ТЕРМОДИНАМИКА УГОЛЬНЫХ ШАХТ ПРИ ЭКЗОГЕННЫХ ПОЖАРАХ

Греков С.П., Назаренко В.И., Почтаренко Н.С., Смоланов С.Н. (Украина)

Термодинамические расчеты при экзогенных пожарах включают в себя рассмотрение вопросов возникновения пожара и его развития в каком-либо месте вентиляционной сети шахты, распространение пожара, динамику теплового поля за очагом пожара по ходу вентиляционного потока, а также комплекс вопросов, связанных с ограничением распространения пожара (закорачивание воздушного потока, реверсирование, активное тушение и пр.). Особый интерес представляет использование тепловых расчетов горных выработок для анализа воздухораспределения в шахтной вентиляционной сети (ШВС) при пожаре, так как наличие пожара оказывает существенное влияние на проветривание шахты, от чего в свою очередь во многом зависит судьба застигнутых в шахте людей.

В работах [1-3] рассматривалась задача динамики изменения температуры пожарных газов и скорости распространения очага пожара по горным выработкам.

Значительный практический интерес представляет также исследование теплового поля в горной выработке после прохождения по ней пожара, так как это позволяет определить возможность направления в нее людей со стороны свежей струи для тушения пожара.

Физическая модель развития пожара и распространения нагретых пожарных газов представлена следующим образом. В некотором сечении горной выработки возникает тепловой источник, поджигающий крепь выработки. Интенсивность развития пожара зависит от вида горючего материала в выработке и скорости вентиляционного потока. Исследованиями установлено, что для наихудших условий (сухая крепь, большая скорость воздушного потока) время развития пожара до максимальной температуры очага составляет 30-50 мин. Зоной горения обычно бывает охвачено несколько десятков метров. Для простоты рассуждений будем считать, что в зоне развития пожара температура очага изменяется во времени по кривым, близким к экспоненциальным, а по длине зоны развития пожара – близким к линейной зависимости. Принимаем, что пожар сосредоточен в точке; за очагом пожара следуют зоны термической подготовки и подсушки, в которых из-за конвективного и лучистого теплообмена со стенками горных выработок происходит охлаждение пожарных газов.

Работы, выполненные совместно ДонГТУ, НИИГД, ИМ НАН Украины и Центральным штабом ГВГСС, позволили математически сформулировать задачу описания теплового поля потока при пожаре в горной выработке с учетом влияния температуры на изменение теплофизических параметров горных пород.

Как и в работе [3], полагаем, что горную выработку можно представить в виде цилиндрического канала с переменным сечением $S(z)$, где z - координата, отсчитываемая вдоль оси канала. Не ограничивая общности, будем считать, что очаг пожара в горной выработке передвигается со скоростью v_n, координату z пожара примем равной $v_n t$ и полагаем температуру очага пожара $T(x, y, v_n, t)$ заданной функцией. Прогретый в очаге пожара вентиляционный поток распространяется по горной выработке со скоростью u. На поверхности канала имеет место теплообмен с горным массивом по закону Ньютона. До возникновения пожара начальная температура воздушной среды и поверхности пород массива предполагается постоянной – $T(x, y, z, 0) = T_0 = const$ и $T_{пор} = T_0$.

1. **Постановка задачи**. Математическая модель процесса теплопереноса в горной выработке представляется следующей начально-краевой задачей:

$$div(\lambda\, gradT) = c\rho\frac{\partial T}{\partial t} + c\rho\, u\frac{\partial T}{\partial z}, \quad (x,y,z)\in\Omega,\ t>0,$$
$$T(x,y,z,0) = T_0, \quad (x,y)\in\overline{\Omega}, \qquad (1)$$
$$T(x,y,v_n,t) = f(x,y,t), \quad (x,y)\in S(0), \quad t>0,$$
$$\lambda\frac{\partial T}{\partial n} = -\alpha(T - T_{nop}), \quad (x,y,z)\in\partial\Omega,\ t>0.$$

Здесь: div и $grad$ - операторы дивергенции и градиента; λ, c и ρ - теплопроводность, теплоемкость и плотность воздушной среды; α - коэффициент теплообмена воздуха в канале с поверхностью горной выработки $\partial\Omega$; Ω - цилиндрическая область с поперечным сечением $S(z)$; $f(x,y,t)$ - монотонная неубывающая функция времени $t -\ f(x,y,0) = T_0$; $\vec{n}$ - орт внешней нормали к $\partial\Omega$.

2. **Усреднение температуры по сечению канала**. Предполагая, что вентиляционный поток достаточно хорошо перемешивается в сечении канала, перейдем к рассмотрению средней по сечению $S(z)$ температуры:

$$T(z,t) = \frac{1}{S(z)}\int_{S(z)} T(x,y,z,t)dxdy\ . \qquad (2)$$

Применяя к дифференциальному уравнению, начальному условию и первому краевому условию задачи (1) оператор усреднения по $S(z)$ (2) и пользуясь формулой Гаусса-Остроградского с учетом второго краевого условия, приходим к следующей начально-краевой задаче относительно средней по сечению S температуры $T(z,t)$:

$$c\rho\frac{\partial T}{\partial t} + c\rho\, u\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial z}\right) - \frac{\alpha L}{S(z)}(T - T_{nop}), \quad z>0, \quad t>0,$$
$$T(z,0) = T_0, \quad z>0,$$
$$T(v_n t,t) = f(t), \quad T(z,t) = T_0, \quad z > ut \le \infty, \quad t>0,$$

где $f(t)$ - среднее по сечению S значение функции $f(x,y,t)$. Будем считать, что начальное и краевое условия согласованы – $f(0) = T_0$.

3. **Уравнение первого порядка**. Пренебрегая из-за малости членом $\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial z}\right)$ по сравнению с конвективным переносом $c\rho\, u\frac{\partial T}{\partial z}$, приходим к задаче для дифференциального уравнения в частных производных первого порядка:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{\alpha L}{c\rho\, S(z)}(T - T_{nop}), \quad z>0, \quad t>0,$$
$$T(z,0) = T_0, \quad z>0, \qquad (3)$$
$$T(v_n t,t) = f(t), \quad t>0,$$

где $S(z)$ - площадь поперечного сечения выработки.

Дифференциальное уравнение (3) является гиперболическим. При постоянных параметрах c, ρ, u и $S(z) = S = const$ его решение описывает тепловую волну, распространяющуюся по невозмущенному начальному фону $T = T_0 = const$ со скоростью u:

$$T(z,t)=\begin{cases} T_0, & z\ge ut, \quad t>0,\\ T_0+\left[f\left(\dfrac{ut-z}{u-v_n}\right)-T_0\right]\exp\left(-\dfrac{\alpha L}{c\rho S}\cdot\dfrac{z-v_n t}{u-v_n}\right), & z\le ut, \quad t>0. \end{cases}$$

Более точная математическая модель расчета температурного потока при пожаре в горной выработке учитывает зависимость скорости u, плотности ρ и коэффициента теплообмена α от температуры. Рассмотрим случай степенных зависимостей

$$u(T)=u_0\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\nu}; \qquad \rho(T)=\rho_0\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\gamma}; \qquad \alpha(T)=\alpha_0\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\beta}, \tag{4}$$

где u_0, ρ_0 и α_0 - значения соответствующих величин при $T=T_0$, а ν, γ и β - постоянные.

После перехода к относительной температуре $\theta=T/T_0$ и независимым переменным $x=az/u_0$, $\tau=at$ задача (3) в случае степенных зависимостей (4) преобразуется к следующему каноническому виду:

$$\frac{\partial\theta}{\partial\tau}+\theta^{\nu}\frac{\partial\theta}{\partial x}=\theta^{\delta}(1-\theta), \quad x>0, \quad \tau>0,$$
$$\theta(x,0)=1, \quad x>0,$$
$$\theta(v_n\tau/u_0,\tau)=\psi(\tau), \quad \tau>0,$$

где $\delta=\beta-\gamma$, $a=\alpha_0 L/c\rho_0 S$, $\psi(\tau)=f(\tau)/T_0$, $\psi(0)=1$.

Отметим, что в случае общих функциональных зависимостей

$$u(T)=u_0 l(\theta), \qquad \rho(T)=\rho_0 g(\theta), \qquad \alpha(T)=\alpha_0 h(\theta),$$

где $l(\theta)$, $g(\theta)$ и $h(\theta)$ - положительные непрерывные функции θ, равные единице при $\theta=1$,

задача (3) принимает вид:

$$\begin{gathered}\frac{\partial\theta}{\partial\tau}+l(\theta)\frac{\partial\theta}{\partial x}=k(\theta)(1-\theta), \quad x>0, \quad \tau>0,\\ \theta(x,0)=1, \quad x>0,\\ \theta(v_n\tau/u_0,\tau)=\psi(\tau), \quad \tau>0.\end{gathered} \tag{5}$$

Полагая $\theta=1+u$, приходим к канонической форме задачи (5):

$$\begin{gathered}\frac{\partial u}{\partial\tau}+\mu(u)\frac{\partial u}{\partial x}=-g(u)u, \quad x>0, \quad \tau>0,\\ u(x,0)=0, \quad x>0,\\ u(v_n\tau/u_0,\tau)=\varphi(\tau), \quad \tau>0,\end{gathered} \tag{6}$$

где $\mu(u)=v(1+u)$, $g(u)=k(1+u)$, $\varphi(\tau)=\psi(\tau)-1$.

Решение соответствующей (6) линейной задачи, когда $\mu(u)=g(u)\equiv 1$, записывается в виде

$$u(x,\tau)=\begin{cases} 0, & x\ge\tau, \quad \tau>0,\\ \varphi\left(\dfrac{u_0(\tau-x)}{u_0-v_n}\right)\exp\left(-\dfrac{xu_0-v_n\tau}{u_0-v_n}\right), & x\le\tau, \quad \tau>0. \end{cases}$$

При этом переход к координате z, времени t и температуре T осуществляется по формулам $z=u_0x/a$, $t=\tau/a$, $T=T_0(1+u)$.

4. **Задача со свободной границей. Метод Роте**. Введем в рассмотрение фронт тепловой волны, определив его как значение $x = s(\tau) \ge 0$, при котором $u(s(\tau), \tau) = 0$, $\tau > 0$, где $s(\tau)$ - монотонно неубывающая функция.

Поскольку $u(x, \tau) = 0$ при $x \ge s(\tau)$, $\tau > 0$, то уравнение (6) будем рассматривать только в области $0 < x < s(\tau)$, $\tau > 0$.

Приближенное решение задачи (6) будем искать методом Роте, заменяя производную по времени конечной разностью

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{\Delta \tau}(u - \breve{u}) = c^2 (u - \breve{u}),$$

где $c^2 = 1/\Delta\tau$, $\Delta\tau$ - шаг по времени, а u и $\breve{u}$ - значения искомой функции на данном τ и предыдущем $\tau - \Delta\tau$ временном слое.

Так как носитель $\breve{u}(x)$ меньше носителя $u(x)$, то естественно доопределить решение $\breve{u}(x)$ на отрезке $\breve{s} < x < s$ нулем:

$$\breve{u}(x) = \begin{cases} \breve{u}(x), & 0 < x < \breve{s}, \\ 0, & \breve{s} < x < s. \end{cases}$$

Обозначим через φ и s значения заданной и подлежащей определению функций $\varphi(t)$ и $s(\tau)$ соответственно на заданном временном слое. В результате для определения $u(x) = u(x, \tau)$ и $s = s(\tau)$ на данном временном слое приходим к следующей задаче со свободной границей:

$$\begin{aligned} &\mu(u)\frac{\partial u}{\partial x} + c^2 u = c^2 \breve{u} - g(u)u, \quad 0 < x < s, \\ &u(0) = \varphi, \quad u(s) = 0. \end{aligned} \qquad (7)$$

Рассмотрим случай $\mu(u) = (1+u)^{\nu}$, $g(u) = (1+u)^{\delta}$. Тогда, интегрируя (7) по x от 0 до x с учетом первого краевого условия, приходим к нелинейному интегральному уравнению Вольтерра.

Затем, используя конечномерную аппроксимацию решения интегральных уравнений, заменим интегральное уравнение Вольтерра квадратурной формулой. Применяя метод эквивалентной линеаризации и асимптотические разложения для функций $\mu(u)$ и $g(u)$, получим в первом приближении решение задачи (6) после перехода к первоначальным функциям:

$$\begin{aligned} \frac{T(x,\tau) - T_0}{T_0} &= \bar{u} = \bar{u}_0 + \bar{u}_1 = e^{-x}\left[1 - e^{-k(\tau - x)}\right] + \\ &+ \varepsilon e^{-x}(e^{-x} - 1)\left[1 - e^{-k(\tau - x)}\right] \cdot \left[c - d e^{-k(\tau - x)}\right], \end{aligned} \qquad (8)$$

где $1 - e^{-k(\tau - x)}$ - функция развития пожара;

$$x = \frac{a\tilde{z}}{\tilde{u}_0}; \quad \tau = at; \quad k = \frac{\chi}{a}; \quad a = A = \frac{\alpha_0 L}{c\rho_0 S}; \quad c = 1 - b; \quad d = 1 + b(1 + k);$$

$$\varepsilon = \beta - \gamma; \quad b = \frac{\nu}{\beta - \gamma}; \quad \tilde{z} = z - v_n \tau; \quad \tilde{u}_0 = u_0 - v_n.$$

Математическое моделирование теплового поля пожара в сети горных выработок шахты, реализованное на ЭВМ с использованием уравнения (8), показало существенное влияние зависимости теплофизических параметров от температуры на результаты расчета.

По мере развития пожара и перемещения пожарных газов по горным выработкам происходит нагревание ими окружающих пород и последующее их охлаждение воздушным потоком после выгорания крепи.

Процесс распространения тепла в породах, окружающих горную выработку, при радиусе выработки $R > 1{,}5\,м$, как было показано в [1], можно рассматривать таким же образом, как и в стержне, т.е. использовать уравнение теплопроводности с граничными условиями 3-го рода [4].

Решение задачи имеет вид:

$$T_n = \frac{2H}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-H\eta} \int_{\frac{r+\eta}{2\sqrt{at}}}^{\infty} f\left(t - \frac{r^2}{4a\mu^2}\right) e^{-\mu^2} d\mu \qquad (9)$$

где T_n - температура пород по глубине массива, *К*;

r, t - пространственная и временная координаты, *м* и *с*;

$$H = \frac{a}{\lambda};$$

λ - коэффициент теплопроводности, $Вт/(м \cdot К)$;

a - температуропроводность пород, $м^2/с$;

$f(\tau)$ - функция изменения температуры пожарных газов в заданном сечении выработки, *К*.

В частности, при $f(t) = const$ имеем решение [5]:

$$T_n(r,t) = (T_в - T_{n.o})\left[erfc\frac{r}{2\sqrt{at}} - e^{Hr + H^2 at} erfc\left(\frac{r}{2\sqrt{at}} + H\sqrt{at}\right)\right] + T_{n.o} \qquad (10)$$

При вычислении температуры по зависимости (9) использовалась функция изменения температур воздуха в каждом сечении горной выработки, найденная по формуле (8).

Проведенные вычисления показали, что для реальных значений теплофизических параметров горных пород безразмерный профиль температуры по глубине горного массива при нагревании его пожарными газами может быть с достаточной для практических целей точностью описан зависимостью

$$\Theta = \frac{T_n(r,t) - T_{n.o}}{T_в - T_{n.o}} = \frac{T_{n.изб}}{T_{в.изб}} = e^{-\beta r}, \qquad (11)$$

где β - коэффициент, зависящий от времени нагревания горных пород и их теплофизических свойств, $1/м$.

Обработкой экспериментальных данных для β получено эмпирическое выражение

$$\beta = -3{,}2 + 55{,}2\frac{1}{\sqrt{H}} + 1{,}82\frac{1}{2\sqrt{\frac{\lambda\tau}{C_p}}}, \qquad (12)$$

где C_p - теплоемкость пород, $Дж/(м^3 \cdot К)$.

После прекращения горения задача остывания массива сформулирована в виде

$$\frac{\partial T_{n.изб}}{\partial t_1} = a\frac{\partial^2 T_{изб}}{\partial r^2} \qquad (13)$$

$$T_{n.изб}(r,0) = T_{n.\max.изб}\, e^{-\beta r} \qquad (14)$$

$$\frac{\partial T_{п.изб}}{\partial r} = \frac{\alpha}{\lambda}\left(T_п - T_в\right)\Big|_{r=0} \qquad (15)$$

где t_1 - время, отсчитываемое с момента прекращения нагревания пород, *с*;

$T_{п.\max.изб} = T_{п.\max} - T_{п.о}$ - температура стенки пород выработки в рассматриваемом сечении на момент прекращения ее нагревания, *К*.

Для случая нагревания потока стенками канала примем, что $T_в = T_{cm}/n$. Тогда вместо (15) получим

$$\frac{\partial T_{п.изб}}{\partial r} = \frac{\alpha(n-1)}{n} T_{п.изб}\Big|_{r=0}, \qquad (16)$$

где n - коэффициент, зависящий от отношения скоростей до и после прохождения пожара.

Значение параметра n согласно исследованиям, приведенным в [6], может быть принято равным 2.

Решение задачи (13-16), полученное методом функции источника, имеет вид (для r = 0):

$$T_{cm.п.изб} = (T_{п.\max} - T_{п.о})\left\{\frac{1}{2}e^{a\beta^2 t_1}erfc(\beta\sqrt{at_1}) + \frac{1}{2}\left(1 - \frac{2h}{h-\beta}\right)e^{\beta^2 at_1}erfc(\beta\sqrt{at_1}) + \right.$$

$$\left. + \frac{h}{h-\beta}e^{h^2 at_1}erfc(h\sqrt{at_1})\right\} + T_n$$

Температура воздуха в любом сечении горной выработки после прохождения по ней пожара $T_{1.в.изб}$ может быть принята равной половине $T_{cm.п.изб}$, т.е.

$$T_{1.в.изб} = \frac{T_{cm.п.изб}}{2}$$

ЛИТЕРАТУРА:

1. Определение температуры пожарных газов в начальный период развития экзогенного пожара / Греков С.П., Жадан В.М., Стариков М.А. //Горноспасательное дело: Сб.науч.тр. - Донецк, 1973. - С.10-12.

2. Математическая модель поля температур в горной выработке при пожаре / Греков С.П., Калюсский А.Е. ВНИИ горноспасательного дела. - Донецк, 1989. - 7 с. Деп. в ЦНИИЭИуголь 15.12.89, №5025.

3. Алгоритм и программа расчета температуры в горной выработке при ее прогреве пожаром и последующем остывании /Греков С.П., Александров С.Н., Назаренко В.И., Почтаренко Н.С. // Труды конференции "Проблемы охраны труда и техногенно-экологической безопасности". - Севастополь, 28-30 сент.1999 г.

4. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел – М.: Наука, 1964. – 487 с.

5. Лыков А.В. Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа, 1967. – 599 с.

6. Математическая модель поля температур в горной выработке при пожаре /Греков С.П., Калюсский А.Е., ВНИИГД горноспасательного дела. – Донецк, 1989. – 7 с. – Деп. В ЦНИЭИуголь 25.12.89, №5025.