

О.Є. Басманов, д.т.н., професор, гол. наук. співр., НУЦЗУ,  
Я.С. Кулик, викладач, НУЦЗУ

## РОЗПОДІЛ ПАРАМЕТРІВ ВИСХІДНОГО КОНВЕКЦІЙНОГО ПОТОКУ НАД ПАЛАЮЧИМ РОЗЛИВОМ НАФТОПРОДУКТУ

Побудовано модель, що описує висхідні конвекційні потоки над палаючим розливом нафтопродукту довільної форми. Модель дозволяє отримати розподіл швидкостей і температур в потоці.

**Ключові слова:** розлив нафтопродукту, висхідні потоки, струмись.

**Постановка проблеми.** Пожежа в обвалуванні резервуару з нафтопродуктом є однією з найскладніших надзвичайних ситуацій в резервуарному парку. Основна небезпека полягає в поширенні пожежі на резервуар. Найбільш ефективним способом захисту резервуара є розробка системи автоматичного гасіння пожежі в обвалуванні резервуара. Побудова такої системи вимагає оцінки теплового впливу пожежі на резервуар з нафтопродуктом. Це, в свою чергу, обумовлює необхідність побудови моделі горіння розливу нафтопродукту в обвалуванні резервуара, моделей конвекційного і променистого теплопереносу від осередку горіння до резервуара.

**Аналіз останніх досліджень і публікацій.** В роботі [3] побудовано математичну модель теплового впливу пожежі на резервуар з нафтопродуктом, що враховує, зокрема, конвекційний теплообмін з висхідними продуктами горіння і розігрітим повітрям, що підіймаються над осередком горіння. Необхідні для цього значення швидкості повітряного потоку і температури оцінено в [4] на підставі теорії турбулентних струменів [1, 2]. Але отриманий розв'язок спирається на поняття вісі струменя, яка є у кругового струменя або близьких до нього за формою. Для струменів, у яких неможливо виділити вісь, описаний в [4] підхід не застосовується.

**Постановка задачі та її рішення.** Метою роботи є побудова моделі розподілу швидкостей і температур у висхідному конвекційному потоці над палаючим розливом нафтопродукту довільної форми.

Будемо вважати границі області розливу однозв'язними, а висхідний конвекційний потік – вільним затопленим турбулентним струменем [1], що має на рівні розливу вертикальну швидкість і температуру  $u_0$ , яка дорівнює температурі факела.

Розглянемо спочатку розподіл швидкостей в круговому осесиметричному струмені на висоті  $z$  від її фокуса – точки  $O$  (рис.1) [1].

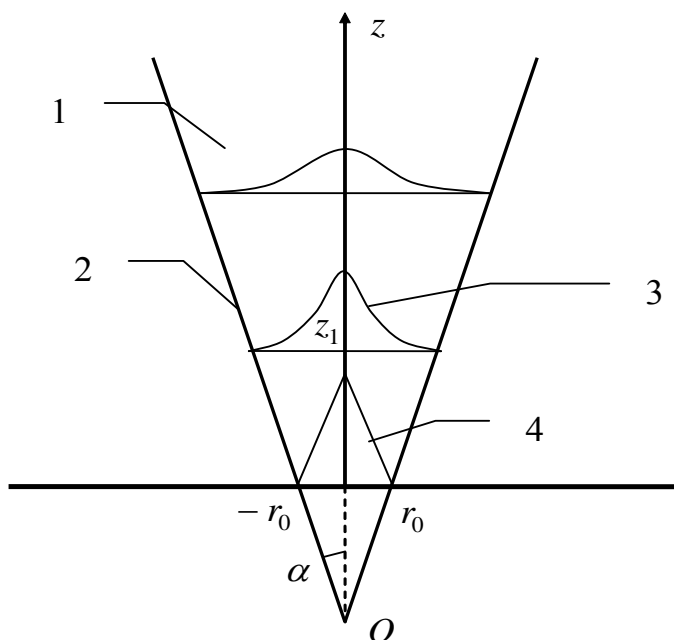
$$u(r, z) = u_0(z) f\left(\frac{r}{R(z)}\right), \quad (1)$$

де  $r$  – відстань до осі струменя;  $u(r, z)$  – вертикальна швидкість потоку

на висоті  $z$  і на відстані  $r$  від осі струменя;  $R(z)$  – півширина струменя:

$$R(z) = z \cdot \operatorname{tg} \alpha; \quad (2)$$

$\operatorname{tg} \alpha \approx 0,222$  – емпірично визначений параметр для кругових струменів;  $f(x)$  – напівемпірична функція [2].



**Рис. 1.** Осесиметричний круговий струмінь: 1 – основна ділянка струменя; 2 – межа струменя; 3 – розподіл швидкостей в струмені на висоті  $z_1$ ; 4 – початкова ділянка струменя

На рис. 2 наведені функція  $f(x)$  та її апроксимація у вигляді

$$\tilde{f}(x) = \exp(-Ax^2), \quad (3)$$

де  $A = 5,46$  – константа, визначена з умови мінімуму

$$\max_i |f(x_i) - \exp(-Ax_i^2)| \rightarrow \min_A,$$

де  $x_i = 0; 0,1; 0,2; \dots, 1$ . Абсолютна похибка такої апроксимації не перевищує 0,046.

Об'єднуючи вирази (1)-(3) отримаємо розподіл швидкостей всередині потоку у вигляді

$$u(r, z) = u_0(z) \exp\left(-B \frac{r^2}{z^2}\right), \quad (4)$$

де  $B = A/\operatorname{tg} \alpha \approx 5,46/0,222 = 24,6$ .

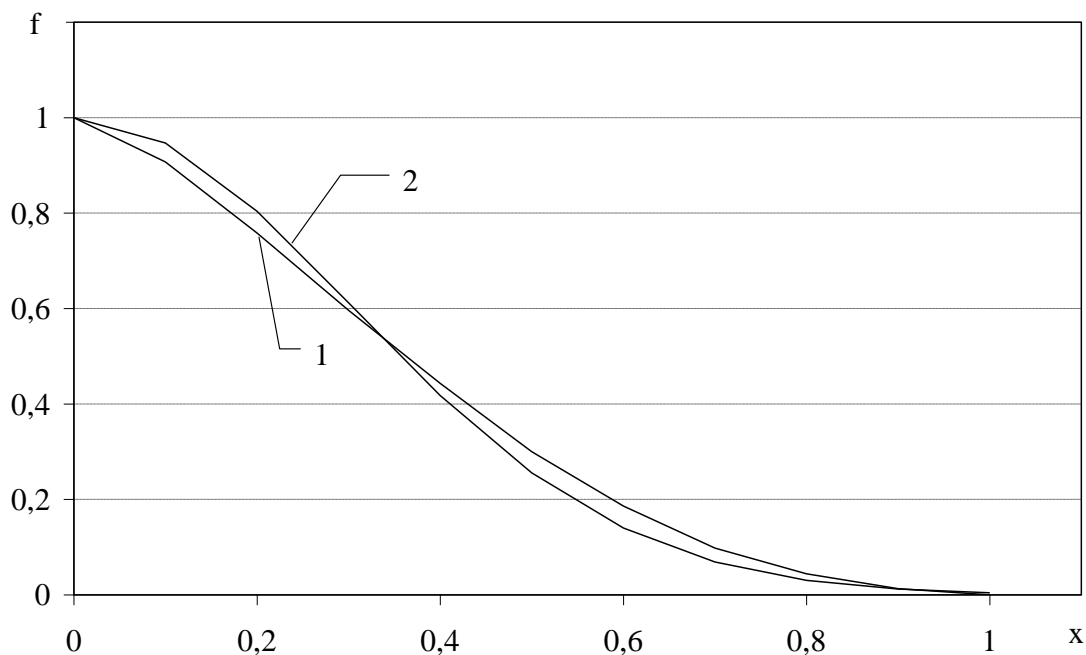


Рис. 2. Функція розподілу швидкостей потоку осесиметричного струменя: 1 – напівемпірична функція  $f(x)$  [2]; 2 – її апроксимація  $\tilde{f}(x)$

Визначимо витрати газового середовища через горизонтальний переріз на висоті  $z$

$$Q(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u(r, z) dS.$$

Підставляючи сюди вираз (4) і інтегруючи в полярних координатах, отримаємо

$$\begin{aligned} Q(z) &= u_0(z) \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} r \cdot \exp\left(-B \frac{r^2}{z^2}\right) dr = 2\pi u_0(z) \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \exp\left(-B \frac{r^2}{z^2}\right) d(r^2) = \\ &= \pi u_0(z) \left(-\frac{z^2}{B}\right) \exp\left(-B \frac{r^2}{z^2}\right) \Big|_0^{\infty} = \frac{\pi}{B} z^2 u_0(z). \end{aligned}$$

Представимо розподіл швидкостей всередині потоку у вигляді добутку загальних витрат через переріз  $Q(z)$  і щільності розподілу в перерізі  $p(r, z)$

$$u(r, z) = \left[ \frac{\pi}{B} z^2 u_0(z) \right] \times \left[ \frac{B}{\pi z^2} \exp\left(-B \frac{r^2}{z^2}\right) \right] = Q(z) p(r, z),$$

де  $p(r, z) = \frac{B}{\pi z^2} \exp\left(-B \frac{r^2}{z^2}\right)$ . Або, в декартових координатах:

$$u(x, y, z) = Q(z)p(x, y, z),$$

$$\text{де } p(x, y, z) = \frac{B}{\pi z^2} \exp\left(-B \frac{x^2 + y^2}{z^2}\right); \quad r^2 = x^2 + y^2.$$

Розглянемо функцію  $p(x, y, z)$  і зробимо заміну змінних:

$$z^2 = t; \quad 4a = \frac{1}{B}. \quad (5)$$

Тоді функція щільності набуде вигляду

$$p(x, y, t) = \frac{1}{4\pi at} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{4at}\right),$$

що є рішенням диференціального рівняння параболічного типу [6]

$$\frac{\partial p}{\partial t} = a \left( \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \right), \quad -\infty < x < \infty; \quad -\infty < y < \infty; \quad t > 0 \quad (6)$$

З початковою умовою

$$p(x, y, 0) = \delta(x)\delta(y),$$

де  $\delta(x)$ ,  $\delta(y)$  –  $\delta$ -функція Лапласа. В даному випадку початкова умова у вигляді  $\delta$ -функції відповідає точці фокуса струменя, в якій щільність розподілу швидкостей вироджується в  $\delta$ -функцію.

Рішенням диференціального рівняння (6) з довільним початковим умовою  $p(x, y, 0) = p_0(x, y)$  є

$$p(x, y, t) = \frac{1}{4\pi at} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_0(\xi, \eta) \exp\left[-\frac{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}{4at}\right] d\xi d\eta. \quad (7)$$

Будемо вважати, що для довільної форми палаючого розливу  $\Omega$  функція щільності розподілу швидкостей висхідного потоку визначається виразом (7), де

$$p_0(x, y) = \begin{cases} 1/S_{\Omega}, & (x, y) \in \Omega, \\ 0, & (x, y) \notin \Omega, \end{cases}$$

де  $S_{\Omega}$  – площа розливу.

Виконуючи заміну, зворотну (5), отримаємо

$$p(x, y, z) = \frac{B}{\pi z^2} \iint_{\Omega} \exp \left[ -B \frac{(x - \xi)^2 - (y - \eta)^2}{z^2} \right] d\xi d\eta,$$

де  $z$  відраховується від поверхні розливу.

Визначимо тепер витрати газу  $Q(z)$ . Над поверхнею розливу

$$Q(0) = u_0 S_{\Omega},$$

де  $u_0$  – початкова швидкість газового потоку.

Відомо [5], що для кругового струменя на досить великій відстані від сопла, його форма зростає пропорційно  $z$ . Тому будемо вважати  $Q(z)$  лінійною функцією

$$Q(z) = Q_0 + \beta z.$$

В [2] наведена залежність витрати газу в струмені в залежності від висоти над круговим соплом радіусу  $r_0$

$$Q = 2,2Q_0 \left( \frac{a_0 z}{r_0} + 0,29 \right),$$

де  $a_0 = 0,07 \div 0,08$  – коефіцієнт структури турбулентного струменя. Отже,

$$\beta = 2,2 \frac{Q_0 a_0}{r_0} \approx 1,65 \frac{Q_0}{r_0}.$$

Для некругового струменя замість радіуса  $r_0$  будемо використовувати ефективний радіус  $r_{\text{эф}}$

$$r_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{S_{\Omega}}{\pi}}.$$

Тоді,

$$Q(z) = Q_0 \left( 1 + 1,65 \sqrt{\frac{\pi}{S_{\Omega}}} z \right) = Q_0 \left( 1 + \frac{2,92}{\sqrt{S_{\Omega}}} z \right).$$

Таким чином, розподіл швидкостей в висхідному потоці над рідиною, що горить, наближено можна представити у вигляді

$$u(x, y, z) = 7,83Q_0 \left( 1 + \frac{2,92}{\sqrt{S_{\Omega}}} z \right) \frac{1}{z^2} \iint_{\Omega} \exp \left[ -B \frac{(x - \xi)^2 - (y - \eta)^2}{z^2} \right] d\xi d\eta,$$

де відстань  $z$  відраховується від поверхні розливу.

Розподіл температур в висхідних потоках над вогнищем горіння, оцінимо співвідношенням подібності полів швидкостей і температур:

$$\frac{\Delta T(x_1, y_1, z_1)}{\Delta T(x_2, y_2, z_2)} = \sqrt{\frac{u(x_1, y_1, z_1)}{u(x_2, y_2, z_2)}}.$$

де  $\Delta T(x, y, z) = T(x, y, z) - T_0$ ;  $T(x, y, z)$  – температура висхідного потоку у точці  $(x, y, z)$ ;  $T_0$  – температура навколишнього середовища.

**Висновки.** Побудовано модель, що описує розподіл швидкостей і температур в висхідному повітряному потоці, що піднімається над осередком горіння нафтопродукту. Модель спирається на теорію вільних турбулентних затоплених струменів. Отримані результати можуть бути використані для оцінки теплового впливу пожежі в обвалуванні на резервуар з нафтопродуктом.

## ЛІТЕРАТУРА

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика / Г.Н. Абрамович. – М.: Наука, 1991. – 600 с.
2. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй / Г.Н. Абрамович. – М.: Физматгиз, 1960. – 715 с.
3. Басманов А.Е. Моделирование теплового воздействия пожара на резервуар с нефтепродуктом / А.Е. Басманов, Я.С. Кулик // Проблемы пожарной безопасности. – Х.: НУГЗУ. 2013. – №34. – С. 25-29.
4. Басманов А.Е. Оценка параметров воздушного потока, поднимающегося над горящим разливом произвольной формы // А.Е. Басманов, Я.С. Кулик // Проблемы пожарной безопасности. – Х.: НУГЗУ. 2013. – №33. – С. 17-21.
5. Повх И.Л. Техническая гидромеханика / Л.И. Повх. – М.: Машиностроение, 1969. – 504 с.
6. Полянин А.Д. Справочник по линейным уравнениям математической физики / А.Д. Полянин. – М.: Физматлит, 2001. – 576 с.

А.Е. Басманов, Я.С. Кулик

### **Распределение параметров восходящего конвективного потока над горящим разливом нефтепродукта**

Построена модель, описывающая восходящие конвективные потоки над горящим разливом нефтепродукта произвольной формы. Модель позволяет получить распределение скоростей и температур в потоке.

**Ключевые слова:** разлив нефтепродукта, восходящие потоки, струя.

A.E. Basmanov, Y.S. Kulik

### **Parameters distribution of the rising convective flow over burning oil spill**

A model describing the convective upwellings over burning oil spills of any form is build. The model allows calculate velocity and temperature distribution in the flow.

**Keywords:** oil spill, updrafts, jet.