

## УДК 519.6

*О. О. Попов<sup>1</sup>, д.т.н., професор, в. о. директора (ORCID 0000-0002-5065-3822)*

*О. М. Данілін<sup>2</sup>, к.т.н., доцент, нач. каф. (ORCID 0000-0002-4474-7179)*

*О. А. Петухова<sup>2</sup>, к.т.н., доцент, заст. нач. каф. (ORCID 0000-0002-4832-1255)*

*П. Ю. Бородич<sup>2</sup>, к.т.н., доцент, доц. каф. (ORCID 0000-0001-9933-8498)*

<sup>1</sup>Центр інформаційно-аналітичного та технічного забезпечення моніторингу об'єктів атомної енергетики НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup>Національний університет цивільного захисту України, Харків, Україна

## МОДЕЛЬ ВИПАДКОВИХ ПУЛЬСАЦІЙ ТЕПЛООВОГО ПОТОКУ ВИПРОМІНЮВАННЯМ ВІД ПОЖЕЖІ ГОРЮЧОЇ РІДИНИ

Об'єктом дослідження є процес горіння рідини в резервуарі або в розливі. На відміну від стандартного підходу, коли форма полум'я приймається сталою, розглянуто випадкові пульсації полум'я, обумовлені турбулентним режимом горіння рідини. Наслідком таких пульсацій є випадковий характер як коефіцієнта взаємного опромінення, так і температури випромінюючої поверхні полум'я. Це, в свою чергу, призводить до випадкового значення щільності теплового потоку випромінюванням від пожежі. Із використанням центральної граничної теореми обґрунтовано припущення про нормальний закон розподілу щільності теплового потоку випромінюванням, коефіцієнта взаємного опромінення і температури випромінюючої поверхні полум'я. Припущення про нормальний закон розподілу дозволяє обчислити математичне очікування щільності теплового потоку. Показано, що середнє значення щільності теплового потоку зростає із збільшенням дисперсії температури випромінюючої поверхні та коефіцієнта взаємного опромінення, а також із збільшенням коефіцієнта кореляції між ними. Це означає, що неврахування випадкових пульсацій полум'я може призводити до занижених оцінок середньої величини щільності теплового потоку від пожежі. Знайдено дисперсію щільності теплового потоку випромінюванням і показано, що вона збільшується із зростанням дисперсії температури полум'я і коефіцієнта взаємного опромінення. Дисперсія температури має більший вклад в приріст середнього значення теплового потоку випромінюванням порівняно з дисперсією коефіцієнта взаємного опромінення. Середньоквадратичне відхилення щільності теплового потоку може складати понад 40 % від його середнього значення при середньоквадратичних відхиленнях температури полум'я і коефіцієнта взаємного опромінення до 10 % від їх середніх значень. Отримані результати можуть бути використані для уточнення теплового впливу пожежі горючої рідини на сусідні об'єкти.

**Ключові слова:** пожежа горючої рідини, пожежа в резервуарному парку, тепловий вплив пожежі, теплообмін

### 1. Вступ

Резервуарні комплекси для зберігання сирої нафти відіграють важливу роль у світовій економіці. Накопичення горючих рідин на обмеженій площі призводить до підвищеної пожежної небезпеки. У разі виникнення пожежі її ліквідація ускладнюється внаслідок загрози розповсюдження полум'я на сусідні резервуари. Такий сценарій розвитку пожежі стає можливим внаслідок теплового потоку від пожежі до сусідніх резервуарів, що може призвести до втрати міцності їх окремими елементами або до їх горіння чи вибуху. Передача тепла в таких випадках відбувається шляхом випромінювання або внаслідок безпосереднього контакту з полум'ям [1]. Останнім часом у світі сталися декілька великих пожеж у нафтових резервуарах, під час яких згоріли два чи більше суміжних резервуари [2]. Це призводить до значних економічних втрат і серйозного забруднення навколишнього середовища [3]. Згідно дослідження [4] 44 % аварій, в яких мало місце каскадне розповсюдження пожежі, починалися з пожежі рідини. При цьому може мати місце як розлив рідини і подальше її займання [5], так і горіння рідини безпосередньо в резервуарах. У випадку горіння в резервуарі саме теплове випромінювання є причиною нагріву сусідніх технологічних споруд до небезпечних значень температури.

Таким чином, проблема каскадного розвитку пожежі в резервуарних парках є актуальною.

## 2. Аналіз літературних даних та постановка проблеми

В [6] проаналізовано низку масштабних аварій в резервуарних парках, пов'язаних з пожежами або вибухами. Основну увагу приділено тому, якими були відстані між резервуаром, що горів (або вибухнув), і сусідніми резервуарами, а також тому, чи є такі відстані безпечними. Крім того, перевірено, чи було збільшено відстані на підприємствах, де сталися такі аварії. Але економічна вигода від концентрації виробництва переважає ризики і майже завжди резервуари та інше технологічне обладнання розміщується на відстані, яка не є безпечною. В [7] за допомогою байєсовських мереж досліджено можливі сценарії розповсюдження пожежі внаслідок «ефекту доміно». Запропонована методологія враховує ефекти вибухової хвилі та теплового випромінювання пожежі. Але величина теплового випромінювання в роботі припускається заданою априорі. В [8] для дослідження каскадного розповсюдження пожежі також використано апарат байєсовських мереж. Але і тут не приділено достатньої уваги розрахунку теплового потоку випромінюванням від резервуара, що горить.

В [9] з використанням пакету обчислювальної гідродинаміки (CFD) проведено моделювання теплового впливу пожежі в басейні з горючою рідиною на сусідній резервуар. Проведено порівняння результатів моделювання з експериментальними дослідженнями щодо горіння басейну з сировою нафтою діаметром 1 м та басейнами з гасом діаметром 30 м і 50 м. Недоліком роботи є неможливість узагальнити отримані дані на випадки горіння в інших умовах. В [10] досліджено тепловий вплив від пожежі в двох резервуарах на сусідній резервуар. Моделювання горіння в резервуарах проводилося за допомогою системи моделювання динаміки пожеж (FDS), а для розрахунку розподілу температур і напружень в сусідньому резервуарі використовувався метод скінчених елементів. Недоліком такого підходу є складність перенесення отриманих результатів на іншу конфігурацію резервуарів.

В [11] наведено огляд основних підходів до моделювання пожеж у басейнах і резервуарах, які враховують ефекти масштабу, вітру, вплив тиску та сили тяжіння, а також динаміку пожежі в кількох басейнах. Проаналізовано фактори, які впливають на питому масову швидкість вигорання, довжину і нахил полум'я. Підкреслено, що тепловий потік випромінюванням є основним видом теплопередачі при пожежах такого типу. При цьому пульсації полум'я, викликані турбулентним режимом горіння залишаються не розглянутими. В [12] експериментально досліджено структуру полум'я та його висоту в залежності від довжини сторони квадратного осередку горіння: (0,15÷0,30) м. Але практичне використання отриманих результатів ускладнено внаслідок істотної різниці між розмірами лабораторної установки і реальних резервуарів.

В [13] проведено експериментальні дослідження довжини полум'я та частоти його пульсацій як в процесі розтікання рідини, так і при досягненні розливом максимальної площі. Побудовано емпіричні залежності довжини полум'я і частоти пульсацій від площі розливу. При цьому розглядається лише детермінована складова пульсацій, а її випадкову складову залишено поза увагою. В огляді [14] проаналізовано питому масову швидкість вигорання рідини при пожежі в басейні, висоту полум'я, пульсації полум'я, теплопередачу випромінюванням та ризик розповсюдження пожежі. Але істотним обмеженням при цьому є умова відсутності вітру. В [15] наведено результати експериментальних досліджень щодо частоти пульсацій полум'я при горінні в прямокутних басейнах. Побудовано емпіричну залежність частоти пульсацій від розмірів басейну, окремо досліджено поведінку полум'я

вздовж стінок і в кутах басейну. Але при цьому розглянуто лише детерміновано складову пульсацій, в випадкова складова залишена поза увагою. В [16] з використанням апарату часових рядів моделюються випадкові пульсації полум'я. Але це моделювання базується на експериментальному дослідженні горіння в ємності діаметром 7,1 см, що істотно ускладнює використання отриманих результатів для випадку реальних пожеж. В [17] побудовано модель нагріву стінки резервуара під тепловим впливом пожежі. Припускається, що коефіцієнт взаємного опромінення має нормальний закон розподілу. При цьому питання визначення параметрів розподілу залишено поза увагою.

Аналіз моделей горіння нафтопродукту в резервуарі або розливі засвідчив, що випадкова складова теплового випромінювання від пожежі залишається недостатньо вивченою. Це, в свою чергу, може призводити до похибки в оцінці теплового впливу на сусідні резервуари та визначення необхідного захисту.

Таким чином, невирішеною частиною розглянутої проблеми є врахування випадкової складової теплового потоку випромінюванням від пожежі горючої рідини.

### 3. Мета та завдання дослідження

Метою роботи є побудова моделі випадкових пульсацій теплового потоку випромінюванням від пожежі горючої рідини.

Для досягнення поставленої мети необхідно вирішити наступні завдання:

- представити щільність теплового потоку випромінюванням у вигляді випадкового процесу;
- визначити математичне очікування щільності теплового потоку випромінюванням;
- визначити дисперсію щільності теплового потоку випромінюванням.

### 4. Матеріали та методи дослідження

Об'єктом дослідження є процес горіння рідини в резервуарі або в розливі. Основна гіпотеза дослідження полягає в тому, що коефіцієнти взаємного опромінення і температури випромінюючої поверхні полум'я мають нормальний закон розподілу. Для визначення параметрів розподілу щільності теплового потоку випромінюванням від пожежі горючої рідини використовувалися методи теорії ймовірностей. Для проведення інтегрування було застосовано математичний пакет Maple 18 (Канада). Розрахунки проведено на прикладі резервуара типу РВС (резервуар вертикальний сталевий) зі стаціонарною покрівлею.

### 5. Побудова моделі випадкових пульсацій теплового потоку випромінюванням від пожежі рідини

#### 5.1. Представлення щільності теплового потоку випромінюванням як випадкового процесу

Тепловий потік випромінюванням від пожежі визначається законом Стефана-Больцмана:

$$q = c_0 \varepsilon_f \left[ \left( \frac{T_f}{100} \right)^4 - \left( \frac{T}{100} \right)^4 \right] \psi, \quad (1)$$

де  $c_0 = 5,67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$  – стала;  $\varepsilon_f$  – ступінь чорноти випромінюючої поверхні факелу

ла;  $T_f$  – температура поверхні факела;  $T$  – температура площадки, яка опромінюється;  $\psi$  – коефіцієнт взаємного опромінення між факелом і площадкою:

$$\psi = \frac{1}{\pi} \iint_S \frac{\cos \varphi_1 \cos \varphi_2}{r^2} dS; \quad (2)$$

$r$  – радіус-вектор, що з'єднує точку  $A$  на поверхні полум'я і елементарну площадку, яка опромінюється;  $\varphi_1$  – кут між радіус-вектором  $r$  і нормальним вектором  $\vec{n}_1$  до поверхні полум'я в точці  $A$ ;  $\varphi_2$  – кут між радіус-вектором  $r$  і нормальним вектором  $\vec{n}_2$  до елементарної площадки (рис. 1). Інтеграл в (2) обчислюється по множині точок  $S$ , в яких кути  $\varphi_1$  і  $\varphi_2$  є гострими (тобто косинуси в (2) є додатними).

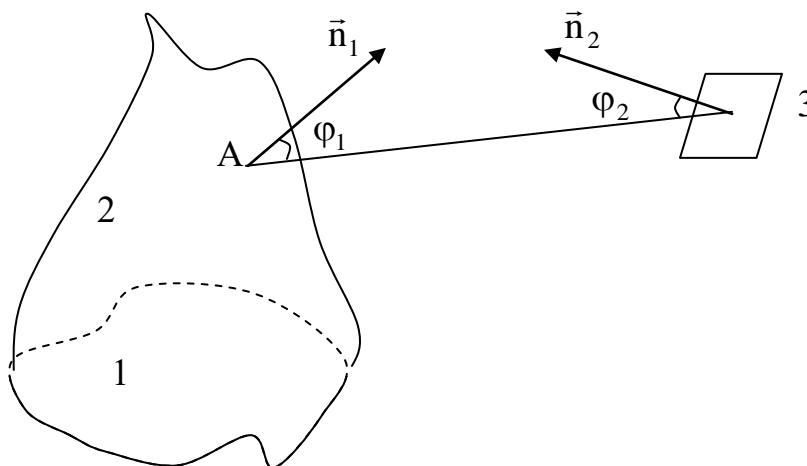


Рис. 1. До обчислення коефіцієнта взаємного опромінення: 1 – рідина, що горить; 2 – полум'я; 3 – елементарна площадка, що опромінюється

В загальному випадку, коли температура випромінюючої поверхні факела є різною в різних точках, залежність для щільності теплового потоку випромінюванням набуває вигляду:

$$q = \frac{c_0 \varepsilon_f}{\pi} \iint_S \frac{\cos \varphi_1 \cos \varphi_2}{r^2} \left[ \left( \frac{T_f}{100} \right)^4 - \left( \frac{T}{100} \right)^4 \right] dS. \quad (3)$$

При розрахунку теплового потоку випромінюванням від полум'я над круговим розливом рідин факел представляють у вигляді фігури простої форми, наприклад, конуса. В той же час, візуальне спостереження за горінням рідин свідчить про постійну зміну форми полум'я, викликану турбулентним характером горіння (рис. 2).

Враховуючи турбулентний характер горіння, будемо вважати, що температура поверхні полум'я описується випадковим процесом  $\theta(t)$ , а коефіцієнт взаємного опромінення – випадковим процесом  $\eta(t)$ . Із формули (3) випливає, що загальний тепловий потік являє собою суму теплового випромінювання від окремих елементарних площадок на поверхні полум'я. При цьому температура кожної такої площадки в певний момент часу є випадковою величиною. Виходячи з центральної граничної теореми, в якій стверджується, що сума великої кількості випадкових величин має тенденцію до нормального розподілу при достатньо ве-

ликому обсязі вибірки, будемо вважати, що щільність теплового потоку має нормальний розподіл. Тоді щільність теплового потоку випромінюванням може бути представлена випадковим процесом  $\xi(t)$ :

$$\xi(t) = c_0 \varepsilon_f \left[ \left( \frac{\theta(t)}{100} \right)^4 - \left( \frac{T}{100} \right)^4 \right] \eta(t), \quad (4)$$

Виконуючи перетворення в (4), отримаємо:

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{c_0 \varepsilon_f}{10^8} [\theta^4 - T^4] \eta; \\ \xi &= c(\theta^4 - a) \eta, \end{aligned} \quad (5)$$

де

$$c = \frac{c_0 \varepsilon_f}{10^8}; \quad a = T^4.$$



Рис. 2. Пожежа в резервуарі з сировою нафтою, Кувейт, 2010 рік

Відзначимо, що величини  $c$  і  $a$  у виразі (5) є детермінованими. Сумісний закон розподілу випадкових величин  $\theta$ ,  $\eta$  має вигляд:

$$\begin{aligned} p_{\theta\eta}(x, y) &= \frac{1}{2\pi\sigma_\theta\sigma_\eta\sqrt{1-r^2}} \times \\ &\times \exp \left\{ -\frac{1}{(1-r^2)} \left[ \frac{(x-\bar{\theta})^2}{2\sigma_\theta^2} - r \frac{(x-\bar{\theta})(y-\bar{\eta})}{\sigma_\theta\sigma_\eta} + \frac{(y-\bar{\eta})^2}{2\sigma_\eta^2} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

де  $\bar{\theta}$ ,  $\bar{\eta}$  – математичні очікування випадкових величин  $\theta$ ,  $\eta$ , що описують температуру випромінюючої поверхні полум'я і коефіцієнта взаємного опромінення відповідно;  $\sigma_\theta$ ,  $\sigma_\eta$  – їх середньоквадратичні відхилення;  $r$  – коефіцієнт взаємної кореляції між випадковими процесами  $\theta$ ,  $\eta$ .

Також, розглядаючи щільність теплового потоку у вигляді (1), будемо вважати що температура випромінюючої поверхні і коефіцієнт взаємного опромінення також розподілені нормально.

## 5.2. Визначення математичного очікування щільності теплового потоку випромінюванням

Математичне очікування щільності теплового потоку  $\bar{\xi}$  визначається формулою:

$$\bar{\xi} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} c(x^4 - a)y \cdot p_{\theta\eta}(x, y) dx dy. \quad (7)$$

Обчислюючи інтеграл за допомогою, математичного пакету Maple, отримаємо:

$$\bar{\xi} = c(\bar{\theta}^4 \bar{\eta} + 4\bar{\theta}^3 r \sigma_{\theta} \sigma_{\eta} + 6\bar{\theta}^2 \bar{\eta} \sigma_{\theta}^2 + 12\bar{\theta} r \sigma_{\theta}^3 \sigma_{\eta} + 3\bar{\eta} \sigma_{\theta}^4 - a \bar{\eta}). \quad (8)$$

Нехай середньоквадратичні відхилення  $\sigma_{\theta}$ ,  $\sigma_{\eta}$  пов'язані з відповідними математичними сподіваннями співвідношеннями:

$$\sigma_{\theta} = k_{\theta} \bar{\theta}; \quad \sigma_{\eta} = k_{\eta} \bar{\eta}. \quad (9)$$

Тоді підстановка (9) в (8) дає:

$$\begin{aligned} \bar{\xi} &= c(\bar{\theta}^4 \bar{\eta} + 4\bar{\theta}^4 \bar{\eta} r k_{\theta} k_{\eta} + 6\bar{\theta}^4 \bar{\eta} k_{\theta}^2 + 12\bar{\theta}^4 \bar{\eta} r k_{\theta}^3 k_{\eta} + 3\bar{\theta}^4 \bar{\eta} k_{\theta}^4 - a \bar{\eta}) = \\ &= c[\bar{\theta}^4 (1 + 4r k_{\theta} k_{\eta} + 6k_{\theta}^2 + 12r k_{\theta}^3 k_{\eta} + 3k_{\theta}^4) - a] \bar{\eta} = \\ &= c[\bar{\theta}^4 (1 + 4r k_{\theta} k_{\eta} (1 + 3k_{\theta}^2) + 3k_{\theta}^2 (2 + k_{\theta}^2)) - a] \bar{\eta}. \end{aligned} \quad (10)$$

Розглянемо відносну різницю між середнім значенням щільності теплового потоку випромінюванням при стохастичному і детермінованому підході:

$$\delta_1 = \frac{\bar{\xi} - q}{q}.$$

Підставляючи (10) в останній вираз, отримаємо:

$$\begin{aligned} \delta_1 &= \frac{c[\bar{\theta}^4 (1 + 4r k_{\theta} k_{\eta} (1 + 3k_{\theta}^2) + 3k_{\theta}^2 (2 + k_{\theta}^2)) - a] \bar{\eta} - c[\bar{\theta}^4 - a] \bar{\eta}}{c[\bar{\theta}^4 - a] \bar{\eta}} = \\ &= \frac{\bar{\theta}^4 (1 + 4r k_{\theta} k_{\eta} (1 + 3k_{\theta}^2) + 3k_{\theta}^2 (2 + k_{\theta}^2)) - \bar{\theta}^4}{\bar{\theta}^4 - a} = \\ &= \frac{\bar{\theta}^4 (4r k_{\theta} k_{\eta} (1 + 3k_{\theta}^2) + 3k_{\theta}^2 (2 + k_{\theta}^2))}{\bar{\theta}^4 - a}. \end{aligned}$$

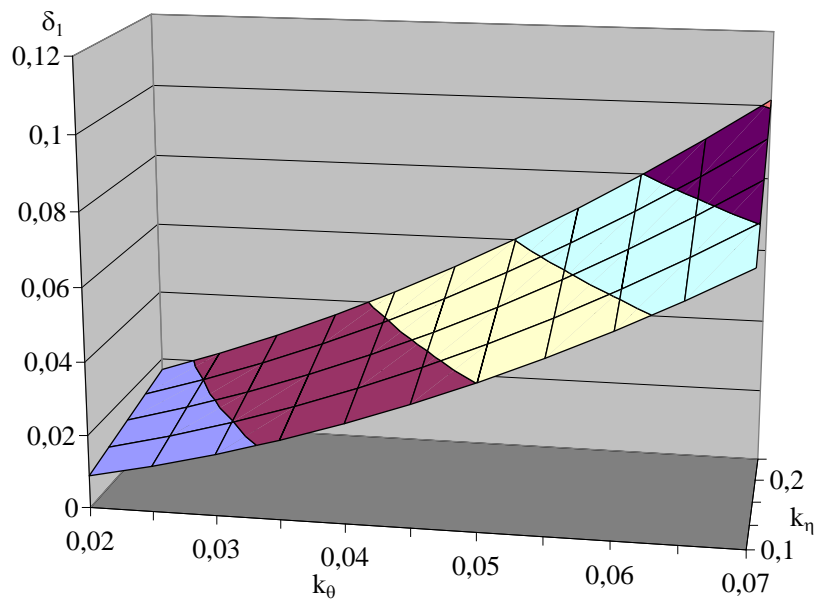
Враховуючи, що середня температура полум'я  $\bar{\theta} \cong 1300$  К, а температура навколишнього середовища  $T \cong 300$  К, то:

$$\frac{\bar{\theta}^4}{\bar{\theta}^4 - a} \cong \frac{1300^4}{1300^4 - 300^4} \approx 1,0028 \approx 1.$$

Тоді

$$\delta_1 \cong 4rk_0k_\eta(1 + 3k_0^2) + 3k_0^2(2 + k_0^2). \quad (11)$$

На рис. 3 показано залежність відносного приросту щільності теплового потоку випромінюванням  $\delta_1$  від величин  $k_0$ ,  $k_\eta$  при  $r=0,5$ .



**Рис. 3. Відносний приріст середнього значення щільності теплового потоку випромінюванням від полум'я в залежності від величин  $k_0$ ,  $k_\eta$  при  $r=0,5$**

Аналіз рис. 3 свідчить, що наявність випадкових пульсацій полум'я збільшує середнє значення теплового потоку до 10 % порівняно з випадком, коли пульсації відсутні.

### 5.3. Визначення дисперсії щільності теплового потоку випромінюванням

Для обчислення дисперсії щільності теплового потоку скористаємося властивістю:

$$\sigma_\xi^2 = M(\xi - \bar{\xi})^2 = M(\xi^2 - 2\xi\bar{\xi} + \bar{\xi}^2) = M\xi^2 - 2\bar{\xi}^2 + \bar{\xi}^2 = M\xi^2 - \bar{\xi}^2.$$

Тоді

$$\sigma_\xi^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [c(x^4 - a)y]^2 \cdot p_{\theta\eta}(x, y) dx dy - \bar{\xi}^2. \quad (12)$$

Обчислюючи цей інтеграл за допомогою математичного пакету Maple, отримаємо:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{\xi}^2}{c^2} = & 40\bar{\theta}^6 r^2 \sigma_{\theta}^2 \sigma_{\eta}^2 + 744\bar{\theta}^4 r^2 \sigma_{\theta}^4 \sigma_{\eta}^2 + 2376\bar{\theta}^2 r^2 \sigma_{\theta}^6 \sigma_{\eta}^2 + 840r^2 \sigma_{\theta}^8 \sigma_{\eta}^2 + \\ & + 8\bar{\theta}^7 \bar{\eta} r \sigma_{\theta} \sigma_{\eta} + 264\bar{\theta}^5 \bar{\eta} r \sigma_{\theta}^3 \sigma_{\eta} + 1512\bar{\theta}^3 \bar{\eta} r \sigma_{\theta}^5 \sigma_{\eta} + 1608\bar{\theta} \bar{\eta} r \sigma_{\theta}^7 \sigma_{\eta} + \bar{\theta}^8 \sigma_{\eta}^2 + \\ & + 16\bar{\theta}^6 \bar{\eta}^2 \sigma_{\theta}^2 + 28\bar{\theta}^6 \sigma_{\theta}^2 \sigma_{\eta}^2 + 168\bar{\theta}^4 \bar{\eta}^2 \sigma_{\theta}^4 + 210\bar{\theta}^4 \sigma_{\theta}^4 \sigma_{\eta}^2 + 384\bar{\theta}^2 \bar{\eta}^2 \sigma_{\theta}^6 + \\ & + 420\bar{\theta}^2 \sigma_{\theta}^6 \sigma_{\eta}^2 + 96\bar{\eta}^2 \sigma_{\theta}^8 + 105\sigma_{\theta}^8 \sigma_{\eta}^2 - 24a\bar{\theta}^2 r^2 \sigma_{\theta}^2 \sigma_{\eta}^2 - 24ar^2 \sigma_{\theta}^4 \sigma_{\eta}^2 - 8a\bar{\theta}^3 \bar{\eta} r \sigma_{\theta} \sigma_{\eta} - \\ & - 24a\bar{\theta} \bar{\eta} r \sigma_{\theta}^3 \sigma_{\eta} - 2a\bar{\theta}^4 \sigma_{\eta}^2 - 12a\bar{\theta}^2 \sigma_{\theta}^2 \sigma_{\eta}^2 - a\sigma_{\theta}^4 \sigma_{\eta}^2 + a^2 \sigma_{\eta}^2. \end{aligned} \quad (13)$$

Підстановка (9) в (13) перетворює вираз для дисперсії щільності теплового потоку на

$$\begin{aligned} \sigma_{\xi}^2 = & c^2 \bar{\eta}^2 \left[ \bar{\theta}^8 k_{\eta}^2 (40r^2 k_{\theta}^2 + 744r^2 k_{\theta}^4 + 2376r^2 k_{\theta}^6 + 840r^2 k_{\theta}^8 + \right. \\ & \left. + 1 + 28k_{\theta}^2 + 210k_{\theta}^4 + 420k_{\theta}^6 + 105k_{\theta}^8) + \right. \\ & \left. + 8\bar{\theta}^8 r k_{\eta} k_{\theta} (1 + 33k_{\theta}^2 + 139k_{\theta}^4 + 201k_{\theta}^6) + \bar{\theta}^8 (16k_{\theta}^2 + 168k_{\theta}^4 + 284k_{\theta}^6 + 96k_{\theta}^8) - \right. \\ & \left. - a\bar{\theta}^4 k_{\eta}^2 (24r^2 k_{\theta}^2 + 24r^2 k_{\theta}^4 + 2 + 12k_{\theta}^2 + 6k_{\theta}^4) - 8a\bar{\theta}^4 r k_{\eta} k_{\theta} (1 + 3k_{\theta}^2) + a^2 k_{\eta}^2 \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

Відносна величина пульсацій щільності теплового потоку випромінюванням характеризується відношенням середньоквадратичного відхилення щільності теплового потоку до його математичного очікування:

$$\delta_2 = \frac{\sigma_{\xi}}{\xi}. \quad (15)$$

Об'єднуючи (10), (14), (15), отримаємо:

$$\begin{aligned} \delta_2 = & \left[ \bar{\theta}^4 (1 + 4rk_{\theta} k_{\eta} (1 + 3k_{\theta}^2) + 3k_{\theta}^2 (2 + k_{\theta}^2)) - a \right]^{-1} \times \\ & \times \left[ \bar{\theta}^8 k_{\eta}^2 (40r^2 k_{\theta}^2 + 744r^2 k_{\theta}^4 + 2376r^2 k_{\theta}^6 + 840r^2 k_{\theta}^8 + \right. \\ & \left. + 1 + 28k_{\theta}^2 + 210k_{\theta}^4 + 420k_{\theta}^6 + 105k_{\theta}^8) + \right. \\ & \left. + 8\bar{\theta}^8 r k_{\eta} k_{\theta} (1 + 33k_{\theta}^2 + 139k_{\theta}^4 + 201k_{\theta}^6) + \bar{\theta}^8 (16k_{\theta}^2 + 168k_{\theta}^4 + 284k_{\theta}^6 + 96k_{\theta}^8) - \right. \\ & \left. - a\bar{\theta}^4 k_{\eta}^2 (24r^2 k_{\theta}^2 + 24r^2 k_{\theta}^4 + 2 + 12k_{\theta}^2 + 6k_{\theta}^4) - 8a\bar{\theta}^4 r k_{\eta} k_{\theta} (1 + 3k_{\theta}^2) + a^2 k_{\eta}^2 \right]^{0.5}. \end{aligned} \quad (16)$$

Залежність  $\delta_2 = \delta_2(k_{\theta}, k_{\eta})$  проілюстровано на рис. 4 для  $r=0,5$ . При цьому було прийняті значення  $\bar{\theta} = 1300$  К,  $T=300$  К.

Аналіз рис. 4 свідчить, що дисперсія теплового потоку збільшується із зростанням дисперсій коефіцієнта взаємного опромінення і температури випромінюючої поверхні.

## 6. Обговорення результатів побудови моделі випадкових пульсацій теплового потоку випромінюванням

Теплове випромінювання є основним способом передачі тепла при пожежі горючих і легкозаймистих рідин. Для розрахунку щільності теплового потоку випромінюванням на сусідні об'єкти використовують закон Стефана-Больцмана (1), який містить такі параметри, як температура випромінюючої поверхні



полум'я і коефіцієнт взаємного опромінення. Як правило, при розрахунках приймають сталу температуру випромінюючої поверхні і факел у формі простої тривимірної фігури (конуса, циліндра, напівсфери тощо). В той же час, візуальні спостереження за горінням рідин у резервуарах або розливах показують, що факел не має постійної форми (рис. 2). Внаслідок турбулентного режиму горіння полум'ю притаманні випадкові пульсації. Такі пульсації призводять до випадкових змін коефіцієнта взаємного опромінення і температури випромінюючої поверхні полум'я. Це, в свою чергу, веде до випадкового характеру теплового потоку випромінюванням від пожежі. Враховуючи, що загальний тепловий потік випромінюванням є сумою теплових потоків від окремих областей, і спираючись на центральну граничну теорему, є підстави вважати що щільність теплового потоку має нормальний розподіл.

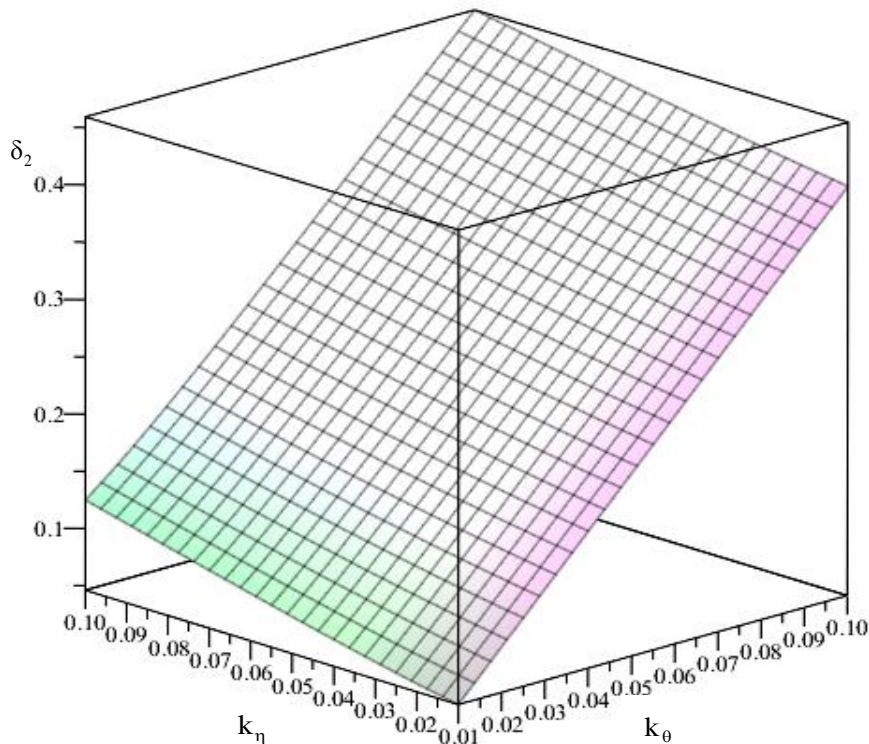


Рис. 4. Відносна величина пульсацій щільності теплового потоку від полум'я в залежності від величин  $k_\theta$ ,  $k_\nu$  при  $r=0,5$

Сумісний розподіл випадкових процесів  $\theta(t)$ ,  $\eta(t)$ , які відповідають температурі випромінюючої поверхні полум'я і коефіцієнту взаємного опромінення, описується формулою (6). В якості математичного очікування  $\bar{\theta}$  може бути взяте довідникове значення температури полум'я для даного виду рідини. Математичне очікування  $\bar{\eta}$  може бути обчислене як інтеграл (2), де в якості форми випромінюючої поверхні полум'я може бути прийнятий конус.

Припущення про нормальний розподіл випадкових процесів  $\theta(t)$ ,  $\eta(t)$  дозволяє обчислити математичне очікування щільності теплового потоку за формулою (7). Обчислюючи інтеграл в (7) за допомогою математичного пакета Maple, отримуємо залежність поліноміального виду (8). Із аналізу цього виразу випливає, що середнє значення щільності теплового потоку зростає із збільшенням дисперсій температури випромінюючої поверхні та коефіцієнта взаємного опромінення, а також із збільшенням коефіцієнта кореляції між ними. Це означає, що неврахування випадкових пульсацій полум'я може призводити до занижених оцінок се-

редньої величини щільності теплового потоку від пожежі. Наприклад, для типових значень температури полум'я ( $T_f=1300$  K) середнє значення щільності теплового потоку може бути до 10 % вище порівняно з випадком, коли випадкові пульсації полум'я не враховуються (рис. 3). Аналіз виразу (11) свідчить, що цей приріст лінійно залежить від дисперсії коефіцієнта взаємного опромінення і від четвертої степені температури полум'я. Внаслідок цього дисперсія температури має більший вклад в приріст середнього значення теплового потоку випромінюванням порівняно з дисперсією коефіцієнта взаємного опромінення (рис. 3).

Дисперсія щільності теплового потоку обчислюється за допомогою формули (12). Інтегрування в ній за допомогою пакета Maple дає залежність (13). Відносна величина пульсацій щільності теплового потоку (15) показує, наскільки значним є середньоквадратичне відхилення порівняно з середнім значенням. Аналіз виразу (16) та його зображення на рис. 4 показує, що відносна величина пульсацій збільшується із зростанням дисперсій температури полум'я і коефіцієнта взаємного опромінення. Причому залежність від коефіцієнта взаємного опромінення має майже лінійний характер. Для типового значення температури полум'я ( $T_f=1300$  K) величина середньоквадратичного відхилення щільності теплового потоку може складати понад 40 % від її середнього значення при середньоквадратичних відхиленнях температури полум'я і коефіцієнта взаємного опромінення до 10 % від їх середніх значень (рис. 4).

Перевагою побудованої моделі є врахування випадкового характеру теплового випромінювання від пожежі рідини, що дозволяє більш точно врахувати наслідки його впливу на сусідні об'єкти.

Обмеженням побудованої моделі є те, що вона виходить із нормального закону розподілу коефіцієнта взаємного опромінення і температури випромінюючої поверхні полум'я.

Перспективи подальших досліджень пов'язані з експериментальною перевіркою гіпотез про розподіл випадкових величин, що описують коефіцієнт взаємного опромінення і температуру випромінюючої поверхні.

## 7. Висновки

1. Запропоновано представлення теплового потоку випромінюванням від пожежі рідини у вигляді випадкового процесу. Випадковість процесу пов'язана із турбулентним режимом горіння рідини, внаслідок чого випадковий характер має випромінююча поверхня полум'я і коефіцієнт взаємного опромінення. Із використанням центральної граничної теореми обґрунтовано припущення про нормальний закон розподілу щільності теплового потоку випромінюванням, коефіцієнта взаємного опромінення і температури випромінюючої поверхні полум'я.

2. Виходячи із припущення про нормальний закон розподілу коефіцієнта взаємного опромінення і температури випромінюючої поверхні полум'я, побудовано оцінку математичного очікування щільності теплового потоку випромінюванням від пожежі. Показано що математичне очікування зростає із збільшенням дисперсій температури випромінюючої поверхні та коефіцієнта взаємного опромінення, а також із збільшенням коефіцієнта кореляції між ними. Для типових значень температури полум'я для горючих рідин середнє значення щільності теплового потоку може бути до 10 % вище порівняно з випадком, коли випадкові пульсації полум'я не враховуються.

3. Показано, що дисперсія щільності теплового потоку випромінюванням від пожежі збільшується із зростанням дисперсій температури полум'я і коефіцієнта

взаємного опромінення. При цьому вклад дисперсії температури є більшим порівняно з вкладом дисперсії коефіцієнта взаємного опромінення. Для типового значення температури полум'я горючої рідини величина середньоквадратичного відхилення щільності теплового потоку може складати понад 40 % від його середнього значення при середньоквадратичних відхиленнях температури полум'я і коефіцієнта взаємного опромінення до 10 % від їх середніх значень.

### Література

1. Landucci G., Gubinelli G., Antonioni G., Cozzani V. The assessment of the damage probability of storage tanks in domino events triggered by fire. *Accident Analysis & Prevention*. 2009. Vol. 41(6). P. 1206–1215. doi: 10.1016/j.aap.2008.05.006
2. Elhelw M., El-Shobaky A., Attia A., El-Maghlany W. M. Advanced dynamic modeling study of fire and smoke of crude oil storage tanks. *Process Safety and Environmental Protection*. 2021. Vol. 146. P. 670–685. doi: 10.1016/j.psep.2020.12.002
3. Yang R., Khan F., Neto E. T., Rusli R., Ji J. Could pool fire alone cause a domino effect? *Reliability Engineering & System Safety*. 2020. Vol. 202. P. 106976. doi: 10.1016/j.ress.2020.106976
4. Reniers G., Cozzani V. 3 – Features of Escalation Scenarios. Elsevier. *Domino Effects in the Process Industries*. 2013. P. 30–42. doi: 10.1016/B978-0-444-54323-3.00003-8
5. Liu J., Li D., Wang Z., Chai X. A state-of-the-art research progress and prospect of liquid fuel spill fires. *Case Studies in Thermal Engineering*. 2021. Vol. 28. P. 101421. doi: 10.1016/j.csite.2021.101421
6. Tauseef S., Abbasi T., Pompapathi V., Abbasi S. Case studies of 28 major accidents of fires/explosions in storage tank farms in the backdrop of available codes/standards/models for safely configuring such tank farms. *Process Safety and Environmental Protection*. 2018. Vol. 120. P. 331–338. doi: 10.1016/j.psep.2018.09.017
7. Li X., Chen G., Amyotte P., Alauddin M., Khan F. Modeling and analysis of domino effect in petrochemical storage tank farms under the synergistic effect of explosion and fire. *Process Safety and Environmental Protection*. 2023. Vol. 176. P. 706–715. doi: 10.1016/j.psep.2023.06.054
8. Khakzad N., Amyotte P., Cozzani V., Reniers G., Pasman H. How to address model uncertainty in the escalation of domino effects? *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*. 2018. Vol. 54. P. 49–56. doi: 10.1016/j.jlp.2018.03.001
9. Ahmadi O., Mortazavi S. B., Pasdarsahri H., Mohabadi H. A. Consequence analysis of large-scale pool fire in oil storage terminal based on computational fluid dynamic (CFD). *Process Safety and Environmental Protection*. 2019. Vol. 123. P. 379–389. doi: 10.1016/j.psep.2019.01.006
10. Yang J., Zhang M., Zuo Y., Cui X., Liang C. Improved models of failure time for atmospheric tanks under the coupling effect of multiple pool fires. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*. 2023. Vol. 81. P. 104957. doi: 10.1016/j.jlp.2022.104957
11. Chen Y., Fang J., Zhang X., Miao Y., Lin Y., Tu R., Hu L. Pool fire dynamics: Principles, models and recent advances. *Progress in Energy and Combustion Science*. 2023. Vol. 95. P. 101070. doi: 10.1016/j.peccs.2022.101070
12. Sun X., Zhang X., Lv J., Chen X., Hu L. Experimental study on the buoyant turbulent diffusion flame height of various intermittent levels. *Applied Energy*. 2023. Vol. 351. P. 121699. doi: 10.1016/j.apenergy.2023.121699
13. Zhao J., Song G., Zhang Q., Li X., Huang H., Zhang J. Experimental study on flame length and pulsation behavior of n-heptane continuous spill fires on water.

Journal of Loss Prevention in the Process Industries. 2023. Vol. 85. P. 105174. doi: 10.1016/j.jlp.2023.105174

14. Guo Y., Xiao G., Wang L., Chen C., Deng H., Mi H., Tu C., Li Y. Pool fire burning characteristics and risks under wind-free conditions: State-of-the-art. Fire Safety Journal. 2023. Vol. 136. P. 103755. doi: 10.1016/j.firesaf.2023.103755

15. Huang X., Huang T., Zhuo X., Tang F., He L., Wen J. A global model for flame pulsation frequency of buoyancy-controlled rectangular gas fuel fire with different boundaries. Fuel. 2021. Vol. 289. P. 119857. doi: 10.1016/j.fuel.2020.119857

16. Biswas K., Zheng Y., Kim C. H., Gore J. Stochastic time series analysis of pulsating buoyant pool fires. Proceedings of the Combustion Institute. 2007. Vol. 31(2). P. 2581–2588. doi: 10.1016/j.proci.2006.07.234

17. Абрамов Ю. О., Басманов О. Є., Олійник В. В., Колоколов В. О. Стохастична модель нагріву стінки резервуара під впливом пожежі. Проблеми надзвичайних ситуацій. 2022. 1(35). С. 4–16. doi: 10.52363/2524-0226-2022-35-1

*O. Popov<sup>1</sup>, Dsc, Professor, Acting Director*

*A. Danilin<sup>2</sup>, PhD, Associate Professor, Head of Department*

*O. Petukhova<sup>2</sup>, PhD, Associate Professor, Deputy Head of Department*

*P. Borodych<sup>2</sup>, Associate Professor, Associate Professor of the Department*

<sup>1</sup>*Center for Information-analytical and Technical Support of Nuclear Power Facilities Monitoring of the NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*National University of Civil Defence of Ukraine*

#### A MODEL OF RANDOM PULSATIONS OF RADIANT HEAT FLOW FROM A FLAMMABLE LIQUID FIRE

The object of the study is the process of liquid combustion in a tank or in a spill. Unlike the standard approach that assumes the shape of the flame is constant, random pulsations of the flame due to the turbulent mode of liquid combustion are considered. The pulsations lead to the random nature of the mutual radiation coefficient and the temperature of the radiating surface of the flame. This leads to a random value of the radiant heat flux density from the fire. Using the central limit theorem allows justifying the assumption about the normal law of the distribution of the radiant heat flux density, the mutual radiation coefficient and the temperature of the radiating surface of the flame. The assumption of a normal distribution law allows calculating the mathematical expectation of the heat flux density. It is shown that the average value of the heat flux density increases with an increase in the dispersion of the temperature of the radiating surface and the coefficient of mutual radiation, as well as with an increase in the correlation coefficient between them. It means that neglecting random flame pulsations can lead to underestimates of the average heat flux density from a fire. The dispersion of the radiant heat flux density was found and it was shown that it increases with the growth of the dispersion of the flame temperature and the mutual radiation coefficient. The standard deviation of the heat flux density can be more than 40 % of its average value if the standard deviations of the flame temperature and the mutual radiation coefficient are up to 10 % of their average values. The obtained results can be used to clarify the thermal effect of a liquid fire on neighboring objects.

**Keywords:** spill fire, fire in the tank farm, thermal effect of fire, heat exchange

#### References

1. Landucci, G., Gubinelli, G., Antonioni, G., Cozzani, V. (2009). The assessment of the damage probability of storage tanks in domino events triggered by fire. Accident Analysis & Prevention, 41(6), 1206–1215. doi: 10.1016/j.aap.2008.05.006

2. Elhelw, M., El-Shobaky, A., Attia, A., El-Maghlany, W. M. (2021). Advanced dynamic modeling study of fire and smoke of crude oil storage tanks. Process Safety and Environmental Protection, 146, 670–685. doi: 10.1016/j.psep.2020.12.002

3. Yang, R., Khan, F., Neto, E. T., Rusli, R., Ji, J. (2020). Could pool fire alone cause a domino effect? Reliability Engineering & System Safety, 202, 106976. doi:

10.1016/j.ress.2020.106976

4. Reniers, G., Cozzani, V. (2013). 3 – Features of Escalation Scenarios. Elsevier. *Domino Effects in the Process Industries*, 30–42. doi: 10.1016/B978-0-444-54323-3.00003-8

5. Liu, J., Li, D., Wang, Z., Chai, X. (2021). A state-of-the-art research progress and prospect of liquid fuel spill fires. *Case Studies in Thermal Engineering*, 28, 101421. doi: 10.1016/j.csite.2021.101421

6. Tauseef, S., Abbasi, T., Pompapathi, V., Abbasi, S. (2018). Case studies of 28 major accidents of fires/explosions in storage tank farms in the backdrop of available codes/standards/models for safely configuring such tank farms. *Process Safety and Environmental Protection*, 120, 331–338. doi: 10.1016/j.psep.2018.09.017

7. Li, X., Chen, G., Amyotte, P., Alauddin, M., Khan, F. (2023). Modeling and analysis of domino effect in petrochemical storage tank farms under the synergistic effect of explosion and fire. *Process Safety and Environmental Protection*, 176, 706–715. doi: 10.1016/j.psep.2023.06.054

8. Khakzad, N., Amyotte, P., Cozzani, V., Reniers, G., Pasman, H. (2018). How to address model uncertainty in the escalation of domino effects? *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 54, 49–56. doi: 10.1016/j.jlp.2018.03.001

9. Ahmadi, O., Mortazavi, S. B., Pasdarsahri, H., Mohabadi, H. A. (2019). Consequence analysis of large-scale pool fire in oil storage terminal based on computational fluid dynamic (CFD). *Process Safety and Environmental Protection*, 123, 379–389. doi: 10.1016/j.psep.2019.01.006

10. Yang, J., Zhang, M., Zuo, Y., Cui, X., Liang, C. (2023). Improved models of failure time for atmospheric tanks under the coupling effect of multiple pool fires. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 81, 104957. doi: 10.1016/j.jlp.2022.104957

11. Chen, Y., Fang, J., Zhang, X., Miao, Y., Lin, Y., Tu, R., Hu, L. (2023). Pool fire dynamics: Principles, models and recent advances. *Progress in Energy and Combustion Science*, 95, 101070. doi: 10.1016/j.pecs.2022.101070

12. Sun, X., Zhang, X., Lv, J., Chen, X., Hu, L. (2023). Experimental study on the buoyant turbulent diffusion flame height of various intermittent levels. *Applied Energy*, 351, 121699. doi: 10.1016/j.apenergy.2023.121699

13. Zhao, J., Song, G., Zhang, Q., Li, X., Huang, H., Zhang, J. (2023). Experimental study on flame length and pulsation behavior of n-heptane continuous spill fires on water. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 85, 105174. doi: 10.1016/j.jlp.2023.105174

14. Guo, Y., Xiao, G., Wang, L., Chen, C., Deng, H., Mi, H., Tu, C., Li, Y. (2023). Pool fire burning characteristics and risks under wind-free conditions: State-of-the-art. *Fire Safety Journal*, 136, 103755. doi: 10.1016/j.firesaf.2023.103755

15. Huang, X., Huang, T., Zhuo, X., Tang, F., He, L., & Wen, J. (2021). A global model for flame pulsation frequency of buoyancy-controlled rectangular gas fuel fire with different boundaries. *Fuel*, 289, 119857. doi: 10.1016/j.fuel.2020.119857

16. Biswas, K., Zheng, Y., Kim, C. H., Gore, J. (2007). Stochastic time series analysis of pulsating buoyant pool fires. *Proceedings of the Combustion Institute*, 31(2), 2581–2588. doi: 10.1016/j.proci.2006.07.234

17. Abramov, Y., Basmanov, O., Oliinik, V., Kolokolov, V. (2022). Stochastic model of heating the shell of a tank under thermal effect of a fire. *Problems of Emergency Situations*, 1(35), 4–16. doi: 10.52363/2524-0226-2022-35-1

Надійшла до редколегії: 22.09.2023

Прийнята до друку: 13.11.2023