

А. Л. ДУШКИН, канд. техн. наук, ведущий научный сотрудник, старший научный сотрудник, Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет) (Россия, 125993, г. Москва, ГСП-3, Волоколамское шоссе, 4)

С. Е. ЛОВЧИНСКИЙ, инженер, Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет) (Россия, 125993, г. Москва, ГСП-3, Волоколамское шоссе, 4; e-mail: Lovchinskiy@inbox.ru)

Н. Н. РЯЗАНЦЕВ, старший научный сотрудник, Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет) (Россия, 125993, г. Москва, ГСП-3, Волоколамское шоссе, 4; e-mail: n-r-60@mail.ru)

М. Д. СЕГАЛЬ, д-р техн. наук, ведущий научный сотрудник, Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН (Россия, 115191, г. Москва, ул. Б. Тульская, 52; e-mail: nag@ibrae.ac.ru)

УДК 614.841

ОСОБЕННОСТИ ПОЖАРОТУШЕНИЯ В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ ТОНКОРАСПЫЛЕННОЙ ВОДОЙ

Освещены вопросы, связанные с возможностью объемного пожаротушения тонкораспыленной водой. Показаны основные особенности движения мелких капель воды в турбулентной среде при наличии в объеме продуктов горения от очага и капельного потока от распылителя. Приведены выражения для турбулентной диффузии и миграции мелких капель в турбулентных потоках. Показано, что эти явления характерны для капель с заутеровским диаметром менее 90 мкм. Проведены экспериментальные исследования по тушению очагов в замкнутом объеме, которые подтвердили правомочность предсказанных явлений.

Ключевые слова: тонкораспыленная вода; диффузия; миграция; осаждение; пожаротушение.

DOI: 10.18322/PVB.2017.26.03.60-69

Известно, что объемное пожаротушение в замкнутом помещении характерно для газовых систем, несмотря на то что наиболее эффективные газовые (хладоновые) составы имеют плотность, превосходящую плотность окружающего воздуха, что приводит к существенному расслоению смеси. Кроме того, производители газодисперсных систем (а иногда и порошковых) декларируют их способность защищать все предметы, находящиеся в герметизированном объеме с малой степенью негерметичности (не более 5...10 %).

Возможность объемного пожаротушения тонкораспыленной водой (ТРВ) зачастую ставится под сомнение, хотя экспериментально доказано наличие такого эффекта у мелких водяных капель [1].

Кроме того, во многих работах, освещающих вопросы, связанные с ТРВ, наблюдается определенное непонимание в отношении такого понятия, как диаметр частиц полидисперсного капельного потока. Для характеристики “диаметр капель” необходимо использовать некие статистически усредненные размеры, которые приведены в известных работах [2].

Для обоснования возможности применения ТРВ для тушения очагов возгорания в объеме без непосредственного направления капельной струи в зону горения необходимо рассмотреть поведение мелких капель в газовом объеме, характеризующемся наличием источников газовой выделения (продуктов горения) и вихревого движения, создаваемого распыленным потоком жидкости (воды).

Распространение генерируемых форсунками капель жидкости в объеме не может быть описано какими-либо простыми кинематическими законами, вытекающими из уравнений траектории движения частицы под действием начального импульса, сопротивления окружающего газа и силы тяжести. Как будет показано ниже, особенно сложное движение характерно для очень мелких капель, которые увлекаются турбулентным движением массы окружающего воздуха. Заметим, что при достаточно развитом пожаре в газовом объеме из-за эжектирующего эффекта окружающий газ будет увлекаться горячими газовыми продуктами горения и тем самым создавать мощное вихревое движение во всем

объеме, и особенно в пристеночных областях, на потолке и в углах помещения. Значения скоростей таких потоков по данным многих исследователей сильно разнятся, но не выходят из диапазона $U_{п.п} = 2 \dots 10$ м/с. Такие скорости соответствуют скоростям крупномасштабных вихрей в развитом турбулентном потоке характерного размера. Подача высокоскоростного потока капель также за счет эжекции создает дополнительно вихревое движение в газовом объеме. В работе [3] оговаривается, что напор потока больших капель ($d > 1$ мм) превращается в кинетическую энергию воздушного потока не более чем на 50 %. Очевидно, что тонкораспыленные потоки передают газовой среде еще меньшее количество начальной энергии капель. Капли диаметром менее 20 мкм быстро теряют свою начальную скорость, а кинетическая энергия диссипируется в тепло. Без рассмотрения закономерностей движения капель в турбулентном вихреобразном потоке невозможно объяснить объемное пожаротушение очагов возгорания малыми каплями воды.

Рассмотрим движение частиц, вовлекаемых в пульсационное движение газа с отставанием по фазе и амплитуде и совершающих вместе с ним интенсивное диффузионное перемещение в объеме.

Наличие весьма значительных градиентов осредненной скорости газа и ее пульсационных составляющих вблизи потоков газообразных продуктов горения вызывает появление эффектов миграции и скольжения частиц относительно газа. Здесь существенную роль играет размер частиц. По названным причинам распределение концентрации частиц в объеме распыления, очевидно, будет отличаться от распределения частиц в ламинарном потоке газа. Как показано в работах российских и зарубежных исследователей, при турбулентном режиме течения газа скорость осаждения частиц на стенках труб и каналов в большинстве случаев на порядки превосходит скорость броуновского осаждения тех же частиц при безвихревом движении газа и в противоположность последнему возрастает с повышением скорости газа [4]. Такой эффект можно приписать инерционной природе явления. Так, при значительном градиенте скорости течения газа либо у стенки, либо около мощного восходящего потока частицы в силу их инерционности имеют возможность проходить узкую градиентную зону почти без снижения скорости. Капли, попав в горячий поток газообразных продуктов горения, за счет испарения в нем увеличивают тепловой поток от очага, что в соответствии с законом Аррениуса нарушает тепловой баланс процесса горения и приводит к затуханию горения, особенно если увеличение оттока тепла превышает 20...30 % общего тепловыделения [3].

К сожалению, такой подход к процессу объемного пожаротушения с учетом турбулентной диффузии и миграции капель воды не отражен в известных публикациях как в России, так и за рубежом, что весьма существенно сдерживает распространение такой технологии пожаротушения. Использование чисто опытных результатов и зависимостей, полученных отдельными группами исследователей, навряд ли приведет к положительному результату при конкретном практическом использовании этой новой технологии из-за отсутствия правильных теоретических представлений о процессе взаимодействия частиц воды, взвешенных в турбулентном газовом поле, с очагом возгорания.

Турбулентное течение представляет собой особую форму движения газа, которая устанавливается в результате потери гидродинамической устойчивости движения, что приводит к хаотичным изменениям скорости во всех направлениях, пульсациям давления и беспорядочному перемешиванию пульсационных объемов (молей) газа между собой. При этом турбулентная диффузия газа превосходит по своей интенсивности обычную молекулярную (броуновскую) диффузию на несколько порядков. Причиной возникновения турбулентных пульсаций являются повторяющиеся бурные локальные выбросы массы газа из гидродинамически неустойчивых участков, где имеет место значительный сдвиг скорости течения. В традиционных потоках это происходит в пристеночных областях потока. Выбросы газа порождают вихри, уходящие в глубь потока и инициирующие, в свою очередь, появление новых вихревых молей. Масштаб первичных (основных) вихрей сравним в нашем случае с размером очага возгорания. Движение таких вихрей также оказывается неустойчивым и порождает более мелкие, вплоть до вихрей, для которых $Re < 1$ (где Re — число Рейнольдса; $Re = ul/\nu$; u — скорость газа в вихре; l — масштаб; ν — кинематическая вязкость окружающего газа). Движение здесь носит ламинарный характер, а вся энергия турбулентности переходит (диссипируется) в тепло. Вихри этого внутреннего масштаба движутся как одно целое с максимальной частотой пульсаций. Обычно при математическом описании турбулентного движения мгновенная скорость газа в рассматриваемой точке представляется как сумма осредненных скоростей: продольной по оси x — $\bar{U}$, поперечной по оси y — $\bar{Y}$ и тангенциальной по оси z — $\bar{W}$ — и скоростей пульсаций U' , Y' , W' :

$$\begin{aligned} U &= \bar{U} + U'; & Y &= \bar{Y} + Y'; \\ W &= \bar{W} + W'. \end{aligned} \quad (1)$$

Интенсивность турбулентности I , которая является мерой величины пульсационной составляющей скорости, выражается как:

$$I = \frac{1/3 (\overline{U'^2} + \overline{Y'^2} + \overline{W'^2})^{0,5}}{\overline{U'}}; \quad (2)$$

$$I_x = \frac{(\overline{U'^2})^{0,5}}{\overline{U}}; \quad I_y = \frac{(\overline{Y'^2})^{0,5}}{\overline{U}}; \quad I_z = \frac{(\overline{W'^2})^{0,5}}{\overline{U}}, \quad (3)$$

где $\overline{U'}$, $\overline{Y'}$, $\overline{W'}$ — пульсационные составляющие скоростей по координатам x , y , z .

В тихой атмосфере I составляет 0,2 %, в пограничном слое и слое смешения — до 30...40 %.

Теоретически обоснованного аналитического описания закономерностей распределения составляющих пульсаций скорости в замкнутом объеме не существует. Имеются лишь некоторые эмпирические формулы для распределения пульсационных скоростей в трубах и каналах, да и то в ограниченном динамическом диапазоне [5].

Анализ экспериментальных результатов исследований позволил установить, что наиболее энергоемкими являются низкочастотные пульсации. Так, в цилиндрических каналах частоты пульсаций ω_E находятся в диапазоне 10...1000 рад/с. Однако частоты пульсаций, в которых происходит диссипация турбулентности, четко не определены. Средняя частота пульсаций соответствует средней скорости потока $f = kU_m$ (где $k = 0,1$ см⁻¹ для прямоугольного канала, $k = 0,0625$ см⁻¹ для прямоугольного объема; U_m — средняя скорость потока) [6].

В статистической теории турбулентности вводится понятие турбулентной диффузии, определяющее величину среднего квадратичного смещения частиц среды относительно первоначального положения. В большинстве случаев для больших отрезков времени это может быть описано законом случайных блужданий и по форме совпадать с выражением для молекулярной диффузии [7]:

$$y^2 = 2D_t \Delta t, \quad (4)$$

где y — поперечная координата;

D_t — коэффициент турбулентной диффузии газовой среды.

Движение мелких частиц в турбулентной среде отличается более высокой сложностью и интенсивностью по сравнению с безвихревой атмосферой. Это обусловлено тем, что мелкие капли реагируют на беспорядочные турбулентные движения среды и под их влиянием совершают пульсационные движения относительно молей газа и случайные стохастические перемещения. Этот процесс именуется турбулентной диффузией частиц [7]. Как ни странно, такой же характер носит оседание частиц под действием силы тяжести, при этом наблюдаются беспорядочные спуски и подъемы частиц [8]. При анализе движе-

ния частиц в турбулентном потоке предполагается, что их диаметр мал по сравнению с масштабом вихревых молей l ($d \ll l$), чему удовлетворяют капли размером $1 < d < 20$ мкм и частично — размером $20 < d < 90$ мкм [9]. Полагают, что обтекание частиц молями газа имеет вязкий характер, что обусловлено малостью числа Рейнольдса $Re_d = |U_{gp}|d/\nu < 1$ (где U_{gp} — скорость обтекания частиц; $U_{gp} = U - U_p$) и в большей степени соответствует частицам первой группы. В этом случае для гидродинамического сопротивления каплей движению в газообразной среде справедлив закон Стокса:

$$F_{сопр} = 3\pi\eta dU_{gp}, \quad (5)$$

где $F_{сопр}$ — сила сопротивления;

η — динамическая вязкость среды; $\eta = \nu\rho$;

ρ — плотность газообразной среды.

Среднее расстояние между частицами l_p можно принять равным не менее $20d$ или определить по формуле

$$l_p = 80d \sqrt[3]{\rho_p/c_m}, \quad (6)$$

где ρ_p — плотность частиц, г/см³;

c_m — массовая концентрация частиц, г/см³.

Массовая концентрация может быть выражена через объемную долю частиц в потоке β и их плотность: $c_m = \beta\rho_p$. Обычно $\beta < 10^{-4}$, тогда $l_p \geq 17,23d$. В этом случае можно считать, что капли не стесняют друг друга в ходе взаимных перемещений, не коагулируют и не дробятся.

Согласно Релею [10] капельная среда обладает псевдокристаллической структурой, которая сохраняется при движении и воздействии давления (до 20 МПа). В ансамбле частиц действует сила тяжести, под влиянием которой капли оседают со скоростью

$$V_g = \tau g, \quad (7)$$

где τ — время релаксации частиц.

Значение τ определяется по выражениям:

- для капель первой группы:

$$\tau = \frac{1}{18} \frac{\rho_p}{\eta} d^2; \quad (8)$$

- для капель второй группы:

$$\tau = m_p B, \quad (9)$$

где m_p — масса частицы;

B — подвижность среды, определяемая в большинстве случаев экспериментально; $B = U_{gp}/F$.

Полное уравнение движения жидкой сферической частицы приведено во многих монографиях, в том числе в [8]. В настоящей работе целесообразно использовать более простые зависимости, которые позволят оценить влияние движения частиц в турбулентной среде на вероятность достижения ими

зоны горения. В этом случае уравнение движения частицы сводится к наиболее простому виду:

$$\frac{dU_p}{dt} + \tau^{-1}U_p = \tau^{-1}U - g, \quad (10)$$

где U_p — скорость частицы.

Можно представить изменение скорости газа во времени в виде гармонической зависимости:

$$U = \bar{U} + U' \sin \omega t, \quad (11)$$

где ω — частота пульсаций.

Подставив это выражение в уравнение (10), без силы тяжести получим:

$$\frac{dU_p}{dt} + \tau^{-1}U_p = \tau^{-1}(\bar{U} + U' \sin \omega t). \quad (12)$$

Решением этого линейного уравнения будет являться сумма решений для двух слагаемых в правой части уравнения (12):

$$U_p^{(1)} = \bar{U}(1 - e^{-t/\tau}) + U_{p0}e^{-t/\tau}; \quad (13)$$

$$U_p^{(2)} = \frac{U' \sin(\omega t - \varphi)}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} + \frac{\omega \tau U'}{1 + \omega^2 \tau^2} e^{-t/\tau} + U_{p0}e^{-t/\tau}, \quad (14)$$

где U_{p0} — начальная скорость частицы;

φ — угол сдвига фазы движения частицы.

Начальные условия: $t = 0$, $U_p = U_{p0}$.

Наличие угла сдвига фазы движения частицы $\varphi = \arctg \omega \tau$ объясняется инерционностью последней. Для мелких капель экспоненциальные члены быстро затухают, и их можно отбросить. Тогда получим:

$$U_p = \bar{U} + \mu_p U' \sin(\omega t - \varphi), \quad (15)$$

где μ_p — степень увлечения частицы газом;

$$\mu_p = 1/(1 + \omega^2 \tau^2)^{0.5}.$$

Из уравнения (15) следует, что в турбулентной среде частица приобретает сдвинутую по фазе пониженную пульсационную скорость газа. Заметим, что степень увлечения частицы μ_p равна отношению амплитуд пульсационных скоростей капли U'_p и среды U' : $\mu_p = U'_p/U'$. Зависимость степени увлечения частиц от их размера приведена на рис. 1.

Из уравнений (12)–(15) видно, что жидкая частица, взвешенная в турбулентном потоке, тем полнее следует за пульсациями газа, чем меньше ее размер и плотность, больше вязкость газа и ниже частота его пульсаций.

Для частот с индексом инерционности $\omega \tau \gg 1$ пульсационная составляющая незначительна, и уравнение в соответствии с (13) приобретает вид:

$$U_p = \bar{U}(1 - e^{-t/\tau}). \quad (16)$$

На установившейся стадии движения ($t \gg \tau$) это приводит к равенству $U_p = \bar{U}$ при $U_{p0} = 0$ и $\bar{U} = 0$.

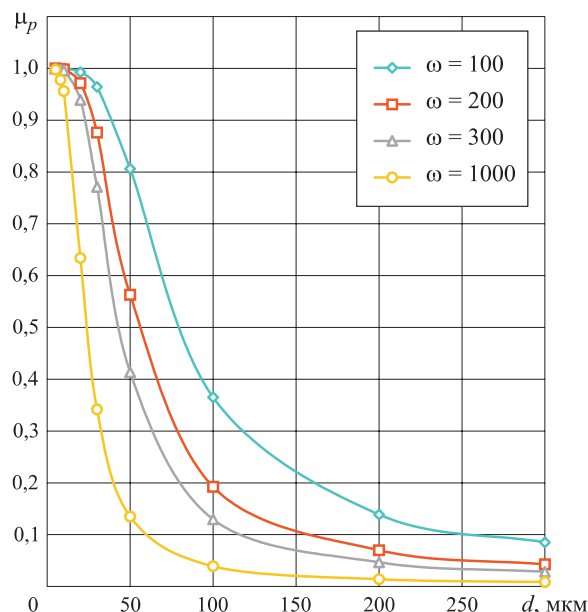


Рис. 1. Зависимость степени увлечения капель от их размера

Длина свободного инерционного пробега капли в неподвижном газе L_p определяется путем интегрирования по времени уравнения (15) при $U_p = U_{p0}$ и $t = 0$:

$$L_p = U_{p0} \tau. \quad (17)$$

На этом расстоянии начальная скорость капель, с которой жидкость выходит из распылителя, полностью нивелируется. Так, для частиц диаметром $d = 10$ мкм время релаксации $\tau = 3,06 \cdot 10^{-4}$ с. Тогда при начальной скорости каплей $U_{p0} = 100$ м/с получим $L_p = 3$ см. Для частиц диаметром $d = 100$ мкм время релаксации $\tau = 2,55 \cdot 10^{-2}$ с и при той же начальной скорости длина свободного инерционного пробега L_p составит 2,55 м.

Из приведенного примера видно, что направленное тушение тонкодисперсным потоком капель с $d = 10$ мкм не представляется возможным даже при их начальной скорости $U_{p0} = 100$ м/с и, следовательно, при давлении подачи $\Delta p \geq 5$ МПа.

Относительно коэффициента диффузии частиц можно заключить следующее. При степени увлечения частиц пульсирующей средой μ_p частицы обладают в μ_p раз меньшей амплитудой на каждом шаге, что ведет к зависимости [11]:

$$D_{tp} = \mu_p^2 D_t, \quad (18)$$

где D_{tp} — коэффициент турбулентной диффузии частиц.

Заметим, что по сравнению с броуновской диффузией коэффициент турбулентной диффузии превышает его на порядки [11]. Гравитационное осаждение частиц приводит к увеличению их концентрации по мере снижения, но турбулентная диффузия уменьшает этот эффект за счет беспорядочных подъемов

молей газа с частицами. Эффект обратной диффузии снижает скорость осаждения по сравнению со спокойной средой. Для грубодисперсного потока названный выше эффект отсутствует. Как показано в работе [4], наложение пульсаций на газовую среду приводит к заметному уменьшению скорости осаждения надстоксовых частиц, когда амплитуда пульсационных скоростей сравнима со скоростью оседания частиц в неподвижной среде. Наличие градиентного течения газа вызывает движение частиц жидкости среднего размера ($100 \geq d \geq 20$ мкм). Средняя скорость частиц отстает от скорости газа и его турбулентных молей, причем различие в скоростях ощутимо. Так, для частиц с $d = 20 \dots 40$ мкм оно составляет $1,5 \dots 2,0$ м/с, а для частиц с $d = 60 \dots 100$ мкм — увеличивается до $8 \dots 10$ м/с.

Для цилиндрических каналов с многофазным потоком может быть использована формула из работы [8]:

$$\frac{U_p}{U} = \left(0,9 + 0,85 \frac{d}{D} \sqrt{\text{Re}_D} \right)^{-1}, \quad (19)$$

где U — средняя (расходная) скорость в канале с гидравлическим диаметром D ;

$$\text{Re}_D = UD/\nu.$$

В градиентном течении возникает дополнительная сила, определяемая эффектом Магнуса [8]. Наличие градиента в газовом течении вызывает различие в скоростях обтекания частицы справа и слева, что ведет к вращению капли. Поперечная сила Магнуса возникает за счет падения давления со стороны, где сумма составляющих скоростей вращения и обтекания достигает максимума, и направлена в сторону этого максимума. С учетом осаждения капли около подъемного течения горячих газов сила Магнуса направлена в сторону этого течения. Расчеты по известным зависимостям [4] демонстрируют существенные скорости миграции по Магнусу только для капель размером $50 \dots 100$ мкм. Из этого вытекает, что достаточно крупные частицы $d = 100 \dots 150$ мкм могут лишь частично принимать участие в объемном пожаротушении.

В градиентном поле поперечных пульсаций газовой среды возникает еще одна форма поперечного движения частиц — турбулентная миграция. Наличие градиента скорости пульсаций газа dY'/dy приводит к существованию конвективного ускорения частиц газа в поперечном направлении [12]:

$$a = \frac{dY'}{dt} = \frac{dY'}{dy} \frac{dy}{dt} = \frac{dY'}{dy} Y' = \frac{1}{2} \frac{dY'^2}{dy}. \quad (20)$$

Жидкая частица массой m_p обладает инерционной силой $m_p a$, что справедливо для мелких частиц воды ($d \leq 30$ мкм), легко увлекаемых средой. Приравняв эту силу к силе сопротивления по Стоксу,

нетрудно получить значение скорости поперечного перемещения капли:

$$V_m = -\frac{1}{2} \tau \frac{dY'^2}{dy}. \quad (21)$$

Базируясь на приеме аналитического решения задачи турбулентной миграции частиц, изложенного в общем виде в классической работе Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица [12], можно получить уравнение для смещения частицы, которое содержит, кроме гармонических составляющих, непериодическую составляющую, определяющую наличие движения частиц (миграции) в направлении, противоположном знаку градиента пульсационной скорости среды. Движение частицы в газообразной среде следует за ее пульсациями с тем или иным отставанием по фазе и амплитуде, т. е. асимметрично, но с непрерывным избытком скорости в сторону меньших значений пульсационной скорости среды [12].

Рассмотрение закономерностей движения частиц можно использовать для оценки скорости миграции за счет пульсации среды. Такая оценка проведена при $\nu = 0,15 \text{ см}^2/\text{с}$ (воздух), плотности частиц $\rho_p = 1 \text{ г/см}^3$ (вода) и степени увлечения $\mu_p \approx 1$ (частицы размером не более 20 мкм) по формуле

$$V_m/V_s = 10^{-4} \bar{\mu}_p^2 U_*^3, \quad (22)$$

где V_s — скорость осаждения частиц;

U_* — скорость газа в макровихрях (динамическая скорость газа), см/с.

При скорости в энергоемких вихрях в диапазоне $0,3 \dots 3,0$ м/с для частиц воды диаметром $d < 10$ мкм $V_m/V_s = 3 \dots 3 \cdot 10^3$ [4]. Еще раз следует подчеркнуть, что это соответствует почти полному увлечению частиц, которому отвечает $\mu_p \approx 1$.

Оценочные расчеты показывают, что превышение скорости миграции V_m над скоростью осаждения V_s значительно уменьшается для частиц грубодисперсного потока воды в турбулентной воздушной среде. Так, для частиц диаметром 20 мкм эти скорости почти равны ($\sim 1,2$ см/с), а скорость осаждения частиц воды диаметром 120 мкм превосходит скорость миграции более чем в два раза ($V_s \approx 40$ см/с). Из этого становится понятным, что частицы диаметром более 100 мкм не способны обеспечить объемного пожаротушения, так как они быстро оседают.

Отметим, что вышерассмотренное явление возникает при вертикальном движении потоков. В общем случае осаждение непрерывно меняет поперечную координату мигрирующих частиц, а с ней меняется и скорость миграции.

Однако имеет место сильное расхождение теоретических значений скорости диффузионного осаждения в турбулентном потоке с опытными данными, которые демонстрируют большие скорости осажде-

ния. Турбулентная миграция частиц обладает высокой интенсивностью и не равна нулю у стенки в противоположность коэффициенту диффузии частиц. Таким образом, турбулентная миграция частиц в турбулентной среде определяет способность тонкораспыленного потока защищать ограждающие стенки, в том числе вертикальные поверхности различных предметов, от воздействия горячих газообразных продуктов горения.

Изменение концентрации частиц c^* по вертикали выражается экспоненциальной зависимостью

$$c^* = c_0 \exp - \frac{p}{S} \frac{V_t}{U_m} L, \quad (23)$$

где p, S — периметр и площадь поперечного сечения ограниченного объема;

L — расстояние от источника капель по вертикали;

V_t — средняя скорость осаждения.

С использованием аналогичного выражения в работе [7] получена зависимость для общего количества частиц, осаждающихся на стенки:

$$G = V_t S c_{cp} t, \quad (24)$$

где c_{cp} — средняя концентрация частиц по L .

При выводе выражений (22)–(24) механизм осаждения не оговаривался, поэтому они применимы для оценки количества ушедших из потока капель воды. Скорость осаждения частиц воды в общем

случае зависит от диаметра частиц, скорости и вязкости газа. Если для трубы или иного канала скорость газа определяется однозначно, то для замкнутого объема с очагом горения и потоком капель такое определение затруднено. При этом необходимо учитывать, что прямые экспериментальные данные, подтверждающие положение турбулентно-миграционной модели, отсутствуют.

Однако можно предположить, что скорость осаждения определяется исключительно скоростью макровихрей $V_t/U_* \cong 0,2$ и не зависит от размера частиц, начиная с диаметра 5 мкм и выше.

Если оценить это по порядку величин, то это заключение относится к высокочастотным пульсациям ($\omega_E \tau > 1$): для частиц воды с $d < 20$ мкм — $\omega > 10^4$ рад/с ($f = 1,6 \cdot 10^3$ Гц), с $d \sim 100$ мкм — $\omega > 10^2$ рад/с ($f = 16$ Гц). Обычно динамическая скорость газа U_* по расчетам не превосходит 4 м/с, а следовательно, скорость осаждения не превышает 0,8 м/с, что почти соответствует скорости гравитационного осаждения частиц воды размером $d \sim 200$ мкм, т. е. для грубодисперсного потока эффект турбулентно-миграционного осаждения можно не учитывать.

На практике можно использовать результаты изучения явлений при движении мелких частиц воды в турбулентном потоке, представленные в табл. 1.

Эффекты, связанные с наличием термофоретической силы, температурного градиента, а также элект-

Таблица 1. Наличие и условия существования эффектов в турбулентном потоке

Эффект	Диаметр частиц, мкм	Условия существования	Примечания
Турбулентная диффузия $D_{tp} = \mu_p^2 D_t$	$d \leq 40$	$0,1 < D_{tp}/D_t < 1$, $\mu_p^2 \geq 0,1$, $\mu_p \geq 0,31$ при $\omega = 100 \dots 1000$ рад/с	На периферии струй значение D_{tp} возрастает, а следовательно, увеличивается и предельный диаметр
Осаждение под действием силы тяжести в пульсирующем потоке $V_{st} = \frac{V_s}{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{V'}{V_s} \right)^2}$, где V_s — скорость осаждения в свободной среде; V' — пульсационная составляющая среды	$d \geq 80$	$Re_{pg} > 1$, $V' \geq V_s$	Скорость обтекания частицы $V_{pg} < 100$ м/с, $V_s = \tau g$
Эффект Магнуса, возникновение поперечной силы в случае вращения капли вокруг перпендикулярной оси	$150 > d > 50$	Градиентное течение среды (на периферии потока газов от пламени)	Сравнимо со скоростью осаждения при наличии пульсаций среды
Турбулентная поперечная миграция $\frac{V_m^{\max}}{U_s} = 1,5 \cdot 10^{-2} \mu_p^2 \frac{U_*^3}{g v}$	$d < 50$	$V_m > V_s$	$U_* \cong 30 \dots 300$ см/с
Турбулентно-миграционное осаждение $\frac{V_t}{U_*} \cong f \left(\frac{U_m}{D}, \frac{\tau U_*^2}{v} \right) \cong 0,2$, где D — гидравлический диаметр канала	$d < 200$	$\omega_E \tau > 1$	$\omega_E = U_m/D$

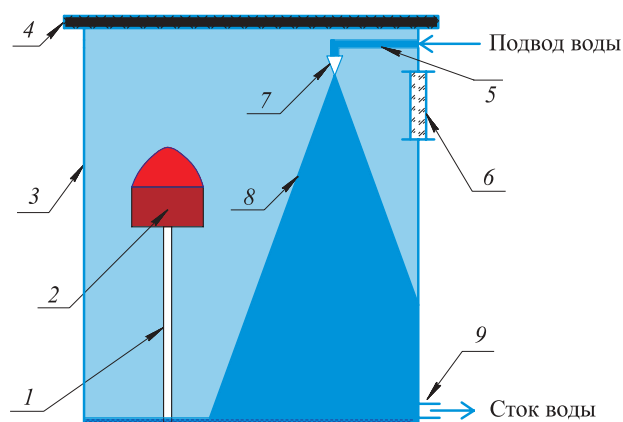


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 — подставка; 2 — модельный очаг; 3 — емкость; 4 — крышка емкости; 5 — подводный трубопровод; 6 — смотровое окно; 7 — распылитель; 8 — факел распыла распылителя; 9 — отводящий трубопровод

ризации частиц воды, существенны только для очень мелких частиц (радиус $r < 2$ мкм), поэтому они не рассматриваются.

Для исследования объемного тушения модельных очагов возгораний классов А и В была создана экспериментальная установка (рис. 2).

Установка включает в себя нержавеющий бак 3 размером $0,86 \times 0,605 \times 1,0$ м, вместимостью $0,52$ м³ и суммарной площадью поверхности $3,97$ м². В баке, снабженном крышкой 4 и имеющем подводный (5) и отводящий (9) трубопроводы, на стойке 1 размещали модельные очаги 2 возгораний классов А и В. На подводном трубопроводе устанавливали распылители 7. Визуализация экспериментального процесса осуществлялась через смотровое окно 6.

В ходе экспериментов проводилось попеременное тушение модельных очагов возгораний классов А и В распылителями объемного тушения. При этом визуально фиксировалось время тушения, по которому определялся требуемый расход воды.

В качестве модельных очагов класса В использовался круглый противень диаметром 180 мм (площадью $0,0254$ м²), в который на поверхность воды заливали 50 мл бензина. Свободное горение производилось в течение 60 с со снятой крышкой емкости. В качестве модельных очагов возгораний класса А использовался очаг из трех рядов брусков хвойных пород деревьев размером $30 \times 30 \times 150$ мм, уложенных в три слоя. Зажигание дерева осуществлялось с помощью поддонов с бензином в течение 120 с при снятой крышке емкости.

Для установления факта тушения очагов водой (а не за счет выгорания кислорода в объеме) предварительно проводились эксперименты по тушению очагов способом герметизации емкости. Так, очаг класса А после предварительного розжига в течение 120 с при снятой крышке емкости погас через

Таблица 2. Результаты испытаний по объемному тушению очагов классов А и В

Номер распылителя	$\dot{m}$, г/с	d_{32} , мкм	t_A , с	M_A , г	t_B , с	M_B , г
1	10,5	30,2	17	178	13	136,5
2	20	49,6	11	220	9	175
3	40	58,6	15	600	13	520
4	61	71,2	15	915	14	848
5	106	82,6	11	1166	9	976

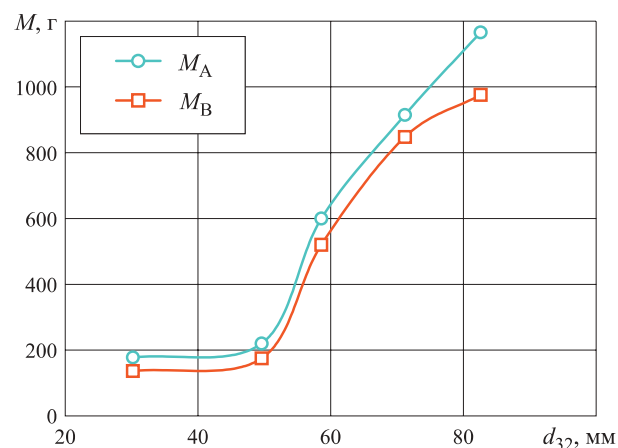


Рис. 3. Экспериментальная зависимость требуемого для тушения очагов А и В количества воды от заутеровского диаметра капель

70 с после ее закрытия, а очаг класса В после предварительного разгара в течение 60 с также при снятой крышке емкости — через 60 с.

В ходе экспериментов после свободного розжига очагов крышку емкости закрывали, проводили запуск распылителя и визуально определяли время гашения очагов класса А (t_A) и класса В (t_B). Результаты испытаний приведены в табл. 2, в которой представлены пять видов распылителей, расход воды $\dot{m}$ через распылитель при рабочем давлении, заутеровский средний диаметр d_{32} капель факела воды при рабочих характеристиках распылителя, время тушения очагов t_A и t_B и количество воды, израсходованное на тушение очага класса А — $M_A = \dot{m} t_A$ и класса В — $M_B = \dot{m} t_B$.

На рис. 3 представлена экспериментальная зависимость потребного количества воды для тушения очагов класса А и В от заутеровского среднего диаметра капель факела воды d_{32} .

Из графика видно, что при превышении заутеровского среднего диаметра капель факела воды $d_{32} = 50$ мкм резко увеличивается потребное для объемного тушения количество воды, что и было определено (см. табл. 2). Кроме того, следует заметить, что время тушения во всех экспериментах оказыва-

лось несколько больше времени установления постоянной концентрации капель в объеме.

В заключение можно отметить следующее. Рассмотрение движения мелких капель воды в турбулентной газовой среде позволяет выявить процессы, способствующие тушению очагов возгорания во всем замкнутом объеме без непосредственного воздействия потока капель из распылителя на очаг возгорания. Основными процессами при этом яв-

ляются: турбулентная диффузия, турбулентная миграция и турбулентно-миграционное осаждение, которые характерны для капель с $d_{32} \leq 50$ мкм. Проведенные экспериментальные исследования на очагах классов А и В подтвердили правомерность существования названных выше эффектов и обосновали возможность объемного пожаротушения тонкораспыленной водой при размерах капель $d_{32} = 20 \dots 90$ мкм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Душкин А. Л., Ловчинский С. Е. Взаимодействие пламени горючей жидкости с тонкораспыленной водой // Пожаровзрывобезопасность. — 2011. — Т. 20, № 11. — С. 53–55.
2. Волков Р. С., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А. Численная оценка оптимальных размеров капель воды в условиях ее распыления средствами пожаротушения в помещениях // Пожаровзрывобезопасность. — 2012. — Т. 21, № 5. — С. 74–78.
3. Иванов Е. Н. Расчет и проектирование систем противопожарной защиты. — М. : Химия, 1990. — 384 с.
4. Терехов В. И., Пахомов М. А. Теплоперенос и гидродинамика в газочапельных потоках. — Новосибирск : Изд-во НГТУ, 2009. — 284 с.
5. Guildenbecher D. R., Sojka P. E. Experimental investigation of aerodynamic fragmentation of liquid drops modified by electrostatic surface charge // Atomization and Sprays. — 2011. — Vol. 21, No. 2. — P. 139–147. DOI: 10.1615/AtomizSpr.2011003299.
6. Laufer J. The structure of turbulence in fully developed pipe flow // NACA Report 1174, 1954. — P. 417–434. URL: <http://naca.central.cranfield.ac.uk/reports/1954/naca-report-1174.pdf> (дата обращения: 10.01.2017).
7. Андриюшкин А. Ю., Пелех М. Т. Эффективность пожаротушения тонкораспыленной водой // Проблемы управления рисками в техносфере. — 2012. — Т. 21, № 1. — С. 64–69.
8. Yoshida A., Udagawa T., Momomoto Y., Naito H., Saso Y. Experimental study of suppressing effect of fine water droplets on propane/air premixed flames stabilized in the stagnation flowfield // Fire Safety Journal. — 2013. — Vol. 58. — P. 84–91. DOI: 10.1016/j.firesaf.2013.01.025.
9. Yoshida A., Kashiwa K., Hashizume S., Naito H. Inhibition of counterflow methane/air diffusion flame by water mist with varying mist diameter // Fire Safety Journal. — 2015. — Vol. 71. — P. 217–225. DOI: 10.1016/j.firesaf.2014.11.030.
10. Ryley D. J. Review: The thermodynamic and mechanical interaction of water globules and steam in the wet steam turbine // International Journal of Mechanical Sciences. — 1962. — Vol. 4, No. 5. — P. 447–462. DOI: 10.1016/s0020-7403(62)80030-7.
11. Коровина Н. В. Создание аэрозольных сред с помощью автономных распылительных устройств, их эволюция и распространение в замкнутых объемах : дис. ... канд. физ.-мат. наук / Институт проблем химико-энергетических технологий Сибирского отделения РАН. — Бийск, 2014.
12. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. — М. : Гостехиздат, 1954.

Материал поступил в редакцию 17 января 2017 г.

Для цитирования: Душкин А. Л., Ловчинский С. Е., Рязанцев Н. Н., Сегаль М. Д. Особенности пожаротушения в замкнутом объеме тонкораспыленной водой // Пожаровзрывобезопасность. — 2017. — Т. 26, № 3. — С. 60–69. DOI: 10.18322/PVB.2017.26.03.60-69.

English

ENCLOSURE FINELY-DISPERSED WATER FIRE FIGHTING FEATURES

DUSHKIN A. L., Candidate of Technical Sciences, Leading Researcher, Senior Researcher, Moscow Aviation Institute (National Research University) (Volokolamskoye Shosse, 4, Moscow, GSP-3, 125993, Russian Federation)

LOVCHINSKIY S. E., Engineer, Moscow Aviation Institute (National Research University) (Volokolamskoye Shosse, 4, Moscow, GSP-3, 125993, Russian Federation; e-mail: Lovchinskiy@inbox.ru)

RYAZANTSEV N. N., Senior Researcher, Moscow Aviation Institute (National Research University) (Volokolamskoye Shosse, 4, Moscow, GSP-3, 125993, Russian Federation; e-mail: n-r-60@mail.ru)

SEGAL M. D., Doctor of Technical Sciences, Leading Researcher, Nuclear Safety Institute of the Russian Academy of Sciences (Bolshaya Tulkaya St., 52, Moscow, 115191, Russian Federation; e-mail: nag@ibrae.ac.ru)

ABSTRACT

Enclosure fire fighting by finely-dispersed water capability without direct water droplet flow effect from a sprayer upon a fire is shown. Fire fighting requirement droplet flow investigation experience points at successful application of Zauter's diameter (volume of all droplets to their surface relation) while describing the results of experimental studies and theoretical calculations. With presence of enclosure eddy medium motion on account of ascending combustion product flow and interaction with a sprayer droplet flow in a finely-dispersed droplet ensemble there appear eddy diffusion, migration, deposition, and Magnus effect phenomena. With turbulent gas flow mode the particle deposition velocity on pipe and channel walls in most cases surpasses Brownian deposition velocity of the same particles in eddy-free motion. The above phenomena are typical of fine droplets up to 150 μm in Zauter's diameter. Droplets of 200 μm and larger diameter are not subjected to eddy gas motion effect, just depositing under force of gravity and initial impulse. A particle motion in gaseous medium follows its pulsations with this or that phase or amplitude lagging, i. e. asymmetrically, but with certain velocity excess to the side of lower magnitudes of pulsating medium velocity. Fine water droplet motion study in eddying gaseous medium allows to reveal processes facilitating fire suppression in the whole enclosure without direct water droplet flow effect from a sprayer upon a fire. The experimental studies performed on enclosure Class A and B fire suppression have demonstrated enclosure fire suppression capacity by finely-dispersed water with droplets of up to 50 μm in diameter that was predicted under theoretical consideration of fine droplets motion in eddying gas medium.

Keywords: finely-dispersed water; diffusion; migration; deposition; fire fighting.

REFERENCES

1. Dushkin A. L., Lovchinskiy S. E. Combustible liquid flame and water mist interaction. *Pozharovzryvo-bezopasnost — Fire and Explosion Safety*, 2011, vol. 20, no. 11, pp. 53–55 (in Russian).
2. Volkov R. S., Kuznetsov G. V., Strizhak P. A. Numerical estimation of optimum sizes for water drops at the conditions of its dispersion by firefighting devices at placements. *Pozharovzryvobezopasnost — Fire and Explosion Safety*, 2012, vol. 21, no. 5, pp. 74–78 (in Russian).
3. Ivanov E. N. *Fire protection system design basis*. Moscow, Khimiya Publ., 1990. 384 p. (in Russian).
4. Terekhov V. I., Pakhomov M. A. *Heat-and-mass transfer and hydrodynamics in gas-drop streams*. Novosibirsk, NSTU Publ., 2009. 284 p. (in Russian).
5. Guildenbecher D. R., Sojka P. E. Experimental investigation of aerodynamic fragmentation of liquid drops modified by electrostatic surface charge. *Atomization and Sprays*, 2011, vol. 21, no. 2, pp. 139–147. DOI: 10.1615/AtomizSpr.2011003299.
6. Laufer J. The structure of turbulence in fully developed pipe flow. *NACA Report 1174*, 1954, pp. 417–434. Available at: <http://naca.central.cranfield.ac.uk/reports/1954/naca-report-1174.pdf> (Accessed 10 January 2017).
7. Andryushkin A. Yu., Pelek M. T. Efficiency of the stewing fire by sprayed water. *Problemy upravleniya riskami v tekhnosfere (Problems of Technosphere Risk Management)*, 2012, vol. 21, no. 1, pp. 64–69 (in Russian).
8. Yoshida A., Udagawa T., Momomoto Y., Naito H., Saso Y. Experimental study of suppressing effect of fine water droplets on propane/air premixed flames stabilized in the stagnation flowfield. *Fire Safety Journal*, 2013, vol. 58, pp. 84–91. DOI: 10.1016/j.firesaf.2013.01.025.

9. Yoshida A., Kashiwa K., Hashizume S., Naito H. Inhibition of counterflow methane/air diffusion flame by water mist with varying mist diameter. *Fire Safety Journal*, 2015, vol. 71, pp. 217–225. DOI: 10.1016/j.firesaf.2014.11.030.
10. Ryley D. J. Review: The thermodynamic and mechanical interaction of water globules and steam in the wet steam turbine. *International Journal of Mechanical Sciences*, 1962, vol. 4, no. 5, pp. 447–462. DOI: 10.1016/s0020-7403(62)80030-7.
11. Korovina N. V. *Aerosol media development by means of independent spray devices, their evolution and propagation in closed volumes*. Cand. phys. and math. sci. diss. Biysk, 2014 (in Russian).
12. Landau L. D., Lifshits E. M. *Solid media mechanics*. Moscow, Gostechisdat, 1954 (in Russian).

For citation: Dushkin A. L., Lovchinskiy S. E., Ryazantsev N. N., Segal M. D. Enclosure finely-dispersed water fire fighting features. *Pozharovzryvobezopasnost — Fire and Explosion Safety*, 2017, vol. 26, no. 3, pp. 60–69. DOI: 10.18322/PVB.2017.26.03.60-69.

**Евдокимов В. И.,
Поташев Д. А.,
Коробейникова Е. Г.**

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАЗВИТИЯ И ПРЕКРАЩЕНИЯ ГОРЕНИЯ: Аннотированный указатель отечественных патентов на изобретения (1994–2015 гг.) /

Всерос. центр экстрен. и радиац. медицины им. А. М. Никифорова МЧС России,
С.-Петерб. ун-т Гос. противопожар. службы МЧС России.
— СПб. : Политехника сервис, 2016. — 189 с.

**ISBN 978-5-906841-72-8.
Тираж 100 экз.**



Представлены библиографические записи и рефераты 495 отечественных патентов на изобретения по физико-химическим основам развития и прекращения горения, зарегистрированных в Федеральной службе по интеллектуальной собственности Российской Федерации (Роспатент) в 1994–2015 гг. Объектом поиска изобретений явилась электронная база данных Федерального института промышленной собственности Роспатента (<http://www1.fips.ru>). Патенты в указателе расположены по тематическим рубрикам. Библиографическая запись приведена по ГОСТ 7.1–2003. Вспомогательный аппарат: нумерационный указатель.