

### **Аэродинамическое взаимодействие капельной жидкости с вентиляционными струями при пожарах в горных выработках**

Разработана математическая модель аэродинамического взаимодействия капельной жидкости с вентиляционным потоком при автоматическом включении установок водяного пожаротушения вдоль выработки с определённым шагом друг от друга, зависящим от пожарной нагрузки. Реализация разработанной модели на ЭВМ позволяет прогнозировать последствия, вызванные внезапным включением установок водяного пожаротушения, и заранее разработать мероприятия по устойчивому проветриванию выработок, оборудованных ленточными конвейерами.

Как огнетушащее вещество, вода является основным средством тушения подземных пожаров. Диспергирование или тонкое измельчение жидкостей (воды) в окружающей среде (вентиляционном потоке) приводит к образованию дисперсной системы. Диспергирование жидкостей в газах (воздухе), обычно называемое ещё распылением, требует затраты работы тем большей, чем выше требуемая степень измельчения и поверхностная энергия на границе измельчаемой жидкости с окружающей средой. При диспергировании жидкостей турбулентное (вихревое) перемешивание для получения однородных смесей, тем более в нескольких местах горной выработки, не может не привести к нарушению их вентиляционного режима. Для получения дисперсной системы НИИГД «Респиратор» создал распылители воды со струйно-центробежными форсунками типа РВ, которые предназначены для комплектования установок водяного пожаротушения УВПК-Б или УВПС [1]. Для локализации и тушения пожаров в выработках, оборудованных ленточными конвейерами, установки водяного пожаротушения включаются автоматически при повышении температуры более  $72^{\circ}\text{C}$ , образуя водяную завесу. Такая завеса, как указывается в работе [1], перекрывает всё поперечное сечение выработки на протяжении не менее 8 м. Автоматические установки водяного пожаротушения распределяются вдоль выработки с определённым шагом друг от друга, зависящим от пожарной нагрузки (рис.1).

Появление жидких частиц в вентиляционном потоке приводит к необходимости рассмотрения движения двухфазной среды (воздух + жидкость). Наиболее существенными особенностями процессов, происходящих в двухфазных средах, следует считать: а) тепловое и механическое взаимодействие фаз между собой и с твёрдыми границами (стенками выработки); б) наличие фазовых переходов как в одну сторону (испарение), так и в другую (конденсация). Наиболее интенсивно эти факторы проявляются при больших температурах. Специфической особенностью рассматриваемой среды является также и тот факт, что если жидкость можно считать несжимаемой, то воздух при больших температурах и перепадах давлений ведёт себя как сжимаемая жидкость. Таким образом, формы движения двухфазных потоков значительно многообразнее и законы существования намного сложнее, чем формы и законы гидро-аэродинамики однородных сред. Поэтому методы обобщённого анализа результатов теоретических и экспериментальных исследований имеют в этой области огромное значение. При изучении этих процессов будем основываться на теории течения двухфазных сред капельной и пузырьковой структуры в соплах и трубах [2 – 4]. Поскольку исследования [2 – 4] проводились в основном при решении вопросов испарения жидкости и конденсации её паров на лопатках турбин, разработанная теория требует соответствующих упрощений и доработок, после чего может быть использована для изучения процессов аэродинамического взаимодействия капельной жидкости с вентиляционным потоком.

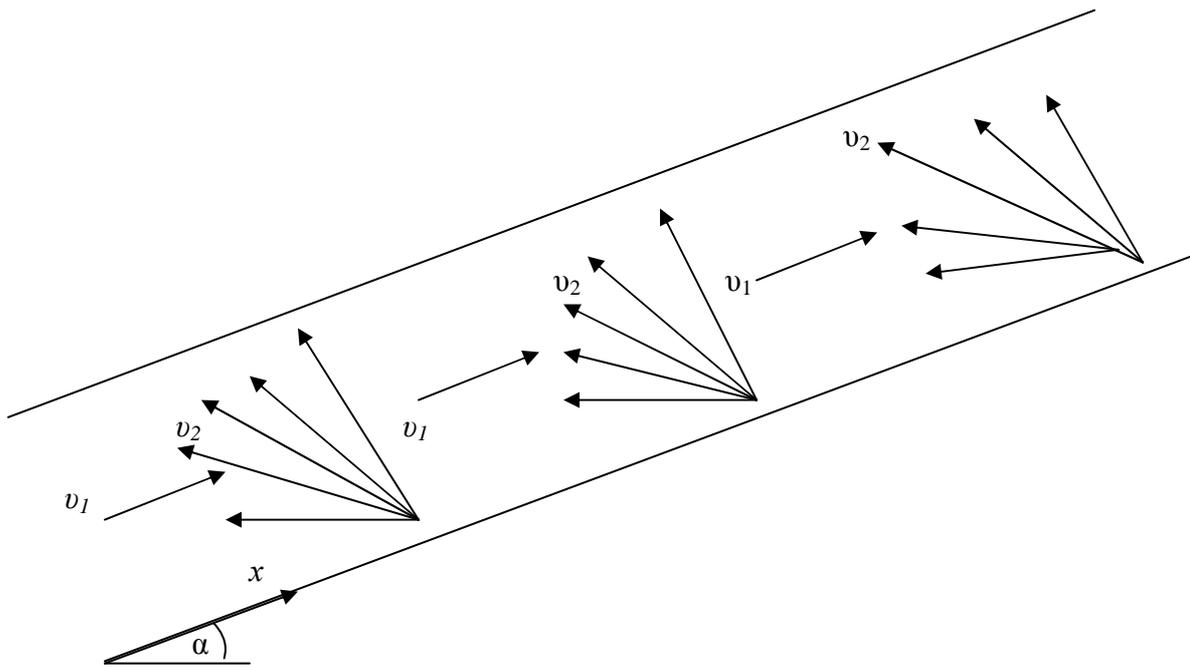


Рис.1. Схема наклонной выработки с восходящим потоком воздуха ( $v_1$ ) при работе установок водяного пожаротушения со скоростью подачи воды  $v_2$

При разработке математической модели примем следующие допущения: 1) на входе в произвольно ориентированную выработку воздух представляет собой однородную среду, не содержащую каких-либо добавок; 2) в струю воздуха, имеющего дозвуковую скорость, впрыскиваются с большей скоростью сонаправлено или противонаправлено распылённые струи жидкости; 3) участки перемешивания струй воздуха и жидкости имеют расчётную протяжённость и находятся на заданном расстоянии друг от друга; 4) образующаяся при перемешивании среда является смесью воздуха и капель жидкости (коагуляция и дробление не учитываются); 5) несущая непрерывная фаза – воздух; дискретная фаза – капли несжимаемой жидкости, равномерно распределённые в вентиляционном потоке; 6) вязкие эффекты в пределах каждой фазы не учитываются и рассматривается только вязкое межфазное взаимодействие; 7) механическое взаимодействие капель жидкости с воздухом сводится к газодинамическому сопротивлению, возникающему при рассогласовании векторов скоростей движения фаз; 8) в общей постановке поток нестационарный и одномерный, направленный вдоль выработки произвольной длины (рис.1).

Как известно [5,6], уравнение неразрывности вентиляционного потока в целом (смеси воздуха с каплями жидкости) можно представить в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho v}{\partial x} = -I_2, \quad (1)$$

где  $\rho$  – плотность смеси,  $\text{кг/м}^3$ ;  $v$  – скорость потока смеси,  $\text{м/с}$ ;  $I_2$  – потери массы жидкости при столкновении её капель со стенками выработки и оседании на почве выработки под действием сил гравитации,  $\text{кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^3)$ ;  $\tau$  – время с момента включения установок водяного пожаротушения,  $\text{с}$ ;  $x$  – координата в направлении движения вентиляционного потока,  $\text{м}$ .

Поскольку поток состоит из двух фаз: 1 – непрерывной фазы (воздуха) и 2 – дискретной фазы (капель жидкости в потоке), то каждую фазу можно рассматривать в отдельности, присвоив вышеуказанные индексы тем параметрам, к фазе которых они относятся.

Каждая фаза в сечении потока будет занимать некоторую его часть, которую назовём удельным содержанием фазы

$$\varepsilon_i = S_i / S , \quad (2)$$

где  $S_i$  – часть площади сечения выработки, занимаемая  $i$ -й фазой,  $m^2$ .

Очевидно, в турбулентном вентиляционном потоке, ограниченном стенками выработки, витание капель воды в воздухе будет пульсирующим. В результате капли будут дробиться, сталкиваться друг с другом и со стенками выработки и оставаться на них. Это приведёт к тому, что по мере движения капель вместе с вентиляционным потоком их будет оставаться всё меньше и меньше в результате не только испарения, а из-за столкновения капель со стенками. Предположим, как и во всех процессах массообмена [6], что изменение жидкой фазы вдоль выработки пропорционально её периметру и расходу жидкости, проходящей через сечение выработки:

$$I_2 = \frac{k_{cm} \Pi}{S} \varepsilon_2 \rho_2 v_2 , \quad (3)$$

где  $k_{cm}$  – коэффициент, характеризующий частоту столкновения капель со стенками выработки и потери под действием сил гравитации на её почве;  $\Pi$  – периметр выработки, м;  $S$  – площадь поперечного сечения выработки,  $m^2$ .

Уравнение неразрывности (1) распадается на два уравнения для каждой фазы и с учётом потерь жидкости при столкновении капель со стенками выработки (3) имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon_1 \rho_1}{\partial \tau} + \frac{\partial \varepsilon_1 \rho_1 v_1}{\partial x} &= 0; \\ \frac{\partial \varepsilon_2 \rho_2}{\partial \tau} + \frac{\partial \varepsilon_2 \rho_2 v_2}{\partial x} &= - \frac{k_{cm} \Pi}{S} \varepsilon_2 \rho_2 v_2 \end{aligned} \quad (4)$$

Введём в рассмотрение массовые содержания фаз (воздуха и жидкости) в единице объёма выработки ( $кг/м^3$ )

$$m_1 = \varepsilon_1 \rho_1; \quad m_2 = \varepsilon_2 \rho_2$$

Выражая соответствующие параметры через массовые содержания фаз, вместо уравнений (4) получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_1}{\partial \tau} + \frac{\partial m_1 v_1}{\partial x} &= 0; \\ \frac{\partial m_2}{\partial \tau} + \frac{\partial m_2 v_2}{\partial x} &= - \frac{k_{cm} \Pi}{S} m_2 v_2 \end{aligned} \quad (5)$$

Из второго уравнения (5) следует, что масса капель жидкости в потоке будет уменьшаться и теряться на стенках выработки пропорционально массовому расходу жидкости..

Уравнение движения вентиляционного потока в целом (смеси воздуха с каплями жидкости) в поле силы тяжести представим в виде [5,6]

$$\rho \left( \frac{\partial v}{\partial \tau} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x} - \rho g \sin \alpha - F_1 \quad (6)$$

где  $g$  – ускорение свободного падения, м/с<sup>2</sup>;  $\alpha$  – угол наклона выработки к горизонту, рад;  $F_1$  – силы трения потока о стенки выработки, Па/м.

Формула для определения сил трения, возникающих в непрерывной фазе при её соприкосновении со стенками выработки, с учётом знака имеет вид [5]

$$F_1 = \frac{\lambda \Pi}{8S} \varepsilon_1 \rho_1 v_1 |v_1| \quad (7)$$

Здесь  $\lambda$  – коэффициент сопротивления трения.

Вместо уравнения (5) получим систему уравнений движения для двух фаз с учётом их механического взаимодействия [2] и потерь на трение:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 \rho_1 \left( \frac{\partial v_1}{\partial \tau} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} \right) &= - \frac{\partial \varepsilon_1 P}{\partial x} - F_1 - F_2; \\ \varepsilon_2 \rho_2 \left( \frac{\partial v_2}{\partial \tau} + v_2 \frac{\partial v_2}{\partial x} \right) &= - \frac{\partial \varepsilon_2 P}{\partial x} - \varepsilon_2 \rho_2 g \sin \alpha + F_2 \end{aligned} \quad (8)$$

где  $F_2$  – сила аэродинамического взаимодействия между фазами, Па/м<sup>3</sup>.

Определим силу аэродинамического взаимодействия между фазами. В механике твёрдого тела сила, действующая со стороны потока на тело, равна [5]

$$F = C_x \frac{\pi d_k^2}{4V} \frac{\rho v^2}{2},$$

где  $V$  – некоторый объём выработки, м<sup>3</sup>; Па\*м<sup>2</sup>;  $C_x$  – коэффициент сопротивления движению тела;  $d_k$  – диаметр тела (капли) шаровидной формы, м. Используем эту формулу при относительном движении всех капель жидкости, находящихся в единице объёма выработки, и с учётом знака получим

$$F_2 = C_x \frac{S_n}{V} \frac{\rho_1 |v_1 - v_2| (v_1 - v_2)}{2}, \quad (9)$$

где  $S_n$  – площадь поверхности всех капель в некотором объёме канала, м<sup>2</sup>.

Так как объёмное содержание жидкой фазы можно представить в виде

$$\varepsilon_2 = \frac{n \pi d_k^3 / 6}{V},$$

то отношение площади миделевого сечения капель жидкости к некоторому объёму выработки будет равно

$$\frac{S_n}{V} = \frac{n \pi d_k^2 / 4}{V} = \frac{n \pi d_k^3 / 6}{V} \frac{n \pi d_k^2 / 4}{n \pi d_k^3 / 6} = 3 \varepsilon_2 / 2 d_k,$$

где  $n$  – число капель жидкости в единице объёма.

В результате вместо формулы (11) получим

$$F_2 = \frac{3C_x}{4d_k} \varepsilon_2 \rho_1 |v_1 - v_2| (v_1 - v_2) \quad (10)$$

Формула (10) находится в полном соответствии с формулой, приведенной в работе [2] с учётом знака направления действия силы сопротивления. Из формулы (10) следует, что наибольшее влияние на вентиляционный поток будут оказывать капли малого диаметра при встречном их движении, что объясняется увеличением их количества, т.е. общей площади при том же объёмном содержании капель в потоке.

Подставляя формулы (7) и (10) в уравнения (8), будем иметь

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 \rho_1 \left( \frac{\partial v_1}{\partial \tau} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} \right) &= -\frac{\partial \varepsilon_1 P}{\partial x} - \frac{\lambda \Pi}{8S} \varepsilon_1 \rho_1 v_1 |v_1| - \frac{3C_x}{4d_k} \varepsilon_2 \rho_1 (v_1 - v_2) |v_1 - v_2|; \\ \varepsilon_2 \rho_2 \left( \frac{\partial v_2}{\partial \tau} + v_2 \frac{\partial v_2}{\partial x} \right) &= -\frac{\partial \varepsilon_2 P}{\partial x} - \varepsilon_2 \rho_2 g \sin \alpha + \frac{3C_x}{4d_k} \varepsilon_2 \rho_1 (v_1 - v_2) |v_1 - v_2| \end{aligned} \quad (11)$$

Полученная система уравнений несколько упрощается, если ввести в рассмотрение, как и ранее, массовые содержания фаз, в результате чего получим

$$\begin{aligned} m_1 \left( \frac{\partial v_1}{\partial \tau} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} \right) &= -\frac{\partial \varepsilon_1 P}{\partial x} - \frac{\lambda \Pi}{8S} m_1 v_1 |v_1| - \frac{3C_x}{4d_k} \frac{1}{\varepsilon_1 \rho_2} m_1 m_2 (v_1 - v_2) |v_1 - v_2|; \\ m_2 \left( \frac{\partial v_2}{\partial \tau} + v_2 \frac{\partial v_2}{\partial x} \right) &= -\frac{\partial \varepsilon_2 P}{\partial x} - m_2 g \sin \alpha + \frac{3C_x}{4d_k} \frac{1}{\varepsilon_1 \rho_2} m_1 m_2 (v_1 - v_2) |v_1 - v_2| \end{aligned} \quad (12)$$

При переходных аэродинамических процессах воздух становится сжимаемым и ведёт себя как идеальный газ, уравнение состояния которого представим в виде [5]

$$P = \rho_1 R T_0, \quad (13)$$

где  $P$  – давление в произвольной точке выработки, Па;  $R$  – универсальная газовая постоянная, Па·м<sup>3</sup>/(кг·К);  $T_0$  – средняя температура в местах установки в выработке водяных завес, К.

Подставляя в уравнения (12) формулу (13), будем иметь

$$\begin{aligned} m_1 \left( \frac{\partial v_1}{\partial \tau} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} \right) &= -R T_0 \frac{\partial m_1}{\partial x} - \frac{\lambda \Pi}{8S} m_1 v_1 |v_1| - \frac{3C_x}{4d_k} \frac{1}{\varepsilon_1 \rho_2} m_1 m_2 (v_1 - v_2) |v_1 - v_2|; \\ m_2 \left( \frac{\partial v_2}{\partial \tau} + v_2 \frac{\partial v_2}{\partial x} \right) &= -\frac{R T_0}{\varepsilon_1 \rho_2} \frac{\partial m_1 m_2}{\partial x} - m_2 g \sin \alpha + \frac{3C_x}{4d_k} \frac{1}{\varepsilon_1 \rho_2} m_1 m_2 (v_1 - v_2) |v_1 - v_2| \end{aligned} \quad (14)$$

Полученная система уравнений (5) и (14) является замкнутой, так как содержит четыре функции: массовые содержания фаз ( $m_1$  и  $m_2$ ) и их скорости ( $v_1$  и  $v_2$ ). Остальные параметры можно принять в некотором приближении за константы. Так, поскольку объёмное содержание воды в потоке воздуха ничтожно мало, положим  $\varepsilon_1 \approx 1$  в уравнениях (14).

К системе уравнений (5) и (14) необходимо добавить начальные и граничные условия

$$\begin{aligned} 1) \quad & m_1(x, 0) = m_{10}; \quad m_2(x, 0) = 0; \quad v_1(x, 0) = v_{10}; \quad v_2(x, 0) = 0; \\ 2) \quad & m_1(0, \tau) = m_n; \quad m_2(0, \tau) = m_B; \quad v_1(0, \tau) = v_0; \quad v_2(0, \tau) = v_B, \end{aligned} \quad (15)$$

где параметры с индексами «10» означают начальное распределение массового содержания воздуха в выработке и его скорости, а параметры с индексами «н» и «В» означают заданные в начале водяной завесы массовые содержания и скорости воздуха и воды. При этом принимается, что до включения водяных завес в вентиляционном потоке отсутствовала влага в виде капель.

Решение системы уравнений неразрывности (5) и движения (14) дискретной системы с начальными и граничными условиями (15) производится численным методом поэтапно для каждой водяной завесы с выбором начала координат в месте установки завесы. Задание массового содержания воздуха на границе корректируется таким образом, чтобы оно соответствовало приложенной к выработке депрессии:

$$m_n = \rho_0 + h / RT_0,$$

а скорость воздуха на входе в выработку соответствовала условию  $m_1(L, \tau) = \rho_0$ , где  $\rho_0$  – плотность воздуха при нормальных условиях, кг/м<sup>3</sup>; h – депрессия, приложенная к выработке, Па.

Решение поставленной задачи ещё более усложняется, если происходит испарение влаги в зоне высоких температур. Этот фактор можно учесть введением к расходу воздуха дополнительного расхода пара, соответствующего заданной температуре.

Таким образом, разработанная математическая модель аэродинамического взаимодействия капельной жидкости с вентиляционным потоком и её реализация на ЭВМ позволяют прогнозировать последствия, вызванные внезапным включением установок водяного пожаротушения, и заранее разработать мероприятия по устойчивому проветриванию выработок, оборудованных ленточными конвейерами.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ющенко Ю.Н., Лапин Л.И. Автоматические установки пожаротушения и локализации для горных выработок шахт. // Горноспасательное дело: Сб. науч. тр. / НИИГД. – Донецк, 2002. – С. 312–37.
2. Дейч М.Е., Филиппов Г.А. Газодинамика двухфазных сред. – М.: Энергия, 1968. – 424 с.
3. Влияние дисперсности жидкой фазы на характеристики двухфазных потоков. / Г.А. Филиппов, Л.И. Селезнев, Л.А. Беляев, А.И. Никольский. // Теплоэнергетика, 1979, №11. – С. 55–55.
4. Кутателадзе С.С., Стырикович М.А. Гидродинамика газожидкостных систем. – М.: Энергия, 1976. – 296 с.
5. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. – М.: Наука, 1969. – 824с.
6. Лыков А. В. Тепломассообмен (Справочник). М.: Энергия, 1971. – 560с.