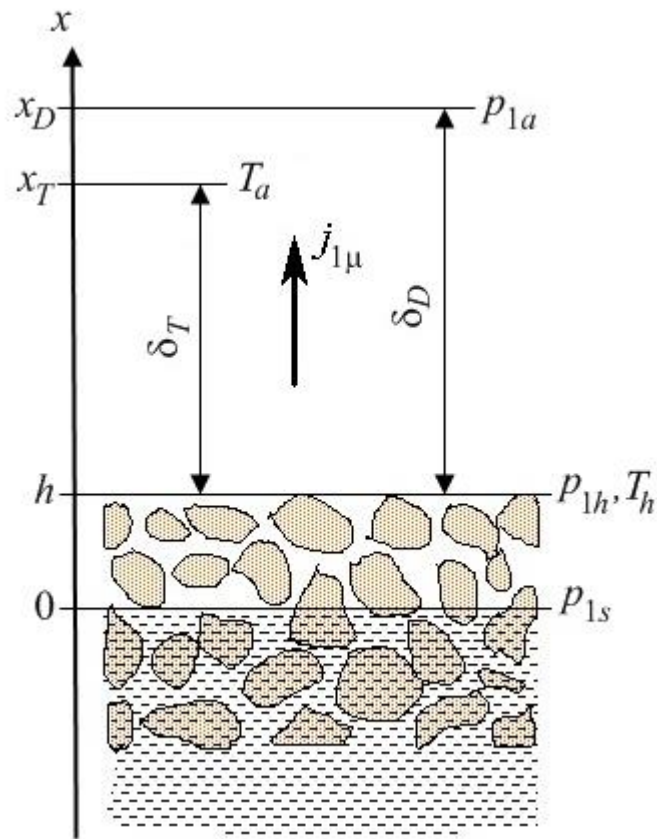


Рис. 5.9 - Просторова схема задачі переносу пари пального крізь шар пористого покриття. Заштриховано область, у якій перебуває рідина

Характеристики горючої рідини та її пари відзначаються індексом «1». Так, p_{1s} , p_{1h} і p_{1a} - парціальний тиск пари горючої рідини над її поверхнею, на рівні поверхні зернистого покриття й у зовнішньому повітряному просторі відповідно, Па. Параметр p_{1s} є тиском насиченої пари пального. Він пов'язаний з температурою на границі рідини $T(0, \tau)$ залежністю лінії насичення $p_{1s} = p_{1s}(T(0, \tau))$. T_h і T_a - абсолютна температура середовища на рівні поверхні зернистого покриття й у зовнішньому повітряному просторі, К. Символом $j_{1\mu}$ позначена поверхнева щільність молярного потоку пари горючої рідини, моль·с⁻¹·м⁻².

Відзначимо обставину, що дозволяє спростити розглянуту модель неізотермічного масопереносу від поверхні рідини в зовнішній повітряний простір. При загальному описі процесу, що впливають на перенос пари, характеризуються трьома часами. Першим є характерний час дифузії пари крізь зернистий шар

$$\tau_{D.gr} = \frac{h^2}{D_{gr}}, \quad (5.120)$$

де D_{gr} - коефіцієнт дифузії пари у повітрі крізь зернистий шар по його порожнинах, $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. Він пропорційний коефіцієнту дифузії пари пального в повітрі без гранул (D_a), $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ (дивись (5.119)):

$$D_{gr} \leq D_a \cdot \left(\frac{h}{l_m} \right)^2 \cdot r_V, \quad (5.121)$$

де r_V - об'ємна частка порожнин у зернистому середовищі, крізь які рухається пара рідини; l_m - середнє значення довжини трубки струму між поверхнями шару.

Другим характерним часом є час прогріву зернистого шару

$$\tau_{T.gr} = \frac{h^2}{a_{gr}}, \quad (5.122)$$

де a_{gr} - коефіцієнт температуропровідності зернистого шару, $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$.

У зв'язку з тим, що $D_{gr} \gg a_{gr}$, реалізується умова

$$\tau_{D.gr} \ll \tau_{T.gr}, \quad (5.123)$$

тобто усередині гранульованого шару реалізується квазістаціонарний режим масопереносу. Це означає, що якщо провести усереднення опису по інтервалах часу $\Delta\tau$, де

$$\tau_{D.gr} \leq \Delta\tau \ll \tau_{T.gr}, \quad (5.124)$$

то у кожен момент масоперенос у зернистому шарі можна розглядати як стаціонарний процес у повільно змінному полі температур.

Третім характерним часом є τ_a - загальний час устанавлення процесів тепло- та масопереносу у перехідних концентраційному й температурному шарах над поверхнею покриття. Цей час є єдиним для теплових і масопереносних процесів у зв'язку із загальним механізмом вирівнювання концентрацій та температур у власне газовому середовищі.

У більшості ситуацій

$$\tau_a \leq \tau_{D.gr}, \quad (5.125)$$

що дозволяє після усереднення опису по інтервалах часу $\Delta\tau$ розглядати поза зернистим шаром як квазістаціонарні процеси не тільки масо-, але й теплопереносу.

Виведемо формули, які у межах (5.124) описують досліджувані процеси. Спочатку розглянемо рівняння до процедури усереднення за часом Δt . Будемо вважати, що газове середовище складається із двох компонентів (пари пального (індекс «1») і чистого повітря (індекс «2»)), які поводять себе як ідеальний газ. У цьому випадку молярні концентрації компонент φ_1 і φ_2 , моль·м⁻³, задовольняють рівнянням стану ідеального газу:

$$\begin{aligned} p_1(x, \tau) &= \varphi_1(x, \tau) \cdot R \cdot T(x, \tau), \\ p_2(x, \tau) &= \varphi_2(x, \tau) \cdot R \cdot T(x, \tau), \end{aligned} \quad (5.126)$$

де p_1 і p_2 - парціальні тиски відповідних компонентів, Па; T - абсолютна температура середовища, К.

Щільності молярних потоків компонент суміші $j_{1\mu}$ і $j_{2\mu}$, моль·м⁻²·с⁻¹, мають дифузійну і загальну конвекційну (стефанівську) складові:

$$j_{1\mu}(x, \tau) = -D \cdot \frac{\partial \varphi_1(x, \tau)}{\partial x} + w(x, \tau) \cdot \varphi_1(x, \tau), \quad (5.127)$$

$$j_{2\mu}(x, \tau) = -D \cdot \frac{\partial \varphi_2(x, \tau)}{\partial x} + w(x, \tau) \cdot \varphi_2(x, \tau), \quad (5.128)$$

де $D(T)$ - коефіцієнт взаємної дифузії компонент, м²·с⁻¹; w - швидкість переносу газової суміші як цілого, м·с⁻¹. Відповідно до цього загальна щільність молярного потоку часток газу j_μ дорівнює

$$j_\mu = j_{1\mu} + j_{2\mu} = -D \cdot \frac{\partial(\varphi_1 + \varphi_2)}{\partial x} + w \cdot (\varphi_1 + \varphi_2). \quad (5.129)$$

Рівняння (5.126)-(5.128) доповнюються умовою сталості загального тиску p :

$$p = p_1(x, \tau) + p_2(x, \tau) = \text{const}. \quad (5.130)$$

Скориставшись співвідношеннями (5.126), виключимо з опису концентрації компонент. У цьому варіанті, в разі нехтування зазвичай малою термодифузиею, питомі потоки компонентів дорівнюють

$$j_{1\mu} = -\frac{D}{R \cdot T} \cdot \frac{\partial p_1}{\partial x} + w \cdot \frac{p_1}{R \cdot T}, \quad (5.131)$$

$$j_{2\mu} = -\frac{D}{R \cdot T} \cdot \frac{\partial p_2}{\partial x} + w \cdot \frac{p_2}{R \cdot T}. \quad (5.132)$$

Склавши співвідношення (5.131), (5.132) і скориставшись незмінністю загального тиску (5.130), одержимо зв'язок загальної щільності потоку часток (5.129) з величиною стефанівської швидкості переносу w :

$$j_{\mu} = j_{1\mu} + j_{2\mu} = \frac{w}{R \cdot T} \cdot p. \quad (5.133)$$

Далі проведемо усереднення за часом $\Delta\tau$, що задовольняє умові (5.124). Як відзначалося раніше, у цьому наближенні потоки компонент стають стаціонарними і, як наслідок, незалежними від просторової координати. Врахувавши, що потік повітряного компонента біля поверхні випаровування дорівнює нулю, використовуючи однорідність потоку, ми скрізь у досліджуваній області одержимо значення

$$j_{2\mu} = 0, \quad (5.134)$$

і, отже,

$$j_{1\mu} = j_{\mu} = \frac{w}{R \cdot T} \cdot p. \quad (5.135)$$

Рівняння (5.135) дозволяє, позбувшись швидкості w у рівнянні (5.131), переписати останнє у вигляді:

$$\frac{dp_1}{p - p_1} = -j_{1\mu} \cdot \frac{R}{p} \cdot \frac{T}{D} \cdot dx. \quad (5.136)$$

Проінтегрувавши рівняння (5.136) в області однорідності (дивися рис. 5.10), одержимо вираз щільності потоку пари пального через парціальний тиск цієї пари $p_{1d} = p_1(x_d)$ і $p_{1u} = p_1(x_u)$ на нижній та верхній границях області та ширину області $\Delta x = x_u - x_d$:

$$j_{1\mu} = \frac{p}{R} \cdot \left(\overline{\frac{T}{D}} \right)^{-1} \cdot \frac{1}{\Delta x} \cdot \ln \left(\frac{p - p_{1u}}{p - p_{1d}} \right), \quad (5.137)$$

де риска над величиною означає середнє значення величини на відповідній ділянці:

$$\left(\overline{\frac{T}{D}} \right) \equiv \frac{1}{\Delta x} \int_{x_d}^{x_u} \frac{T}{D(T)} dx. \quad (5.138)$$

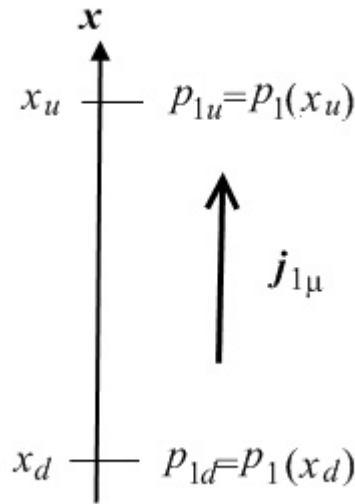


Рис. 5.10 - Просторова схема задачі переносу пари пального крізь однорідний шар

Відразу відзначимо, що у випадку малих парціальних тисків пари пального, у порівнянні із загальним тиском ($p_{1u} \ll p$ і $p_{1d} \ll p$), перший член розкладання натурального логарифма у формулі (5.137) породжує відомий вираз стаціонарного дифузійного потоку:

$$j_{1\mu} = \frac{p}{R} \cdot \left(\overline{\frac{T}{D}}\right)^{-1} \cdot \frac{1}{\Delta x} \cdot \frac{p_{1d} - p_{1u}}{p} \approx \frac{\bar{D}}{\Delta x} \cdot (\varphi_{1d} - \varphi_{1u}), \quad (5.139)$$

у якому φ_{1u} і φ_{1d} являють собою концентрації, що відповідають парціальним тискам p_{1u} і p_{1d} . Порівняння формул (5.137) і (5.139) показує, що співвідношення (5.139) дає завищення величини потоку пари пального, істотне при $p_{1d} \sim p$.

Застосувавши співвідношення (5.137) до гранульованого шару ($0 \leq x \leq h$) і до перехідної області над гранульованим шаром ($h \leq x \leq x_D = h + \delta_D$) (див. рис. 5.9), одержимо співвідношення, що виражають поверхневу щільність молярного потоку пари пального у гранульованому (індекс «gr») і в перехідному повітряному (індекс «a») шарах:

$$j_{1\mu}^{(gr)} = \frac{p}{R} \cdot \left(\overline{\frac{T}{D}}\right)_{gr}^{-1} \cdot \frac{1}{h} \cdot \ln\left(\frac{p - p_{1h}}{p - p_{1s}}\right), \quad (5.140)$$

$$j_{1\mu}^{(a)} = \frac{p}{R} \cdot \left(\overline{\frac{T}{D}}\right)_a^{-1} \cdot \frac{1}{\delta_D} \cdot \ln\left(\frac{p - p_{1a}}{p - p_{1h}}\right). \quad (5.141)$$

Доповнимо вирази (5.140), (5.141) умовою безперервності потоку пального на зовнішній границі гранульованого шару (при $x = h$). Через те, що щільність молекулярного потоку у формулі (5.140) (як і у формулі (5.141)) бралася розраховуючи на одиницю площі перерізу всього середовища (а не тільки порожнин), умові безперервності потоку можна надати вигляд:

$$j_{1\mu}^{(gr)} = j_{1\mu}^{(a)}. \quad (5.142)$$

Спільне розв'язання системи рівнянь (5.140)-(5.142) дозволяє виразити поверхневу щільність молекулярного потоку пального $j_{1\mu} = j_{1\mu}^{(gr)} = j_{1\mu}^{(a)}$ через парціальні тиски пари пального на зовнішніх границях області масопереносу

$$j_{1\mu}(h) = \frac{p}{R} \cdot \frac{1}{h \cdot \overline{\left(\frac{T}{D}\right)}_{gr} + \delta_D \cdot \overline{\left(\frac{T}{D}\right)}_a} \cdot \ln\left(\frac{p - p_{1a}}{p - p_{1s}}\right), \quad (5.143)$$

або інакше

$$j_{1\mu}(h) = \frac{\delta_D \cdot \overline{\left(\frac{T}{D}\right)}_a}{h \cdot \overline{\left(\frac{T}{D}\right)}_{gr} + \delta_D \cdot \overline{\left(\frac{T}{D}\right)}_a} \cdot j_{1\mu}(0). \quad (5.144)$$

З формули (5.144) випливає, що наявність гранульованого захисного шару зменшує потік пари пального не менш ніж у $K_{gr.a}$ разів, де

$$K_{gr.a} \equiv \frac{j_{1\mu}(0)}{j_{1\mu}(h)} = 1 + k_{gr.a}, \quad (5.145)$$

де

$$k_{gr.a}(h) \equiv \frac{h \cdot \overline{\left(\frac{T}{D}\right)}_{gr}}{\delta_D \cdot \overline{\left(\frac{T}{D}\right)}_a} \approx \frac{h}{\delta_D} \cdot \frac{D_a}{D_{gr}} \geq \frac{h}{\delta_D} \cdot \frac{1}{r_V} \cdot \left(\frac{l_m}{h}\right)^2. \quad (5.146)$$

Використовуючи співвідношення (5.140)-(5.142), можна виразити парціальний тиск пари пального над поверхнею гранульованого шару через тиски (p_{1s} і p_{1a}) на границях системи:

$$p_{1h} = p - (p - p_{1a})^{\frac{k_{gr.a}}{1+k_{gr.a}}} \cdot (p - p_{1s})^{\frac{1}{1+k_{gr.a}}} \quad (5.147)$$

У разі $p_{1a} < p_{1s} \ll p$ вираз (5.147) спрощується до відомої залежності

$$p_{1h} \approx p_{1s} - \frac{k_{gr.a}}{1+k_{gr.a}}(p_{1s} - p_{1a}) = p_{1s} - \frac{h \cdot \left(\frac{T}{D}\right)_{gr} \cdot (p_{1s} - p_{1a})}{h \cdot \left(\frac{T}{D}\right)_{gr} + \delta_D \cdot \left(\frac{T}{D}\right)_a} \quad (5.148)$$

Слід мати на увазі, що в межі $p_{1s} \rightarrow p$ тиски, розраховані за формулою (5.147), перевищують значення, одержувані за спрощеною формулою (5.148), тобто у випадку $p_{1s} \sim p$ в разі визначення пожежної небезпеки формулою (5.148) користуватися не можна.

Останнє твердження наочно демонструють графіки на рис. 5.11.

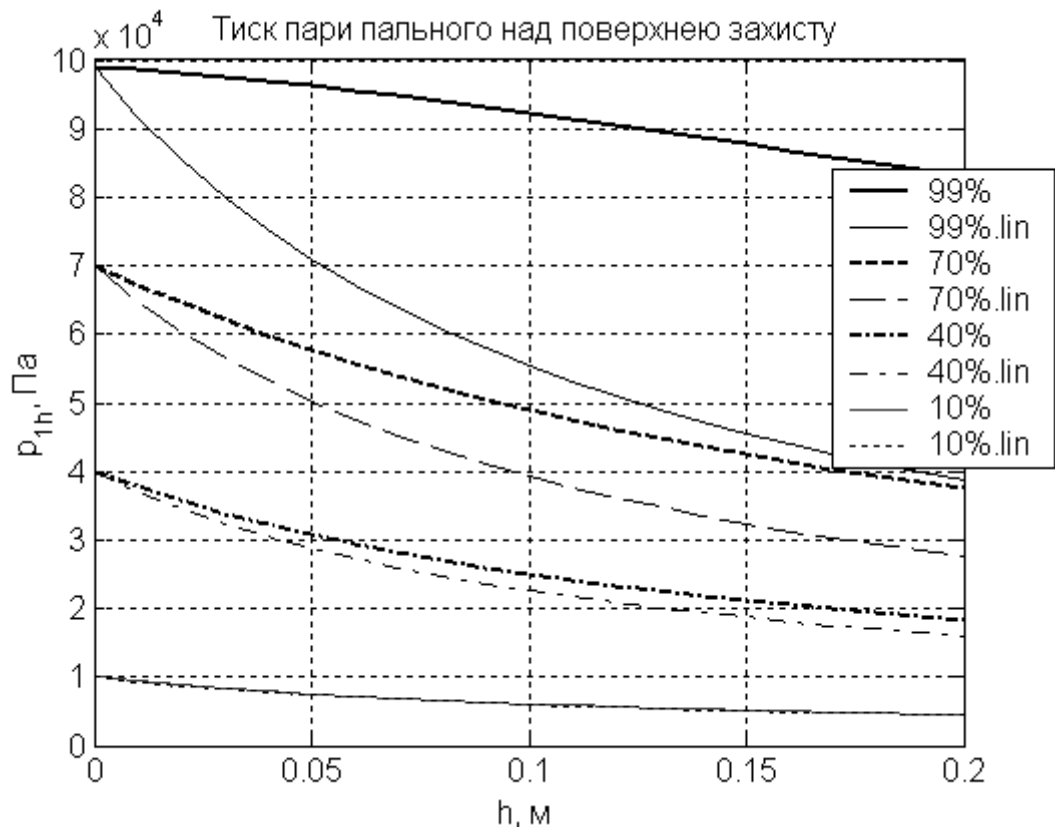


Рис. 5.11 - Залежність тиску пари пального над поверхнею захисту від товщини захисного шару

Ці графіки відображають залежність парціального тиску пари $p_1(h)$ згідно із загальною ступеневою формулою (5.147) та за її спрощеним варіантом (5.148) (останні лінії помічені індексом «lin»). Символ $k\%$ поряд з

позначкою ліній означає, що на даній лінії $p_{1s} = k\% \cdot p$, де загальний тиск p має величину $p = 1 \cdot 10^5$ Па. При побудові графіків конкретизовано залежність безрозмірної величини $k_{gr.a}(h)$ (5.146). Вона має вигляд $k_{gr.a}(h) = 8 \cdot h$, де товщина шару h береться у метрах.

Перейдемо до одержання рівняння енергетичного балансу в розглянутій системі (при $0 < x < x_T$). Воно має вигляд:

$$c'_p \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} = -\frac{\partial}{\partial x} [q(x, \tau)], \quad (5.149)$$

де c'_p - питома об'ємна ізобарна теплоємність середовища, Дж·м⁻³·К⁻¹; q - усереднена за поперечним перерізом щільність потоку енергії в середовищі, Вт м⁻².

Для запису рівняння (5.149) як рівняння стосовно температурного поля необхідно знати явний вигляд залежності q від температури середовища. До усереднення по інтервалах часу $\Delta\tau$

$$q(x, \tau) = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + j_{1\mu} \cdot H_{1\mu}(T) + j_{2\mu} \cdot H_{2\mu}(T), \quad (5.150)$$

де $\lambda(T)$ - коефіцієнт теплопровідності середовища, Вт·м⁻¹·К⁻¹. Величини $H_{1\mu}(T)$ і $H_{2\mu}(T)$ є питомими молярними ентальпіями пари пального і повітря відповідно, Дж·моль⁻¹. У власне повітряному середовищі ($h < x$) до правої частини співвідношення (5.150) слід додавати питомий променистий потік q_r .

Після усереднення опису процесів по інтервалах часу $\Delta\tau$ питомі потоки $j_{1\mu}$ й $j_{2\mu}$ стануть однорідними, що, зокрема, через відсутність потоку повітря на границі з рідиною (при $x=0$) приводить до співвідношення $j_{2\mu} = 0$ (5.134). У результаті усередненні гранульованого шару (тобто при $0 < x < h$) усереднений вираз (5.150) має вигляд:

$$q(x, \tau) = -\lambda_{gr.g} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + j_{1\mu} \cdot [H_{1\mu}(T_a) + c_{1p\mu} \cdot (T - T_a)], \quad (5.151)$$

де

$$c_{1p\mu} = \left. \frac{\partial H_{1\mu}(T)}{\partial T} \right|_p, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}, \quad (5.152)$$

- питома молярна ізобарна теплоємність пального, Дж·моль⁻¹·К⁻¹; $\lambda_{gr.g}$ - коефіцієнт теплопровідності гранульованого середовища із простором між гранулами, який заповнено газом, Вт·м⁻²·К⁻¹.

У перехідному повітряному шарі ($h < x < x_T$) усереднений за часом $\Delta\tau$ процес теплопереносу буде квазістаціонарним. У цьому наближенні питомий тепловий потік q , як і потік пари пального, буде однорідним. Це означає, що виконується співвідношення

$$q = -\lambda_a \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + j_{1\mu} \cdot [H_{1\mu}(T_a) + c_{1p\mu} \cdot (T - T_a)] + q_r, \quad (5.153)$$

де λ_a - коефіцієнт теплопровідності пароповітряного середовища, причому q не залежить від x .

Останнє рівняння можна, переписавши у вигляді

$$\frac{dT}{j_{1\mu} \cdot c_{1p\mu} \cdot (T - T_a) + j_{1\mu} \cdot H_{1\mu}(T_a) + q_r - q} = \frac{dx}{\lambda_a},$$

проінтегрувати за перехідним газовим шаром ($x \in [h, x_T]$). У результаті вийде співвідношення

$$\ln \left[\frac{j_{1\mu} \cdot H_{1\mu}(T_a) + q_r - q}{j_{1\mu} \cdot c_{1p\mu} \cdot (T_h - T_a) + j_{1\mu} \cdot H_{1\mu}(T_a) + q_r - q} \right] = j_{1\mu} \cdot c_{1p\mu} \cdot \overline{\lambda_a^{-1}} \cdot \delta_T, \quad (5.154)$$

де $T_h \equiv T(h, \tau)$ - температура на зовнішній поверхні зернистого шару, К; $\overline{\lambda_a^{-1}}$ - середнє значення зворотного коефіцієнта теплопровідності пароповітряного середовища:

$$\overline{\lambda_a^{-1}} \equiv \frac{1}{\delta_T} \cdot \int_h^{h+\delta_r} \frac{dx}{\lambda_a}. \quad (5.155)$$

Зі співвідношення (5.154) можна одержати алгебраїчний вираз квазістаціонарного питомого теплового потоку в пароповітряному шарі:

$$q = j_{1\mu} \cdot H_{1\mu}(T_a) + \frac{j_{1\mu} \cdot c_{1p\mu} \cdot (T_h - T_a)}{1 - \exp(-j_{1\mu} \cdot c_{1p\mu} \cdot \overline{\lambda_a^{-1}} \cdot \delta_T)} + q_r. \quad (5.156)$$

Знання залежності q від температури дозволяє записати рівняння енергетичного балансу (5.149) як рівняння відносно температури. Так,

підставляючи вираз (5.151) у співвідношення (5.149), одержимо рівняння енергетичного балансу усередині зернистого шару із заповненими газом порожнинами ($0 < x < h$)

$$c'_{p.gr.g} \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda_{gr.g} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - j_{1\mu} \cdot c_{1p\mu} \cdot \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (5.157)$$

де $c'_{p.gr.g}$ - питома об'ємна ізобарна теплоємність зернистого середовища з газовими зазорами, Дж·м⁻³·К⁻¹.

В області зернистого середовища ($x < 0$), в якій простір між зернами заповнено рідким паливом, рівняння енергетичного балансу має звичайний вигляд рівняння нестационарної теплопровідності

$$c'_{p.gr.l} \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda_{gr.l} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (5.158)$$

де $c'_{p.gr.l}$ і $\lambda_{gr.l}$ - відповідно питома об'ємна ізобарна теплоємність, Дж·м⁻³·К⁻¹, і коефіцієнт теплопровідності, Вт·м⁻²·К⁻¹, зернистого середовища із зазорами, заповненими рідким паливом.

Граничними умовами до рівнянь (5.157), (5.158) є безперервність поля температури й теплового потоку на загальній границі ($x = 0$). Вони мають вигляд

$$T(-0, \tau) = T(+0, \tau); \quad (5.159)$$

$$-\lambda_{gr.l} \cdot \left. \frac{\partial T(x, \tau)}{\partial x} \right|_{x=-0} = -\lambda_{gr.g} \cdot \left. \frac{\partial T(x, \tau)}{\partial x} \right|_{x=+0} + j_{1\mu} \cdot \Delta H_{1\mu.l.g}(T(0, \tau)), \quad (5.160)$$

де $\Delta H_{1\mu.l.g}(T)$ - питома молярна теплота пароутворення пального, Дж·моль⁻¹.

Граничною умовою до рівняння (5.157) на границі з газовим середовищем ($x = h$) є безперервність питомого теплового потоку q . З формул (5.151) і (5.156) випливає, що цю граничну умову можна представити у вигляді

$$-\lambda_{gr.g} \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=h-0} = \frac{j_{1\mu} \cdot c_{1p\mu} \cdot (T_h - T_a)}{\exp(j_{1\mu} \cdot c_{1p\mu} \cdot \lambda_a^{-1} \cdot \delta_T) - 1} + q_r. \quad (5.161)$$

У рівнянні (5.157) і граничних умовах до нього (5.160), (5.161) питомий молярний потік пари пального $j_{1\mu}$ розраховується за формулою (5.143), у якій як p_{1s} береться тиск насиченої пари пального за температури $T(0, \tau)$. Ця

температура визначається на границі між рідким паливом і його паром, що перебуває у зазорах зернистого середовища.

Ширини перехідних областей оцінюються співвідношеннями

$$\delta_T = \frac{l}{Nu}, \quad (5.162)$$

$$\delta_D = \frac{l}{Nu_D}, \quad (5.163)$$

де l - характерний просторовий розмір задачі, м. Відзначимо, що у разі турбулентного режиму течії газового середовища над покриттям $\delta_T = \delta_D$.

При оцінці спрямованого на запобігання загорянню рідини дії зернистого шару необхідно враховувати дві необхідних умови загорання. У випадку вільної поверхні рідини (відсутності захисту) вони такі: 1) концентрація пари горючої рідини в зоні загорання повинна перевищувати нижню концентраційну межу запалювання $\varphi_{1.LICL}$; 2) температура рідини повинна перевищувати температуру її запалювання T_{li} , К.

Перша умова забезпечує запалювання пароповітряної суміші. Її вид, за наявності зернистого шару, не змінюється – необхідно перевищення концентрації пари пального на поверхні над $\varphi_{1.LICL}$, що описується формулою

$$\varphi_1(h) = \frac{P_{1h}}{R \cdot T_h} \geq \varphi_{1.LICL}, \text{ моль} \cdot \text{м}^{-3}, \quad (5.164)$$

в якій тиск пари p_{1h} задається співвідношенням (5.147).

Відзначимо, що умову (5.164) (використовуючи формулу (5.147)) можна представити як обмеження на товщину шару

$$h \leq h_{1.cr} \equiv \delta_D \cdot \frac{\left(\frac{T}{D}\right)_a \cdot \ln\left(\frac{p - P_{1.LICL}}{p - P_{1s}}\right)}{\left(\frac{T}{D}\right)_g \cdot \ln\left(\frac{p - P_{1a}}{p - P_{1.LICL}}\right)} \approx \delta_D \cdot \frac{\left(\frac{T}{D}\right)_a \cdot (P_{1s} - P_{1.LICL})}{\left(\frac{T}{D}\right)_g \cdot (P_{1.LICL} - P_{1a})}, \quad (5.165)$$

де $P_{1.LICL} = \varphi_{1.LICL} \cdot R \cdot T_h$, а приблизна рівність реалізується, якщо $p \gg P_{1s} > P_a$.

Виконання другої (температурної) умови загорання уможливорює підтримку виниклого горіння за рахунок припливу пари пального від рідини в зону горіння. Фактично ця умова впливає на мінімальну величину питомого молярного потоку горючих газів $j_{1\mu.cr}$, що дозволяє горінню не загасати. Шар

гранульованого матеріалу істотно ускладнює як перенос пари у бік зони горіння, так і підтримувальний випар зустрічного переносу тепла до поверхні рідини. Ця обставина повинна приводити до помітного зростання температури запалювання рідини зі зростанням товщини захисного шару h . Величину $j_{1\mu.cr}$ в рамках викладеної моделі одержати неможливо, тому що вона пов'язана із процесом загоряння, що відбувається за часи $\tau_i \ll \tau_{T.gr}$, які не описуються даною моделлю в силу її квазістатичного характеру.

Якщо знати величину $j_{1\mu.cr}$ (наприклад, з експериментів), то в рамках розглянутої моделі можна оцінити величину температури запалювання T_{li} , К. Вона буде коренем рівняння $j_{1\mu} = j_{1\mu.cr}$, що, відповідно до формули (5.143), має вигляд:

$$j_{1\mu.cr} = \frac{p}{R} \cdot \frac{1}{h \cdot \left(\frac{T}{D}\right)_{gr} + \delta_D \cdot \left(\frac{T}{D}\right)_a} \cdot \ln\left(\frac{p - p_{1a}}{p - p_{1s}(T_{li})}\right). \quad (5.166)$$

Зі співвідношення (5.166) випливає, що

$$T_{li} = T_{1s} [p - (p - p_{1.LICL}) \cdot \exp(-k_{li})], \quad (5.167)$$

де

$$k_{li}(h) = j_{1\mu.cr} \cdot \frac{R}{p} \cdot \left(h \cdot \left(\frac{T}{D}\right)_{gr} + \delta_D \cdot \left(\frac{T}{D}\right)_a \right),$$

а $T_{1s}[p_1]$, К – абсолютна температура насиченої пари пального за її парціального тиску p_1 .

Запалювання є неможливим, якщо або не виконується умова (5.164), або $T(0, \tau) < T_{li}$.

На закінчення приведемо чисельну оцінку параметрів $K_{gr.a}$ (5.145) і $\tau_{D.gr}$ (5.120). Як дифундуючу речовину візьмемо октан, який є основним компонентом бензину. Оцінка буде відповідати температурі 20 °С. Крім того, покажемо чисельну залежність $h_{1cr}(T)$ (5.165) для октану у випадку ізотермічної дифузії.

Коефіцієнт дифузії пари октану в повітрі будемо визначати, використовуючи емпіричне співвідношення

$$D_a = D_{a.0} \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^2, \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}, \quad (5.168)$$

де $T_0 = 273$ К; $D_{a,0}$ - значення коефіцієнта дифузії за температури T_0 . У випадку октану довідкове значення $D_{a,0} = 5,5 \cdot 10^{-6}$, $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$; у результаті при температурі 20°C одержуємо $D_a = 6,3 \cdot 10^{-6}$ $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$.

Для оцінки D_{gr} скористаємося співвідношенням (5.121), прийнявши в ньому $\left(\frac{h}{l_m}\right)^2 = 0,5$ і $r_V = 0,25$. У результаті одержимо $D_{gr} \approx 0,8 \cdot 10^{-6}$ $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$.

Така величина D_{gr} , згідно (5.120), дає характерний час виходу на стаціонарний режим масопереносу

$$\tau_{D.gr} = 1,25 \cdot 10^2 \cdot h^2, \text{ с}, \quad (5.169)$$

(у формулі (5.169) товщина шару h береться в сантиметрах).

За такий час величина коефіцієнта зменшення потоку шаром гранул набуде значення

$$K_{gr.a} \geq K_{gr.a.min} = 1 + 8 \cdot \frac{h}{\delta_D} = 1 + 8 \cdot \text{Nu}_D \cdot \frac{h}{l}. \quad (5.170)$$

Зі співвідношення (5.170) випливає, що за мінімальних значень $\text{Nu}_D \sim 1$ і характерних розмірів поверхонь $l \sim 1$ м послаблююча дія шару гранул у стаціонарному режимі стає помітною за товщини $h \sim 0,1$ м.

Перейдемо до побудови чисельної залежності критичного значення товщини захисного шару гранул щодо можливості спалаху, $h_{1.cr}(T)$ (5.165) для октану у випадку ізотермічної дифузії.

В ізотермічному випадку загальне співвідношення (5.165) спрощується до

$$h_{1.cr}(T) = \frac{l}{\text{Nu}_D} \cdot \frac{D_{gr}}{D_a} \cdot \frac{\ln\left(\frac{p - p_{1.LICL}}{p - p_{1s}(T)}\right)}{\ln\left(\frac{p - p_{1a}}{p - p_{1.LICL}}\right)}, \quad (5.171)$$

що у межах $p \gg p_{1s} > p_a$ дає залежність

$$h_{1.cr.simple}(T) = \frac{l}{\text{Nu}_D} \cdot \frac{D_{gr}}{D_a} \cdot \frac{p_{1s}(T) - p_{1.LICL}}{p_{1.LICL} - p_{1a}}. \quad (5.172)$$

Тиск насиченої пари будемо визначати за емпіричною формулою Антуана:

$$p_s(t) = 10^{A_A - \frac{B_A}{t+C_A}}, \text{ кПа}, \quad (5.173)$$

де A_A , B_A , C_A – константи Антуана (свої для кожної рідини), а t – температура за шкалою Цельсія. У випадку октану константи рівняння (5.173) набувають значень: $A_A = 6,09396$, $B_A = 1379,556$, $C_A = 211,896$, а саме рівняння діє в інтервалі температур $-14 < t < 125,52$ °С.

Значення $p_{1.LICL} = r_{1.LICL} \cdot p$, де $r_{1.LICL}$ – об'ємна частка пального газу в повітрі на нижній концентраційній межі запалювання. У випадку октану $r_{1.LICL} = 0,9\%$. Для парціального тиску пари пального у зовнішньому середовищі приймемо значення $p_{1a} = 0$, яке реалізує максимально можливу (за даним параметром) величину $h_{1cr}(T)$.

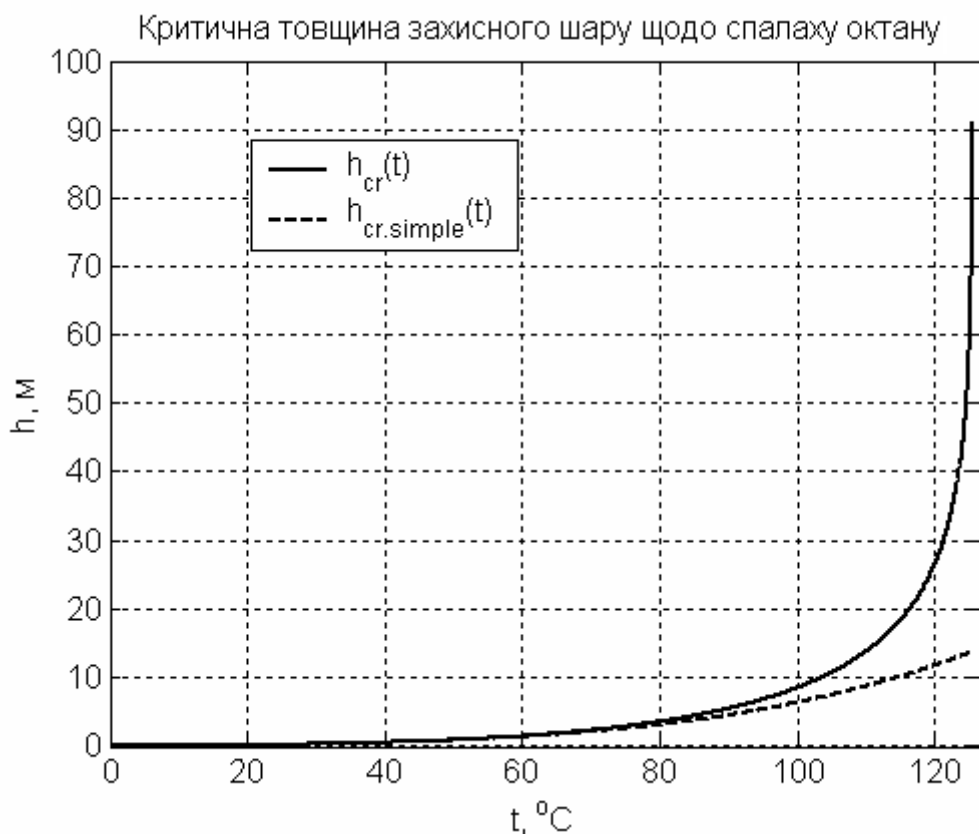


Рис. 5.12 - Графіки критичної (щодо спалаху октану) товщини захисного шару як функції температури, у випадках загальної та спрощеної залежності

На рис. 5.12 зображено графіки залежності критичного (щодо спалаху октану) значення величини товщини захисного шару гранульованого покриття від температури. Загальний тиск має величину $p = 1,01325 \cdot 10^5$ Па. Лінія $h_{1cr}(T)$ побудована за формулою (5.171), $h_{1cr.simple}(T)$ - за спрощеною формулою (5.172). Як і у попередніх оцінках, прийнято, що $Nu_D = 1$, $l = 1$ м, відношення коефіцієнтів дифузії $D_{gr} / D_a = 0,125$.

Порівняння графіків (рис. 5.12) показує, у випадку октану, помітне розходження між значеннями критичної товщини захисного шару, розрахованої за загальною і спрощеною формулами, починаючи із температури 80 °С. Критичні значення товщини захисного шару становлять $h_{1cr}(20\text{ °C}) = 0,067\text{ м}$; $h_{1cr}(50\text{ °C}) = 0,822\text{ м}$, $h_{1cr}(100\text{ °C}) = 8,46\text{ м}$, $h_{1cr}(125\text{ °C}) = 57,7\text{ м}$. Із них випливає, що придушити спалах пари октану введенням гранульованого покриття за умов температур понад 50 °С практично нереально.

5.2.3 Математичне моделювання переносу пари горючої рідини крізь двошарове покриття, що складається із шару гранульованого матеріалу і шару гелю

Як ми вже відзначали, варіантом ізоляції горючої рідини може бути гелеутворююча сполука, нанесена на її поверхню. Ізолюючі властивості такого одиночного покриття у стаціонарній ситуації теоретично досліджено в роботі [29]. Також проводилися експериментальні дослідження цього процесу [31].

Гель ефективно ізолює пару. Однак існує проблема. Зазвичай гель важче рідини. У зв'язку із цим для забезпечення плавучості шару гелю у горючих рідинах було запропоновано використати легкий негорючий носій - гранульоване піноскло. Досліди показали, що бінарний шар піноскло-гель залишається стабільним на поверхні бензину протягом декількох діб.

Ізолююча дія покриття, яке має тільки шар гранульованого (зернистого) середовища, досліджено у роботі [35] і викладено у попередньому пункті. Задачею, розглянутою у даному пункті, є побудова математичної моделі процесу переносу пари рідини крізь двошарову систему, що складається з виступаючого над поверхнею рідини шару зернистого матеріалу і розміщеному на ньому шару гелю. Буде отримана система рівнянь, яка описує цей процес у квазістаціонарному режимі відносно газових фаз і нестаціонарному режимі стосовно плівки гелю. Буде знайдено стаціонарне рішення цієї задачі, на основі якого отримано чисельні оцінки параметрів безпеки.

Відзначимо, що розв'язання описаної задачі у від самого початку стаціонарному варіанті викладено в роботі [33].

Схема аналізованої ситуації зображена на рис. 5.13. На ньому заштрихована область ($x < 0$) відповідає горючій рідині, в якій плаває шар гранул піноскла товщиною h_{gr} . Незанурена в рідину частина шару піноскла має товщину h . Шар гранул відділений від зовнішнього (повітряного) середовища шаром гелю товщиною h_{gl} . Він розташований в області $h < x < x_{gl} = h + h_{gl}$. Над гелієвим шаром розташований перехідний шар товщиною δ_D , у межах якого концентрація пари пального ϕ_1 (моль·м⁻³) змінюється від свого значення у поверхні гелю ϕ_{1a}^+ до значень у зовнішньому

просторі φ_{1a}^- . На схемі індекси при концентрації відповідають розташуванню у просторі: «*a*» - повітряний простір, «*gl*» - гелієвий шар, «*gr*» - порожнини гранульованого шару; індекси «+» і «-» відображають розташування у нижній і верхній частинах відповідного шару. $p_{1h} = p_1(h, \tau)$, $p_{1s} = p_1(0, \tau)$, $p_{1a} = p_1(x_D, \tau)$, $p_{1gl} = p_1(x_{gl}, \tau)$ – парціальні тиски пари пального на границях відповідних шарів, а $p_1(x, \tau)$ - парціальні тиски пари пального у точці з просторовою координатою x у момент часу τ .

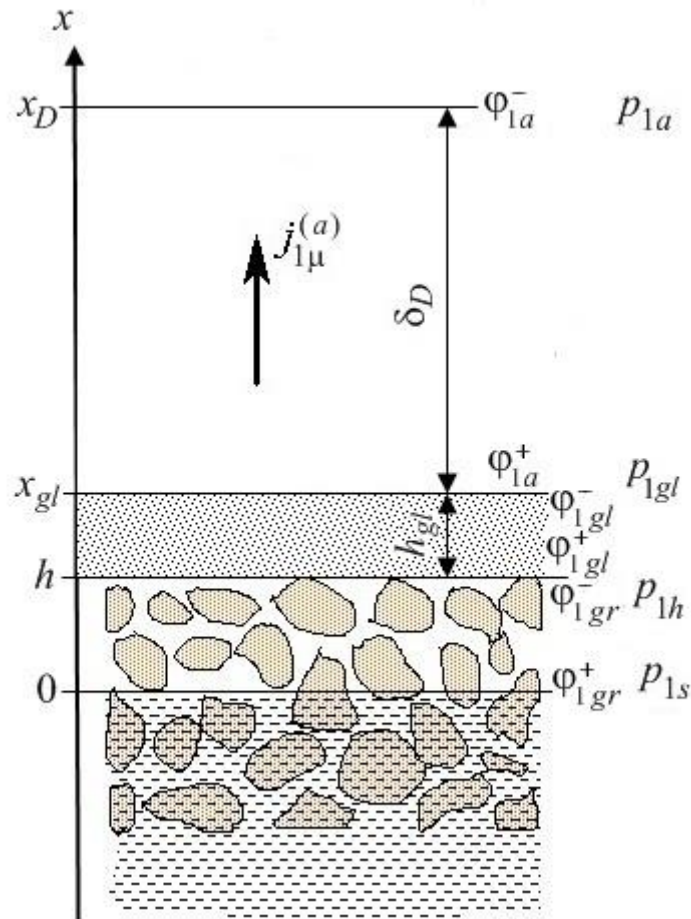


Рис. 5.13 - Просторова схема задачі переносу пари пального через шари гранульованого матеріалу і гелю

Відразу відзначимо, що із закону Архімеда випливає, що висота h однозначно пов'язана з товщинами шарів гелю h_{gl} і гранульованого матеріалу h_{gr} співвідношенням

$$h = h_{gr} \cdot \left(1 - \frac{\rho_{gr}}{\rho_f} \right) - h_{gl} \cdot \frac{\rho_{gl}}{(1 - r_V) \cdot \rho_f},$$

де ρ_{gr} , ρ_{gl} і ρ_f - густини матеріалу гранул, гелю і рідкого пального відповідно, $\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$; r_v - об'ємна частка порожнин у гранульованому (зернистому) матеріалі.

У досліджуваній ізотермічній системі існує три характерних часи, два з яких були обговорені у пункті 5.2.2. Це вже розглянуті характерний час дифузії пари крізь зернистий шар $\tau_{D,gr}$ (5.120) та час устанавлення процесу масопереносу в перехідному концентраційному шарі над поверхнею покриття (у даному випадку поверхнею гелю) - τ_a . У більшості випадків $\tau_a \leq \tau_{D,gr}$.

Третім, новим характерним часом, є характерний час устанавлення процесу масопереносу у шарі гелю - $\tau_{D,gl}$. Процес масопереносу у плівці гелю має дифузійну природу, через що оцінка величини цього часу має вигляд

$$\tau_{D,gl} = \frac{h_{gl}^2}{D_{gl}}, \text{ с}, \quad (5.174)$$

де D_{gl} - коефіцієнт дифузії молекул пального у гелієвому середовищі, $\text{м}^2\cdot\text{с}^{-1}$. Як буде показано у подальшому, $D_{gl} \ll D_{gr}$, причому на декілька порядків.

Як і у пункті 5.2.2, масоперенос пари пального у газових фазах (тобто у порожнинах гранульованого шару і в повітряному середовищі над гелієвою плівкою) будемо розглядати у квазістаціонарному наближенні. Для цього проведемо усереднення опису по інтервалах часу $\Delta\tau$, де $\tau_{D,gr} \leq \Delta\tau$ (дивись (5.124)). В результаті у кожен момент масоперенос у газових фазах можна розглядати як стаціонарний процес із повільно змінними концентраціями (парціальними тисками) на границях із гелієвою плівкою. Це означає, що молярні питомі потоки пального у межах газових фаз є незмінними у просторі та можуть бути визначені за співвідношенням (5.137), яке додатково спрощується у зв'язку з ізотермічністю процесу.

Щільності мольного потоку пари пального крізь порожнини гранульованого матеріалу ($j_{1\mu}^{(gr)}$) і від плівки гелю у зовнішній простір ($j_{1\mu}^{(a)}$) відповідають рівнянню (5.137), яке набуває вигляду:

$$j_{1\mu}^{(gr)} = \frac{D_{gr}}{h} \cdot \frac{p^{(gr)}}{R \cdot T} \cdot \ln \left(\frac{p^{(gr)} - p_{1h}}{p^{(gr)} - p_{1s}} \right), \quad 0 \leq x \leq h, \quad (5.175)$$

$$j_{1\mu}^{(a)} = \frac{D_a}{\delta_D} \cdot \frac{p}{R \cdot T} \cdot \ln \left(\frac{p - p_{1a}}{p - p_{1gl}} \right), \quad x_{gl} \leq x \leq x_D, \quad (5.176)$$

де щільності молярного потоку пари пального $j_{1\mu}^{(gr)}$ і $j_{1\mu}^{(a)}$ беруться у розрахунку на одиницю загальної площі перерізу шару, моль·м⁻²·с⁻¹; p_{1h} , p_{1s} , p_{1a} , p_{1gl} – парціальні тиски пари пального на границях відповідних шарів, Па (дивись рис. 5.13); p - незмінний загальний тиск газу в зовнішньому середовищі, Па. Зразу відмітимо, що парціальний тиск пари пального на її границі з рідиною $p_1(0, \tau)$ співпадає з тиском насиченої пари, яка є однозначною відомою функцією $p_{1s}(T)$ її температури T , К.

Величини парціальних тисків пов'язані з концентрацією пари пального рівнянням стану ідеального газу, у зв'язку з чим

$$p_{1a} = \varphi_{1a}^- \cdot R \cdot T, \quad (5.177)$$

$$p_{1gl} = \varphi_{1a}^+ \cdot R \cdot T, \quad (5.178)$$

$$p_{1h} = \varphi_{1gr}^- \cdot R \cdot T, \quad (5.179)$$

$$p_{1s} = \varphi_{1gr}^+ \cdot R \cdot T, \quad (5.180)$$

де φ_{1a}^- , φ_{1a}^+ , φ_{1gr}^- , φ_{1gr}^+ - концентрації пари пального на границях відповідних шарів, моль·м⁻³ (дивись рис. 5.13).

Величина $p^{(gr)}$ - незмінний у просторі загальний тиск газового середовища у порожнинах гранульованого шару, Па. Він пов'язаний із концентрацією пального $\varphi_1(x, \tau)$ і повітря $\varphi_2(x, \tau)$ співвідношенням

$$p^{(gr)}(\tau) = R \cdot T \cdot \frac{1}{h} \cdot \int_0^h [\varphi_1(x, \tau) + \varphi_2(x, \tau)] \cdot dx \quad (5.181)$$

Інтеграл (5.181) можна представити у вигляді трьох інтегралів

$$\begin{aligned} p^{(gr)}(\tau) = & R \cdot T \cdot \frac{1}{h} \cdot \int_0^h [\varphi_1(x, \tau) - \varphi_1(x, 0)] \cdot dx + \\ & + R \cdot T \cdot \frac{1}{h} \cdot \int_0^h [\varphi_2(x, \tau) - \varphi_2(x, 0)] \cdot dx \quad (5.182) \\ & + R \cdot T \cdot \frac{1}{h} \cdot \int_0^h [\varphi_1(x, 0) + \varphi_2(x, 0)] \cdot dx. \end{aligned}$$

Другий інтеграл формули (5.182) пропорційний зміні з часом кількості повітря у порожнинах гранульованого шару. Оскільки плівка гелю ізолює гранульований шар, другий доданок практично дорівнює нулю.

Третій інтеграл формули (5.182) співпадає з $p^{(gr)}(0)$ і тому він дорівнює загальному зовнішньому тиску p . Таким чином

$$p^{(gr)}(\tau) = R \cdot T \cdot \frac{1}{h} \cdot \int_0^h [\varphi_1(x, \tau) - \varphi_1(x, 0)] \cdot dx + p. \quad (5.183)$$

Інтеграл формули (5.183) є пропорційним зміні з часом кількості пари пального у порожнинах гранульованого шару. Остання зростає, через те, що в той час, як із поверхні рідини відбувається випаровування у порожнини гранул, ухід пари пального з цієї області крізь шар гелю є нехтовно малим. Якщо в початковий момент часу пари пального у порожнинах було нехтовно мало, то формула (5.183) спрощується до

$$p^{(gr)}(\tau) = R \cdot T \cdot \frac{1}{h} \cdot \int_0^h \varphi_1(x, \tau) \cdot dx + p = \bar{p}_1(\tau) + p, \quad (5.184)$$

де $\bar{p}_1(\tau)$ - середнє по порожнинах гранульованого шару значення парціального тиску пари пального.

Через малий відтік пари пального із гранульованого шару середнє значення концентрації пари буде наближатись до рівноважної з рідиною, тоді тиск $p^{(gr)}(\tau)$ буде наближатись до свого максимально можливого значення

$$p_{\max}^{(gr)} = \max[p^{(gr)}(\tau)] = p_{1s} + p. \quad (5.185)$$

Наявність надлишкового тиску газового середовища у порожнинах гранульованого шару над атмосферним тиском p накладає вимогу на товщину шару гелю.

$$\rho_{gl} \cdot g \cdot h_{gl} \geq R \cdot T \cdot \frac{1}{h} \cdot \int_0^h [\varphi_1(x, \tau) - \varphi_1(x, 0)] \cdot dx, \quad (5.186)$$

де g - прискорення вільного падіння, $\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$. Згідно зі співвідношенням (5.185) вимога (5.186) безумовно виконується, якщо

$$h_{gl} \geq h_s \equiv \frac{p_s}{g \cdot \rho_{gl}}. \quad (5.187)$$

У разі невиконання вимоги (5.186) пари пального будуть зносити шар гелю і ніяка ізоляція не відбудеться.

Скориставшись співвідношеннями (5.177)-(5.180) для виключення тисків p_1 , можна привести формули (5.175), (5.176) до більш відомого вигляду. Для цього додатково треба врахувати те, що у квазістаціонарному режимі різниця тисків по різні боки шарів газової фази значно менша за величини тисків. Ця обставина дозволяє, розклавши логарифми по малих параметрах $[(p_{1s} - p_{1h})/(p^{(gr)} - p_{1s})]$ у формулі (5.175) та $[p_{1a}/p]$ і $[p_{1gl}/p]$ у формулі (5.176), замість формул (5.175) і (5.176) отримати співвідношення

$$j_{1\mu}^{(gr)} = \frac{D_{gr}}{h} \cdot \frac{p^{(gr)}}{p^{(gr)} - p_{1s}} \cdot (\varphi_{1gr}^+ - \varphi_{1gr}^-), \quad 0 \leq x \leq h, \quad (5.188)$$

$$j_{1\mu}^{(a)} = \frac{D_a}{\delta_D} \cdot (\varphi_{1a}^+ - \varphi_{1a}^-), \quad x_{gl} \leq x \leq x_D. \quad (5.189)$$

Відмітимо дві обставини, що стосуються складових формули (5.188). По перше, $\varphi_{1gr}^+ = \varphi_{1s}$, де $\varphi_{1s}(T)$ - концентрація насиченої пари пального за температури T . По-друге, у поширеному випадку, коли $p_{1s} \ll p^{(gr)}$, тобто коли навіть насичена пара пального складає малу частку пароповітряної суміші, формула (5.188) набуває більш відомого вигляду

$$j_{1\mu}^{(gr)} = \frac{D_g}{h} \cdot (\varphi_{1gr}^+ - \varphi_{1gr}^-), \quad 0 \leq x \leq h. \quad (5.190)$$

Стосовно співвідношення (5.189) відмітимо наступне. Воно стосується явища масовіддачі пари пального від поверхні гелю в повітря, яке (явище) зазвичай описується формулою

$$j_{1\mu}^{(a)} = \beta \cdot (\varphi_{1a}^+ - \varphi_{1a}^-), \quad x_{gl} \leq x \leq x_D, \quad (5.191)$$

де β – коефіцієнт масовіддачі цього процесу, $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$.

Коефіцієнт β , як, зокрема, впливає з порівняння формул (5.189) і (5.191), пов'язаний із шириною перехідної області δ_D співвідношенням

$$\beta = \frac{D_a}{\delta_D}, \quad (5.192)$$

де ширина перехідної області, як це вже відмічалось раніше (наприклад у

пункті 5.1.1), оцінюється співвідношенням (5.163) із пункту 5.2.2:

$$\delta_D = \frac{l}{\text{Nu}_D}. \quad (5.193)$$

Після усереднення опису по інтервалах часу $\Delta\tau$, де $\tau_{D,gr} \leq \Delta\tau$, масоперенос у шарі гелю у загальному випадку (через те, що, як правило, $\Delta\tau < \tau_{D,gl}$, дивись (5.174)) не набуде стаціонарного характеру. В результаті, внаслідок того, що молярний питомий потік молекул пального у гелі задовольняє рівнянню Фіка, тобто щільність цього потоку дорівнює

$$j_{1\mu}^{(gl)}(x, \tau) = -D_{gl} \cdot \frac{\partial\varphi_1(x, \tau)}{\partial x}, \quad h \leq x \leq x_{gl}, \quad (5.194)$$

поле концентрації пального у гелі $\varphi_1(x, \tau)$ задовольняє рівнянню нестационарної дифузії, яке в ізотермічному випадку (через незалежність D_{gl} від просторової координати) має вигляд:

$$\frac{\partial\varphi_1}{\partial\tau} = D_{gl} \cdot \frac{\partial^2\varphi_1}{\partial x^2}, \quad h \leq x \leq x_{gl}. \quad (5.195)$$

Граничними умовами до рівняння (5.195) є неперервність молярного потоку пального $J_{1\mu}$, моль·с⁻¹, через границі та узгодженість значень концентрації пального (умова рівноваги фаз) на границі шару гелю із зовнішніми об'єктами.

Через те, що в даному описі щільність молярного потоку $j_{1\mu}$ в усіх середовищах визначається у розрахунку на одиницю площі загального перерізу, безперервність потоку $J_{1\mu}$ означає безперервність щільності потоку $j_{1\mu}$. Таким чином, граничні умови до рівняння (5.195), стосовно потоку компонента, мають вигляд:

$$-D_{gl} \cdot \frac{\partial\varphi_1}{\partial x} \Big|_{x=h+0} = j_{1\mu}^{(gr)}, \quad \text{при } x = h, \quad (5.196)$$

$$-D_{gl} \cdot \frac{\partial\varphi_1}{\partial x} \Big|_{x=x_{gl}-0} = j_{1\mu}^{(a)}, \quad \text{при } x = x_{gl}. \quad (5.197)$$

На границі порожнин гранульованого матеріалу з гелієвим шаром виконується умова рівноваги фаз, у зв'язку із чим концентрації пального на цій границі пов'язані співвідношенням

$$\varphi_1(h+0, \tau) = \frac{\varphi_{1gr}^-}{k_1}, \quad \text{при } x = h, \quad (5.198)$$

де k_1 – коефіцієнт розподілу.

Аналогічна умова рівноваги фаз пов'язує між собою концентрації пари пального на границі гелю з повітрям:

$$\varphi_1(x_{gl} - 0, \tau) = \frac{\varphi_{1a}^+}{k_2}, \quad \text{при } x = x_{gl}, \quad (5.199)$$

де k_2 – значення коефіцієнта розподілу на даній границі. Відмітимо, що коефіцієнт розподілу є функцією температури, що, у зв'язку з ізотермічним характером процесу приводить до співвідношення $k_1 = k_2 = k$.

Підіб'ємо проміжний підсумок. У квазістаціонарному ізотермічному наближенні потік пари пального в газових фазах (у гранульованому середовищі й у зовнішньому повітряному шарі) визначається алгебраїчними співвідношеннями (5.175), (5.176) (або їх спрощеними алгебраїчними варіантами (5.188), (5.189), або (5.190), (5.189); при цьому рівняння (5.189) можна записати у вигляді (5.191)). Процес масопереносу в гелієвому шарі описується рівнянням у частинних похідних (5.195) із граничними умовами (5.196)-(5.199).

Якщо, скориставшись граничними умовами (5.198), (5.199), виключити із розгляду концентрації φ_{1gr}^- , φ_{1a}^+ , то стане очевидно, що в цілому задача звелась до розв'язання рівняння параболічного типу (рівняння нестационарної дифузії (5.195)) у плоскому шарі зі стаціонарними граничними умовами 3-го роду на обох його поверхнях. Основне ускладнення полягає у тому, що параметри у граничних умовах по різні боки шару відрізняються одне від одного.

Відзначимо, що завжди $j_{1\mu}^{(gr)} \geq j_{1\mu}^{(gl)} \geq j_{1\mu}^{(a)}$ і рівність ($j_{1\mu}^{(gr)} = j_{1\mu}^{(gl)} = j_{1\mu}^{(a)}$) досягається тільки за умов повного виходу процесу масопереносу на стаціонарний режим. Цей вихід відбувається за час τ , що значно перевищує не тільки часи τ_a і $\tau_{D,gr}$, але і час $\tau_{D,gl}$ (5.174). Саме у стаціонарному режимі питомий потік пари пального у зовнішній простір ($j_{1\mu}^{(a)}$), як і концентрація пального у зовнішньому просторі (φ_{1a}^+), досягають свого максимально значення, тобто стаціонарний режим відповідає найгіршій ситуації стосовно ізоляції пального. Остання обставина робить доцільним отримання

стаціонарного рішення даної задачі для розгляду питань пожежної безпеки.

Стаціонарний режим масопереносу крізь шар гелю реалізується за часів $\tau \gg \tau_{D,gl}$. У цьому випадку розв'язок рівняння (5.192) відносно $j_{1\mu}^{(gl)}$ має вигляд:

$$j_{1\mu, st} \equiv j_{1\mu}^{(gl)} = \frac{D_{gl}}{h_{gl}} \cdot (\varphi_{1gl}^+ - \varphi_{1gl}^-), \quad h \leq x \leq x_{gl}, \quad (5.200)$$

де $\varphi_{1gl}^+ = \varphi_1(h+0, \tau)$, $\varphi_{1gl}^- = \varphi_1(x_{gl}-0, \tau)$ - значення концентрації пального біля відповідних граничних поверхонь (дивись рис. 5.13). Граничні умови (5.196)-(5.199) набувають вигляду

$$j_{1\mu, st} = j_{1\mu}^{(gr)}, \quad \text{при } x = h; \quad (5.201)$$

$$j_{1\mu, st} = j_{1\mu}^{(a)}, \quad \text{при } x = x_{gl}; \quad (5.202)$$

$$\varphi_{1gl}^+ = \frac{\varphi_{1gr}^-}{k_1}, \quad \text{при } x = h; \quad (5.203)$$

$$\varphi_{1gl}^- = \frac{\varphi_{1a}^+}{k_2}, \quad \text{при } x = x_{gl}. \quad (5.204)$$

Сумісний розгляд рівнянь (5.190), (5.191), (5.200)-(5.204) дозволяє виразити загальний питомий стаціонарний молярний потік через концентрацію пари пального на зовнішніх границях системи:

$$j_{1\mu, st}(h_{gl}, h) = \frac{\beta \cdot (\varphi_{1s} - \varphi_{1a}^-)}{1 + \beta \cdot k \cdot \frac{h_{gl}}{D_{gl}} + \beta \cdot \frac{h}{D_g}}, \quad \text{моль} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (5.205)$$

Співвідношенню (5.205), з огляду на формулу (5.192), можна надати форму

$$j_{1\mu, st}(h_{gl}, h) = \frac{j_{1\mu, st}(0,0)}{1 + k \cdot \frac{h_{gl}}{\delta_D} \cdot \frac{D_a}{D_{gl}} + \frac{h}{\delta_D} \cdot \frac{D_a}{D_{gr}}} = \frac{j_{1\mu,0}}{K_{gr,gl,a}}, \quad \text{моль} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (5.206)$$

де символом

$$j_{1\mu,0} = \beta \cdot (\varphi_{1s} - \varphi_{1a}^-), \quad \text{моль} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \quad (5.207)$$

позначено щільність потоку пального, що випаровується у повітряний простір з вільної поверхні рідкого палива, а безрозмірний параметр $K_{gr.gl.a}$ задається співвідношенням:

$$K_{gr.gl.a} = 1 + k \cdot \frac{h_{gl}}{\delta_D} \cdot \frac{D_a}{D_{gl}} + \frac{h}{\delta_D} \cdot \frac{D_a}{D_{gr}}. \quad (5.208)$$

Використовуючи співвідношення (5.191), (5.202) і (5.205), можна визначити концентрацію пари пального безпосередньо над поверхнею шару гелю

$$\varphi_{1a}^+ = \frac{\varphi_{1s} + (K_{gr.gl.a} - 1) \cdot \varphi_{1a}^-}{K_{gr.gl.a}} \approx \frac{\varphi_{1s}}{K_{gr.gl.a}}. \quad (5.209)$$

З формул (5.206) і (5.209) випливає, що нанесення шарів гранульованого матеріалу і гелю на поверхню горючої рідини у $K_{gr.gl.a}$ разів зменшує і стаціонарний потік пари пального і його концентрацію на вході в повітряний простір.

Приведемо чисельну оцінку параметрів $K_{gr.gl.a}$ і $\tau_{D,gl}$, у ході якої скористаємося тим, що властивості гелю, що цікавлять нас, мало відрізняються від відповідних властивостей води. В якості дифундуючої речовини візьмемо основний компонент бензину - октан. Оцінка буде відповідати температурі 20 °С.

Значення коефіцієнта розподілу $k = k_2 \approx k_1$ можна одержати на підставі формули (5.204), беручи для концентрації φ_{1a}^+ максимально можливе значення φ_{1s} . При цьому для оцінки величини концентрації пального у воді φ_{1gl}^- використаємо довідникове значення коефіцієнта розчинності октану у воді k_m , а для оцінки концентрації насиченої пари пального φ_{1s} – емпіричну формулу Антуана (5.173). Згідно з останньою формулою за температури $t = 20$ °С тиск насиченої пари $p_{1s} = 1,40$ кПа. Даному тиску, у випадку ідеального газу, відповідає концентрація

$$\varphi_{1s} = \frac{p_{1s}}{R \cdot T} = 0,57 \text{ моль} \cdot \text{м}^{-3}, \quad (5.210)$$

де T - абсолютна температура пари, К.

У випадку октану $k_m = 1,5 \cdot 10^{-5}$ грам октану на грам води. Даній розчинності відповідає концентрація октану у воді

$$\varphi_{1gl}^- = \frac{k_m \cdot \rho_w}{\mu_1} = 0,13 \text{ моль} \cdot \text{м}^{-3}. \quad (5.211)$$

В оцінці (5.211) використано низьке значення розчинності ($k_m \ll 1$); узято значення густини води $\rho_w = 1000 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$ і молярної маси октану $\mu_1 = 114 \cdot 10^{-3} \text{ кг}\cdot\text{моль}^{-1}$.

Використовуючи результати (5.210), (5.211), одержуємо оцінку коефіцієнта розподілу октану за температури 20 °С:

$$k = \frac{\Phi_{1s}}{\Phi_{1gl}} = 4,4. \quad (5.212)$$

Коефіцієнт дифузії D_{gl} будемо оцінювати за формулою коефіцієнта дифузії броунівської частки (молекули октану) в рідині (воді):

$$D_{gl} = \frac{k_B \cdot T}{6 \cdot \pi \cdot \rho_w \cdot \nu_w \cdot r_o}, \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1} \quad (5.213)$$

де $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж}\cdot\text{К}^{-1}$ – стала Больцмана; ν_w – коефіцієнт кінематичної в'язкості води, $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$; r_o – ефективний радіус дифундууючої частки, м. Скориставшись тим, що за температури 20 °С довідникове значення $\nu_w = 1,005 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, а оціночне значення $r_o = 3,8 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, із виразу (5.213) отримаємо $D_{gl} = 5,6 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$.

Маючи чисельне значення D_{gl} , можна надати співвідношенню (5.174) (визначення характерного часу дифузії октану в гелієвому шарі) розрахункову форму

$$\tau_{D.gl} = 1,8 \cdot 10^3 \cdot h_{gl}^2, \text{ с}, \quad (5.214)$$

в якій товщина гелієвого шару h береться в міліметрах.

Коефіцієнт дифузії пари октану в повітрі D_a оцінений у попередньому пункті 5.5.2, згідно зі співвідношенням (5.168). Там показано, що $D_a \approx 6,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. У цьому ж пункті на основі співвідношення (5.121) зроблено оцінку коефіцієнта дифузії пального у гранульованому середовищі: $D_{gr} \approx 0,8 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$.

Підставляючи отримані значення величин k , D_{gl} , D_{gr} , D_a у формулу (5.208), використовуючи (5.193) і (5.121), одержимо оцінку величини мінімального значення коефіцієнта зменшення потоку шарами гранульованого матеріалу і гелю

$$K_{gr.gl.a} = 1 + 5,0 \cdot 10^4 \cdot \frac{h_{gl}}{\delta_D} + \frac{h}{\delta_D} \cdot \frac{1}{r_V} \cdot \left(\frac{l_m}{h} \right)^2 = 1 + Nu_D \cdot \left(5,0 \cdot 10^4 \cdot \frac{h_{gl}}{l} + 8 \cdot \frac{h}{l} \right), \quad (5.215)$$

де всі довжини беруться в однакових одиницях виміру.

З огляду на те, що мінімальне значення $Nu_D \sim 1$, зі співвідношення (5.215) одержуємо, що при характерних розмірах поверхонь $l \sim 1$ м послаблююча дія гелієвого шару є ефективною вже при $h_{gl} \sim 0,1$ мм навіть у стаціонарному режимі. Аналогічний ефект послаблення шаром тільки гранульованого середовища відповідає величинам h , більшим на 4 порядки.

Завершуючи розділ, наведемо основні отримані у ньому результати.

1. На основі законів тепло- і масообміну побудовано математичну модель теплозахисної дії вологого гелю, в якій процес висихання гелю розглядається з урахуванням масопереносу водяної пари крізь прошарок сухого гелю, що утворюється, яка враховує принципову відмінність висихання гелю від звичайного випаровування води, особливістю якої є зведення моделі у випадку термічно тонкого шару гелю до системи звичайних (а не частинних похідних) диференціальних рівнянь відносно часу.

2. Побудовано математичну модель процесу охолодження термічно товстого тіла нанесеним гелевим шаром, який включає два послідовних етапи: А) прогрів вологого гелю до температури «кипіння» з наступним «википанням» рідкої фази гелю з утворенням сухого залишку; Б) охолодження масивного тіла з відводом тепла у зовнішнє середовище крізь утворений теплоізолюючий шар сухого залишку гелю; що дозволило отримати аналітичну залежність температури охолоджуваної поверхні від часу після утворення на ній шару вологого гелю.

3. На основі законів тепло- і масообміну розроблено математичну модель процесу випаровування крапель водного розчину солі у високотемпературному газовому середовищі, а також побудовано комп'ютерну програму, що моделює процес, спираючись на яку зроблено оцінку максимальної дальності польоту краплі, за якої забезпечуються умови надійного гелеутворення на поверхні ТГМ.

4. На базі оцінки променистого теплового потоку, що падає від факела ландшафтної пожежі, який має форму довгої смуги, на довільно орієнтовані елементи поверхні горючого матеріалу, побудовано модель захисної дії покритої шаром гелю захисної смуги, що дало можливість оцінити необхідну для локалізації пожежі витрату гелеутворюючої сполуки, і встановити, що вона складає величину майже у 10 разів меншу, ніж відповідна витрата води.

5. Виведено загальне рівняння стаціонарного дифузійного масопереносу крізь зернисте середовище. Отримано просту універсальну оцінку зверху величини коефіцієнта дифузії крізь зернисте середовище, що

дозволяє прогнозувати захисні властивості зернистого матеріалу щодо зменшення небезпечного масопереносу.

6. Побудовано математичну модель процесу нестационарної неізотермічної дифузії пари горючої рідини крізь шар зернистого покриття, що виступає над поверхнею рідини, особливістю якої є те, що випаровування рідини описується у квазістационарному наближенні, через що поле концентрацій задається алгебраїчними співвідношеннями, а температурне поле описується модифікованим рівнянням нестационарної теплопровідності. Показано, що модель дозволяє прогнозувати можливість спалаху пари пального за різних значень температури і товщини захисного покриття; зокрема виявлено, що критична, щодо спалаху, товщина захисного шару різко зростає в разі наближення температури пального до температури кипіння; зокрема при використанні октану за умови зміни температури від 20 °C до його температури кипіння 125 °C вона зростає від 0,07 м до 57,7 м.

7. Побудовано математичну модель процесу нестационарної ізотермічної дифузії пари горючої рідини крізь двошарове покриття, яке складається і шару зернистого покриття, що виступає над поверхнею рідини, і розташованого на ньому шару гелю, яка у квазістационарному наближенні описує масоперенос пари пального за межами гелієвого шару алгебраїчними співвідношеннями, а масоперенос крізь гелієвий шар - рівнянням нестационарної дифузії з граничними умовами 3-го роду. Зроблені у рамках моделі оцінки демонструють суттєве (у разі) зменшення потоку пари за умов товщини суцільного шару гелю навіть меншої за 1 мм.

РОЗДІЛ 6

РЕКОМЕНДАЦІЇ ЩОДО ВИБОРУ ПОКРИТТІВ І ЕКРАНІВ ДЛЯ ЗАХИСТУ ВІД ТЕПЛОВОГО ВПЛИВУ ПОЖЕЖІ

У даному розділі будуть надані загальні рекомендації щодо вибору теплозахисних покриттів для запобігання нагріванню поверхонь внаслідок теплового впливу пожежі. Рекомендації стосуватимуться нестационарної ситуації й будуть пов'язані з визначенням межі вогнестійкості, тобто того часу, через який в якомусь із місць системи буде досягнутий критичний рівень параметра системи (температури - для неживих об'єктів, або питомого теплового потоку, що потрапляє на поверхню живих об'єктів). Також розглядатиметься питання вибору захисного покриття, що забезпечить заданий рівень межі вогнестійкості.

До розгляду взято поглинаючі, відбиваючі покриття і покриття, що спучуються.

Зразу відмітимо, що суто відбиваючі покриття для захисту неживих об'єктів менш зручні, ніж поглинаючі покриття, бо за однакової межі вогнестійкості складніші й займають значно більше місця. Одночасно відбиваючі покриття є кращими за поглинаючі у випадку захисту живих об'єктів, бо за фіксованої межі вогнестійкості виграють через можливість організації мобільного захисту (мобільний відбиваючий екран, теплозахисний костюм).

Зі сказаного випливає, що для пасивного захисту неживих об'єктів зручніше використовувати інертні поглинаючі покриття та покриття, що спучуються. Основним механізмом передачі тепла в обох цих видах покриттів є теплопровідність. Основним параметром, що характеризує швидкість зміни температури за умов теплопровідності, є коефіцієнт температуропровідності, який дорівнює

$$a = \frac{\lambda}{c_p \cdot \rho}, \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}, \quad (6.1)$$

де λ - коефіцієнти теплопровідності матеріалу покриття, Вт м⁻¹ К⁻¹; c_p - питома масова ізобарна теплоємність матеріалу захисного шару, Дж м⁻³ К⁻¹; ρ - густина матеріалу захисного покриття, кг·м⁻³.

Характерний час, через який відбувається суттєва зміна температури на захисному шарі товщиною h , є

$$\tau_0 = \frac{h^2}{a}, \text{ с.} \quad (6.2)$$

Із оцінки (6.2) випливає, що збільшення межі вогнестійкості (остання має порядок τ_0) можна досягати або збільшуючи товщину захисного шару, або зменшуючи коефіцієнт температуропровідності матеріалу.

Звернемо увагу на наступну обставину. Згідно з формулою (6.1) мінімальне значення коефіцієнта a можна досягти на матеріалах із малими коефіцієнтами теплопровідності λ . Як правило, мале значення λ мають пористі матеріали. Однак у них малою разом із λ є і густина матеріалу ρ за практично незмінної величини c_p , тобто приблизно $\lambda \propto \rho$. Виявляється, що зі зростанням пористості (наприклад, при спучуванні) коефіцієнт температуропровідності a змінюється несуттєво (на десятки відсотків), в той час як коефіцієнт теплопровідності зменшується у рази. Це означає, що під час спучування виграш у часі захисної дії досягається в основному внаслідок зростання (у рази) товщини захисного шару h .

Основні області використання вогнезахисних матеріалів із урахуванням їх особливостей показано у таблиці 6.1. [77, 78]

Далі ми перейдемо до рекомендацій щодо визначення межі вогнестійкості (за фіксованої товщини) інертного поглинаючого покриття із заданими властивостями його матеріалу і заданими критичними значеннями температури по різні боки покриття.

6.1 Захист термічно товстого тіла інертним поглинаючим покриттям

Нагадаємо, що термічно товстим вважається тіло, яке задовольняє вимозі (2.1), в якій в якості часу τ необхідно підставляти максимальне значення межі вогнестійкості.

Будемо аналізувати ситуацію нагріву від гарячого зовнішнього середовища зі сталою ефективною температурою. Це задача 3-го роду, вирішення якої вимагає знання величин температури гарячого середовища t_f і коефіцієнта тепловіддачі α . Як показано у підрозділі 2.1, відносна надлишкова температура на поверхні захисту (2.37)

$$\theta_* \equiv \frac{t_*(\tau) - t_0}{t_{\max} - t_0},$$

де $t_*(\tau)$ - температура поверхні, є функцією $\theta_* = \theta_*(Fo, Bi, K)$ трьох незалежних критеріїв: критерію Фур'є $Fo = \frac{a \cdot \tau}{h^2}$ (2.104), критерію Біо

$$Bi = \frac{\alpha \cdot h}{\lambda} \quad (2.30) \quad \text{та критерію відносної теплової активності} \quad K = \sqrt{\frac{\lambda_* c'_*}{\lambda c'}} \quad (2.23).$$

Таблиця 6.1

Області застосування засобів пасивного вогнезахисту

Вогнезахисний матеріал	Переваги	Недоліки	Клас вогнестійкості й область застосування
Вогнезахисні цементо-вермикулітові штукатурки	Висока межа вогнестійкості, низька вартість матеріалу, екологічність під час експлуатації і відсутність токсичних продуктів горіння, можливість використання на відкритому повітрі	Трудомісткість робіт із нанесення, складність відновлення та ремонту, низькі декоративні якості, слабка адгезія до поверхонь, понижена вібростійкість	До R240. Для сталевих конструкцій нескладної конфігурації (колони, балки)
Вогнезахисні плити і листові волокнисті матеріали	Висока межа вогнестійкості та великий термін експлуатації, підвищена вібростійкість за рахунок механічного кріплення до конструкцій, ремонтоздатність, відсутність корозійного впливу на метал, добрі декоративні властивості, екологічність під час експлуатації і відсутність токсичних продуктів горіння, точний контроль товщини вогнезахисного шару, сухий спосіб монтажу	Необхідність влаштування систем кріплення, обмежене застосування для вогнезахисту конструкцій складної конфігурації	До R300. Для сталевих конструкцій нескладної конфігурації (колони, балки)
Сполуки інтумесцентного типу	Мінімальна товщина і вагове навантаження на конструкцію, технологічність робіт із вогнезахисту, ремонтоздатність, вібростійкість, добрі декоративні властивості	Обмежені умови експлуатації, висока токсичність продуктів горіння	До R90. Для сталевих конструкцій будь-якої конфігурації

Явний вид функції $\theta_* = \theta_*(Fo, Bi, K)$ з довільних значень параметрів (Fo, Bi, K) є невідомим. Відома аналітична залежність $\theta_* = \theta_*(Fo, Bi, 0)$, яка відповідає дії поверхні захисту як абсолютного теплоізолятора. У зв'язку з цим при $K > 0$ виконується нерівність $\theta_*(Fo, Bi, 0) > \theta_*(Fo, Bi, K)$, тобто оцінки, отримані за відомою залежністю $\theta_* = \theta_*(Fo, Bi, 0)$, дають завищене значення температури (у заданий момент часу), або занижене значення межі вогнестійкості (за заданого рівня температури).

Графік відомої залежності $\theta_* = \theta_*(Fo, Bi, 0)$ наведено на рис. 6.1. На наступному рис. 6.2 наведено графіки відносної надлишкової температури на гарячій поверхні захисного покриття. На обох рисунках кожній кривій лінії відповідає фіксоване значення критерію Bi , вказане на лінії.

Зі сказаного випливає, що у разі захисту термічно товстого тіла (виконання вимоги (2.1)) для знаходження верхньої межі температури (нижньої межі вогнестійкості) треба діяти за наступним алгоритмом.

Порядок визначення температур у заданий момент часу τ в заданій точці обов'язково містить три кроки:

- 1) розраховуються параметри $Fo = \frac{a \cdot \tau}{h^2}$ і $Bi = \frac{\alpha \cdot h}{\lambda}$;

- 2) використовуючи графік відповідної температури (рис. 6.1 для холодної й рис. 6.2 для гарячої поверхні покриття) по Fo і Bi визначається відповідна надлишкова температура θ ;

- 3) розраховується шукана температура: $t = t_0 + \theta \cdot (t_{\max} - t_0)$.

Після цього знайдені значення температур бажано порівняти з допустимими (знайдене за рис. 6.1 - з допустимим для поверхні, яку захищають, а знайдене за рис. 6.2 - з допустимим для матеріалу захисного шару).

Порядок визначення межі вогнестійкості τ за заданим рівнем температури $t = t_{cr}$ в заданій точці також обов'язково містить три кроки:

- 1) розраховуються параметри $\theta_{cr} = \frac{t_{cr} - t_0}{t_{\max} - t_0}$ і $Bi = \frac{\alpha \cdot h}{\lambda}$;

- 2) використовуючи графік відповідної температури (рис. 6.1 для холодної й рис. 6.2 для гарячої поверхні покриття) по θ_{cr} і Bi обчислюється відповідне значення критерію $Fo = Fo_{cr}$;

- 3) розраховується шукана межа вогнестійкості $\tau_{cr} = Fo_{cr} \cdot \frac{h^2}{a}$.

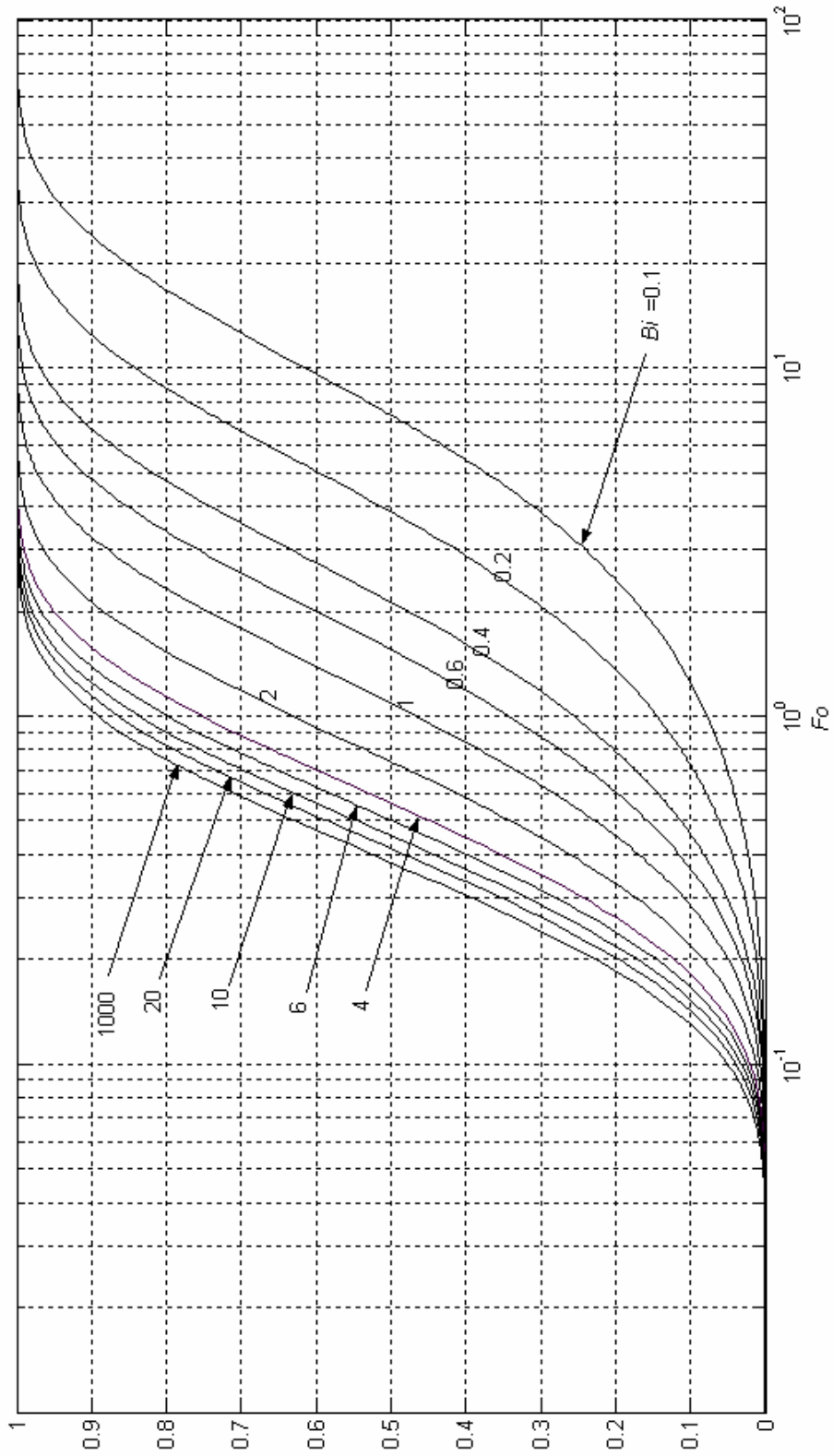


Рис. 6.1 -Графіки залежності відносної надлишкової температури поверхні захисту від критерію Фур'є Fo за фіксованих значень критерію Біо Bi

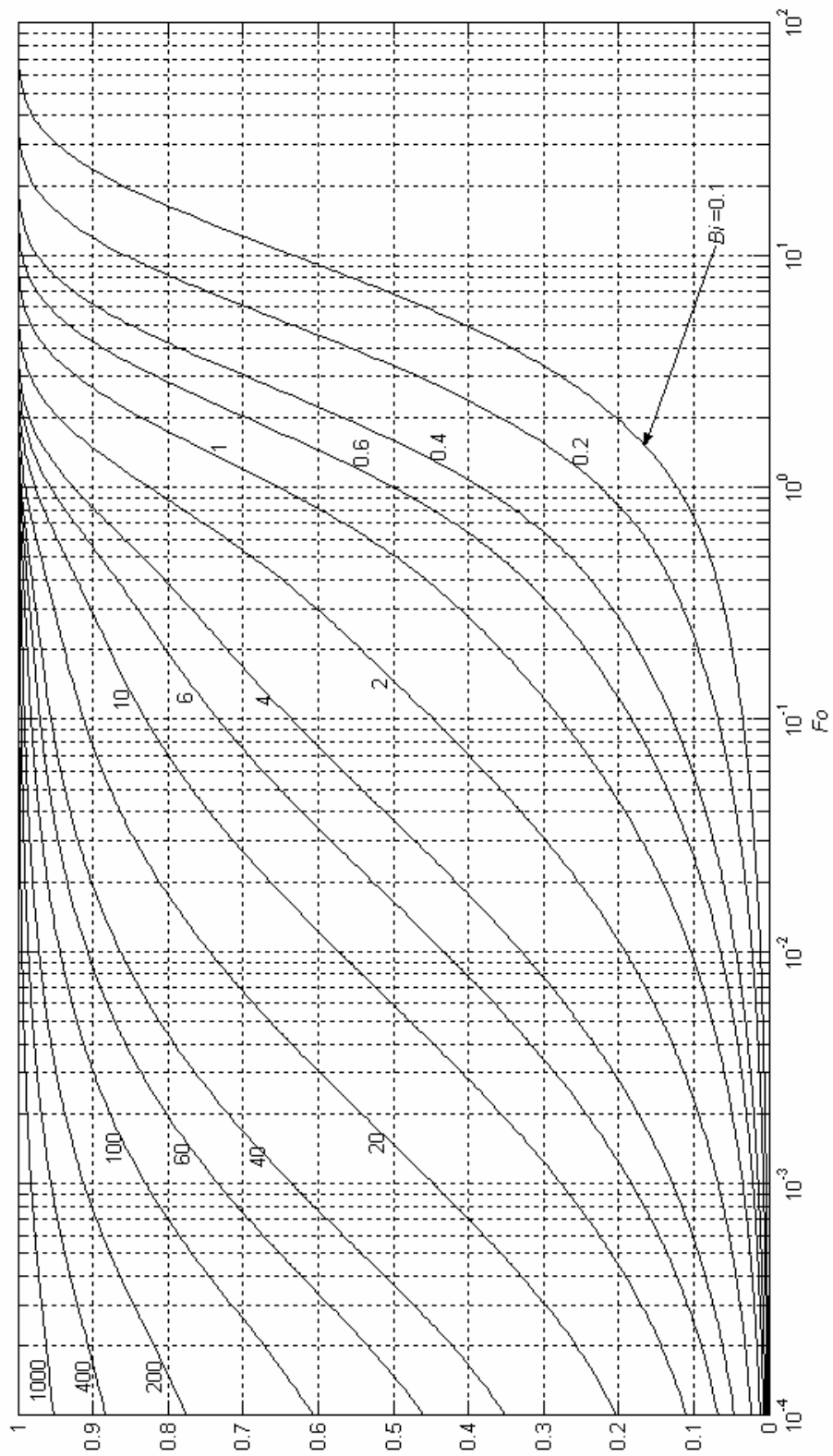


Рис. 6.2 - Графіки залежності відносної надлишкової температури гарячої поверхні захисного покриття від критерію Фур'є Fo за фіксованих значень критерію Біо Bi

Межові значення температур (або меж вогнестійкості), отримані з використанням графіків (рис.6.1, 6.2), відрізняються від дійсних із відносною точністю $\sim K = \sqrt{\frac{\lambda_* c'_*}{\lambda c'}}$. Як правило, матеріали-ізолятори тепла мають

відносно малі значення, як λ , так і c' , у порівнянні з іншими матеріалами, особливо з металами (дивись додаток). Це означає, що якщо цікавитися точними значеннями температур (або меж вогнестійкості), то треба вміти відтворювати залежність $\theta_*(Fo, Bi, K)$ для будь якого фіксованого значення параметрів (Fo, Bi, K) . Таку залежність можна знайти, чисельно вирішивши за допомогою ЕОМ систему рівнянь нестационарної теплопровідності (1.1)-(1.5). Через те, що кількість змінних (Fo, Bi, K) більша двох, не існує зручної для користувачів форми зберігання даної інформації. Через поширеність ПЕОМ можна скористатися відповідною програмою, в якій напряму вводяться значення фізичних характеристик матеріалів. Крім того, можна змінювати розрахункові режими пожеж, під дією яких знаходиться захищений матеріал. Наприклад, у підрозділі 2.4 наведено результати моделювання захисної дії покриття від впливу газового середовища, температура якого визначалася за інтегральною моделлю пожежі у приміщенні.

Розроблено комп'ютерні програми з розрахунку залежності від часу температур поверхонь об'єктів, у разі, коли температура газового середовища $t_f, ^\circ\text{C}$, змінюється із часом за законом

$$t_f(\tau) = t_{\max} - (t_{\max} - t_0) \cdot \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_f}\right), ^\circ\text{C}, \quad (6.3)$$

де τ_f - характерний час наближення температури газового середовища до свого асимптотичного значення t_{\max} , та за одною із номінальних формул - формулою стандартної пожежі [74]

$$t_f(\tau) = t_{f.st}(\tau) \equiv 345 \cdot \lg(8 \cdot \tau + 1) + t_0, ^\circ\text{C}, \quad (6.4)$$

в яку час τ підставляється у хвиликах. Відмітимо, що у випадку стандартної пожежі коефіцієнту тепловіддачі надають значення $\alpha = 25 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$. Програми полегшують можливість порівняння розрахункових результатів із результатами сертифікаційних випробувань для будівельних конструкцій.

Важливою перевагою цих програм є можливість врахування залежності теплофізичних характеристик використовуваних матеріалів від температури.

Зразу відмітимо, що програми моделюють термічний захист тіл довільної товщини. Це означає, що під час користування ними у випадку

термічно товстих тіл треба вводити значення товщини тіла h_* , що задовольняє вимозі (2.1).

Наведемо алгоритм користування програмами у випадку моделювання термічного захисту при допомозі вогнезахисної штукатурки «Неоспрей», яка витримує температуру у $1300\text{ }^\circ\text{C}$ і має наступні значення теплофізичних параметрів: $\lambda = 0,11\text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$, $\rho = 490\text{ кг/м}^3$, $c_p = 1,0\text{ кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$.

Першим розглянемо захист соснової балки від пожежі, що змінюється згідно із залежністю (6.3).

Алгоритм дій наступний.

1) Вводимо параметри газового середовища: $t_{\max} = 950\text{ }^\circ\text{C}$, $t_0 = 20\text{ }^\circ\text{C}$, $\tau_f = 10\text{ с}$, $\alpha = 10\text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$.

2) Вводимо параметри соснової балки: $\lambda_* = 0,16\text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$, $\rho_* = 550\text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$, $c_{p*} = 2,72\text{ кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$, $h_* = 10\text{ см}$.

3) Вводимо параметри захисного матеріалу: $\lambda = 0,11\text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$, $\rho = 490\text{ кг/м}^3$, $c_p = 1,0\text{ кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$, $h = 10\text{ мм}$.

Графіки залежності від часу температур поверхонь балки і захисного покриття наведено на рис. 6.3. На ньому символами t_f , t_s , t_{*s} і $t_{*s.free}$ позначено температури гарячого середовища, гарячої поверхні покриття, поверхні балки під захисним шаром і поверхні балки у разі відсутності захисту відповідно.

Згідно з лінією t_{*s} із рис. 6.3, якщо брати для сосни $t_{cr} = 200\text{ }^\circ\text{C}$, то межа вогнестійкості захищеної балки становитиме $\tau_{cr} \approx 807\text{ с} \approx 13,5\text{ хв}$. Поверхня незахищеної балки нагрівається до цієї температури за в 2,7 рази менший час $\tau_{cr} \approx 298\text{ с} \approx 5,0\text{ хв}$. Аналогічний процес із удвічі товщим покриттям ($h = 20\text{ мм}$) дає час захисту $\tau_{cr} \approx 1847\text{ с} \approx 30,8\text{ хв}$.

Як другий приклад розглянемо захист плити з піщаного бетону у випадку пожежі, що змінюється згідно із залежністю (6.4) стандартної пожежі.

Алгоритм дій наступний.

1) Вводимо параметри газового середовища: $t_0 = 20\text{ }^\circ\text{C}$, $\alpha = 25\text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$.

2) Вводимо параметри плити з бетону піщаного: $\lambda_*(t) = 1,05 - 5,8 \cdot 10^{-4} \cdot t$, $\text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$, $\rho_* = 1900\text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$, $c_{p*}(t) = 770 + 0,63 \cdot t$, $\text{Дж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$, $h_* = 20\text{ см}$.

3) Вводимо параметри захисного матеріалу: $\lambda = 0,11\text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$, $\rho = 490\text{ кг/м}^3$, $c_p = 1,0\text{ кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$, $h = 10\text{ мм}$.

Результати розрахунків другого прикладу представлено графічно (рис. 6.4).

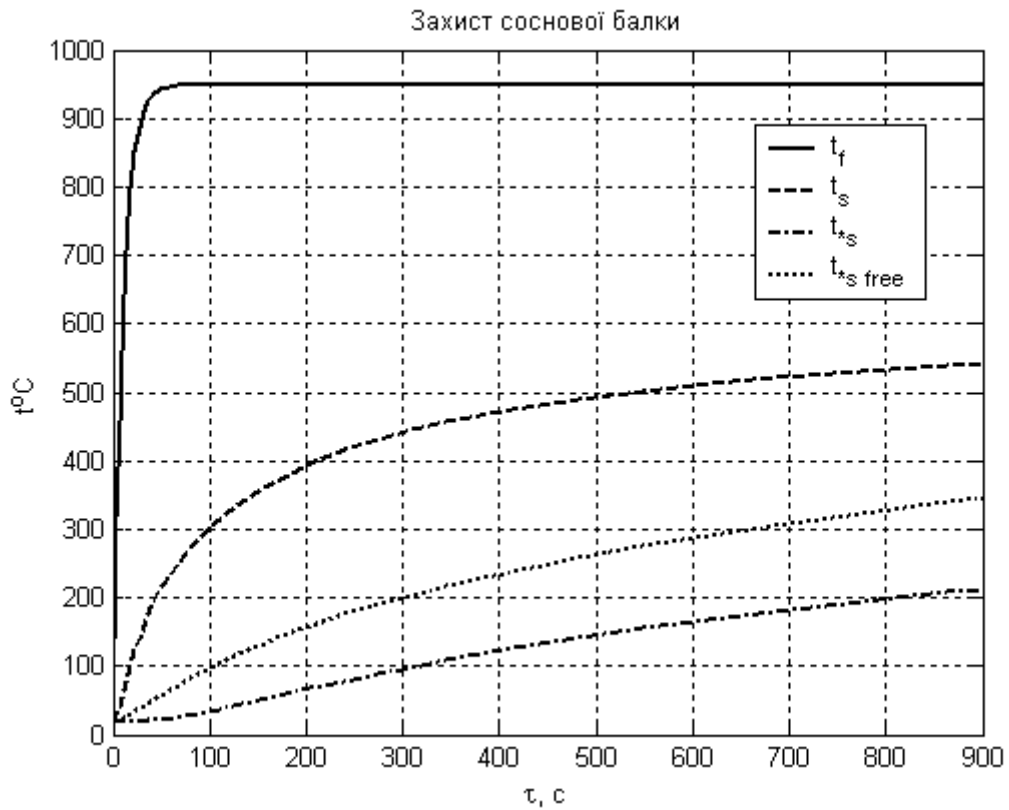


Рис. 6.3 - Графіки залежності від часу температури поверхонь за умов теплового впливу на захищену поглинаючим покриттям дерев'яну балку

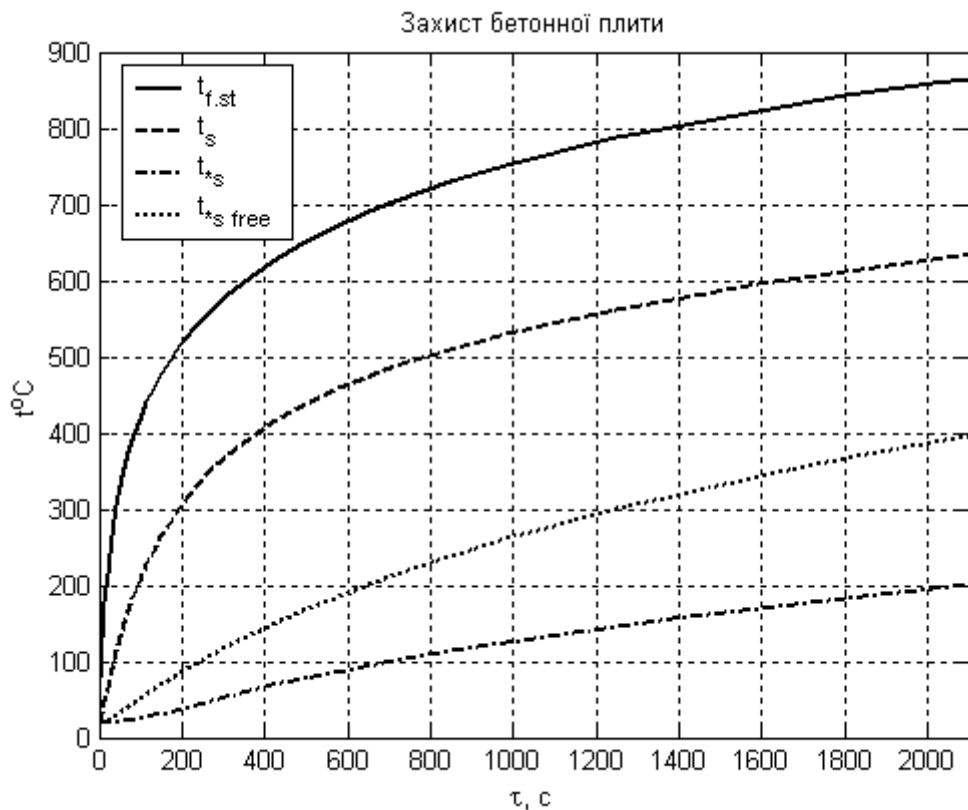


Рис. 6.4 - Графіки залежності від часу температури поверхонь за умов теплового впливу на захищену поглинаючим покриттям бетонну плиту

Символами $t_{f.st}$, t_s , t_{*s} і $t_{*s.free}$ позначені температури гарячого середовища, гарячої поверхні покриття, поверхні плити під захисним шаром і поверхні плити у разі відсутності захисту відповідно.

Згідно із рис. 6.4, якщо брати для піщаного бетону $t_{cr} = 200$ °С, то межа вогнестійкості захищеної плити становитиме $\tau_{cr} \approx 2080$ с $\approx 34,7$ хв. Поверхня незахищеної плити нагрівається до цієї критичної температури за у 3,2 рази менший час: $\tau_{cr} \approx 644$ с $\approx 10,7$ хв. Аналогічний процес з удвічі товстішим покриттям ($h = 20$ мм) дає час захисту $\tau_{cr} \approx 4240$ с $\approx 70,7$ хв.

Відмітимо, що при термічному захисті металевих об'єктів через високу теплопровідність металів варіант термічно товстого тіла практично не реалізується. Як правило, металеві конструкції ведуть себе як термічно тонкі тіла, для яких реалізується межа малих значень критерію Біо Bi_* .

6.2 Захист термічно тонкого тіла інертним поглинаючим покриттям

Нагадаємо, що термічно тонким вважається тіло, яке задовольняє вимозі (2.74), яка у даному випадку має вигляд

$$Bi_* = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda_*} \ll 1, \quad (6.5)$$

де l - характерний розмір задачі теплообміну тіла, м; λ_* - коефіцієнт теплопровідності матеріалу ТТТ, Вт м⁻¹ К⁻¹, а в якості α береться значення більшого з коефіцієнтів тепловіддачі від тіла у зовнішнє середовище.

В разі виконання умови (6.5) ТТТ можна описувати єдиною температурою. Для темпу нагріву такого тіла важливою виявляється не його форма, а відношення об'єму тіла V до площі теплового контакту із гарячим середовищем F_c

$$\delta_* \equiv \frac{V}{F_c}, \text{ м.} \quad (6.6)$$

Ця величина має назву зведеної товщини тіла. Так, у випадку двобічного нагрівання металевого листа $\delta_* = h_*/2$, де h_* - товщина листа.

Вважається, що межа вогнестійкості захищеного ТТТ, крім теплофізичних властивостей матеріалів тіла і захисного покриття, в основному залежить лише від двох геометричних розмірів - зведеної товщини тіла δ_* і товщини захисного покриття h . Така ситуація робить можливим, вирішивши теплофізичну задачу захисту плоского ТТТ плоскими шарами захисного матеріалу, зафіксувавши це рішення у термінах δ_* і h ,

розповсюдити його на випадки захисту ТТ тіл складнішої форми.

Геометрично проста плоска задача розглядалася у підрозділі 2.2. Там показано, що у випадку сталого зовнішнього впливу відносна надлишкова

температура захищеної поверхні ТТ тіла $\theta \equiv \frac{t_*(\tau) - t_0}{t_{\max 1} - t_0}$ (2.102) є заданою

аналітично у вигляді ряду (2.105) функцією п'ятих критеріїв:

$\theta = \theta(Fo, Bi_1, Bi_2, C, \theta_{f2})$, де $Fo = \frac{a \cdot \tau}{h^2}$ (2.104); $Bi_1 = \frac{\alpha_1 \cdot h}{\lambda}$ (2.85); $Bi_2 = \frac{\alpha_2 \cdot h}{\lambda}$

(2.86); $C = \frac{c_{p*} \cdot \rho_* \cdot h_*}{c_p \cdot \rho \cdot h}$ (2.87); $\theta_{f2} \equiv \frac{t_{f2} - t_0}{t_{\max 1} - t_0}$ (2.103).

Якщо знехтувати тепловою взаємодією із другим середовищем, що формально досягається вимогою $Bi_2 = 0$, все одно залишиться залежність від трьох критеріїв (Fo, Bi_1, C) , що унеможливорює просте (графічне або табличне) подання результатів. Для вирішення задачі визначення захисної дії поглинаючого покриття можна скористатися вже згадуваними відповідними програмами для ПЕОМ.

Наведемо порядок користування програмами на прикладі моделювання термічного захисту сталевієї пластини за допомогою вогнезахисної штукатурки «Неоспрей». Розрахунок проведемо для випадку стандартної пожежі.

Алгоритм дій наступний.

1) Вводимо параметри газового середовища: $t_0 = 20$ °С, $\alpha = 25$ Вт/(м²·К).

2) Вводимо параметри пластини з вуглецевої сталі [75]: коефіцієнт теплопровідності $\lambda_*(t) = 54 - 3,33 \cdot 10^{-2} \cdot t$, Вт·м⁻¹·К⁻¹, $\rho_* = 7850$ кг·м⁻³, $c_{p*}(t) = 425 + 0,773 \cdot t - 1,69 \cdot 10^{-3} \cdot t^2 + 2,22 \cdot 10^{-6} \cdot t^3$, Дж·кг⁻¹·К⁻¹, і зведену товщину пластини δ_* , яка у випадку двобічного обігріву становить половину її товщини. Так, якщо $h_* = 10,74$ мм, то $\delta_* = h_*/2 = 5,37$ мм.

3) Вводимо параметри захисного матеріалу (штукатурки «Неоспрей»): $\lambda = 0,11$ Вт·м⁻¹·К⁻¹, $\rho = 490$ кг/м³, $c_p = 1,0$ кДж·кг⁻¹·К⁻¹, $h = 35,5$ мм.

Отримані графіки залежності від часу температур поверхні пластини і захисного покриття наведено на рис. 6.5.

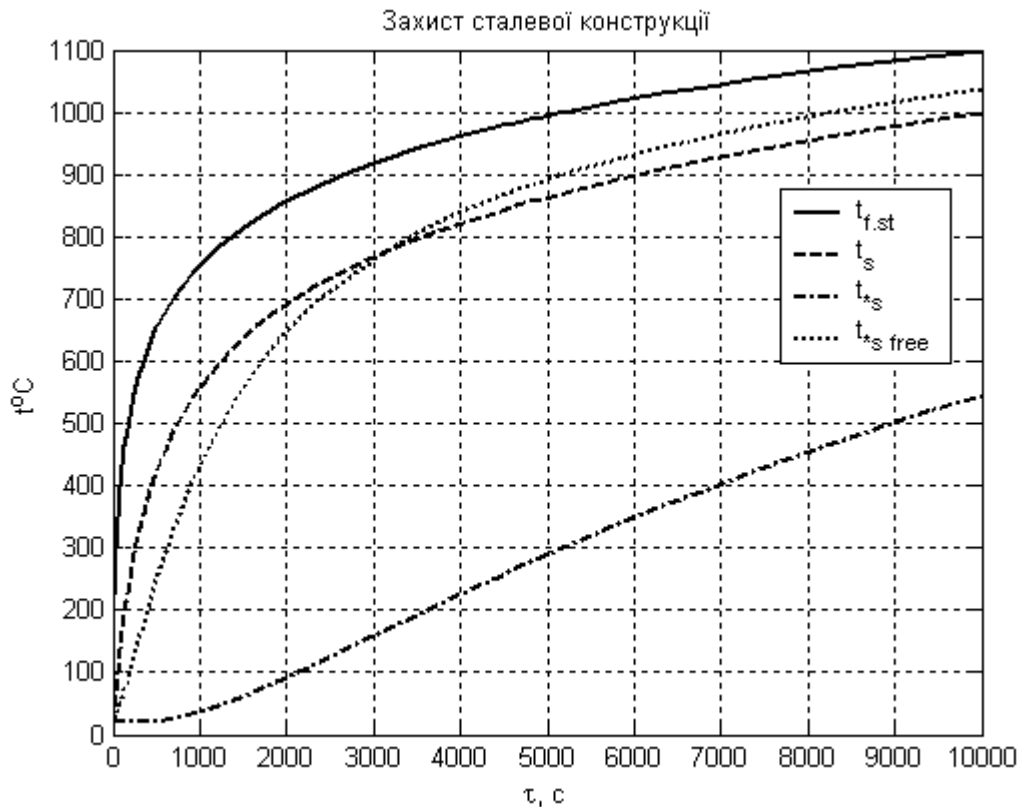


Рис. 6.5 - Графіки залежності від часу температур поверхонь за умов теплового впливу на захищену поглинаючим покриттям сталеву ТТ пластину у режимі стандартної пожежі


Символами $t_{f.st}$, t_s , t_{*s} і $t_{*s.free}$ позначені температури гарячого середовища, гарячої поверхні покриття, поверхні захищеної пластини і поверхні пластини у разі відсутності захисту відповідно.

Згідно із цими графіками, якщо брати для сталі $t_{cr} = 500$ °C, то межа вогнестійкості захищеної конструкції становитиме $\tau_{cr} \approx 8970$ с = 149,5 хв., що у 7,2 рази перевищує межу вогнестійкості пластини у разі відсутності теплового захисту, коли $\tau_{cr} \approx 1244$ с $\approx 20,7$ хв.

Межу вогнестійкості можна визначити за наявності сертифіката відповідності на вогнезахисну речовину. Додаток до такого сертифіката на вогнезахисне покриття «Неоспрей» наведено на рис. 6.6 [77].

Згідно із першим значущим рядком таблиці 1 з рис. 6.6 межа вогнестійкості за втратою несучої здатності сталеві балки зі зведеною товщиною $\delta_* = 5,37$ мм, за середньої товщини сухого шару вогнезахисного покриття $h = 35,5$ мм, має позначку R 180, тобто становить 180 хв.

Порівняння значень межі вогнестійкості, отриманих у двох останніх випадках, а саме за допомогою комп'ютерного моделювання ($\tau_{cr} \approx 149,5$ хв.) і за результатами сертифікаційних експериментальних випробувань ($\tau_{cr} = 150$ хв.), демонструє високу якість моделі (відносне розходження модельного й експериментального результатів становить 0,3 %).


 ДЕРЖАВНИЙ КОМПЕТЕТ УКРАЇНИ З ПИТАНЬ ТЕХНІЧНОГО РЕГУЛЮВАННЯ
 ТА СПОЖИВЧОЇ ПОЛІТИКИ
 ДЕРЖАВНА СИСТЕМА СЕРТИФІКАЦІЇ УкрСЕПРО

Серія ГЄ

ДОДАТОК

до сертифіката відповідності / свідоцтва про визнання
Приложение к сертификату соответствия / свидетельству о признании

№ UA1.016.0013474-12


.. 01 .. лютого 2012

Таблиця 1. Зведена товщина сталевих балок і умови нанесення покриття вогнезахисного 'Неоспрей' для забезпечення межі вогнестійкості сталевих балок від R 150 до R 180


№ з/п	Межа вогнестійкості сталевих будівельної конструкції, хвилини (години)	Зведена товщина сталевих балки, не менше, мм	Середня витрата (за даними ТОВ ПТК "А+В") суміші з водою/ сухої суміші, не менше, кг/м ²	Середня товщина сухого шару вогнезахисного покриття, не менше, мм
1	R 150 (2,5)	5,37	17,4/14,2	35,5
2		6,95	15,72/13,1	32,75
3	R 180 (3,0)	5,37	21,12/17,6	44,0
4		6,95	18,48/15,4	38,5

Таблиця 2. Зведена товщина сталевих колон і умови нанесення покриття вогнезахисного 'Неоспрей' для забезпечення межі вогнестійкості сталевих колон від R 120 до R 180

№ з/п	Межа вогнестійкості сталевих будівельної конструкції, хвилини (години)	Зведена товщина сталевих колони, не менше, мм	Середня витрата (за даними ТОВ ПТК "А+В") суміші з водою/ сухої суміші, не менше, кг/м ²	Середня товщина сухого шару вогнезахисного покриття, не менше, мм
1	R 120 (2,0)	3,43	13,44/11,2	28,0
2		5,76	12,53/10,44	26,1
3	R 150 (2,5)	3,43	15,74/13,12	32,8
4		5,76	14,45/12,04	30,1
5	R 180 (3,0)	3,43	18,0/15,0	37,5
6		5,76	16,42/13,68	34,2


 підпис

А.В. Кучмійов
 ініціали, прізвище


 Керівник органу з сертифікації
 Руківитель органу по сертификации
 Сертифікаційний центр
 М.П. 4319662

№ 016863

Рис. 6.6 - Додаток до сертифіката відповідності на вогнезахисне покриття «Неоспрей»

6.3 Захист поверхні тіла покриттям, що спучується

Захист покриттям, що спучується, розглянуто у розділі 4.

Через те, що основним механізмом переносу тепла в інтумесцентних покриттях, як і в інертних поглинаючих, є теплопровідність, основною причиною зростання межі вогнестійкості при спучуванні є не зменшення коефіцієнта теплопровідності, а зростання товщини захисного шару в порівнянні з товщиною до спучування. У зв'язку зі сказаним, основним параметром, що визначає межу вогнестійкості таких покриттів, є кінцева (тобто та, що утворилася у результаті спучування) товщина захисного шару. Основним параметром, що визначає межу вогнестійкості, є коефіцієнт спучування k_V .

Чисельний прогноз межі вогнестійкості можна зробити або спираючись на комп'ютерне вирішення відповідної математичної моделі, яка відповідає даній інтумесцентній вогнезахисній сполуці, або використовуючи експериментальні дані випробувань зазначеної речовини.

Алгоритм дії (у разі наявності адекватної комп'ютерної моделі фіксованої вогнезахисної інтумесцентної сполуки) полягає у введенні у відповідну ЕОМ програму вільних параметрів моделі, до яких відносяться параметри зовнішнього гарячого середовища, початкова товщина інтумесцентної сполуки, теплофізичні й геометричні характеристики об'єкта захисту і початкові температури.

Наведемо приклад реалізації такого алгоритму визначення межі вогнестійкості τ_{cr} у випадку неорганічного покриття СК-1 з використанням комп'ютерної програми, розробленої на основі досліджень з підрозділу 4.3.

Алгоритм дій наступний.

1) Вводимо параметри газового середовища: $t_{max} = 950$ °С, $t_0 = 20$ °С, $\tau_f = 30$ с, $\alpha = 10$ Вт/(м²·К). (Температура середовища моделюється співвідношенням (6.3)).

2) Вводимо параметри соснової дошки, яку захищають від впливу пожежі: $\lambda_* = 0,16$ Вт·м⁻¹·К⁻¹, $\rho_* = 550$ кг·м⁻³, $c_{p*} = 2,72$ кДж·кг⁻¹·К⁻¹, $h_* = 1,5$ см за умов однобічного нагрівання.

3) Вводимо вільні параметри захисного матеріалу: $h_0 = 3$ мм – початкова товщина захисного шару. Відмітимо, що максимальне значення коефіцієнта спучування (у СК-1 $k_{V,max} \approx 4$) є константою захисної речовини.

Результати моделювання представлено на рис. 6.7. Символами t_f , t_s і t_{*s} позначені температури гарячого середовища, гарячої поверхні покриття, поверхні дошки під захисним шаром відповідно.

Згідно із цими графіками, за критичного рівня температури деревини $t_* = t_{cr} = 200$ °С межа вогнестійкості захищеної поверхні становитиме $\tau_{cr} \approx 848$ с $\approx 14,1$ хв.

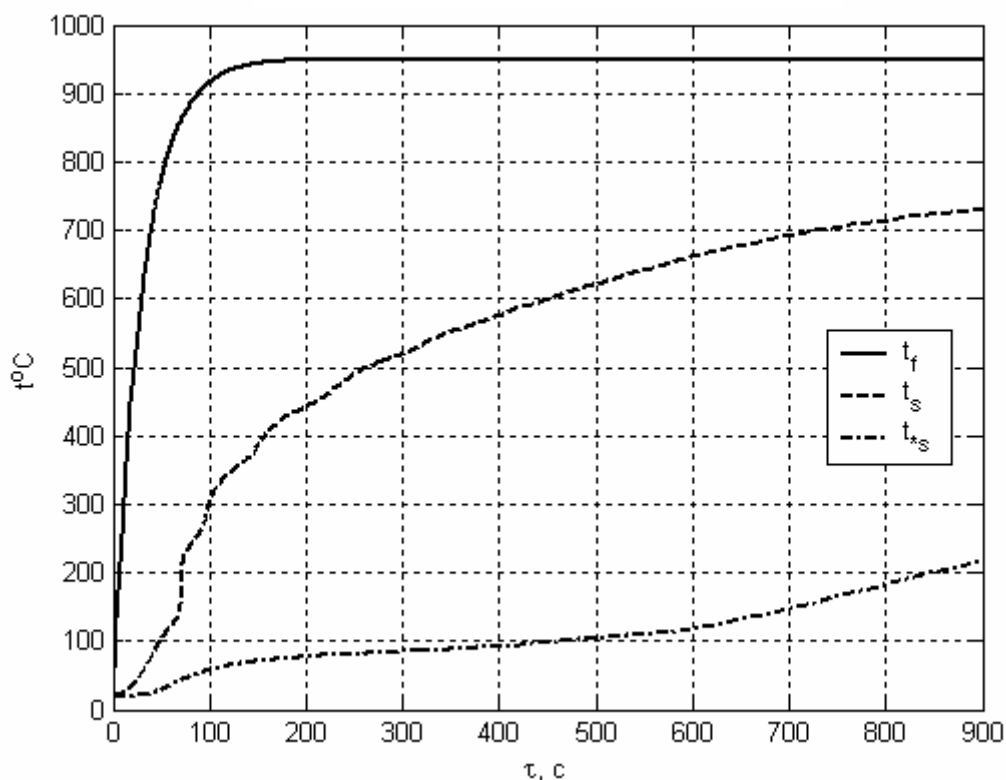


Рис. 6.7 - Графіки залежності температур від часу у випадку захисту соснової дошки інтумесцентним покриттям СК-1

На даний момент основним способом визначення межі вогнестійкості користувачами є визначення за даними експериментальних випробувань спучуваних покриттів. Продемонструємо порядок таких дій на прикладі вогнезахисної інтумесцентної сполуки Defender M Solvent, властивості якої вказано у таблиці 6.2 [77].

Таблиця 6.2

Товщина покриття (мм) на основі вогнезахисної сполуки Defender M Solvent в залежності від необхідної межі вогнестійкості та зведеної товщини металу для проектної температури 500 °C

Зведена товщина металоконструкції, мм	2,8	3,4	4,2	5,2	7,2	10,0	14,2
R 15	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21
R 30	0,46	0,41	0,41	0,36	0,31	0,26	0,21
R 45	1,76	1,66	1,56	1,41	1,26	1,06	0,86
R 60	-	-	-	-	2,21	1,86	1,51

Із таблиці 6.2 випливає, що для забезпечення межі вогнестійкості 45 хвилин за втратою несучої здатності сталеву конструкцією (рядок R 45), що буде знаходитись під дією стандартної пожежі, за зведеної товщини цієї

конструкції $\delta_* = 10,0$ мм треба нанести шар покриття Defender M Solvent, що у сухому стані матиме товщину 1,06 мм.

При використанні цієї таблиці в разі потрапляння значень заданих параметрів в інтервали між рядками (або стовпцями) для визначення шуканого параметра не можна використовувати метод лінійної інтерполяції, що пов'язано із суттєвою нелінійністю залежностей. Слід вибрати найближче більш жорстке обмеження. Наприклад, якщо задатися межею вогнестійкості у 40 хвилин (R 40) для металоконструкції, яка має зведену товщину $\delta_* = 5,0$ мм, треба взяти значення товщини шару фарби для R 45 і $\delta_* = 4,2$ мм, тобто 1,56 мм.

6.4 Захист тіла відбиваючими екранами

Власне відбиваючі покриття є незручними для захисту неживих об'єктів, бо за однакової межі вогнестійкості займають значно більше місця, ніж поглинаючі. Одночасно відбиваючі покриття є кращими за поглинаючі у разі захисту живих об'єктів, бо за фіксованої межі вогнестійкості виграють через можливість організації мобільного захисту (мобільний відбиваючий екран, теплозахисний костюм).

При використанні відбиваючих екранів для захисту живих об'єктів обмежувальною величиною є значення питомого теплового потоку q_{cr} , яке здатен витримувати об'єкт захисту. Через це критичним часом τ_{cr} є час досягнення питомим результуючим тепловим потоком $q_*(\tau)$, який падає на об'єкт захисту, значення q_{cr} . Інакше кажучи, для знаходження τ_{cr} треба, знаючи залежність $q_*(\tau)$, розв'язати рівняння

$$q_*(\tau_{cr}) = q_{cr} \quad (6.7)$$

Аналітичні розв'язки рівняння (6.7) щодо знаходження межі вогнестійкості τ_{cr} відсутні навіть у найпростішому випадку одношарового відбиваючого екрану із повітряним прошарком. Знаходження τ_{cr} вимагає використання відповідних комп'ютерних програм, які й були розроблені (тематично вони відносяться до розділу 3).

Загальний алгоритм знаходження τ_{cr} містить два кроки: 1) у відповідну комп'ютерну програму вводяться основні параметри задачі; 2) на основі виданого комп'ютерною програмою графіка залежності $q_*(\tau)$ для заданого значення q_{cr} розв'язується рівняння (6.7).

До основних параметрів задачі відносяться: а) температура і ступінь чорноти гарячого середовища T_f і ε_f та поверхні тіла T_* і ε_* відповідно; б) параметри кожного із i ($i = 1, 2$) відбиваючих шарів: товщина h_{si} , середня густина матеріалу ρ_{si} , середня питома ізобарна теплоємність матеріалу c_{psi} ,

ступені чорноти поверхонь відбиваючого шару ε'_{si} і ε''_{si} ; в) параметри прошарків.

Параметри прошарків наступні: якщо прошарок повітряний, то єдиним параметром, який необхідно задати, є його товщина x_i ; якщо прошарок заповнений теплоізоляційним матеріалом і є оптично тонким, то необхідно задавати товщину прошарку h_i , середню густину матеріалу ρ_i , середню питом ізобарну теплоємність матеріалу c_{pi} і коефіцієнт поглинання променистого потоку κ (якщо чисельне значення κ невідоме, то з відносною точністю $\kappa \cdot h_i$ можна прийняти $\kappa = 0$).

Приклади застосування наведеного алгоритму знаходження межі вогнестійкості наведено у розділі 3.

Випадок одно- і двошарових відбиваючих екранів із повітряними прошарками із відповідними чисельними значеннями параметрів задачі привів до залежності $q_*(\tau)$, яка відображена на рис. 3.7.

Графіки, наведені на рис. 3.7, наочно показують, що за умов дотримання умови непрозорості відбиваючих шарів межа вогнестійкості двошарового екрана, сума товщини шарів якого дорівнює товщині відповідного одношарового екрану (при збігу всіх інших параметрів), більш ніж у 2 рази перевищує межу вогнестійкості одношарового екрана. Так, час захисту в разі потрапляння у полум'я ($T_f = 1000 + 273$ К) складає для двошарового екрана $\tau_{cr} \approx 186$ с, а для одношарового екрана сумарної товщини $\tau_{cr} \approx 75$ с.

Приклад застосування загального алгоритму знаходження межі вогнестійкості у випадку одношарового відбиваючого екрана із теплопровідним оптично тонким прошарком наведено у підрозділі 3.4. Відповідна залежність $q_*(\tau)$ відображена на рис. 3.16. Тут час захисту в разі потрапляння у полум'я ($T_f = 1000 + 273$ К) складає $\tau_{cr} \approx 60$ с.

Приклад застосування загального алгоритму знаходження межі вогнестійкості у випадку двошарового відбиваючого екрана із теплопровідними оптично тонкими прошарками наведено у підрозділі 3.5. Відповідна залежність $q_*(\tau)$ відображена на рис. 3.19.

Можна провести порівняння графіків з рис. 3.19 із відображеними на рис. 3.16 результатами одношарового екрана, який має такі ж властивості матеріалів і товщину відбиваючого шару, що дорівнює сумарній товщині відбиваючих шарів двошарового екрана, а також товщину прошарку, що дорівнює сумарній товщині прошарків двошарового екрана. Таке порівняння показує, що час захисту двошарового екрана майже у 1,5 рази перевищує час захисту відповідного одношарового екрана, тобто в разі потрапляння у полум'я ($T_f = 1000 + 273$ К) межа вогнестійкості двошарового екрана становитиме $\tau_{cr} \approx 90$ с.

Приклад застосування загального алгоритму знаходження межі вогнестійкості у випадку напівважкого теплозахисного костюма (що складається із відбиваючого термічно тонкого оптично непрозорого шару і двох теплопровідних оптично тонких прошарків), повітряного прошарку і теплопровідного оптично тонкого шару одягу розглянуто у підрозділі 3.6. Відповідна залежність $q_*(\tau)$ відображена на рис. 3.22. Характерний час захисту, у випадку потрапляння у полум'я ($T_f = 1000 + 273$ К) складає $\tau_{cr} \approx 160$ с.

Аналіз результатів розрахунків показує, що найбільш суттєво час захисту залежить від ступенів чорноти обох боків всіх відбиваючих шарів. Особливо це стосується зовнішнього відбиваючого шару. Так, за умов зростання ε'_{s1} від 0,2 до 1 τ_{cr} зменшується у рази.

Приведемо основні результати даного розділу.

1. Для випадку захисту поверхні термічно товстого тіла шаром поглинаючого покриття надано алгоритми: визначення нижньої границі межі вогнестійкості у разі використання графіків критеріального рівняння нагрівання шару покриття; визначення межі вогнестійкості у разі використання розробленої комп'ютерної програми процесу прогріву.

2. Надано алгоритм визначення межі вогнестійкості у разі захисту поверхні термічно тонкого тіла інертним поглинаючим покриттям з використанням як даних сертифікаційних вимірів, так і комп'ютерної програми процесу прогріву. У випадку захисту конструкцій із вуглецевої сталі відносно розходження межі вогнестійкості, розраховане за моделлю і визначене за результатами сертифікаційних вимірів за умов стандартного режиму пожежі, не перевищує декілька відсотків.

3. Надано алгоритм визначення межі вогнестійкості у разі захисту поверхні покриттям зі здатного до спучування матеріалу, у разі використання як таблиці сертифікаційних вимірів властивостей захисного матеріалу, так і комп'ютерної програми, що моделює процес спучування.

4. Надано алгоритм визначення часу захисту в разі застосування відбиваючих екранів. Розглянуто системи з одним та двома відбиваючими шарами та повітряними або теплопровідними оптично тонкими прошарками. Аналіз результатів розрахунків показує, що найбільш суттєво час захисту залежить від ступенів чорноти обох боків всіх відбиваючих шарів. Так, за умов зростання ступеня чорноти зовнішньої поверхні зовнішнього відбиваючого шару від 0,2 до 1,0 час захисту зменшується у рази.

ВИСНОВКИ

У роботі, яка є завершеним науковим дослідженням, одержано нові науково обґрунтовані результати, які у сукупності забезпечують вирішення актуальної проблеми щодо розвитку наукових основ використання покриттів і екранів для захисту об'єктів від теплового впливу пожежі. Рішення досягалося шляхом розробки комплексу математичних моделей (що спираються на закони тепло- та масообміну) для опису процесів захисту, виявлення їх особливостей, а також розробки алгоритмів і програмного забезпечення для вирішення прикладних задач захисту.

1. Знайдено аналітичне рішення задачі нестационарної теплопровідності з визначення залежності від часу температури захищеної інертним покриттям поверхні термічно товстого тіла за великих (у порівнянні з одиницею) коефіцієнтів активності (що відповідає захисту металевій поверхні неметалевим покриттям) та малих критеріїв Біо, яке забезпечує одержання аналітичних прогнозних оцінок критичних значень параметрів пожежної безпеки (межі вогнестійкості, рівня температури гарячого середовища), виходячи із критичного рівня температури поверхні захищеного тіла.

2. Знайдено аналітичне рішення задачі нестационарної теплопровідності з визначення температур під час нагрівання плоского шару термічно тонкого тіла (ТТТ) крізь плоске теплопровідне інертне покриття довільної товщини, що має вигляд ряду, доданки якого експоненційно убивають із часом. Отримано формули розрахунку всіх доданків цього ряду і показано, що основною відмінністю даної задачі від відомої ситуації одностороннього прогріву одинарної плоскої пластини є залежність не від двох критеріїв (Біо та Фур'є), а від чотирьох (двох критеріїв Біо, критерію Фур'є та відношення поверхневих теплоємностей ТТТ і покриття), а також доведено, що для більшості розрахунків достатньо двох перших членів ряду, що дозволяє виявити явний вираз залежності критичних значень параметрів пожежної безпеки (межі вогнестійкості, рівня температури гарячого середовища) від критичного рівня температури ТТТ.

3. На основі порівняння результуючих коефіцієнтів пропускання теплового потоку поглинаючими покриттями з однакового матеріалу, з однаковою питомою вагою та однорідною і випадково-неоднорідною товщинами показано, що дія випадково-неоднорідного покриття суттєво відрізняється від дії відповідного однорідного покриття тільки у разі сумісного виконання двох умов: 1) немалої величини варіацій товщини покриття (σ) у порівнянні із середнім значенням товщини; 2) немалим значенням варіаційного критерію Біо ($Bi = \alpha \cdot \sigma / \lambda \geq 1$, де α - коефіцієнт тепловіддачі; λ - коефіцієнт теплопровідності матеріалу покриття).

4. Побудовано математичні описи захисної дії одношарового і двошарового тепловідбиваючих екранів із повітряними прошарками, особливістю яких є те, що вони зводяться до системи звичайних диференціальних рівнянь залежності температур екранів від часу, для

розв'язання яких в умовах сталого теплового впливу та під час пожежі у приміщенні розроблено алгоритми та побудовано відповідні комп'ютерні програми, а також знайдено аналітичні рішення спрощеної задачі прогріву таких екранів та вказано область застосування цих рішень. Показано, що час захисної дії двошарового екрана у $\sim 1,5-2$ рази перевищує час захисту відповідним одношаровим екраном сумарної товщини.

5. Розроблено алгоритм знаходження співвідношення товщини шарів двошарового тепловідбиваючого екрана із повітряними прошарками, шари якого виконані з однакового матеріалу. Цей алгоритм забезпечує максимальний час вогнезахисту за фіксованої сумарної товщини шарів і за умов обмежень на температури внутрішнього і зовнішнього шару.

6. Побудовано математичний опис захисної дії одношарових і двошарових відбиваючих теплозахисних екранів із теплопровідними прошарками, особливістю якого є врахування внутрішнього променистого теплового потоку в наближенні оптично тонкого шару, а також розроблено алгоритми і відповідні комп'ютерні програми, що вирішують системи рівнянь опису в умовах сталого теплового впливу та під час пожежі у приміщенні.

7. Розроблено математичну модель, яка здатне до спучування покриття розглядає як суміш речовин зі змінним складом, збільшення кількості й розширення газової компоненти якої у місцях знаходженні остову в рідкому стані приводить до спучування, особливістю якої є те, що вона єдиним чином описує процеси теплопереносу, термічного розкладання, випаровування, спучування й уносу маси, а також розроблено алгоритми і комп'ютерні програми, що моделюють захист в умовах сталого теплового впливу та у випадку стандартної пожежі. На прикладі здатного до спучування покриття СК-1 показано збіг із точністю $\sim 20\%$ експериментальних результатів із модельними у випадку із трьома активними компонентами.

8. На основі законів тепло- і масообміну побудовано математичну модель теплозахисної дії вологого гелю, в якій процес висихання гелю розглядається з урахуванням масопереносу водяної пари крізь прошарок сухого гелю, що утворюється, особливістю якої є зведення моделі у випадку термічно тонкого шару гелю до системи звичайних (а не частинних похідних) диференціальних рівнянь відносно часу.

9. На базі оцінки променистого теплового потоку, що падає від факела ландшафтної пожежі, який має форму довгої смуги, на довільно орієнтовані елементи поверхні горючого матеріалу, побудовано модель захисної дії покритої шаром гелю захисної смуги, що дало можливість оцінити необхідну для локалізації пожежі витрату гелеутворюючої сполуки, і встановити, що вона становить величину майже у 10 разів меншу, ніж відповідна витрата води.

10. Побудовано математичну модель процесу нестационарної неізотермічної дифузії пари горючої рідини крізь шар зернистого покриття, що виступає над поверхнею рідини, особливістю якої є те, що випаровування

рідини описується у квазістаціонарному наближенні, через що поле концентрацій задається алгебраїчними співвідношеннями, а температурне поле описується модифікованим рівнянням нестационарної теплопровідності. Показано, що модель дозволяє прогнозувати можливість спалаху пари пального за різних значень температури і товщини захисного покриття; зокрема виявлено, що критична, щодо спалаху, товщина захисного шару різко зростає в разі наближення температури пального до температури кипіння; зокрема у випадку використання октану за умови зростання температури від 20 °C до його температури кипіння 125 °C вона зростає від 0,07 м до 57,7 м.

11. Розроблено практичні рекомендації, алгоритми і комп'ютерні програми щодо вибору покриттів (із поглинаючих або здатних до спучування матеріалів) та відбиваючих екранів для захисту об'єктів від теплового впливу пожежі.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Hrubesh L.W., Pekala R.W. Thermal Properties of Organic and Inorganic Aerogels // Journal of Materials Research. 1994. V. 9. – P. 731-738.
2. Zeng S.Q., A.J. Hunt, W. Cao, Greif R. Pore Size Distribution and Apparent Gas Thermal Conductivity of Silica Aerogel // Journal of Heat Transfer. 1994. No. 116. P. 756-759.
3. Vandersall H.L. Intumescent Coating Systems. Their Development and Chemistry // J. Fire and Flamm. 1971. No. 2. P. 97-140.
4. Цапко Ю.В., Кравченко А.В., Кривенко П.В., Ніколаєнко М.В. Основні тенденції створення вогнезахисних спучуючих композицій для будівельних конструкцій // Вісник Одеської державної академії будівництва та архітектури. 2016. Вип. №65. С. 142-147.
5. Киреев А.А., Чернуха А.А. Подбор гелеобразующих систем для получения вспучивающихся огнезащитных покрытий // Проблемы пожарной безопасности. 2008. Вып. 24. С. 54-60.
6. Григорьян Б.Б., Цвиркун С.В., Григорьян М.Б. Определение теплофизических характеристик огнезащитной эффективности огнезащитного покрытия «Эндотерм 210104» // Пожежна безпека: теорія і практика. 2011. №7. С. 39-45.
7. Новак С.В., Круковский П.Г., Григорьян Н.Б. Оценка огнезащитной способности вермикулито-цементной плиты «Эндотерм 210104» стандартизированными методами // Науковий вісник: Цивільний захист та пожежна безпека. 2017. №1(3). С. 11-19.
8. Wang Z., Han E., Ke W. Influence of nano-LDHs on char formation and fire resistant properties of flame-retardant coating // Progress in Organic Coatings. 2005. Vol. 53. P. 29-37.
9. Чернуха А.А. Экспериментальное исследование температуропроводности вспучивающихся огнезащитных покрытий для древесины // Проблемы пожарной безопасности. 2011. Вып. 30. С. 263-267.
10. Киреев А.А. Термогравиметрические исследования огнетушащих и огнезащитных гелей // Проблемы пожарной безопасности. 2006. Вып. 20. С. 86-89.
11. Ковалев А.И. Определение характеристики огнезащитной способности покрытий железобетонных перекрытий для различных температурных режимов пожара // Пожежна безпека: теорія і практика. 2013. №13. С. 4-9.
12. Ковальов А.І., Качкар Є.В., Зошенко Н.В., Долішній Ю.В. Експериментальне дослідження вогнезахисної здатності покриття «AMOTHERM STEEL WB» при температурному режимі вуглеводневої пожежі // Пожежна безпека: теорія і практика. 2014. №17. С. 53-60.
13. Круковский П.Г., Качкар Е.В., Ковалев А.И. [и др.] Эффективность вспучивающихся огнезащитных покрытий железобетонных

конструкцій при різних режимах пожеги // Науковий вісник УкрНДІПБ. 2010. №21. С. 75-83.

14. Андронов В.А., Рибка Є.О. Дослідження вогнегасних властивостей реактивних покриттів для металевих конструкцій з урахуванням температурних режимів реальних пожег // Проблеми пожегової безпеки. 2011. Вып. 29. С. 8-17.

15. Писарський М.О., Шаршанов А.Я. Моделювання динаміки небезпечних факторів пожеги у приміщенні // Проблеми пожегової безпеки. 2002. Вып. 11. С. 174-177.

16. Писарський М.А., Шаршанов А.Я. Особливості моделювання швидкості вигорання // Проблеми пожегової безпеки. 2004. Вып. 15. С. 168-171.

17. Шаршанов А.Я. Расчет защиты массивного тела теплозащитным покрытием // Проблеми пожегової безпеки. 2006. Вып. 20. С. 254-258.

18. Абрамов Ю.А., Киреев А.А., Шаршанов А.Я. Локализация чрезвычайных ситуаций с помощью гелеобразующих составов (на примере крупных пожаров) // Проблеми надзвичайних ситуацій: Зб. наук. пр. АЦЗ України. Вип. 6. Харків: Фоліо, 2007. С. 3-11.

19. Шаршанов А.Я. Расчет защиты термически тонкого тела теплозащитным покрытием // Проблеми пожегової безпеки. 2007. Вып. 21. С. 301-305.

20. Шаршанов А.Я. Теоретические аспекты высыхания геля при пожаре // Проблеми пожегової безпеки. 2008. Вып. 23. С. 221-229.

21. Шаршанов А.Я. Математическая модель вспучивающихся огнезащитных покрытий // Проблеми пожегової безпеки. 2011. Вып. 30. С. 273-280.

22. Шаршанов А.Я., Чернуха А.А. Математическое моделирование огнезащитного действия вспучивающегося покрытия СК-1 // Проблеми пожегової безпеки. 2012. Вып. 31. С. 230-236.

23. Шаршанов А.Я., Чернуха А.А. Моделирование огнезащитного действия вспучивающегося неорганического покрытия // Проблеми пожегової безпеки. 2012. Вып. 32. С. 237-244.

24. Киреев О.О. Гелеутворюючі вогнегасні і вогнезахисні засоби підвищеної ефективності стосовно пожег класу А: дис. д-ра тех. наук: 21.06.02. Харків, 2014. 372 с.

25. Шаршанов А.Я., Пономаренко Р.В., Поляков И.А. Создание условий для защиты пострадавшего от опасных факторов пожара // Проблеми пожегової безпеки. 2014. Вып. 36. С. 272-278.

26. Шаршанов А.Я. Моделирование действия двухслойного огнезащитного экрана // Проблеми пожегової безпеки. 2015. Вып. 37. С. 235-240.

27. Киреев А.А., Бондаренко С.Н., Шаршанов А.Я. Исследование огнезащитных свойств гелеобразных слоев, нанесенных на резину // Проблеми пожегової безпеки. 2015. Вып. 38. С. 73-76.

28. Шаршанов А.Я. Выбор оптимального соотношения толщин слоев двухслойного огнезащитного экрана // Проблемы пожарной безопасности. 2016. Вып. 39. С. 274-280.
29. Дадашов И.Ф., Киреев А.А., Шаршанов А.Я., Чернуха А.А. Моделирование изолирующих свойств гелеобразного слоя по отношению к парам горючих жидкостей // Проблемы пожарной безопасности. 2016. Вып. 40. С. 78-83.
30. Шаршанов А.Я. Замедление массопереноса зернистой средой // Проблемы пожарной безопасности. 2017. Вып. 41. С. 206-210.
31. Дадашов И.Ф., Киреев А.А., Шаршанов А.Я., Савченко А.В., Ковалев А.А. Экспериментальное исследование влияния характеристик гелеобразного слоя на его изолирующие свойства по отношению к парам токсичных и горючих жидкостей // Проблемы надзвичайних ситуацій. 2017. Вып. 26. С. 43-48.
32. Шаршанов А.Я. Теплозащитное действие случайно-неоднородного слоя // Проблемы пожарной безопасности. 2018. Вып. 43. С. 189-194.
33. Dadashov I.F.; Kireev A.A.; Kirichenko I.K.; Kovalev A.A., Sharshanov A.Ya. Simulation of the insulating properties of two-layer material // Functional materials. 2018. V. 25, N. 4. P. 774-779.
34. Шаршанов А.Я. О критериях пожарной безопасности // Проблемы пожарной безопасности. 2018. Вып. 44. С.176-182.
35. Шаршанов А.Я. Математическое моделирование неизотермической диффузии паров горючей жидкости сквозь зернистое покрытие // Проблемы пожарной безопасности. 2019. Вып. 45. С. 179-192.
36. Пат. №133144 UA. Спосіб гасіння горючих або легкозаймистих рідин плавучою зернистою системою / Дадашов І.Ф., Киреев О.О., Трегубов Д.Г., Шаршанов А.Я., Корчагіна А.П. заявник і патентовласник НУЦЗУ. №201810297; заявл. 17.10.2018; надр. 25.03.2019; Бюл. №6. 4 с.
37. Рябова І.Б., Сайчук І.В., Шаршанов А.Я. Термодинаміка і теплопередача у пожежній справі: навчальний посібник. Харків: АПБУ, 2002. 352 с.
38. Тарахно О.В., Шаршанов А.Я. Фізико-хімічні основи використання води у пожежній справі: навчальний посібник. Харків, 2004. 252 с.
39. Шаршанов А.Я., Рябова І.Б. Термодинаміка і теплопередача у цивільній безпеці: навчальний посібник. Харків: НУЦЗУ, КП "Міська друкарня", 2013. 380 с.
40. Чернуха А.А., Киреев А.А., Шаршанов А.Я. Огнезащита древесины с помощью гелеобразующих составов на основе силикатов: монография. Харьков: НУГЗУ, 2015. 114 с.
41. Шаршанов А.Я., Ромащенко О.А. Моделирование огнезащитного действия вспучивающегося покрытия // Збірка тез Всеукр. наук.-практ. конф.

«Об'єднання теорії та практики – запорука підвищення боєздатності оперативно-рятувальних підрозділів», НУЦЗУ, Харків. 2013. С. 309-310.

42. Шаршанов А.Я., Ромашенко О.А. Охлаждение массивного тела гелеобразующим составом // Научно-практ. конф «Наукове забезпечення діяльності оперативно-рятувальних підрозділів», НУЦЗУ, Ч. 2, Харків. 2014. С. 115-116.

43. Зваричук А.В., Шаршанов А.Я. Расчет защитного действия теплоизоляционного экрана // Научно-практ. конф «Наукове забезпечення діяльності оперативно-рятувальних підрозділів (теорія і практика)», НУЦЗУ, Харків. 2015. С. 214-216.

44. Шаршанов А.Я. Выбор оптимального соотношения толщин слоев двухслойного огнезащитного экрана // Матеріали Міжнародної науково-практичної конференції «Проблеми пожежної безпеки», НУЦЗУ, Харків. 2016. С. 48-52.

45. Шаршанов А.Я., Зваричук А.В. Моделирование действия двухслойного огнезащитного экрана // Матеріали Міжнародної науково-практичної конференції «Проблеми пожежної безпеки», НУЦЗУ, Харків. 2016. С. 53-56.

46. Шаршанов А.Я. Влияние случайно-неоднородного характера покрытия на его теплозащитные свойства // Матеріали ІХ Міжнародної наук. практ. конференції «Теорія і практика гасіння пожеж та ліквідації надзвичайних ситуацій», ЧІПБ, Черкаси. 2018. С. 219-220.

47. Шаршанов А.Я. Розвиток наукових основ захисту речовин і матеріалів від теплового впливу пожежі : дис. д-ра тех. наук : 21.06.02. Харків, 2020. 516 с.

48. Collin A., Lechene S., Boulet P., Parent G. Water mist and radiation interactions: application to a water curtain used as a radiative shield // Numerical Heat Transfer, Part A: Applications. 2010. Vol. 57, Issue 8. P. 537–553.

49. Benbrik A., Cherifi M., Meftah S., Khelifi M.S., Sahnoune K. Contribution to fire protection of the LNG storage tank using water curtain // International Journal of Thermal and Environmental Engineering. 2010. Vol. 2, No. 2. P. 91–98.

50. Boulet P., Collin A., Parent G. Heat transfer through a water spray curtain under the effect of a strong radioactive source // Fire Safety Journal. 2006. Vol. 41, No. 1. P. 15–30.

51. Choi C.L. Radiation blockade effects by water curtain // International Journal on Engineering Performance-Based Fire Codes. 2004. Vol. 6, No. 4. P. 248–254.

52. Xishi Wang, Qiong Tan, Zhigang Wang, Xiangxiao Kong, Haiyong Cong. Preliminary study on fire protection of window glass by water mist curtain // International Journal of Thermal Sciences. 2018. Vol. 125. P. 44–51.

53. Buchlin J.-M. Thermal shielding by water spray curtain // Journal of Loss Prevention in the Process Industries. 2005. Vol. 18, No. 4-6. P. 423–432.

54. Yang W., Parker T., Ladouceur H. D., Kee R. J. The interaction of thermal radiation and water mist in fire suppression // *Fire Safety Journal*. 2004. Vol. 39, Issue 1. P. 41-66.
55. Tseng C. C., Viskanta R. Absorptance and transmittance of water spray_mist curtains // *Fire Safety Journal*. 2007. Vol. 42, Issue 2. P. 106-114.
56. Cheng Hao, Hadjisophocleous G. V. Experimental study and modeling of radiation from compartment fires to adjacent buildings // *Fire Safety Journal*. 2012. Vol. 53. P. 43-62.
57. Pei Zhu, Xishi Wang, Zhigang Wang, Haiyong Cong, Hiaomin Ni. Experimental and numerical study on attenuation of thermal radiation from large-scale pool fires by water mist curtain // *Journal of Fire Science*. 2015. Vol. 33, No. 4. P. 269-289.
58. Cheung W. Y. Radiation blockage of water curtain // *International Journal on Engineering Performance-Based Fire Codes*. 2009. No. 1. P. 7-13.
59. Виноградов А.Г. Поглощение лучистого теплового потока в распыленной водяной струе // *Вісник НТУ України «КП»*. 2012. Вип. 65. С. 145-152.
60. Виноградов А.Г. Методика розрахунків параметрів водяних завіс на основі теорії затоплених струменів // *Науковий вісник УкрНДІПБ*. 2013. Вип. 2. С. 127-139.
61. Виноградов А.Г., Яхно О.М., Дунюшкин В.А. Взаимосвязь противопожарных водяных завес с эффективностью экранирования водяного излучения // *Науковий вісник УкрНДІПБ*. 2015. Вип. 1. С. 36-45.
62. Желяк В.І., Наливайко М.А., Лазаренко О.В., Кінтер С.Я. Методи захисту пожежних від теплового випромінювання вогнища пожежі // *Пожежна безпека: теорія і практика*. 2014. №16. С. 30-35.
63. Жартовський В.М., Цапко Ю.В. Профілактика горіння целюлозовмісних матеріалів. Теорія та практика. К., 2006. 248 с.
64. Гудович О.Д., Лагода О.В. Багатоплановість випробувань вогнезахисних засобів для деревини // *Наук. вісн. УкрНДІПБ*. К., 2002. №2(6). С. 205-208.
65. Тычино Н.А. Технологический процесс получения атмосфероустойчивых огне- и биозащищенных пиломатериалов // *Проблемы пожарной безопасности: ред. А.В. Антонова*. Киев: МВД Украины, 1995. С. 327-328.
66. Зуйков В.Е., Козлов В.Н., Бабуркин А.А., Тычино Н.А., Ситко К.К., Шаплыко В.И. Новый способ получения трудногорючей древесины // *Совершенствование огнезащиты древесины и целлюозных материалов: тезисы докладов на 2-ой научно-технической конференции*. К., 1987. С. 36.
67. Sunder S. S., Gann R. G., Grosshandler W. L., Lew H. S., Bukowski R. W., Sadek F., Gayle F. W., Gross J. L., McAllister T. P., Averill J. D., Lawson J. R., Nelson H. E., Cauffman S. A. Final report on the collapse of the World Trade Center towers / NIST NCSTAR 1. Federal Building

and Fire Safety Investigation of the World Trade Center Disaster. Washington: U. S. Government Printing Office, 2005. 248 p. DOI: 10.6028/nist.ncstar.1.

68. World Trade Center Building Performance Study: Data Collection, Preliminary Observations, and Recommendations. New York, Federal Emergency Management Agency (FEMA), 403_May 2002.

69. Григорьян Б.Б., Цвиркун С.В., Григорьян М.Б. Определение характеристики огнезащитной способности покрытий «НАТРЕСК» и «ЭНДОТЕРМ 210104» для защиты металлических конструкций // Пожежна безпека: теорія і практика. 2012. № 12. С. 18-23.

70. Ковальов А.І., Качкар Є.В., Зобенко Н.В., Тищенко О.М. Особливості застосування покриттів металевих конструкцій при різних температурних режимах пожежі // Пожежна безпека: теорія і практика. 2014. №16. С. 135-139.

71. Ковальов А.І. Обґрунтування параметрів вогнезахисного штукатурного покриття для захисту залізобетонних перекриттів // Науковий вісник: Цивільний захист та пожежна безпека. 2017. №1(3). С. 20-27.

72. Бєліков А.С., Маладика І.Г., Борсук О.В., Іщенко І.І. Підвищення вогнестійкості металевих конструкцій як шлях забезпечення вогнезахисту будівель // Пожежна безпека: теорія і практика. 2014. №18. С. 38-42.

73. <http://thermalinfo.ru/svoystva-aterialov/teploizolyatsiya/teploprovodnost-plotnost-i-temperatura-primeneniya-teploizolyatsii-na-osnove-aerogelya>

74. ДСТУ-Н Б EN 1991-1-2:2010 Єврокод 1. Дії на конструкції. Частина 1-2. Загальні дії. Дії на конструкції під час пожежі (EN 1991-1-2:2002, IDT).

75. ДСТУ-Н Б EN 1993-1-2:2010 Єврокод 3. Проектування сталевих конструкцій. Частина 1-2. Загальні положення. Розрахунок конструкцій на вогнестійкість (EN 1993-1-2:2005, IDT).

76. ДСТУ-Н Б EN 1999-1-2:2010 Єврокод 9. Проектування алюмінієвих конструкцій. Частина 1-2. Розрахунок конструкцій на вогнестійкість (EN 1999-1-2:2007, IDT).

77. Вахитова Л.Н., Калафат К.В. Огнезащита стальных конструкций. Украинский центр стального строительства. 2013. 150 с.

78. Кала фат К.В., Билок А.С., Бєляєв Н.А., Ковалевская Э.А.. Расчет огнестойкости стальных конструкций и проектирование огнезащиты в соответствии с Еврокодом 3 и национальными приложениями Украины. Украинский центр стального строительства. 2014. 83 с.

79. Киреев А.А., Чернуха А.А. Подбор гелеобразующих систем для получения вспучивающихся огнезащитных покрытий // Проблемы пожарной безопасности: сб. науч. тр. X., 2008. Вып. 24. С. 54-60.

80. Бєліков А.С., Шаломов В.А., Трифонов И.В., Борсук Е.В., Дзєцина Е.В. Внедрение средств огнезащиты для повышения огнестойкости строительных конструкций // Пожежна безпека: теорія і практика. 2015. №20. С. 19-26.

81. Maciulaitis R., Grigonis M., Malaiskiene J. The impact of the aging of intumescent fire protective coatings on fire resistance // Fire Safety Journal. 2018. V. 98. P. 15-23.

82. Круковский П.Г., Григорьян Б.Б., Цвиркун С.В. Определение теплофизических характеристик вспучивающегося огнезащитного покрытия методом обратных задач теплопроводности // Пожежна безпека: теорія і практика. 2008. № 1. С. 49-54.

83. Круковский П.Г., Ковалев А.И. Методика определения характеристики огнезащитной способности вспучивающихся огнезащитных покрытий на бетонных перегородках расчетно-экспериментальным методом // Пожежна безпека: теорія і практика. 2011. № 7. С. 170-184.

84. Григорьян Н.Б., Полищук В.Д., Круковский П.Г., Новак С.В. Оценка огнезащитной способности вспучивающегося огнезащитного покрытия «ФЕНИКС СТС» // Пожежна безпека: теорія і практика. 2014. №17. С. 34-38.

85. Круковский П.Г. Обратные задачи тепломассопереноса (общий инженерный подход). К.: Ин-т технической теплофизики НАН Украины, 1998. 224 с.

86. Одяг пожежника захисний. Загальні технічні вимоги та методи випробувань: ДСТУ 4366:2005 [Чинний від 2005-01-07]. К.: Держспоживстандарт України, 2005. 35 с. (Національний стандарт України).

87. Болібрух Б.В. Удосконалення методів оцінки показників якості спеціальних матеріалів захисного одягу пожежників: автореф. дис. канд. техн. наук: 21.06.02. Львів. ін-т пожеж. безпеки. Львів, 2004. 19 с.

88. Лин А.С., Мичко А.А., Штайн Б.В., Бормецький А.М. Обґрунтування розміщення контрольних точок для визначення температури підкостюмного простору на манекені // Пожежна безпека. 2013. №22. С. 167-171.

89. Лин А.С., Мичко А.А., Клим'юк М.М., Івахов А.В. Удосконалення обладнання та методики полігонних випробувань для оцінювання термозахисних властивостей захисного одягу пожежників // Пожежна безпека. 2012. №20. С. 98-104.

90. Лин А.С. Обґрунтування способу оцінки термозахисних властивостей захисного одягу пожежників // Пожежна безпека: теорія і практика. 2014. №16. С. 67-71.

91. Ковалишин В.В. Розробка сигналізатора теплового потоку для захисного одягу пожежників: автореф. дис. канд. техн. наук: 21.06.02. Держ. служба України з надзвичайн. ситуацій. Львів. держ. ун-т безпеки життєдіяльності. Львів, 2014. 16 с.

92. Болібрух Б.В., Штайн Б.В., Лозинський Р.Я., Лин А.С., Васютяк А.О. Визначення температурних режимів підкостюмного простору теплозахисного одягу пожежника під час гасіння пожеж в закритих приміщеннях // Пожежна безпека. 2013. №22. С. 24-31.

93. Штайн Б.В., Болибрух Б.В., Лозинський Р.Я. Теоретичне обґрунтування поширення теплоти в пакеті матеріалів та повітряному прошарку захисного одягу // Науковий вісник УкрНДІПБ. 2012. №2. С. 150-155.

94. Гаврило О.А. Математичне моделювання нестационарного переносу тепла в захисному одязі пожежних і гірничорятувальників з водольодяною системою охолодження // Пожежна безпека: зб. наук. праць, ЛПБ; УкрНДІПБ МНС України. Львів, 2002. №3. С. 76-82.

95. Гаврило А.А., Марийчук И.Ф., Ревякін А.В. Теоретические исследования динамики расхода жидкости в системе охлаждения ног пожарного // Науковий вісник УкрНДІПБ. 2002. №2. С. 217-222.

96. Вольський В.А., Гаврило А.А., Марийчук И.Ф. Энергетические показатели пожарных при передвижении в аварийной обстановке // Горноспасательное дело: сб. науч. тр. НИИГД "Респиратор". Донецк, 2003. С. 51-56.

97. Гаврило А.А., Болибрух Б.В., Карпекин В.В. Допустимая продолжительность работы при эрготермических нагрузках // Пожежна безпека: зб. наук. праць, ЛПБ; УкрНДІПБ МНС України. Львів, 2003. №3. С. 101-106.

98. Гаврило А.А. Моделирование динамики температур в системах местного охлаждения защитной одежды пожарных // Пожежна безпека: зб. наук. праць, ЛПБ; УкрНДІПБ МНС України. Львів: 2004. №4. С. 20-25.

99. Гаврилко О.А. Обґрунтування параметрів захисного одягу для застосування під час проведення пожежно-рятувальних робіт: автореф. дис. канд. тех. наук: 21.06.02. Укр. НДІ пожеж. безпеки. Київ, 2004. 25 с.

100. Клименко Ю.В. Теоретические основы тепловых расчетов противотепловой одежды для горноспасателей // Науковий вісник ГНА України. Дніпропетровськ, 2001. №3. С. 70-73.

101. Клименко Ю.В., Марийчук И.Ф., Карпекин В.В. Определение параметров водольодяного аккумулятора холода для противотепловой одежды горноспасателей // Науковий Вісник НГАУ України. Дніпропетровськ, 2002. С. 62-68.

102. Костенко В.К. Обґрунтування шляхів підвищення захисту рятувальників від теплового ураження // Вісті Донецького гірничого інституту. 2015. №1(36)-2(37). С. 74-81.

103. Гаврилко О.А. Математична модель тепломасопереносу в газотеплозахисному костюмі з водольодяними акумуляторами холоду // Вісн. Нац. ун-ту "Львів. політехніка". 2008. №627. С. 38-40.

104. Navrylko A., Bilinskiy B., Dendarenko Y. Processes of heat and mass transfer in gas and heat protective suit with ice-water cold-storage accumulators // Вісник Національного університету "Львівська політехніка". Серія: Теорія і практика будівництва. Львів: Видавництво Львівської політехніки, 2018. №888. С. 43-51.

105. Кіреєв О.О., Бабенко О.В. Обґрунтування вибору систем для дослідження явища гелеутворення при розробці нових рідинних засобів пожежогасіння // Проблемы пожарной безопасности. 2002. Вып. 12. С. 107-110.

106. Киреев А.А., Романов В.Н., Тарасова Г.В. Исследование концентрационных областей быстрого гелеобразования в огнетушащих системах на основе силиката натрия // Проблемы пожарной безопасности. 2004. Вып. 15. С. 190-194.

107. Кіреєв О.О. Вогнезахисні властивості силікатних гелеутворюючих систем // Науковий вісник будівництва. Харків: ХДТУБА, ХОТВ АБУ, 2006. Вип. 37. С. 188-192.

108. Кіреєв О.О., Муравйов С.Д., Бабенко О.В. Використання гелеутворюючих для попередження, локалізації та ліквідації пожеж та загорянь // Хранение и переработка зерна. 2003. №12(54). С. 52-54.

109. Гудович О.Д., Лагода О.В. Багатоплановість випробувань вогнезахисних засобів для деревини // Наук. вісн. УкрНДІПБ. К., 2002. №2(6). С. 205–208.

110. Чернуха А.А., Киреев А.А., Тарасова Г.В. Влияние состава покрытия и условий нанесения на целостность огнезащитного покрытия // Проблемы пожарной безопасности: сб. науч. тр. X., 2007. Вып. 21. С. 292-296.

111. Киреев А.А., Жерноклёв К.В., Савченко А.В. Перспективные направления снижения экономического и экологического ущерба при тушении пожаров в жилом секторе // Науковий вісник будівництва: [зб. наук. праць]. Харків: ХДТУБА, ХОТВ, АБУ, 2005. Вип. 31. С. 295–299.

112. Киреев А.А., Щербина О.Н., Савченко А.В. Пути совершенствования методов тушения пожаров в жилом секторе // Проблемы пожарной безопасности: сб. науч. тр. Харьков: АО “Фолио”, 2004. Вып. 16. С. 90-94.

113. Киреев А.А., Жерноклёв К.В., Савченко А.В. Перспективные направления снижения экономического и экологического ущерба при тушении пожаров в жилом секторе // Науковий вісник будівництва: зб. наук. праць. Харків: ХДТУБА, ХОТВ, АБУ, 2005. Вип. 31. С. 295–299.

114. Савченко О.В., Кіреєв О.О., Альбоший В.М., Данільченко В.А. Дослідження вогнезахисної дії гелевих плівок на матеріалах, розповсюджених у житловому секторі // Проблемы пожарной безопасности: сб. науч. тр. Харьков: УГЗУ, 2006. Вып. 19. С. 127–131.

115. Кіреєв О.О., Савченко О.В., Тарасова Г.В., Александров О.В. Дослідження теплозахисної дії гелевих плівок // Проблемы пожарной безопасности: сб. науч. тр. Харьков: АО “Фолио”, 2005. Вып. 18. С. 82-86.

116. Савченко О.В., Кіреєв О.О., Луценко Ю.В. Вогнезахисна дія гелеутворюючої системи силікат натрію-хлорид кальцію на вироби з текстилю // Проблемы пожарной безопасности: сб. науч. тр. Харьков: УГЗУ, 2007. Вып. 21. С. 228-233.

117. Киреев А.А., Тарасова Г.В., Жерноклёв К.В. Исследование массовой скорости выгорания древесины огнезащитной гелеобразующей системой $\text{Na}_2\text{O} \cdot n\text{SiO}_2\text{--MgCl}_2$ // Вісник національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут». Хімія, хімічна технологія та екологія. 2006. №43. С. 65-70.

118. Чернуха А.А., Киреев А.А., Бондаренко С.Н., Кириченко А.Д. Исследование огнезащитной эффективности покрытий на основе ксерогелевой композиции // Проблемы пожарной безопасности: сб. науч. тр. Х., 2009. Вып. 26. С. 166-171.

119. Киреев А.А., Чернуха А.А., Кириченко А.Д. Термогравиметрические исследования огнезащитного действия ксерогелевых покрытий для древесины // Проблемы пожарной безопасности: сб. науч. тр. Х., 2008. Вып. 23. С. 73-78.

120. Чернуха А.А. Экспериментальное исследование температуропроводности вспучивающихся огнезащитных покрытий для древесины // Проблемы пожарной безопасности: сб. науч. тр. Х., 2011. Вып. 30. С. 263–267.

121. Чернуха А.А., Киреев А.А., Скородумова О.Б. Исследование процессов формирования огнезащитного покрытия // Вісник Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут»: зб. наук. пр.; тематичний випуск «Хімія, хімічна технологія та екологія». Х., 2009. Вип. 40. С. 32–37.

122. Киреев А.А., Савельев Д.И. Гелеобразные покрытия – эффективные средства оперативной огнезащиты. Обзор // Пожежна безпека: теорія і практика: зб. наук. пр. Черкаси, 2015. Вып. 20. С. 33-41.

123. НАПБ 05.035-2004. Інструкція щодо гасіння пожеж в резервуарах із нафтою та нафтопродуктами. Київ: УНДІПБ. 2004. 79 с.

124. Статут дій у надзвичайних ситуаціях органів управління та підрозділів Оперативно-рятувальної служби. Київ, МНС України. 2012. 42 с.

125. Carlson G.P. What's all the talk abot class A foam? // Fire Eng. 1991. V. 144, № 10. P. 10–12.

126. Антонов А.В., Боровиков В.О., Орел В.П. та ін. Вогнегасні речовини: посібник. К.: Пожінформтехніка, 2004. 176 с.

127. Ковалишин В.В., Васильєва О.Е., Козяр Н.М. Пінне гасіння. Львів: СПОЛОМ, 2007. С. 137-138.

128. Ivanković T., Hrenović J. Surfactants in the environment // Arh. Hig. Rad. Toksikol. 2010. Vol. 61, №1. P. 95-110.

129. Olkowska E., Polkowska Ż., Namieśnik J. Analytics of surfactants in the environment: problems and challenges // Chem. Rev. 2011. Vol. 111, №9. P. 5667-5700.

130. Scott M.J., Jones M.N. The biodegradation of surfactants in the environment // Biochim. Biophys. Acta. 2000. Vol. 1508, №1-2. P. 235-251.

131. Ying G.G. Fate, behavior and effects of surfactants and their degradation products in the environment // *Environ. Int.* 2006. Vol. 32, №3. P. 417-431.

132. Щербань Н.Г. Биохимические механизмы нарушений в организме теплокровных под воздействием химических соединений // *Восточно-Европейский журнал передовых технологий.* 2012. № 5/6 (59). С. 29-33.

133. Щербань Н.Г., Жуков В.И., Мясоедов В.В. Биохимические аспекты экологической патологии, связанной с химическим загрязнением поверхностных источников водоснабжения. Харьков, 2011. 175 с.

134. Дадашов И.Ф., Киреев А.А., Жерноклёв К.В. Пути повышения экологических характеристик средств тушения горючих жидкостей // *Техногенно-экологична безпека.* 2017. №1. С. 39-43.

135. Дадашов И.Ф., Лобойченко В.М., Киреев А.А. Сравнительная оценка экологического ущерба при использовании гелеобразующих систем различного состава в пожаротушении горючих жидкостей // *Вісник КрНУ ім. Остаградського.* 2018. Вып. 1(108). С. 123-129.

136. Дадашов И.Ф. Экспериментальное исследование изолирующих свойств гелеобразного слоя по отношению к парам органических токсичных жидкостей // *Проблеми надзвичайних ситуацій.* 2017. Вып. 25. С. 22-27.

137. Дадашов И.Ф., Киреев А.А., Жерноклёв К.В. Исследование изолирующих свойств гелеобразного слоя по отношению к парам токсичных и горючих жидкостей // “Сучасній стан цивільного захисту України та перспективи розвитку”, Матеріали 19 Всеукраїнської науково-практичної конференції, Київ. 2017. С. 136-139.

138. Дадашов И.Ф., Киреев А.А., Жерноклёв К.В., Трегубов Д.Г., Ковалёв А.А. Экспериментальное исследование влияния скорости ветра на изолирующие свойства гелеобразного слоя по отношению к парам токсичных и горючих жидкостей // *Проблеми надзвичайних ситуацій.* 2018. Вып. 27. С. 17-24.

139. Купка В.Ю., Киреев А.А., Жерноклёв К.В. Пути повышения эффективности тушения пожаров класса В // *Проблемы пожарной безопасности.* 2012. №31. С. 105–108.

140. Купка В.Ю., Киреев А.А., Жерноклёв К.В. Исследование стойкости гелевых слоёв на поверхностях горючих жидкостей // *Проблемы пожарной безопасности.* 2012. №32. С. 84-88.

141. Купка В.Ю., Киреев А.А., Жерноклёв К.В. Выбор носителя для обеспечения плавучести гелеобразного слоя на поверхности горючих жидкостей // *Проблемы пожарной безопасности.* 2013. №33. С. 98–103.

142. Popov M., Zakrevskaya M.L., Vaganov V. Performance of Lightweight Concrete based on Granulated Foamglass // *Sci. Eng.* 2017. V. 96, N. 1. P. 1-7.

143. Limbachiya M., Meddah M.S., Fotiadou M.S. Performance of granulated foam glass concrete // *Construction and Building Materials.* 2011. V. 28. P. 759-768.

144. Ящишин Й.М., Вакула Я.І., Жеплинський Т.Б. та ін. Технологія скла; за ред. Й.М. Ящишина. Ч.ІІІ: Технологія скляних виробів [підруч.]. Львів: «Растр-7», 2011. 416 с.
145. Щукіна Л.П., Рищенко М.І., Міхеєнко Л.О. та ін. Технологічні параметри отримання легкого керамзиту методом експузії // Вісник НТУ «ХП». 2015. №50. С. 127-133.
146. Пат. №62750 Україна. Скло для отримання піно матеріалу / Рищенко М.І., Міхеєнко Л.О., Щукіна Л.П. та ін.; заяв. та патентовл. НТУ «ХП». № у 201102441; заявл. 01.03.2011; опубл. 12.09.2011, Бюл. №17. 4 с.
147. Дадашов І.Ф. Экспериментальное исследование испарения бензина через слой гранулированного пеностекла // Проблемы пожарной безопасности. 2017. Вып. 42. С. 27-31.
148. Дадашов І.Ф., Киреев А.А., Жерноклєв К.В. Исследование испарения бензина через слой гранулированного пеностекла // “Пожежна безпека. Проблеми та перспективи”, Збірник доповідей Всеукраїнської науково-практичної конференції, Харків. 2018. С. 3-5.
149. Дадашов І.Ф., Киреев А.А. Експериментальне дослідження впливу шару гранульованого піноскла на горіння бензину // Пожежна безпека. 2017. Вып. 31. С. 36-42.
150. Дадашов І.Ф. Экспериментальное исследование влияния толщины слоя гранулированного пеностекла на горение органических жидкостей // Проблемы пожарной безопасности. 2018. Вып. 43. С. 38-44.
151. Дадашов І.Ф., Трегубов Д.Г., Киреев А.А., Тарахно Е.В. Исследование влияния толщины слоя гранулированного пеностекла на горение жидких углеводородов // Вестник Кокшетавского технического института комитета по ЧС МВД республики Казахстан. 2018. №4(32). С. 47-54.
152. Дадашов І.Ф., Киреев А.А., Жерноклєв К.В. Исследование влияния толщины слоя гранулированного пеностекла на горение органических жидкостей // Матеріали ІХ Міжнародної науково-практичної конференції “Теорія і практика гасіння пожеж та ліквідації надзвичайних ситуацій”, ЧПБ НУЦЗУ, Черкаси. 2018. С. 165-167.
153. Дадашов І.Ф., Шаршанов А.Я., Киреев А.А. Замедление испарения жидкости слоем гранулированного материала, нанесенного на её поверхность // Проблемы пожарной безопасности. 2017. Вып. 41. С.53-58.
154. Дадашов І.Ф., Киреев А.А., Трегубов Д.Г. Экспериментальное исследование скорости выгорания и условий тушения модельного очага пожара класса В при поочередном применении гранулированного пеностекла и гелеобразующего огнетушащего вещества // Науковий вісник: Цивільний захист та пожежна безпека. 2018. №2(6). С. 70-78.
155. Пат. 123563 UA. Спосіб гасіння резервуарів з горючими та легкозаймистими рідинами / Дадашов І.Ф., Киреев О.О., Тарадуда Д.В. заявник і патентовласник НУЦЗУ. №201710836; заявл. 06.11.2017; надр. 26.02.2018; Бюл. №4. 4 с.

156. Пат. 128050 UA. Спосіб гасіння пожеж горючих та легкозаймистих рідин в резервуарах / Дадашов І.Ф., Ковальов О.О., Кіреєв О.О. заявник і патентовласник НУЦЗУ. №201804056; заявл. 13.04.2018; надр. 27.08.2018; Бюл. №16. 3 с.

157. Аветисян В.Г., Шаршанов А.Я. Особенности использования пневматической подушки при работе с нагретыми поверхностями // Проблемы пожарной безопасности. Сб. науч. тр. Харьков: АЦЗУ. Вып. 16. Харьков: Фолио, 2004. С. 25-30.

158. Federal Register. 14 CFR Part 25 – Airworthiness standards. Transport category air-planes / Federal Aviation Administration. Certification Specifications for Large Aero-planes – CS-25 /ED Decision 2003/2/RM Final 17/10/2003 /In: European Aviation Safety Agency. 2003. 473 p.

159. Спэрроу Э.М., Сэсс Р.Д. Теплообмен излучением. Л.: Энергия, 1971. 294 с.

160. Абрамов Ю.А., Киреев А.А., Щербина О.Н. Термогравиметрическое исследование огнезащитного действия на древесину гелей системы $MgCl_2+Na_2O \cdot 2,7SiO_2$ // Пожежна безпека. 2006. №9. С. 42-47.

161. Киреев А.А., Романов В.Н., Александров А.В. Определение областей быстрого гелеобразования в огнетушащих системах: $Na_2O \cdot nSiO_2 = MgCl_2 - H_2O$ и $Na_2O \cdot nSiO_2 - FeSO_4 - H_2O$ // Проблемы пожарной безопасности. 2004. Специальный выпуск. С. 34–37.

162. Ross R.H., Honkohen D.L., Salaymeh S.R. // Trans. Amer. Nucl. Soc. 1991. V. 63. P. 218-220.

163. Абрамов Ю.О., Кіреєв О.О., Щербина О.М. Дослідження впливу товщини шару гелю на його вогнегасні властивості // Пожежна безпека. 2006. №8. С. 159-162.

164. Назаров О.О., Кулешов М.М. Пожежогасіння та аварійно-рятувальні роботи. Довідник. Х.: АЦЗУ, 2006. 376 с.

165. Аварії на радіаційно, хімічно та біологічно небезпечних об'єктах. Довідник / Грек А.М., Сакун О.В., Григорєв О.М. та ін. Х.: ФВП НТУ «ХП», 2012. 172 с.

166. Довідник рятувальника. / За загальною редакцією В.І. Балогі. Львів: СПОЛОМ, 2012. 712 с.

Додаток

Таблиця

Характерні величини фізичних параметрів деяких речовин і матеріалів

Найменування речовин і матеріалів	$t, ^\circ\text{C}$	$\lambda, \text{Вт/ (м}\cdot\text{К)}$	$c'_p, \text{МДж/ (м}^3\cdot\text{К)}$	$a, 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$	$\sqrt{\lambda \cdot c'_p}, \text{кДж/ (с}^{0,5}\cdot\text{м}^2\cdot\text{К)}$	$\tau_0 = \frac{h^2}{a}, \text{с}$ ($h=1 \text{ см}$)	Межова темпер. використання, $^\circ\text{C}$
1	2	3	4	5	6	7	8
Метали та сплави							
Алюміній	0	210	2,3	91	22	1,1	
	100	205	2,5	82	23	1,2	
	300	230	2,8	82	25	1,2	
Дюралюміній (Al-95.5%, Cu – 4%, Mn – 0.5%)	20	165	2,5	66	20	1,5	
Залізо	20	67,5	3,6	19	16	5,3	
	200	61,2	3,8	16	15	6,3	
	600	43,8	4,4	10	14	10	
Латунь (Cu – 70%, Zn – 30%)	20	108	3,3	33	19	3,0	
Мідь	20	396	3,4	120	37	0,83	
	100	392	3,5	110	37	0,91	
	600	345	4,0	86	37	1,2	
Олово чисте	20	64	1,6	40	10	2,5	
Срібло	20	410	2,6	160	33	0,63	
Свинець	20	34,6	1,5	23	7,2	4,3	
Сталь вуглецева (C – 1%)	0	58	3,6	16	14	6,3	
	800	24	7,3	3,3	13	30	
Сплав інвар	20	10,7	3,7	2,9	6,3	34	
Чавун (C – 4%)	20	52	3,1	17	13	5,9	
Будівельні матеріали							
Аглоперліто-бетон	100	0,70	1,5	0,47	1,0	210	
Бетон на гранітному щебені	100	1,53	1,8	0,85	1,6	120	100
Бетон на вапняному щебені	100	1,35	1,8	0,75	1,6	130	100

1	2	3	4	5	6	7	8
Бетон піщаний	100	0,99	1,6	0,62	1,3	160	100
Газобетон на молотому піску	100	0,10	0,47	0,21	0,22	480	100
Керамзитобетон	100	0,24	0,87	0,28	0,47	360	100
		0,26	0,95	0,27	0,50	370	
		0,39	1,4	0,28	0,74	360	
Перлитобетон	100	0,30	1,0	0,30	0,55	330	100
Пісок сухий	0 - 40	0,35	1,1	0,32	0,62	310	
Пісок вологий (W = 10%)	0 - 40	0,66	2,8	0,24	1,4	420	
Скло звичайне	20 - 80	0,8	1,7	0,47	1,2	210	80
Цегла червона	100	0,47	1,4	0,34	0,81	290	100
Цегла силікатна	100	0,82	1,6	0,51	1,1	200	100
Штукатурка цементна	20	1,1	1,5	0,73	1,3	140	100
Штукатурка вапняна	0	0,7	1,3	0,54	0,95	190	100
Вогнетривкі, теплоізоляційні та інші матеріали							
Цегла динасова	500	1,3	1,6	0,81	1,4	120	1700
Цегла шамотна	500	1,1	1,8	0,61	1,4	160	1350
Ксерогель (сухий гель)		0,25	0,25	1,0	0,25	100	
Гума технічна	20	0,146	2,4	0,06 1	0,59	1600	-45 ÷ +90
Дереви на при потоці тепла	поперек волокон		0,17		0,11	0,50	910
	вздовж волокон	20	0,48	1,5	0,32	0,85	310
Пробкові плити	20	0,048	0,31	0,15	0,12	670	
Текстоліт	20	0,28	2,0	0,14	0,75	710	-60 ÷ +125

Наукове видання

**ШАРШАНОВ Андрій Янович
АБРАМОВ Юрій Олексійович**

**ЗАХИСТ РЕЧОВИН І МАТЕРІАЛІВ ВІД ТЕПЛОВОГО ВПЛИВУ
ПОЖЕЖІ ЗА ДОПОМОГОЮ ЕКРАНІВ І ПОКРИТТІВ**

Монографія

Підписано до друку 1.05.2023 Формат 60x84 1/16.
Папір офсетний. Друк цифровий. Ум. друк. аркушів 16,28.
Тираж 100 прим. Зам. № 1/05/23.

Видавець та виготовлювач: ФОП Панов А.М.
свідоцтво серії ДК №4847 від 06.02.2015 р.
м. Харків, вул. Жон Мироносиць, 10, оф.6,
тел.:+38(057)714-06-74, +38(050)976-32-87
copy@vlavkle.com