

*М.В. Кустов, адъюнкт, УГЗУ,  
А.Я. Шаршанов, к. ф.-м. н., доцент, УГЗУ,  
В.Д. Калугин, д. х. н., профессор, УГЗУ*

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДРОБЛЕНИЯ КАПЛИ ОГNETУШАЩЕЙ ЭМУЛЬСИИ В ЗОНЕ ГОРЕНИЯ**

На основе материального и энергетического балансов получена математическая модель процесса дробления капли огнетушащей эмульсии в среде высоких температур. Установлена неравномерность прогрева капли по объёму. Установлена верхняя временная граница дробления капли при определённых физико-химических параметрах и оптимальном химическом составе.

**Постановка проблемы.** Одним из основных путей повышения эффективности тушения пожаров огнетушащими жидкими системами является обеспечение мелкодисперсного потока жидкости с помощью технических средств тушения (пожарные стволы специальной конфигурации, мощные насосы и др.). Однако этот метод имеет ряд недостатков: низкая дальность подачи, коагуляция капель во время полёта и др. В этой связи одной из проблем, подлежащей разрешению, является проблема, связанная с обеспечением необходимой дисперсности потока непосредственно в зоне горения.

**Анализ последних достижений и публикаций.** Диспергирование огнетушащей жидкости в зоне горения достигается за счёт вскипания пропеллента в эмульсии на основе воды [1-3]. На сегодняшний день уже детально изучены и оптимизированы физико-химические свойства огнетушащих эмульсий [4]. В работе [5] оптимизирован химический состав огнетушащей эмульсии и экспериментально подтверждена её высокая эффективность при тушении пожаров. Однако важной характеристикой эмульсии, которая существенно влияет на диспергирование системы в тепловом поле, является их дисперсность. Вопросы оптимизации дисперсности для случая водотопливной эмульсии рассмотрены в работах [6-9], однако в этих работах акцент сделан на вопросе зарождения паровой фазы и практически не рассматривается процесс разрыва капли. Поэтому теоретическое рассмотрение вопроса разрыва капли огнетушащей эмульсии в тепловом потоке представляет собой новую, перспективную задачу исследований.

**Постановка задачи и её решение.** Целью работы является математическое описание поведения капли огнетушащей эмульсии в

зоне горения (объёме пламени) с целью последующей оптимизации состава и гидродинамических параметров эмульсии.

Для установления времени распада огнетушащих эмульсий в зоне горения под действием высокой температуры и последующего вскипания дисперсной фазы, рассмотрим вопрос устойчивости исходной капли эмульсии в высокотемпературной среде. Исходная капля эмульсии имеет две фазы: дисперсионная среда, в нашем случае представлена водой, и дисперсная фаза – легкокипящая жидкость (пропелент) с температурой кипения  $40\text{ }^{\circ}\text{C}$  (рис. 1).

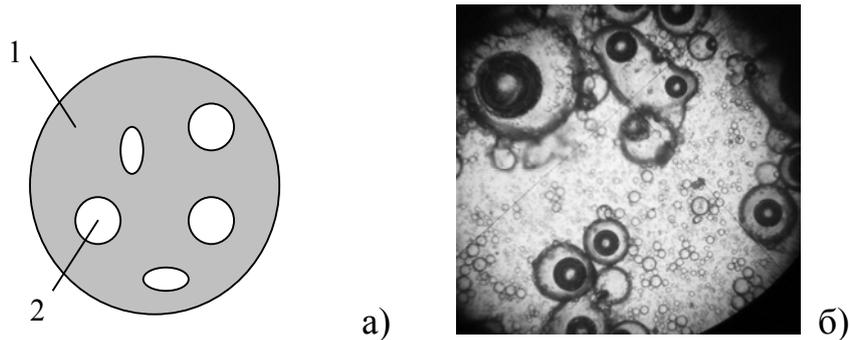


Рисунок 1 – а) схема капли эмульсии: 1 - дисперсионная среда ( $\text{H}_2\text{O}$ ); 2 – дисперсная фаза ( $\text{C}_x\text{H}_y\text{F}_z$ ); б) фото капли эмульсии на подложке

Критерием развала капли нами выбрано: время соединения двух соседних полостей газовой фазы, которая образуется вследствие испарения микрокапель вещества дисперсной фазы.

В процессе пролёта капли через перегретую среду тепло передаётся через дисперсионную среду (воду) к дисперсной фазе, за счёт чего последняя начинает испаряться. В результате этого вокруг капли дисперсной фазы образуется паровая прослойка, состоящая из паров пропелента и паров воды (рис. 2).

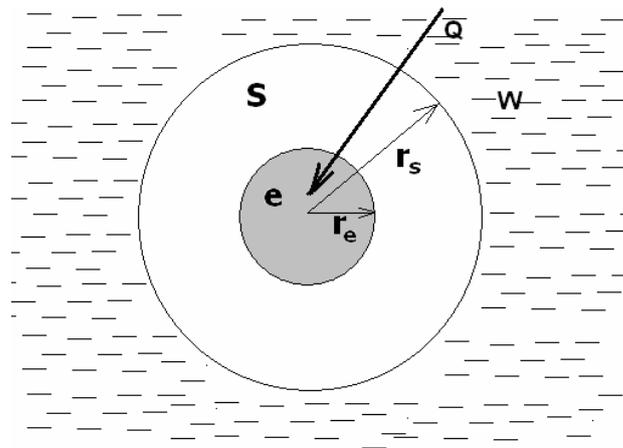


Рисунок 2 – Схематическое изображение процесса испарения пропелента:  $Q$  – направление потока тепла;  $r_e$  – радиус капли пропелента;  $r_s$  – радиус газового пузыря

Для решения задачи установления времени распада капли эмульсии в зоне горения используем уравнения материального и энергетического баланса. Вследствие того, что инерционность системы достаточно мала, процесс роста парового пузыря можно рассматривать как механически равновесный изобарный ( $P=\text{const}$ ), и уравнение движения заменить уравнением состояния паровой фазы:

$$(V_s - V_e) \cdot P_s = \left( \frac{m_{es}}{\mu_e} + \frac{m_{ws}}{\mu_w} \right) \cdot R_0 \cdot \bar{T}_s, \quad (1)$$

где  $V_s$  – объём газового пузыря,  $\text{м}^3$ ;  $V_e$  – объём жидкой капли пропелента;  $P_s = P_{\text{вн}}$  – давление газовой фазы, которое, при пренебрежении поверхностными явлениями, совпадает с внешним давлением окружающей среды, Па;  $m_{es}$  – масса пара вещества дисперсной фазы (пропелента), кг;  $\mu_e$  – молярная масса пропелента, кг/кмоль;  $m_{ws}$  – масса пара воды, кг;  $\mu_w$  – молярная масса воды, кг/кмоль;  $R_0$  – универсальная газовая постоянная,  $R_0 = 8314$  Дж/(кмоль К);  $\bar{T}_s$  – средняя температура пара, К:  $\bar{T}_s = \left( \frac{1}{V_s} \int \frac{dV}{T_s} \right)^{-1}$ .

В результате замены уравнения движения на уравнение состояния мы определяем не точное время распада капли, а его верхнюю границу, которая превышает реальное время распада капли.

Вклад поверхностного натяжения в процесс роста газовой фазы можно не учитывать вследствие того, что учёт коэффициента поверхностного натяжения даёт поправку порядка  $10^2$  Па, а парциальные давления паров воды и пропелента порядка  $10^5$  Па. Такое игнорирование поверхностного натяжения даёт допустимую погрешность до 10%.

Условие механического равновесия означает постоянство суммы парциальных давлений паров воды  $P_w(r)$  и пропелента  $P_e(r)$  в пределах газового пузыря

$$P_e(r) + P_w(r) = P_0. \quad (2)$$

Отметим, что вблизи поверхности капли пропелента (при  $r=r_e$ )  $P_e(r_e) = P_{es}(T_e)$ , где  $P_{es}(T_e)$  представляет собой давление насыщенного пара пропелента при температуре капли пропелента  $T_e$ . На границе парового пузыря с водой (при  $r=r_s$ )  $P_w(r_s) = P_{ws}(T_w)$ , где  $P_{ws}(T_w)$  представляет собой давление насыщенного пара воды при температуре воды  $T_w$ . При достижении теплового равновесия уравнение (2) принимает вид:  $P_{es}(T) + P_{ws}(T) = P_0$ , который показывает, что при фикси-

рованном внешнем давлении  $P_0$  пропелент в эмульсии закипает при более низкой температуре  $T$ , чем в свободном состоянии. Как показали расчёты, в нашем случае эта сдвигка величины температуры вскипания составляет 1,5 К.

При решении задачи установления времени распада огнетушащей эмульсии рассматриваются три системы: 1) капля пропелента внутри газового пузыря, 2) газовый пузырь от испарения пропелента и воды в водяной капле, 3) водяная капля, вмещающая пузырьки газа горячей внешней газовой среды.

Малые размеры частиц жидкой фазы пропелента позволяют описывать каплю пропелента единой температурой  $T_e$ , которая удовлетворяет выведенному нами уравнению соотношения энергетического баланса:

$$m_e \cdot c_e \cdot \frac{dT_e}{d\tau} = 4\pi \cdot r_e^2 \cdot \left[ -\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial r} + j_{es} \cdot \Delta H_e \right]_{r=r_e}, \quad (3)$$

где  $m_e$  - масса капли пропелента, кг;  $c_e$  - теплоемкость жидкого пропелента, Дж/(кг К);  $\lambda_s$  - коэффициент теплопроводности паровой смеси пузыря, Вт/(м К);  $j_{es}$  - плотность потока массы пара газовой фазы пропелента, кг/(м<sup>2</sup> с);  $\Delta H_e$  - удельная теплота парообразования пропелента, Дж/кг.

Уменьшение массы капли пропелента описывается соотношением баланса:

$$\frac{dm_e}{d\tau} = -\frac{dm_{es}}{d\tau} = -4\pi \cdot r_e^2 \cdot j_{es}(r_e). \quad (4)$$

Передача тепла через паровой пузырь описывается в квазистационарном приближении. При этом незначительность изменения энергии паров пузыря, связанная с ростом их температуры  $\bar{T}_s$ , по сравнению с переносимыми тепловыми потоками приводит к однородности (независимости от  $r$ ) кондуктивной составляющей теплового потока

$$Q_\lambda = -4\pi \cdot r^2 \cdot \lambda_s \frac{\partial T_s(r)}{\partial r} = \text{const}.$$

Решая последнее уравнение в предположении сферической симметрии расположения капли пропелента в паровом пузыре, получаем соотношение

$$Q_{\lambda} = -4\pi \cdot r_e \cdot r_s \cdot \lambda_s \frac{T_w - T_e}{r_s - r_e}. \quad (5)$$

Баланс паров воды в пузырьке описывается уравнением

$$\frac{dm_{ws}}{d\tau} = -\frac{dm_w}{d\tau} = -4\pi \cdot r_s^2 \cdot j_{ws}(r_s). \quad (6)$$

где  $dm_w$  - уменьшение массы водяной капли, связанное с испарением ее в соответствующий пузырек за время  $d\tau$ ;  $j_{ws}$  - плотность потока массы водяного пара, кг/(м<sup>2</sup> с).

Для решения уравнений (3), (4) и (6) необходимо определять потоки компонентов  $j_{es}$  и  $j_{ws}$ . В рассматриваемом приближении смеси идеальных газов, при условии пренебрежения эффектами термодиффузии, равны

$$j_{es}(r) = \frac{\mu_e \cdot P_0}{R_0 \cdot T_s(r)} \left[ -D_s \cdot \frac{\partial P_e(r)}{\partial r} + W(r) \cdot \frac{P_e(r)}{P_0} \right], \quad (7)$$

$$j_{ws}(r) = \frac{\mu_w \cdot P_0}{R_0 \cdot T_s(r)} \left[ -D_s \cdot \frac{\partial P_w(r)}{\partial r} + W(r) \cdot \frac{P_w(r)}{P_0} \right],$$

где  $D_s(T_s)$  - коэффициент взаимной диффузии паров пропелента и воды, м<sup>2</sup>/с;  $W$  - общая скорость потока пара в пузырьке, м/с.

Используя данные выражения (7), соотношение (2), условия отсутствия потоков пропелента на границе с водой ( $j_{es}(r_s) = 0$ ) и водяного пара на границе с жидким пропелентом ( $j_{ws}(r_e) = 0$ ) и насыщенности паров на соответствующих границах ( $P_e(r_e) = P_{es}(T_e)$  и  $P_w(r_s) = P_{ws}(T_w)$ ), разлагая зависимости  $P_e(r)$  и  $P_w(r)$  в степенной ряд по  $r$ , в первом приближении получим искомые соотношения:

$$j_{es}(r_e) = \frac{\mu_e \cdot P_0}{R_0 \cdot T_e} \cdot \frac{D_s(T_e)}{r_s - r_e} \cdot \frac{P_{es}(T_e) + P_{ws}(T_w) - P_0}{P_0 - P_{es}(T_e)}, \quad (8)$$

$$j_{ws}(r_s) = -\frac{\mu_w \cdot P_0}{R_0 \cdot T_w} \cdot \frac{D_s(T_w)}{r_s - r_e} \cdot \frac{P_{es}(T_e) + P_{ws}(T_w) - P_0}{P_0 - P_{ws}(T_w)}.$$

При описании нагревания водяной капли в горячей газовой среде существенным является то обстоятельство, что характерное время прогрева водяной капли (при ее размерах порядка 1 мм) пре-

вышает характерное время роста содержащихся в капле паровых пузырьков. Это вызывает необходимость учитывать неоднородность температурного поля воды, поскольку прогревание капли происходит послойно от поверхности. С учётом сказанного зависимость температуры дисперсионной фазы (воды)  $T_w(R, \tau)$  от расстояния  $R$  от центра капли удовлетворяет уравнению нестационарной теплопроводности с источниками (стоками)

$$\rho_w \cdot k_w \cdot c_w \cdot \frac{\partial T_w}{\partial \tau} = \frac{1}{R^2} \cdot \frac{\partial}{\partial R} \left( \lambda_{em} \cdot R^2 \cdot \frac{\partial T_w}{\partial R} \right) - n \cdot \left( Q_\lambda - 4\pi \cdot r_s^2 \cdot j_{ws}(r_s) \cdot \Delta H_w \right), \quad (9)$$

где  $\rho_w$  - плотность воды, кг/м<sup>3</sup>;  $k_w(R)$ - объемная доля воды в эмульсии;  $c_w$  - удельная теплоемкость воды, Дж/(кг К);  $\lambda_{em}(R)$  - коэффициент теплопроводности эмульсии, Вт/(м К);  $n(R)$  - плотность числа паровых пузырьков, м<sup>-3</sup>;  $\Delta H_w$  - удельная теплота парообразования воды, Дж/кг.

Коэффициент теплопроводности эмульсии зависит от степени раздутия пузырьков пара. В первом приближении эта зависимость учитывается соотношением:  $\lambda_{em} = \lambda_w \cdot k_w$ , в котором символом  $\lambda_w$  обозначен коэффициент теплопроводности воды, Вт/(м К).

Объемная доля воды в эмульсии простым образом связана с плотностью числа паровых пузырьков:

$$k_w = 1 - n \cdot V_s. \quad (10)$$

Граничным условием к уравнению (8) является задание вида зависимости потока тепла  $Q_d$  между газовой средой и поверхностью водяной капли, Вт:

$$Q_d = 2\pi \cdot R_d \cdot Nu \cdot \lambda_f \cdot (T_f - T_w(R_d)) - J_{w.out} \cdot \Delta H_w. \quad (11)$$

Здесь  $R_d$  - радиус капли эмульсии, м;  $Nu$  - число Нуссельта процесса конвективной теплоотдачи;  $\lambda_f$  - коэффициент теплопроводности внешней газовой среды, Вт/(м К);  $T_f$  - температура в объеме газовой среды, К;  $J_{w.out}$  - поток массы водяного пара с поверхности капли во внешнее пространство, кг/с:

$$J_{w.out} = 2\pi \cdot R_d \cdot Nu_D \cdot D_w(\bar{T}_f) \cdot \frac{\mu_w \cdot P_0}{R_0 \cdot \bar{T}_f} \cdot \ln \left( \frac{P_0 - P_{w,\infty}}{P_0 - P_{ws}(T_w(R_d))} \right), \quad (12)$$

---

---

где  $Nu_D$  - диффузионное число Нуссельта процесса конвективного переноса водяного пара (обычно  $Nu_D \approx Nu$ );  $D_w$  - коэффициент диффузии водяного пара в газовой среде,  $m^2/c$ ;  $\bar{T}_f$  - средняя температура прикапельного диффузионного слоя, К;  $P_{w,\infty}$  - парциальное давление водяного пара вдали от капли, Па.

Число Нуссельта процесса конвективной теплоотдачи в реализуемой ситуации вынужденной конвекции зависит от критерия Рейнольдса. Типичная явная зависимость  $Nu$  от физических величин имеет вид:

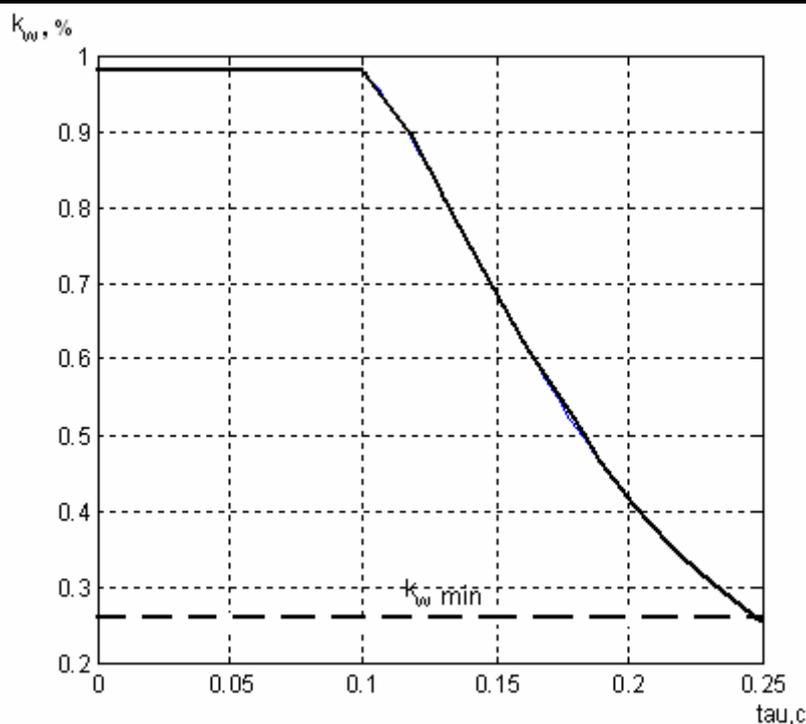
$$Nu = 0.62 \cdot \sqrt{\frac{W_f \cdot 2R_d}{\nu_f}}, \quad (13)$$

где  $W_f$  - скорость движения капли относительно газовой среды, м/с;  $\nu_f$  - коэффициент кинематической вязкости газовой среды,  $m^2/c$ .

Приведенную систему уравнений (1)-(13) решали численно с использованием среды математических расчётов MatLab. При этом каплю изначально разбивали на сферические слои с малым (по сравнению с временем роста паровых пузырей) характерным временем прогрева. Источником прогрева являлся нагрев поверхностного слоя тепловым потоком в соответствии с (11). Объемы слоев росли по мере роста находящихся в них паровых пузырьков, число которых в пределах слоя сохранялось. Каждый слой характеризовался единой, изменяющейся во времени температурой  $T_w$ . Рост пузырьков начинался только с момента достижения слоев температуры кипения пропелента в эмульсии. При расчетах принималось, что вода между слоями не перетекает. Часть ее испаряется в объем пузырьков, большая часть которых заполнялась пропелентом в газовой фазе. Вода покидала эмульсию только с поверхностного слоя (в соответствии с соотношением (12)).

Модельный расчет показал, что рост температуры капли эмульсии, а также дальнейшее образование паровых пузырьков, идет от поверхности капли.

Поскольку мы предполагаем, что развал капли начинается с момента пересечения разросшихся пузырьков, то для подтверждения этого контролировали уменьшение величины объемной доли воды в эмульсии  $k_w$  в поверхностном слое капли. Установлено, что ее минимальный уровень равен 0,26 (достигается только в случае соответствующей плотной решетки упаковки из центров парообразования). Графическое изображение зависимости объёмной доли воды в эмульсии от времени представлено на рис. 3



**Рисунок 3 – Изменение объемной доли воды  $k_w$  в эмульсии с течением времени  $\tau$**

Расчётами по данным эксперимента установлено, что типичным временем достижения условия развала для капли диаметром 1 мм при начальной температуре  $20^{\circ}\text{C}$ , начальном  $k_w = 0,98$  и температуре внешней среды  $500^{\circ}\text{C}$  стало 0,25 с. При этом внешний слой достиг температуры  $55^{\circ}\text{C}$ , а середина капли еще не закипела. До температуры вскипания  $38,7^{\circ}\text{C}$  внешний слой нагревался 0,1 с.

**Выводы.** Получена математическая модель процесса испарения пропелента в капле эмульсии и последующего разрыва капли в горячем тепловом потоке. Результаты расчётов позволили определить время разрыва капли огнетушащей эмульсии, она составляет  $\approx 0,25-0,30$  с. Полученная модель позволила оптимизировать дисперсность огнетушащей эмульсии. С помощью представленной в работе математической модели возможна более эффективная дальнейшая разработка новых эффективных огнетушащих составов на основе эмульсий пропелента в воде.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Панин Е.Н., Ройко В.М., Козлов В.А. Огнетушащая способность эмульсии воды с низкокипящей водонерастворимой добавкой // Пожаротушение: Сб. науч. тр. - М.: ВНИИПО, 1983. - С. 112-117.
2. Слепченко В.Ф., Жартовский В.М. Огнетушащий состав, вскипающий в очаге пожара // Тезисы докладов II Международной

---

науч.-практ. конф. [Чрезвычайные ситуации: предупреждение и ликвидация]. - Минск, 2003. – С. 330-332.

3. Пат. 2209645 Российская Федерация, МПК А62D1/08, Огнегасящий состав. / Васильев В.А. - № 2001109703/12, заявл. 11.04.2001; опубл. 10.04.2003, Бюл. 11.

4. М.В. Кустов, В.Д. Калугин Поведение эмульсий с легкокипящей дисперсной фазой в условиях высоких температур // Проблемы надзвичайних ситуацій. – Харків: УЦЗУ, 2008. – Вип.. 8. – С. 108-114.

5. М.В. Кустов, В.Д. Калугин Исследование огнетушащей эффективности эмульсий на основе воды с добавками электролитов // Системи обробки інформації. – Харків: ХУПС, 2008. – Вип. 7 (74). – С. 154 – 158.

6. Исаков А.Я. О механизмах фазовых превращений в каплях водотопливной эмульсии // Научный журнал КубГАУ [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2006. – №05(21). – Шифр Информрегистра: 0420600012\0093. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2006/05/pdf/23.pdf>.

7. Исаков А.Я. Некоторые особенности микровзрыва капли водотопливной эмульсии // Физика горения и взрыва. 1985. - №1. - С. 125 – 126.

8. Исаков А.Я., Дёминов В.И. Физическая модель процессов, предшествующих воспламенению капель водотопливной эмульсии // Физика горения и взрыва. 1996. - №6. - С. 15 – 20.

9. Исаков А.Я. Моделирование микровзрыва капель водотопливной эмульсии // Известия вузов, технические науки. 2004. - Вып. 4. - С. 94 – 97.

nuczu.edu.ua

Статья поступила в редакцию 18.03.2009 г.