А.Е. Басманов, д-р техн. наук, профессор, гл. науч. сотр., НУГЗУ
Я.С. Кулик, преподаватель, НУГЗУ

МОДЕЛЬ ВОСХОДЯЩИХ КОНВЕКТИВНЫХ ПОТОКОВ НАД ГОРЯЩИМ НЕФТЕПРОДУКТОМ

Пожар в обваловании резервуар с нефтепродуктом является одной из самых сложных опасных чрезвычайных ситуаций в резервуарном парке. Основная опасность состоит в распространении пожара на резервуар. Наиболее эффективным способом защиты резервуара является разработка системы автоматического тушения пожара в обваловании резервуара. Построение такой системы требует оценки теплового воздействия пожара на резервуар с нефтепродуктом.

В работе [3] построена математическая модель теплового воздействия пожара на резервуар с нефтепродуктом, учитывающая, в том числе, конвективный теплообмен с восходящими над очагом горения продуктами горения и разогретым воздухом. Требуемые для этого значения скорости воздушного потока и е температуры оценены в [4] на основе теории турбулентных струй [1, 2]. Но полученное решение опирается на понятие оси струи, которая есть у круговой струи или близких к ней по форме. Для струй, у которых невозможно выделить ось, описанный в [4] подход не применим.

Будем полагать границу области разлива односвязной, а восходящий конвективный поток – свободной затопленной турбулентной струей [1], имеющей на уровне разлива вертикальную скорость u_0 и температуру, равную температуре факела.

Рассмотрим сначала распределение скоростей в круговой осесимметричной струе на высоте z от ее фокуса – точки O (рис. 1) [1].

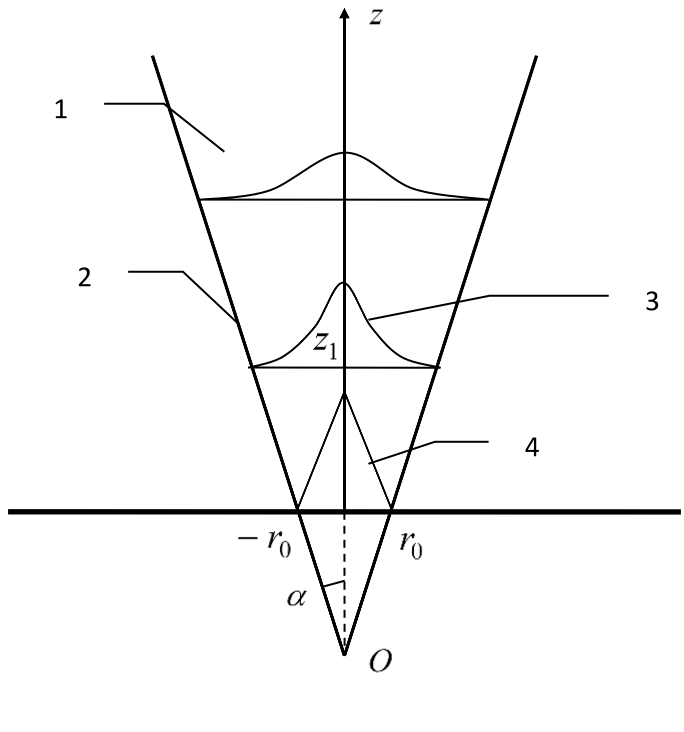

Рис. 1 – Осесимметричная круговая струя: 1 – основной участок струи; 2 – граница струи; 3 – распределение скоростей в струе на высоте z_1; 4 – начальный участок струи

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

где r – расстояние до оси струи; $u(r,z)$ – вертикальная скорость потока на высоте z и на расстоянии r от оси струи; $u_0(z)$ – скорость потока на оси струи; $R(z)$ – полуширина струи:

$$R(z)=z\cdot tg\alpha; \qquad (2)$$

$tg\alpha\approx 0{,}222$ – эмпирически определенный параметр для круговых струй; $f(x)$ – полуэмпирическая функция [2]. На рис. 2 приведены функция $f(x)$ и ее аппроксимация в виде

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

где $A=5{,}46$ – константа, определенная из условия минимума

$$\max_i\left|f(x_i)-\exp\left(-Ax_i^2\right)\right|\to\min_A,$$

где $x_i=0;\,0{,}1;\,0{,}2;\ldots1$. Абсолютная погрешность такой аппроксимации не превосходит 0,046.

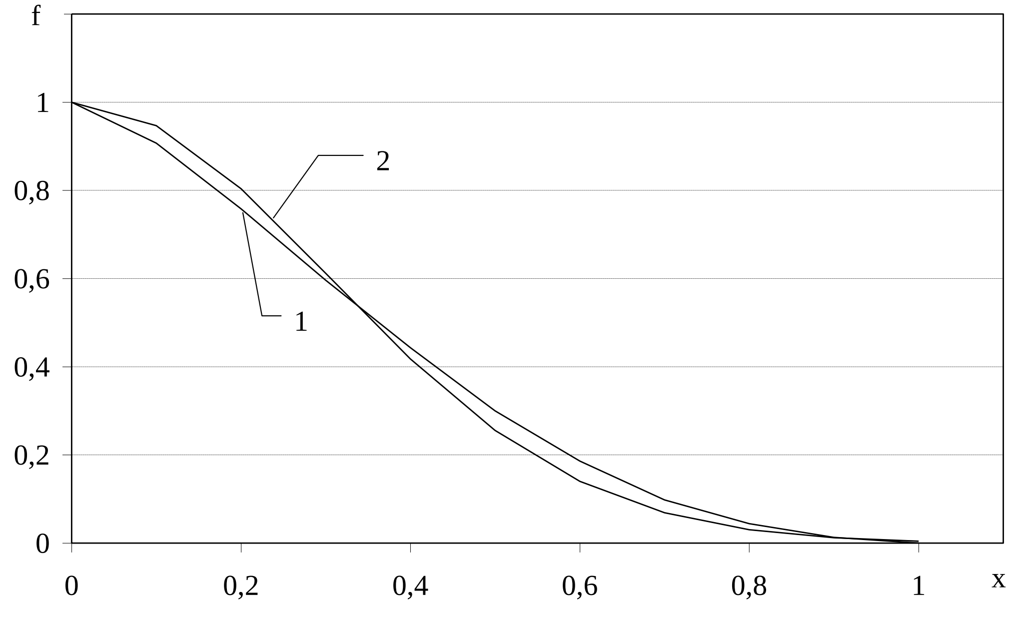

Рис. 2 – Функция распределения скоростей потока осесимметричной струи: 1 – полуэмпирическая функция $f(x)$ [2]; 2 – ее аппроксимация $\tilde{f}(x)$

Объединяя выражения (1)-(3) получим распределение скоростей внутри потока в виде

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

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

Определим расход газовой среды через горизонтальное сечение на высоте z:

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

Подставляя сюда выражение (4) и интегрируя в полярных координатах, получим

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

Представим распределение скоростей внутри потока в виде произведения общего расхода через сечение $Q(z)$ и плотности распределения в сечении $p(r,z)$

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

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

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

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

Рассмотрим функцию $p(x,y,z)$ и сделаем замену переменных:

$$z^2 = t\,;\ 4a = \frac{1}{B}. \tag{5}$$

Тогда функция плотности примет вид

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

являющийся решением дифференциального уравнения параболического типа [6]

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

с начальным условием

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

где $\delta(x)$, $\delta(y)$ – δ-функция Лапласа. В рассматриваемом случае начальное условие в виде δ - функции соответствует точке фокуса струи, в которой плотность распределения скоростей вырождается в δ -функцию.

Решением дифференциального уравнения (6) с произвольным начальным условием $p(x,y,0)=p_0(x,y)$ является

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

Будем полагать, что для произвольной формы горящего разлива Ω функция плотности распределения скоростей восходящего потока определяется выражением (7), где

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

где S_Ω – площадь разлива.

Выполняя замену, обратную (5), получим

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

где z отсчитывается от поверхности разлива.

Определим теперь расход газа $Q(z)$. У поверхности разлива

$$Q(0)=u_0S_\Omega\,,$$

где u_0 – начальная скорость газового потока.

Известно [5], что для круговой струи на достаточно большом удалении от сопла его форма не имеет расход растет пропорционально z. Поэтому будем полгать $Q(z)$ линейной функцией:

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

В [2] приведена зависимость расхода газа в струе в зависимости от высоты над круговым соплом радиуса r_0:

$$Q=2{,}2Q_0\left(\frac{a_0z}{r_0}+0{,}29\right),$$

где $a_0=0{,}07\div0{,}08$ – коэффициент структуры турбулентной струи. Следовательно,

$$\beta=2{,}2\frac{Q_0a_0}{r_0}\approx1{,}65\frac{Q_0}{r_0}\,.$$

Для некруговой струи вместо радиуса r_0 будем использовать эффективный радиус $r_{эф}$

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

Тогда,

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

Таким образом, распределение скоростей в потоке, восходящем над горящей жидкостью, приближенно можно представить в виде

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

где расстояние z отсчитывается от поверхности разлива.

Распределение температур в потоках, восходящих над очагом горения, оценим соотношения подобия полей скоростей и температур:

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

где $\Delta T(x,y,z) = T(x,y,z) - T_0$; T_0 – температура окружающей среды.

Построена модель, описывающая распределение скоростей и температур в воздушном потоке, восходящим над очагом горения нефтепродукта. Модель опирается на теорию свободных турбулентных затопленных струй. Полученные результаты могут быть использованы для оценки теплового воздействия пожара в обваловании на резервуар с нефтепродуктом.

ЛИТЕРАТУРА

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.

A.E. Basmanov, DSc, Prof., chief researcher, NUCDU; Y.S. Kulik, lecturer, NUCDU

MODEL ASCENDING CONVECTIVE FLOW OVER A HOT OIL

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.