

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
2. В. Г. Абрамов, Д. А. Ваганов, И. Г. Самойленко. Докл. АН СССР, 1975, 224, и.
3. В. Г. Абрамов, Д. А. Ваганов, И. Г. Самойленко. ФГВ. 1977, 13, 1.
4. J. W. Nunziato, I. E. Kennedy, D. E. Amos. Comb. and Flame, 1977, 29, 3.
5. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. М.—Л., ГЭИ, 1954.

О ВЛИЯНИИ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ НА ПРЕДЕЛЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

Э. А. Штессель

(Черноголовка)

В последние годы накопилось достаточное количество данных, указывающих на сильное влияние гравитационной естественной конвекции на пределы распространения пламени [1—5]. Ярким тому доказательством является существенная разница в концентрационных пределах распространения пламени сверху вниз и снизу вверх.

Разработанная в [4] конвективная модель погасания летучих ВВ в поле массивных сил с успехом применена в работе [5] для объяснения гашения околопредельных смесей газов при распространении пламени сверху вниз. Однако результаты работ [4, 5] применимы лишь для достаточно длинных труб. Вместе с тем эксперименты по изучению пределов распространения пламени часто проводятся в вертикальных трубах с закрытым верхним торцом либо в закрытых сверху кубических полостях достаточно большого объема. Ясно, что при этом как закономерности распространения пламени, так и механизм влияния естественной конвекции на процесс горения будут отличаться от случая бесконечной открытой трубы. Поэтому представляет интерес проанализировать влияние естественной конвекции на распространение пламени сверху вниз от закрытого конца вертикальной трубы.

При распространении пламени от закрытого конца продукты сгорания неподвижны, а фронт распространяется по движущемуся перед ним газу. В целом процесс возникновения и развития конвекции в этом случае можно представить следующим образом. В начальный момент времени, когда фронт пламени находится в непосредственной близости у торца, продукты горения, не успев еще охладиться, имеют температуру, практически равную температуре горения. По мере перемещения фронта горения вниз продукты горения начинают охлаждаться. Причем вначале существенными при $x \ll d$ (рис. 1) будут теплотери в торец, а затем при $x \sim d$ и теплопотери через боковую поверхность трубы. Очевидно, что профили температур в продуктах горения будут непрерывно меняться, а значит, и интенсивность естественной конвекции, определяемая распределением температуры в продуктах горения. По мере охлаждения конвекция вначале возникает

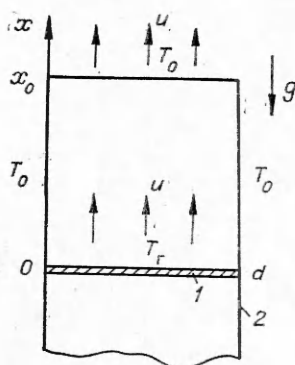


Рис. 1. Схема модели горения.
1 — фронт горения; 2 — труба.

в слое, ширина которого соответствует пределу конвективной неустойчивости [6]. Затем (при $x \leq d$) конвекция охватит некоторую область от торца до фронта пламени, причем ее интенсивность будет возрастать по мере удаления пламени от торца трубы. Если пламя не погаснет за счет увеличивающихся во времени теплопотерь, то при $x \gg d$ верхние слои продуктов горения успевают полностью охладиться. Конвективное движение в этом случае не будет их охватывать, а сосредоточится в области существенных градиентов температур. Таким образом, при $x \gg d$ область продуктов горения, охваченная конвективным движением, будет перемещаться вместе с фронтом горения вниз, что имеет место в трубе бесконечной длины.

Необходимым условием возникновения конвекции является наличие градиента плотности, направленного против ускорения силы тяжести [6]. При этом в горизонтальных слоях жидкости или газа существуют некоторые критические значения градиента температуры, выше которых отсутствие конвективного движения уже невозможно.

Для оценки критических условий возникновения конвекции найдем распределение температуры в продуктах горения. Рассмотрим трубу диаметром d , закрытую с верхнего конца. Поскольку теплоемкость стенок трубы значительно больше теплоемкости газа, температуру стенок трубы можно считать постоянной и равной T_0 . Введем среднюю по сечению трубы температуру T . Аналогично [4] в системе координат, связанной с фронтом горения (см. рис. 1), эта температура определяется из уравнения

$$Pe \cdot d\theta/d\xi = d^2\theta/d\xi^2 - 4Nu\theta. \quad (1)$$

Граничные условия имеют вид

$$\begin{aligned} \xi=0, \quad \theta=1; \\ \xi=\xi_0, \quad \theta=0. \end{aligned}$$

Здесь $Pe = ud/a$ — число Пекле; $Nu = \alpha d/\lambda$ — число Нуссельта; $\xi_0 = ut/d = x_0/d = PeFo$; $Fo = at/d^2$ — число Фурье; t — время; u — скорость горения, т. е. скорость, с которой торец поднимается относительно фронта пламени; T_r — температура горения; a — коэффициент температуропроводности; λ — коэффициент теплопроводности продуктов горения; α — коэффициент теплоотдачи через боковую поверхность трубы. Следует иметь в виду, что Nu соответствует течению газа, нестabilизированного как в тепловом, так и в гидродинамическом отношении.

Обобщая данные Кроуссольда по охлаждению нагретого газа, движущегося в трубах [7], можно получить, что

$$Nu \cong 3,65 + 0,86 (Pe/\xi_0)^{1/3}. \quad (2)$$

Область стабилизации потока определяется неравенством $Pe/\xi_0 < 20$. Решение уравнения (1) имеет вид

$$\theta = \frac{\exp(k_1\xi_0 + k_2\xi) - \exp(k_1\xi + k_2\xi_0)}{\exp k_1\xi_0 - \exp k_2\xi_0}, \quad (3)$$

где

$$k_{1,2} = Pe/2 \pm \sqrt{Pe^2/4 + 4Nu}. \quad (4)$$

При распространении пламени околопредельных смесей [1, 2] $u \sim 5 \div 10$ см/с. Если принять $d \sim 5 \div 100$ см, то $Pe \sim 25 \div 10^3$. Для указанных значений $Pe \gg 1$ $16Nu/Pe^2 < 1$, т. е. $k_1 \cong Pe + 4Nu/Pe$, $k_2 = -4Nu/Pe$. Анализ уравнения (3) показывает, что у верхней поверхности трубы образуется температурный пограничный слой, толщина которого зави-

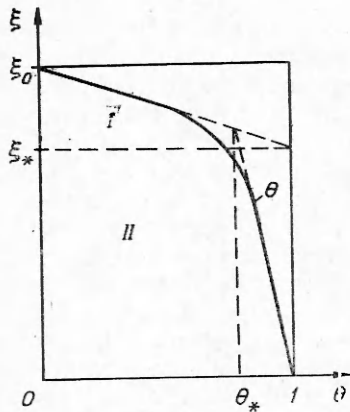


Рис. 2. Качественное распределение температуры в начальные моменты времени.

I — области больших градиентов температуры; *II* — область, прилегающая к фронту пламени.

сит от k_1 и k_2 . Это позволяет формально разбить весь профиль температуры на две области, схематически изображенные на рис. 2. Точное решение задачи о конвективной неустойчивости с профилем (3) при переменной толщине слоя сопряжено со значительными трудностями и вряд ли необходимо. В то же время разделение профиля на области позволяет достаточно просто произвести оценку условий возникновения конвекции в каждой из температурных областей в отдельности. Способ разделения профиля на области ясен из рис. 2.

Легко показать, что толщина теплового пограничного слоя у торца трубы

$$\xi_0 - \xi_1 = \frac{\exp k_1 \xi_0 [1 - \exp (k_2 - k_1) \xi_0]}{(k_1 + k_2) \exp (k_1 + k_2) \xi_0}.$$

Поскольку $|k_1| \gg |k_2|$, то при $k_1 \xi_0 \gg 1$ $\xi_0 - \xi_1 \sim 1/k_1$. Таким образом, достаточно, чтобы пламя прошло расстояние большее $1/k_1$, чтобы ширина теплового пограничного слоя практически не зависела от положения фронта пламени.

Считая, что весь перепад температур происходит в области *I*, можно определить критическое значение числа Рэлея (\overline{Ra}_*^I) для этой области. Действительно, для области *I* [6] (свободная — твердые границы слоя)

$$\overline{Ra}_*^I = \frac{g \beta \Delta T}{\nu \alpha} d^3 (\xi_0 - \xi_1)^3 = Ra_*^I (\xi_0 - \xi_1)^3 \simeq 1200.$$

Считая $k_1 \xi_0 \gg 1$, получим

$$Ra_*^I \simeq 1,2 \cdot 10^3 \left(Pe + \frac{8Nu}{Pe} \right)^3 \exp \left(- \frac{12Nu \xi_0}{Pe} \right),$$

т. е. $Ra_*^I \sim Pe^3$. Это означает, что в области *I* наличие перемещения фронта сильно затрудняет условия возникновения конвекции. Пренебрегая боковыми потерями, что справедливо, так как $\xi_0 - \xi_1 \ll \xi_0$, получаем,

$$Ra_*^I \approx 1,2 \cdot 10^3 Pe^3. \quad (5)$$

Из (5) следует, что при нормальном ускорении силы тяжести, критические условия сводятся к выражению $u/a \leq 1$. Последнее означает, что в этой области конвекция может возникнуть лишь при скоростях горения, меньших 1 см/с, что обычно не реализуется. Тем самым, для реальных значений Pe уравнение (5) не выполняется.

Рассмотрим условия возникновения конвекции в области *II*;

$$Ra_*^{II} = Ra_*^{II} \xi_1^c (1 - \Theta_*) = 648. \quad (6)$$

Разлагая (3) в ряд в окрестности точки $\xi = 0$, можно легко определить для нее

Θ_* и ξ_* , которые после подстановки в выражение (6) позволяют получить условия возникновения конвекции в виде

$$Ra_*^{II} = \frac{648k_1^4}{\xi_0^4(k_1 - k_2)^4} \cdot \frac{1}{[k_1 \exp(k_2 - k_1)\xi_0 - k_2]}. \quad (7)$$

В (7) использовано условие $\xi_0 > 1/Pe$. Практически

$$Ra_*^{II} \approx \frac{648 Pe}{4\xi_0^4 Nu}. \quad (8)$$

Ra_*^{II} — быстро падающая функция от ξ_0 , и при достаточно большом ξ_0 критические условия возникновения конвекции могут быть достигнуты. Например, если $d \sim 10$ см и $u \sim 5$ см/с, уже при $\xi_0 \approx 0,1$ (8) будет выполнено.

Условие (8) является лишь необходимым условием влияния конвекции на процесс распространения пламени. Известно, что для развития конвекции (при $Ra > Ra_*$) требуется определенное время — период индукции [8]. Вместе с тем пламя может распространяться настолько быстро, что конвекция может не успеть развиться за характерное время процесса.

Введем параметр σ , равный отношению характерного времени распространения пламени к времени развития конвекции,

$$\sigma = t_n/t_k, \quad (9)$$

где t_n — характерное время распространения пламени; t_k — период индукции конвекции [8]. Считая, что выражение для t_k , приведенное в [8], справедливо при $Pr \approx 1$, получим

$$t_k \approx 70d^2/aRa^{2/3}, \quad t_n = x/d, \quad \sigma = \xi_0/70 \cdot Ra^{2/3}/Pe. \quad (10)$$

При $\sigma < 1$ конвекция не успевает развиться за время, необходимое пламени для прохождения определенного расстояния, при $\sigma > 1$ конвекция будет успевать развиваться и тем самым влиять на скорость распространения пламени. Равенство σ единице является достаточным условием влияния конвекции на процесс горения (при $Ra \gg Ra_*$). Это условие позволяет также определить соотношение между предельными параметрами. Например, при $g = 9,81$ м/с² предельное расстояние $\xi_n^* \approx 0,7 \cdot u/d$. Аналогично [4], проанализируем теперь закономерность горения в условиях развитой конвекции. Для этого используем подход Я. Б. Зельдовича [9]. Запишем баланс тепла в зоне реакции при наличии теплопотерь

$$c\rho u_a(T_a - T_0) = c\rho u(T_r - T_0) + \frac{4\alpha(T_r - T_0)a}{ua} + \alpha_1(T_r - T_0). \quad (11)$$

Здесь T_a — адиабатическая температура горения; α_1 — эффективный коэффициент теплоотдачи при наличии конвекции; c — теплоемкость газа; ρ — плотность.

Уравнение (11) записано в предположении отсутствия теплопотерь излучением. Его легко преобразовать в вид

$$\frac{Pe}{Pe_a} = \exp \left[-b \left(\frac{4Nu}{Pe^2} + \frac{Nu_1}{Pe} \right) \right], \quad (12)$$

где $Nu_1 = \alpha_1 d/\lambda$; $b = E/2RT_a^2 \cdot Q/c$; Q — тепловой эффект реакции; критерий Нуссельта определяется выражением (2). Величина Nu зависит

от интенсивности конвекции и имеет вид [10]

$$\frac{Nu_1}{Nu_0} = 1 + \frac{A Ra_0^{4/3}}{Ra_0 + B}, \quad (13)$$

где $A=0,07$; $B=1,1 \cdot 10^4$; Nu_0 — число Нуссельта без учета конвекции; $Ra_0 = \frac{g \hat{\rho} \Delta T}{\nu a} x_*^3$; x_* — расстояние, на котором сосредоточен основной перепад температур. Число Ra определено через диаметр трубы при $Ra_0 = Ra \xi_*^3$; $Ra = \frac{g \hat{\rho} \Delta T}{\nu a} d^3$.

Для интенсивной конвекции из (13) можно получить

$$Nu_1 = Nu_0 A Ra^{1/3} \xi_*.$$

Выражение для Nu_0 может быть получено из (3) с учетом условия $4Nu/Pe^2 < 1$

$$Nu_0 = - \left. \frac{d\Theta}{d\xi} \right|_{\xi=0} = \frac{-k_2 + k_1 \exp(k_2 - k_1) \xi_0}{1 - \exp(k_2 - k_1) \xi_0}. \quad (14)$$

При $\xi_0 > 1/Pe$ $Nu_0 = 4Nu/Pe$. Тогда $Nu_1 = 4ANu/Pe \cdot Ra^{1/3} \xi_*$. Величину ξ_* можно определить, воспользовавшись уравнением (3). Профиль температур будет установившимся, т. е. независимым от расстояния, которое прошло пламя, при условии $k_2 \xi_0 \gg 1$. Это неравенство приводит (3) к виду

$$\Theta = \exp k_2 \xi.$$

При достаточном удалении от торца (или интенсивных боковых теплопотерях) основное падение температур сосредоточено на расстоянии $\xi_* \sim 1/k_2$. Если $k_2 \xi_0 < 1$, падение температур происходит на расстоянии $\xi_* \sim \xi_0$. Отсюда следует

$$\xi_* = \xi_0 / (k_2 \xi_0 + 1). \quad (15)$$

Таким образом, по мере распространения пламени вначале выполняются условия для возникновения конвекции. Это происходит на некотором расстоянии фронта пламени от торца, определяемом из (8). Затем при $\xi_0 < 1/k_2$ конвекция охватывает всю область продуктов горения высотой ξ_0 . При дальнейшем удалении пламени от закрытого торца ($\xi_0 > 1/k_2$) газ полностью остывает в верхней части трубы за счет теплопотерь и конвекция не проникает в эту полость. Все конвективное движение сосредоточено в некотором слое $\sim 1/k_2$ и перемещается вместе с фронтом горения при $\sigma > 1$. Следует подчеркнуть, что условие $k_2 \xi_0 > 1$ ($\xi_0 > Pe/4Nu$) практически совпадает с условием тепловой и гидродинамической стабилизации потока нагретого газа, распространяющегося в холодной трубе со скоростью пламени ($\xi_0 > Pe/20$ [10]).

Подставляя выражения для Nu , Nu_1 и ξ_* в (12), учитывая, что $\xi_0 = PeFo$, получим уравнение, описывающее зависимость скорости горения от интенсивности конвекции

$$\frac{Pe}{Pe_u} = \exp \left[-b \left(\frac{4Nu}{Pe^2} + \frac{4NuARa^{1/3}Fo}{Pe(4NuFo+1)} \right) \right]. \quad (16)$$

Из (16) следует также закон, по которому скорость пламени уменьшается во времени. В начальные моменты времени ($Fo < 1/4Nu$) скорость горения падает экспоненциально, а затем ($Fo > 1/4Nu$) достигает своего предельного значения. Для $Pe \sim 50 \div 100$ стационарная скорость пламени практически достигается при $\xi_0 > 5$.

Из (16) легко определить условие потухания пламени [11]

$$Pe_* = \frac{2bANuFoRa^{1/3}}{4NuFo+1} + \left[\frac{4b^2A^2Nu^2Fo^2Ra^{2/3}}{(4NuFo+1)^2} + 8bNu \right]^{1/2}.$$

Таким образом, значение предельной скорости горения зависит от времени, что связано с зависимостью интенсивности конвекции от времени. В предельном случае определяющей роли естественно-конвективных теплопотерь получим

$$Pe_* = 4bANuFoRa^{1/3}/(4NuFo+1). \quad (17)$$

При достаточно больших временах это выражение совпадает с получением скорости горения для бесконечной трубки [4, 5].

Проанализируем зависимость предельной скорости горения от диаметра и давления. В области неустановившегося движения ($\xi_0 < Pe/4Nu$)

$$u_* \sim 1/dp^{4/3+n}. \quad (18)$$

В области стационарного распространения пламени ($\xi_0 > Pe/4Nu$)

$$u_* \sim 1/p^{1/3+n}. \quad (19)$$

В этой области предельная скорость распространения пламени не зависит от диаметра. В выражениях (18) и (19) n — показатель зависимости нормальной скорости горения от давления.

В заключение отметим, что в данной работе рассматривалось влияние лишь тепловой гравитационной конвекции. Вместе с тем в ряде случаев на скорость распространения пламени может влиять и концентрационная конвекция, связанная с разностью плотностей исходной смеси и продуктов реакции. Последняя должна быть наиболее существенной при рассмотрении горения на богатом пределе.

Поступила в редакцию
25/IV 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М., «Мир», 1968.
2. L. A. Lovachev, V. S. Babkin a. o. Comb. and Flame, 1973, 20, 259.
3. А. Н. Баратов.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
4. Э. А. Штессель, А. Г. Мержанов и др. ФГВ, 1973, 9, 6.
5. В. С. Бабкин, А. М. Бадалян, В. В. Никулин.— В сб.: Горение гетерогенных и газовых систем. Черноголовка, 1977.
6. Г. З. Гершуни, Е. М. Жуховицкий. Конвективная неустойчивость несжимаемой жидкости. М., «Наука», 1972.
7. Э. Р. Экерт, Р. М. Дрейк. Теория тепло- и массообмена. М., Госэнергоиздат, 1961.
8. А. Г. Мержанов, Э. А. Штессель. Докл. АН СССР, 1970, 191, 4.
9. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ. 1941, 11, 159.
10. Г. Гребер, С. Эрк, У. Григуль. Основы учения о теплообмене. М., ИЛ, 1958.
11. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.