

*М.В. Кустов, к.т.н., ст. преподаватель, НУГЗУ,  
А.Я. Шаршанов, к.ф.-м.н., доцент, НУГЗУ*

**МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ИСПАРЕНИЯ  
АТМОСФЕРНЫХ ОСАДКОВ В ВОЗДУШНОЙ СРЕДЕ  
В ЗОНЕ ЛАНДШАФТНЫХ ПОЖАРОВ**  
(представлено д-ром техн. наук Басмановым А.Е.)

С учётом различной температуры атмосферы и интенсивности осадков проведено математическое моделирование процесса испарения капли дождя во время полёта.

**Ключевые слова:** атмосферные осадки, влажность воздуха, интенсивность испарения, давление насыщенного пара, коэффициент диффузии.

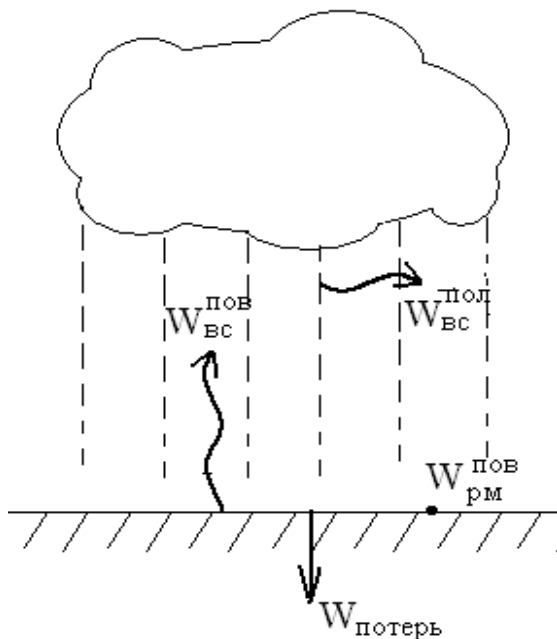
**Постановка проблемы.** Среди основных метеорологических факторов: температура, атмосферное давление, влажность, скорость ветра наиболее широким спектром влияния на процесс развития ландшафтных пожаров наряду с ветром оказывает влажность воздушной среды. На влажность воздуха влияет, как расположение водоёмов, так и наличие осадков в рассматриваемом районе. Для случая ландшафтного пожара в локальном районе местности основное влияние на влажность воздуха и горючего материала на поверхности земли оказывают осадки. В этой связи, одной из проблем, подлежащих разрешению, является установление влияния интенсивности атмосферных осадков на изменение влажности воздушной среды и растительного покрова.

**Анализ последних достижений и публикаций.** Влажность воздушной среды во время осадков повышается за счёт испарения капель дождя за время их полёта и испарение с поверхности, которая принимает на себя осадки [1]. В простейшем виде задача испарения единичной сферической капли была решена ещё Максвеллом в 1877 г. [2]. Однако им не было учтено ряд существенных моментов: зависимость равновесной концентрации молекул пара над поверхностью жидкой фазы от различной температуры капли и воздушной среды, скорость ухода молекул от поверхности капли и др. Ряд этих проблем решены в работе [3], но вопрос об испарении капли с большой скоростью полёта, когда паровая оболочка радиально не симметрична, остаётся не решённым. Испарение воды с поверхности растительного покрова, также определяются либо на основе долгосрочных наблюдений предыдущих периодов [4], либо в последнее время для оценки интенсивности испарения влаги с поверхности растительности используется биоклиматический метод [5]. Эти методы непригодны для короткосрочных прогнозов, применительно к условиям ландшафтного пожара, а также не учи-

тывают гидрологические свойства различных материалов.

**Постановка задачи и её решение.** Целью работы является получение математической модели увеличения влажности воздушной среды и растительного материала в зоне ландшафтного пожара от интенсивности атмосферных осадков.

Схематично общее влияние интенсивности осадков на влажность окружающей среды представлено на рис. 1.



**Рис. 1 – Схема распределения жидкости из атмосферных осадков:**  $W_{ВС}^{ПОЛ}$  - количество воды, поступившая в воздушную среду от испарения капли дождя при полёте;  $W_{ВС}^{ПОВ}$  - количество воды, поступившая в воздушную среду от испарения с поверхности горячего материала;  $W_{рм}^{ПОВ}$  - количество воды, поступившая в объём растительного материала;  $W_{потерь}$  - количество воды, просочившаяся в землю и не влияющая на процессы развития пожара

Предложенная схема объясняется следующим: при полёте капли до поверхности земли некоторый её объём испаряется в воздушной среде, остаточный объём капли попадает на поверхность растительного материала. При этом часть жидкости испаряется в воздушную среду с поверхности, а часть проникает в объём пористого материала. При полном насыщении воздушной среды и растительного материала водой её избыток стекает в землю. Эту часть воды можно отнести к потерям, так как она не влияет на процессы развития и прекращения горения.

При рассмотрении баланса жидкости поступившей в систему воздух-поверхность первоначально необходимо решить задачу описания процесса испарения воды при полёте капли.

Для разрешения задачи необходимо уметь описывать процесс испарения падающих капель воды, приводящий к повышению влаж-

ности пролетаемых слоев воздуха. Первым этапом решения является описание испарения падающей капли в атмосферном столбе с заданными свойствами, вторым - самосогласованное описание взаимного влияния дождя и воздуха.

Первый шаг требует рассмотрения переноса водяного пара и тепла между поверхностью капли и внешней средой. Решение этой проблемы в приближении пограничного слоя изложено, например, в монографии [6]. Согласно этим представлениям с каплей воды связано два приповерхностных пограничных слоя: диффузионный (толщиной  $\Delta_D$ ) и температурный (толщиной  $\Delta_T$ ).

Диффузионный слой содержит избыток водяного пара, парциальное давление которого на внешней границе слоя совпадает с его атмосферным значением  $P_{п.а}(z)$  на данной высоте  $z$ , а давление пара на внутренней границе слоя (непосредственно у поверхности капли) равно  $P_s(T_k)$ , где  $P_s(T)$  – зависимость давления насыщенного пара воды от его температуры  $T$ , Па;  $T_k$  – температура поверхности капли, К.

В реализующемся в нашей ситуации квазистационарном режиме испарения поток массы пара  $J_{п}$  ( $\text{кг}\cdot\text{с}^{-1}$ ) от капли в воздух описывается соотношением

$$J_{п} = 2\pi \cdot r_k \cdot \bar{D} \cdot \frac{\mu_v \cdot P}{R \cdot \bar{T}} \cdot (\text{Nu}_D + 2) \cdot \ln\left(\frac{P - P_{п.а}}{P - P_s(T_k)}\right). \quad (1)$$

где  $r_k$  – радиус капли, м;  $R = 8,314 \text{ Дж}\cdot\text{моль}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$  – универсальная газовая постоянная;  $\mu_v = 18 \cdot 10^{-3} \text{ кг}\cdot\text{моль}^{-1}$  – молярная масса воды;  $P(z)$  – общее атмосферное давление на данной высоте  $z$ , Па;  $\bar{T}$  – среднее (более-менее произвольное) значение абсолютной температуры газовой среды в диффузионном слое, а усредненное значение коэффициента диффузии пара в воздухе  $\bar{D}$  определяется формулой

$$\bar{D} = \frac{\bar{T}}{\frac{r_k \cdot (r_k + \Delta_D)}{\Delta_D} \int_{r_k}^{r_k + \Delta_D} \frac{T(r)}{D(T(r)) \cdot r^2} dr}, \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1},$$

в которой переменная интегрирования « $r$ » представляет собой расстояние от центра капли.

Величина  $\text{Nu}_D$  называется диффузионным критерием Нуссельта (другое название – критерий Шервуда (Sh)). Она связывает ширину диффузионного слоя  $\Delta_D$  с характерным расстоянием задачи ( $2 \cdot r_k$ ) соотношением

$$\Delta_D = \frac{2 \cdot r_k}{\text{Nu}_D}.$$

Температурный приповерхностный слой (толщиною  $\Delta_T$ ) с внутренней стороны ограничен поверхностью капли с температурой  $T_k$ . Температура внешней поверхности этого слоя равна объёмному значению температуры воздуха  $T_a(z)$  на данной высоте  $z$ .

В квазистационарном режиме испарения согласно [6] поток энергии, между каплей и воздухом  $Q$  (Вт) описывается соотношением

$$Q = J_{\pi} \cdot \left[ h_{\pi}(T_k) - \frac{h_{\pi}(T_a) - h_{\pi}(T_k)}{\exp(B) - 1} \right], \quad (2)$$

Здесь символом  $B$  обозначена безразмерная величина

$$B \equiv \frac{J_{\pi} \cdot c_{\text{рп}}}{2 \pi \cdot r_k \cdot \bar{\lambda} \cdot (\text{Nu}_T + 2)}. \quad (3)$$

Величина  $\bar{\lambda}$  - среднее по температурному слою значение коэффициента теплопроводности парогазовой среды,  $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ . При выводе соотношения (2) предполагалась линейная зависимость удельной массовой энтальпии образования водяного пара  $h_{\pi}$ ,  $\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1}$ , от температуры:

$$h_{\pi}(T) = h_{\pi}(T_k) + c_{\text{рп}} (T - T_k), \quad (4)$$

где  $c_{\text{рп}}$  - удельная массовая изобарная теплоемкость пара,  $\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ .

Величина  $\text{Nu}_T$  называется критерием Нуссельта. Последний связывает ширину переходного температурного слоя  $\Delta_T$  с характерным расстоянием задачи ( $2 \cdot r_k$ ) соотношением

$$\Delta_T = \frac{2 \cdot r_k}{\text{Nu}_T}.$$

Уравнения (1) и (2) связывают между собой четыре величины –  $Q$ ,  $J_{\pi}$ ,  $r_k$  и  $T_k$ . Недостающими двумя уравнениями, замыкающими систему, являются соотношения, отображающие балансы массы капли и ее энтальпии. Рассмотрим эти соотношения.

В естественном приближении постоянной плотности воды  $\rho_v$ ,  $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$ , и сферической формы капли уравнение баланса массы воды в капле имеет вид:

$$\frac{dm_k}{dt} = -J_{\pi}. \quad (5)$$

где  $m_k = \rho_v \cdot \frac{4 \cdot \pi}{3} r_k^3$  - масса капли, кг.

Последним из уравнений баланса является первый закон термодинамики, в соответствии с которым в рассматриваемом изобарном

процессе тепловой поток сквозь поверхность капли обеспечивается за счет изменения её энтальпии, то есть

$$Q = -\frac{d}{d\tau}[h_g(T_k) \cdot m_k] = -\frac{\partial h_g}{\partial T} \cdot \frac{dT_k}{d\tau} \cdot m_k - h_g \cdot \frac{dm_k}{d\tau} = \\ = -c_{p,g} \cdot \frac{dT_k}{d\tau} \cdot m_k + h_g \cdot J_n, \quad (6)$$

где  $h_g(T)$  – удельная массовая энтальпия образования воды в жидкой фазе, Дж·кг<sup>-1</sup>;  $c_{p,g}(T) = \left(\frac{\partial h_g}{\partial T}\right)_p$  – удельная массовая изобарная теплоемкость воды, Дж·кг<sup>-1</sup>·К<sup>-1</sup>. (При преобразованиях уравнения (6) использовалось соотношение (5)).

Объединив формулы (2), (6), используя разложение (4), можно получить уравнение, задающее скорость изменения температуры капли:

$$m_k \cdot c_{p,g} \cdot \frac{dT_k}{d\tau} = J_n \cdot \left[ -\Delta h + \frac{c_{p,p} \cdot (T_a - T_k)}{\exp(B) - 1} \right], \quad (7)$$

где  $\Delta h \equiv h_p(T_k) - h_g(T_k)$  – удельная теплота парообразования, Дж·кг<sup>-1</sup>.

Решение задачи требует определения величин критериев подобия Шервуда ( $Nu_D$ ) и Нуссельта ( $Nu_T$ ), которые тесно связаны с характером обтекания капли газовой средой. Воспользуемся тем, что вследствие подобия явлений диффузии вещества и энергии зависимость критерия Шервуда от критериев Рейнольдса ( $Re$ ) и Шмидта ( $Sc$ ) и зависимость критерия Нуссельта от критериев Рейнольдса ( $Re$ ) и Прандтля ( $Pr$ ) совпадают. В дальнейшем, используя незначительное отличие критериев Шмидта ( $Sc$ ) и Прандтля ( $Pr$ ) в газовой среде, будем оценивать критерии подобия Шервуда и Нуссельта одинаковым критериальным уравнением (см. [6]):

$$Nu_T = Nu_D = \begin{cases} 2 \cdot (1 + 0.08 \cdot Re^{2/3}), & Re \leq 200 \\ 0.54 \cdot Re^{1/2}, & Re > 200 \end{cases}. \quad (8)$$

Здесь критерий Рейнольдса рассчитывается по формуле

$$Re = \left| \frac{w \cdot (2 \cdot r_k)}{\nu_a} \right|, \quad (9)$$

где  $w$  – скорость движения капли относительно газовой среды, м·с<sup>-1</sup>;  $\nu_a$  – коэффициент кинематической вязкости воздуха, м<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup>.

Отметим сразу, что следствием совпадения диффузионного и теплового критериев Нуссельта ( $Nu_D = Nu_T$ ) является упрощение вида параметра В (3), сопровождающееся исчезновением зависимости В от размеров капли.

Для замыкания задачи испарения капли, необходимо дополнить предыдущие уравнения уравнением движения падающей капли:

$$\frac{d\vec{w}_k}{d\tau} = \vec{a}; \quad \vec{a} \equiv \vec{g} - \frac{\vec{w}_k - \vec{w}_a}{m_k} \cdot \rho_a \cdot \left[ 6 \cdot \pi \cdot r_k \cdot v_a + \frac{C_f}{2} \cdot \pi \cdot r_k^2 \cdot |\vec{w}_k - \vec{w}_a| \right], \quad (10)$$

где  $\vec{w}_k$  - скорость капли,  $m \cdot c^{-1}$ ;  $\vec{w}_a$  - скорость воздуха,  $m \cdot c^{-1}$ ;  $\rho_a$  - плотность воздуха,  $kg \cdot m^{-3}$ ;  $\vec{g}$  - ускорение свободного падения,  $m \cdot c^{-2}$ ;  $C_f$  - коэффициент формы (в случае тела сферической формы  $C_f = 0,47$ ).

Уравнения (5), (7), (10) относительно неизвестных скорости, размера и температуры капли (с соответствующими уравнениями связи вспомогательных величин) позволяют однозначно описать испарение падающей капли в заданном атмосферном поле, чем решается первая часть поставленной задачи. Проведем переход ко второй части – решению самосогласованной задачи взаимного влияния дождя и воздуха в случае одной пространственной переменной (вертикальной координаты  $z$ ). Будем предполагать наличие на фиксированной высоте  $z=z_0$  источника монодисперсных капель с одинаковыми начальными радиусами  $r_0$  и скоростями  $w_0$ . Искомыми нестационарными полями будут: скорость падения  $w_k(z, \tau)$ , радиус  $r_k(z, \tau)$ , абсолютная температура  $T_k(z, \tau)$  и плотность числа  $n(z, \tau)$  капель, а также концентрация водяного пара в воздухе  $\rho_n(z, \tau)$  и его абсолютная температура  $T_a(z, \tau)$ .

Будем пренебрегать конвективными ( $w_a = 0$ ) и диффузионными газовыми потоками. Общее давление воздуха  $P(z)$  и его плотность  $\rho_a(z)$  будем рассматривать как стационарные функции, определив их в начале, исходя из заданного начального распределения температуры воздуха  $T_a(z, 0)$ . Для этого воспользуемся уравнением состояния идеального газа

$$\rho_a(z) = \frac{P(z)}{R_a \cdot T_a(z, 0)}, \quad (11)$$

в котором  $R_a = R/0,029 \text{ Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$  - удельная газовая постоянная воздуха, и уравнением гидростатики

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -g \cdot \rho_a(z). \quad (12)$$

Из них следует, что

$$P(z) = P_0 \cdot \exp \left[ - \int_0^z \frac{g \cdot dz'}{R_a \cdot T_a(z', 0)} \right], \quad (13)$$

где  $P_0$  – общее атмосферное давление на высоте  $z=0$ .

В оговоренном приближении уравнения, задающие нестационарные поля скорости падения  $w_k(z, \tau)$ , радиуса  $r_k(z, \tau)$ , абсолютной температуры  $T_k(z, \tau)$  капель, получаются из уравнений (5), (7), (10) заменой производной по времени движения капли субстанциональной производной:

$$\frac{d}{d\tau} \Rightarrow \frac{\partial}{\partial \tau} + w_k(z, \tau) \cdot \frac{\partial}{\partial z}. \quad (14)$$

Уравнение, задающее плотность числа капель, при предположении о неизменности их количества в процессе падения имеет вид:

$$\frac{\partial n(z, \tau)}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial z} (n(z, \tau) \cdot w_k(z, \tau)) = 0. \quad (15)$$

Уравнение, задающее концентрацию водяного пара в воздухе, является следствием балансовых соотношений для воды. Из-за пренебрежения процессами газового переноса изменение концентрации водяного пара в воздухе происходит исключительно вследствие испарения капель, и поэтому

$$\frac{\partial \rho_n(z, \tau)}{\partial \tau} = n(z, \tau) \cdot J_n. \quad (16)$$

Величина концентрации водяного пара  $\rho_n(z, \tau)$  ограничена условием его насыщения, поэтому парциальное давление водяного пара в воздухе задается условием

$$P_{n.a}(z, \tau) = \frac{\rho_n(z, \tau)}{\mu_g} \cdot R \cdot T_a(z, \tau) \leq P_s(T_a(z, \tau)). \quad (17)$$

В данной работе предполагается, что испарение капель происходит исключительно за счет уменьшения энтальпии воздуха в месте нахождения капель. При этом из-за пренебрежения процессами газового переноса соответствующие потери энергии не восполняются. Уравнение, опирающееся на изложенную точку зрения, задающее абсолютную температуру воздуха  $T_a(z, \tau)$  имеет вид:

$$c_{p.a} \cdot \rho_a(z) \cdot \frac{\partial T_a(z, \tau)}{\partial \tau} = -n(z, \tau) \cdot Q, \quad (18)$$

где  $c_{pa}$  – удельная массовая изобарная теплоемкость воздуха, Дж·кг<sup>-1</sup>·К<sup>-1</sup>.

Граничные условия к данной системе уравнений следует задавать в месте генерации потока капель (при  $z=z_0$ ). Начальным условием является атмосферная ситуация до дождя.

При рассмотрении процесса испарения воды с поверхности земли при тушении ландшафтных пожаров поверхность земли, включая растительный покров, необходимо рассматривать как пористую поверхность. В работе [7] приведена следующая формула для скорости испарения жидкости с поверхности пористого материала, основанная на формуле Ленгмюра:

$$J_{bc}^{пов} = \varepsilon S \frac{P_s \exp\left(-\frac{P_\sigma M}{\rho RT}\right) - P_g}{3\sqrt{2\pi} \frac{RT}{M}}, \quad (19)$$

где,  $P_s$  – давление насыщенного пара воды, Па;  $P_\sigma$  – капиллярное давление, Па;  $M$  – молярная масса воды,  $M = 18$  кг/кмоль;  $\rho$  – плотность воды, кг/м<sup>3</sup>;  $T$  – температура поверхности, К;  $P_g$  – порционное давление пара в атмосфере, Па;  $\varepsilon$  – относительная пористость материала поверхности;  $S$  – площадь поверхности частицы, м<sup>2</sup>.

Решение представленной системы дает как влажность воздуха, так и соответствующий расход воды (он равен произведению количества, скорости и массы капель). Это означает, что данное описание пригодно для решения поставленной задачи.

Таким образом, основываясь на результатах работы [8] можно определить критическую интенсивность осадков для тушения 1м<sup>2</sup> ландшафтного пожара. Дополнительное использование моделей по динамике развития ландшафтных пожаров, полученных в работе [9] позволит установить необходимое влагосодержание облачных образований над зоной тушения и интенсивность его осаждения для локализации и ликвидации заданного ландшафтного пожара.

**Выводы.** В работе получена математическая модель изменения влажности воздушной среды при испарении атмосферных осадков. Полученные результаты позволяют оценить время насыщения приземного слоя атмосферы парами воды и время от начала поступления капель на поверхность земли до момента достижения критической влажности горючего материала при различной интенсивности осадков, что дает возможность оценить необходимое количество атмосферной влаги для успешной ликвидации ландшафтных пожаров.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Моргунов В.К. Основы метеорологии, климатологии. Метеорологические приборы и методы наблюдений / В.К. Моргунов // Феникс. – 2005. – 336с.
2. Фукс Н.А. Испарение и рост капель в газообразной среде / Н.А. Фукс // Итоги науки и техники, Сер. Физико-математических наук, Т. 1. - М.: Изд-во АН СССР, 1958 – 128с.
3. Козырев А.В. Испарение сферической капли в газе среднего давления / А.В. Козырев, А.Г. Ситников // Успехи физических наук. – Том 171, №7. – 2001 г. - С. 765-774
4. Хргиан А.Х. Физика атмосферы / А.Х. Хргиан // Гидрометеорологическое издательство. Ленинград, 1969. - 645 с.
5. Михалев М.А. Инженерная гидрология / М.А. Михалев // С. П-б., 2002. - 124 с.
6. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике (2-е дополненное и переработанное издание): монография/ Франк-Каменецкий Давид Альбертович// Москва: Издательство «Наука», 1967. — 492 с.
7. Павлюкевич Н.В. Введение в теорию тепло- и массопереноса в пористых средах / Н.В. Павлюкевич // Мн.: ИТМО НАНБ, 2003 – 214с.
8. Кустов М.В. Влияние скорости ветра, влажности воздуха и горючего материала на скорость распространения ландшафтных пожаров / М.В. Кустов // Проблемы пожарной безопасности. – Х.: НУГЗУ, 2012. – Вып. 32. – С. 133-141.
9. Тарасенко А.А. Развитие научных основ ликвидации наземных ландшафтных пожаров: Автореф дис.... доктор. техн. наук / УГЗУ. – Харьков, 2010. – 24 с.  
nuczu.edu.ua

М.В. Кустов, А.Я. Шаршанов

**Модель процесу випаровування атмосферних опадів у повітряному середовищі в зоні ландшафтних пожеж**

З урахуванням різної температури та інтенсивності опадів проведено математичне моделювання випаровування краплини дощу під час польоту.

**Ключові слова:** атмосферні опади, вологість повітря, інтенсивність випаровування, тиск насиченої пари, коефіцієнт дифузії.

M.V. Kustov, A.J. Sharshanov

**Model of an atmospheric precipitation evaporation process in the air environment in a zone of landscape fires**

Taking into account the various temperature of the atmosphere and intensity of a precipitation mathematical modeling of rain drop evaporation process is carried out during flight.

**Keywords:** atmospheric precipitation, humidity of air, intensity of evaporation, pressure of saturated steam, diffusion coefficient.