

петрографического состава, доли углерода, скорости реакции, энергии активации.

Таким образом, определенная доля реакционной поверхности угля, на которой возможны гетерогенные процессы низкотемпературного окисления, с учетом уточненного выражения для теплоты реакции окисления, повысит достоверность расчетного времени инкубационного периода самовозгорания угля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кучер Р.В. Структура ископаемых углей и их способность к окислению / Р.В. Кучер, В.А. Компанец, Л.Ф. Бутузова.– Киев: Наук. думка, 1980. – 168 с.
2. Пашковский П.С. Эндогенные пожары в угольных шахтах / П.С. Пашковский. – Донецк: Ноулидж, 2013. – 791 с.
3. Руководство по предупреждению и тушению эндогенных пожаров на угольных шахтах Украины. – Донецк, 2000. – 216 с.

УДК 551.510, 532.542

*Ю. Ю. Дендаренко, кандидат технічних наук, доцент,
Черкаський інститут пожежної безпеки імені Героїв Чорнобиля
Національного університету цивільного захисту України,
Ю. М. Сенчихін, кандидат технічних наук, професор,
Національний університет цивільного захисту України,
О. А. Гаврилко, кандидат технічних наук, доцент,
Національний університет «Львівська політехніка»*

ВПЛИВ ВОДЯНИХ СТРУМЕНІВ ВІЯЛОВОГО ТИПУ НА ТЕПЛОВИЙ ЗАХИСТ ПІД ЧАС ПОЖЕЖ

Як показали дослідження, віяловий струмінь, так само як і круглий, що витікає з циліндричного насадка на стволі в атмосферу, має три характерні частини: компактну, роздроблену і краплинну.

Нерозривність або суцільність потоку забезпечується тільки в компактній частині струменя. У роздробленій частині струменя відбувається його розрив на великі водяні фрагменти, суцільність струменя порушується і струмінь розширюється. У краплинній частині струменя водяний потік складається з безлічі крапель і струмінь вже представляє краплинно-водяний факел. Така характерна трансформація струменя розглядається в гідравліці [1].

Причиною такої трансформації водяних струменів у повітрі є порушення стійкості руху струменя в результаті дії сил інерції і гравітаційних сил. Мізерно малі збурювання на поверхні струменя при виході із сопла

створюють поперечні коливання, що під дією сил поверхневого натягу і в'язких сил будуть збільшуватися. Цей факт і його фізична інтерпретація була встановлена ще Релем. У вільних водяних струменях, що витікають в атмосферу, діють обидва фактори, а в досвідах Сміта і Мооса встановлено, що для циліндричних струменів довжина безперервної ділянки пропорційна швидкості витікання [2]. Швидкість витікання V_0 пов'язана з напором у насадку H_0 відомим у гідравліці співвідношенням

$$V_0 = \Phi \sqrt{2gH_0} \quad (1.1)$$

де Φ – емпіричний коефіцієнт швидкості.

Отже, довжина компактного струменя повинна бути пропорційної $H_0^{1/2}$.

Це співвідношення трохи відхиляється від формули Фрімана

$$H_k = H \cdot \left(1 - a \cdot \frac{H_0}{d} \right) \quad (1.2)$$

і формули Люгера

$$H_k = \frac{H}{1 + b \cdot H_0} \quad (1.3)$$

для круглих струменів (a і b – емпіричні коефіцієнти).

Розглянемо віяловий струмінь, що витікає вертикально вгору по осі Z з щілинного насадка з кутом розкриття α . В аналізі розмірностей будемо враховувати різну роль декартових координат, яка полягає в тому, що вертикальна координата Z співпадає з дією сили ваги. Тому у формулах розмірності будемо записувати розмірність об'єму як $L_z L_x L_y$, так поперечний розмір щілини δ має розмірність L_x , розмірність вертикальної швидкості буде $L_z T^{-1}$.

Визначимо залежність H_k для компактного вертикального струменя, враховуючи збурювання поверхні струменя і руйнування компактності дією поверхневого натягу. Значення H_k може залежати від розміру щілини δ , щільності рідини ρ , поверхневого натягу σ і початкової швидкості струменя V_0 . Початковий напір H_0 і прискорення сили ваги враховуються у відповідності з залежністю (1.1) через V_0 . Нехай

$$H_k = \text{const} \cdot \rho^i \cdot \delta^j \cdot \sigma^k \cdot V^l \quad (1.4)$$

Дорівняємо показники ступенів при розмірностях $H^k [L_z]$, $\rho [ML_z^{-1}L_x^{-2}]$, $\delta [L_x]$, $\sigma [MT^{-2}]$, $V [L_z T^{-1}]$, і одержимо систему

рівнянь для визначення показників ступенів у (4) відповідно при L_z , M , T , L_x

$$\left. \begin{aligned} 1 &= -i + l \\ i + k &= 0 \\ -2k - l &= 0 \\ -2i + j &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (1.5)$$

з якої випливає, що $i = 1$, $j = 2$, $k = -1$, $l = 2$.

Отже, метод розмірності при обліку фактора поверхневого натягу дає формулу

$$H_k = \text{const} \cdot \rho \cdot \delta^2 \cdot \sigma^{-1} \cdot V^2, \quad (1.6)$$

або

$$\frac{H_k}{\delta} = \text{const} \cdot \frac{\rho \cdot \delta}{\sigma} \cdot V^2 = \text{const} \cdot We, \quad (1.7)$$

де $We = \frac{\rho \cdot \delta}{\sigma} \cdot V^2$ – число Вебера, що визначає дію сил поверхневого натягу.

Якщо враховувати дію на струмінь, втрату компактності течії та руйнування сил в'язкості, то слід записати

$$H_k = \text{const} \cdot \rho^i \delta^j \mu^k V^l, \quad (1.8)$$

де μ – динамічна в'язкість води.

У цьому випадку аналогічно попереднім методом розмірностей одержимо

$$H_k = \text{const} \cdot \rho \cdot \delta^2 \cdot \mu^{-1} \cdot V, \quad (1.9)$$

або

$$\frac{H_k}{\delta} = \text{const} \cdot \frac{\rho \cdot \delta \cdot V}{\mu} = \text{const} \cdot Re, \quad (1.10)$$

де $Re = \frac{\rho \cdot \delta \cdot V}{\mu}$ – число Рейнольдса, що визначає дію сил в'язкості.

У дійсності на рух рідини будуть діяти як сила поверхневого натягу, так і сила в'язкості, залежності вигляду $H_k / \delta = f(V)$ по формулах (1.7) і (1.9) є асимптотичними, тобто $H_k / \delta = f(We, Re)$. Фактично величина

H_k / δ буде залежати від V у ступені більшою за 1 та меншою за 2. Якщо врахувати, що швидкість на виході з насадка пов'язана з напором співвідношенням (1.1), то формулу (1.7) можна представити у вигляді [3]

$$H_k = \text{const} \cdot \frac{\rho \cdot \delta}{\sigma} \cdot H_0, \quad (1.11)$$

а формулу (1.10) – у вигляді

$$H_k = \text{const} \cdot \frac{\rho \cdot \delta}{\mu} \cdot H_0^{1/2}, \quad (1.12)$$

Однак одержати за цим способом теоретичну залежність з урахуванням одночасної дії сили поверхневого натягу і сили в'язкості на стійкість струменя на його межі «вода-повітря» не представляється можливим і необхідне використання експериментальних даних з урахуванням формул (1.11) і (1.12), що пропонується у вигляді

$$\frac{H_k}{\delta} = C_1 \cdot Re + C_2 \cdot We, \quad (1.13)$$

або у вигляді

$$\frac{H_k}{\delta} = C_3 \cdot \frac{\rho}{\mu} H_0^{1/2} + C_4 \cdot \frac{\rho}{\sigma} H_0, \quad (1.14)$$

де C_1, C_2, C_3, C_4 – коефіцієнти, що визначають внесок діючих сил.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Чугаев Р.Р. Гидравлика. – Л.: Энергоиздат. Ленингр. отд-ние, 1982. – 672 с.
2. Курганов А.М., Федоров Н.Ф. Справочник по гидравлическим расчетам. Л.: Стройиздат. Ленингр. отд-ние, 1978. С. 179-183.
3. Шеренков И.А., Дендаренко Ю.Ю. Верные свободные водяные струи для теплозащиты при пожарах. Научный сборник строительства. – Вып. 18. – Харків: ХДТУБА-ХОТВ АБУ, 2002. – С. 293-297.