

РАЗВИТИЕ СФЕРИЧЕСКОГО ОЧАГА ГОРЕНИЯ В ЖИДКОСТИ

А. В. Тютяев, А. П. Амосов
(Куйбышев)

В работах [1, 2] исследован процесс расширения горячей полости в неограниченном объеме и тонком слое жидкой реакционноспособной системы. При этом предполагалось, что скорость горения жидкости много меньше скорости расширения полости под действием давления газообразных продуктов. Однако для сильновязких веществ и для малых очагов горения в системах с умеренной вязкостью скорость горения может быть сравнима или даже больше скорости расширения полости.

В настоящей работе с учетом отмеченного обстоятельства проведен теоретический анализ развития горения в сферическом пузырьке. В соответствии с методом, изложенным в [3, 4], вязкость жидкости учтем в граничном условии по давлению. Радиальное движение идеальной несжимаемой жидкости описывается уравнениями Эйлера и неразрывности в сферической системе координат

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial r} + 2 \frac{v}{r} = 0, \quad (2)$$

где v — скорость жидкости; r — радиус; p — давление; ρ_0 — плотность жидкости; t — время. Из (2) получаем скорость жидкости на границе пузырька радиусом R

$$v = v_R R^2 / r^2. \quad (3)$$

Подставив (3) в (1) и проинтегрировав по радиусу от R до ∞ , получим уравнение движения границы пузырька

$$\rho_0 \left(R \frac{dv_R}{dt} + v_R \frac{dR}{dt} - \frac{v_R^2}{2} \right) = p_R - p_\infty, \quad (4)$$

где p_R, p_∞ — давление в жидкости на границе пузырька и на бесконечности (в общем случае может зависеть от времени). Скорость жидкости на поверхности v_R связана с изменением радиуса полости и скоростью горения жидкости u соотношением

$$\frac{dR}{dt} = v_R + u, \quad (5)$$

причем $\rho_0 u = B p^v$.

Запишем уравнение сохранения импульсов на поверхности горячей сферы [4]

$$-p_R + \sigma_{rr} + \frac{1}{S} \frac{dm}{dt} v_R = -p_g + \frac{1}{S} \frac{dm}{dt} v_g + \frac{2\sigma}{R}. \quad (6)$$

Здесь S — площадь поверхности пузырька; m — масса газа в пузырьке; v_g, v_R — скорости газа и жидкости на поверхности; σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости; p_R, p_g — давление в жидкости и в газе на границе пузырька;

$$\sigma_{rr} = -4\eta v_R / R \quad (7)$$

— радиальная компонента тензора вязких напряжений в жидкости [4]; η — динамическая вязкость жидкости.

Уравнение сохранения массы для горячей сферической полости имеет вид [1]

$$\frac{dm}{dt} = \rho_0 u S. \quad (8)$$

С учетом (7), (8) из выражения (6) найдем давление в жидкости на поверхности пузырька, считая $v_g = 0$,

$$p_R = p_g - 2\sigma/R - 4\eta/R \cdot v_R + \rho_0 u v_R. \quad (9)$$

В дальнейшем индексы R и g опускаем. Подставляя (5) и (9) в (4), получим уравнение движения сферической полости с учетом скорости горения жидкости

$$R \frac{dv}{dt} + \frac{3}{2} v^2 + uv = \frac{p - p_\infty}{\rho_0} - \frac{2\sigma}{R\rho_0} - \frac{4\eta}{\rho_0 R} v. \quad (10)$$

Параметры газа в пузырьке изменяются в соответствии с уравнениями состояния и сохранения энергии [1]

$$\begin{aligned} pV &= m/\mu \cdot R_g T, \\ \frac{d}{dt} (c_v m T) &= S c_p T_0 \rho_0 u - p \frac{dV}{dt}, \end{aligned} \quad (11)$$

где V — объем пузырька; T — средняя по объему температура газа; T_0 — температура горения жидкости при постоянном давлении; c_v , c_p — теплоемкости газа при постоянных объеме и давлении; μ — средняя молекулярная масса продуктов сгорания; R_g — универсальная газовая постоянная.

В безразмерных переменных $x = R/R_0$, $y = v\sqrt{\rho_0/p_\infty}$, $\tau = t/R_0\sqrt{\rho_0/p_\infty}$, $q = p/p_\infty$, $\Theta = T/T_0$ уравнения (5), (8), (10), (11) запишутся следующим образом:

$$\frac{dx}{d\tau} = y + \frac{\xi x}{3} q^v, \quad (12)$$

$$x \frac{dy}{d\tau} + \frac{3}{2} y^2 + \frac{\xi x}{3} q^v y = q - 1 - \beta \frac{y}{x} - \frac{\zeta}{x}, \quad (13)$$

$$x \frac{dq}{d\tau} = \kappa q^v - 3q\gamma \left(y + \frac{\xi x}{3} q^v \right), \quad (14)$$

$$x \frac{d\Theta}{d\tau} = \kappa q^{v-1} \Theta (\gamma - \Theta) - 3(\gamma - 1) \Theta \left(y + \frac{\xi x}{3} q^v \right). \quad (15)$$

Начальные условия:

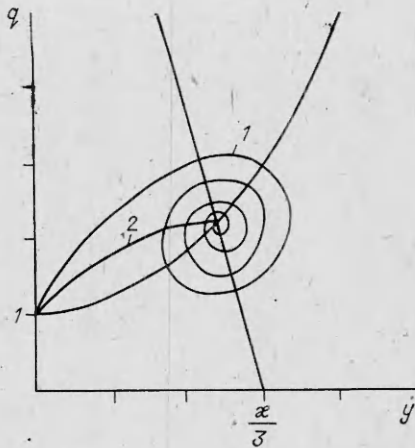
$$\tau = 0: x = 1, q = 1, y = 0, \Theta = 1. \quad (16)$$

При записи уравнений использованы безразмерные параметры: $\gamma = c_p/c_v$, $\zeta = 2\sigma/(R_0 p_\infty)$, $\xi = \rho^0/\rho_0$, ρ^0 — начальная плотность продуктов горения, $\beta = 4\eta/R_0\sqrt{\rho_0/p_\infty}$ — величина, обратная числу Рейнольдса, $\kappa = 3R_g T_0 V \rho_\infty^{v-1.5} \rho_0^{0.5} \mu^{-1}$ — отношение характерного времени сжатия (или расширения) $t_c = R_0\sqrt{\rho_0/p_\infty}$ к времени наполнения пузырька продуктами горения $t_n = \rho^0 R_0 / 3\rho_0 u$. Произведение $\xi x/3$ представляет собой отношение характерной скорости горения к скорости расширения пузырька. Система уравнений (12) — (15) вместе с начальными условиями (16) описывает движение границы пузырька и горение жидкости на его стенке.

Рассмотрим случай идеальной жидкости без поверхностного натяжения ($\beta = 0$, $\zeta = 0$). В соответствии с [1] разделим (14) на уравнение (13):

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dq}{dy} = \frac{\kappa q^v - 3q \left(y + \frac{\xi x}{3} q^v \right)}{q - 1 - \frac{\xi x}{3} q^v y - \frac{3}{2} y^2} = \frac{Q(q, y)}{Z(q, y)}. \quad (17)$$

Выражение (17) можно проанализировать в плоскости q, y . В точках пересечения кривых $Q = 0$, $Z = 0$ существуют особые точки уравнения (18). Например, для $v = 1$ имеется одна особая точка, соответствующая



физически реальной ситуации $\xi \leq 1$. Координаты этой точки можно найти, решая систему

$$\begin{aligned} \kappa - 3\left(y_* + \frac{\xi\kappa}{3} q_*\right) &= 0, \\ q_* - 1 - \frac{\xi\kappa}{3} q_* y_* - \frac{3}{2} y_*^2 &= 0. \end{aligned}$$

Вид особой точки зависит от параметров ξ и κ . Если

$$\begin{aligned} F &= -y_* \left(\frac{42}{\xi\kappa} + \frac{34}{3} \kappa \right) + \\ &+ \frac{14}{\xi} + \frac{4}{9} \kappa^2 - 26 < 0, \end{aligned}$$

то решение принадлежит устойчивому фокусу (интегральная кривая 1, см. рисунок), если $F > 0$, то особая точка — устойчивый узел (интегральная кривая 2).

Численное интегрирование системы (12)–(16) при $\gamma = 1,3$, $\zeta = 10^{-3}$, $\xi = 10^{-3}$ и $\nu = 1 \div 2$ показало, что для $y > \xi\kappa q^v/3$ значения y_* , q_* достигаются после нескольких колебаний, а при $y < \xi\kappa q^v/3$ — в отсутствие колебаний. Некоторые варианты расчетов приведены в таблице. Данный результат отличается от работы [1], где при возрастании параметра κ наблюдалось повышение давления в пузырьке и скорости жидкости до бесконечности, что интерпретировалось как взрыв. Напротив, в настоящей работе повышение давления приводит к увеличению скорости горения жидкости, а не скорости движения.

ν	κ	β	q_*	y_*	ν	κ	β	q_*	y_*
1,0	10	1	17,3	3,28	1,0	10^2	0	574	14,2
1,2	10	1	90,1	7,46	1,2	10^2	0	946	7,02
1,4	10	1	708	13,4	1,4	10^2	0	996	1,88
1,6	10	1	978	4,65	1,6	10^2	0	10^3	0,47
1,8	10	1	999	1,19	1,8	10^2	0	10^3	0,12
2,0	10	1	10^3	0,3	2,0	10^2	0	10^3	0,06
1,0	10	10^2	17,5	3,28	1,0	1	10	1,19	0,33
1,2	10	10^2	90,3	7,47	1,2	1	10	1,19	0,35
1,4	10	10^2	709	13,4	1,4	1	10	1,21	0,36
1,6	10	10^2	978	4,65	1,6	1	10	1,25	0,43
1,8	10	10^2	999	1,19	1,8	1	10	854	10,8
2,0	10	10^2	10^3	0,30	2,0	1	10	991	3,00

Решая систему (12), (14) при $\kappa \gg 1$, когда расширение несущественно, можно показать, что давление и скорость горения стремятся к большим, но конечным значениям $q = 1/3$ и $\frac{dx}{dt} = \frac{\xi}{3\xi^v}$, где $\tau = t/t_*$.

Как видно из таблицы, при $\kappa \geq 1$ давление q_* становится тем больше, чем больше показатель степени ν . Кроме того, при $\kappa \geq 1$, т. е. $t_0 \geq t_*$, изменение вязкости не отражается на параметрах горения и движения жидкости. Наоборот, увеличение вязкости (параметра β) при $\kappa < 1$ уменьшает амплитуду колебаний границы пузырька, хотя давление становится несколько большим ($q_* \simeq 1$), чем для идеальной жидкости ($\beta = 0$).

Повышение давления и соответствующее увеличение скорости горения до своих предельных значений можно интерпретировать, по-видимому, как возникновение взрыва. Давления порядка ρ_0/ρ^0 приведут к появлению зоны повышенного давления в жидкости вблизи границы очага и ее распространению. Колебания же границы очага могут быть причиной волн сжатия и разрежения в жидкости.

Поступила в редакцию 4/IV 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. Марголин. ФГВ, 1979, 15, 3.
2. А. В. Дубовик, Т. В. Рыбанина. ФГВ, 1979, 13, 3.
3. Р. И. Нигматулин. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
4. Л. И. Седов. Механика сплошной среды. Т. 2. М.: Наука, 1973.

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУР И ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ СРЕДЫ ВОКРУГ ГОРЯЩЕЙ УГЛЕРОДНОЙ ЧАСТИЦЫ

В. И. Букацкий, О. А. Косых, М. Ю. Свердлов
(Барнаул)

При распространении мощного лазерного излучения в аэрозольной среде, состоящей из углеродных частиц типа сажи, дыма, каменного угля и т. д., находящихся в холодном воздухе, при достижении определенных критических параметров происходит воспламенение и горение аэрозоля. В окрестности горячей частицы существенно изменяются термодинамические и оптические параметры окружающей среды. В ряде задач теории горения (например, в задачах распространения пламени в горючих аэрозолях) интерес представляет знание полей температуры вокруг горящих частиц. Использование однозначной зависимости между показателем преломления среды и ее температурой позволяет также находить конкретное решение оптических задач переноса излучения в дисперсной среде с тепловыми ореолами вокруг частиц.

В работе с помощью голографического метода экспериментально изучена динамика поля показателей преломления (температур) воздушной среды вокруг одиночных углеродных частиц в процессе действия излучения CO_2 -лазера типа ЛГ-25. Результаты экспериментальных исследований температуры поверхности горячей углеродной частицы, а также расчеты полей показателя преломления вокруг частицы, находящейся под действием мощного лазерного излучения, представлены в [1, 2].

Исследования проводили на голографической установке типа УИГ-1м методом двойной экспозиции. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Частицу (рис. 1, 9) помещали на торцевую часть тонкой кварцевой нити и подвергали воздействию излучения CO_2 -лазера с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм и фиксированной плотностью мощности $I \sim 10^3$ Вт/см² (мощность излучения ~ 30 Вт). Направление распространения лазерного луча совпадало с осью нити, расположенной вертикально, что позволило реализовать случай осесимметричного объекта [3]. Для лучшей визуализации частицы перед голограммой устанавливали объектив 8 с фокусным расстоянием 5 см. Для предотвращения засветки от горячей частицы использовали светофильтр типа КС-11. Голографическую установку запускали с помощью системы синхронизации, которая позволяла регистрировать процесс в различные моменты времени от начала воздействия излучения. В данной работе получены интерферограммы от горячей частицы соответственно через 0,3, 0,9 и 1,2 с после начала воздействия.

Рис. 1. Блок-схема установки.

1 — источник когерентного излучения (рубиновый лазер); 2, 4, 12 — зеркала; 3 — светоделитель; 5, 11 — расширители; 6 — голограмма; 7 — светофильтр КС-11; 8 — объектив; 9 — объект; 10 — диффузор.

