

В случае кипения воды, как уже говорилось, размеры пузырей значительно больше, а их расселение по поверхности нагрева реже. Поэтому процесс укрупнения пузырей затягивается и происходит не так интенсивно, как при кипении спиртов. Кроме того, для образования новых пузырей с размерами, близкими к 5 мм, необходимо слияние значительно меньшего числа первообразных пузырей (при кипении воды диаметр первообразных пузырей достигает 2.5—3.0 мм), т. е. быстрее осуществляется переход в пульсационную область движения.

В силу этих причин воздействие изменения скорости всплытия пузырей в значительной мере ослаблено, и φ при кипении воды растет монотонно. Накопление пара в граничном слое совершается медленно, без флуктуаций и не приводит к образованию «горба» на кривой $\varphi = f(w'')$.

При барботаже различных жидкостей через пористую пластину, в том числе и воды, кривые $\varphi = f(w'')$ качественно полностью аналогичны кривой, характерной для кипения спиртов. Объясняется это тем, что вдувание газа во все жидкости производилось через одну и ту же пористую пластину. В этом случае отрывной диаметр пузыря определяется [2].

$$R_0 = \left(\frac{3\sigma R_1}{2(\gamma' - \gamma'')} \right)^{1/3} \quad (5)$$

т. е. влияние сил поверхностного натяжения здесь гораздо слабее и пропорционально $\sigma^{1/3}$ (процесс барботажа протекает без фазовых превращений).

Из опытов было установлено, что на микропорах применявшейся пластины средние размеры возникавших пузырей для разных жидкостей колебались в пределах 0.2—1.5 мм. Опыты также показали, что отношение n/F при барботаже растет с нагрузкой несколько быстрее, чем даже при кипении спиртов (фиг. 1).

Определяющее влияние размеров первообразных пузырей видно также при рассмотрении опытных данных по барботажу через дырчатые листы. В этих случаях, как правило, употребляются дырчатые листы с отверстиями не менее 2 мм. Отрывной диаметр пузырей, образующихся на таких отверстиях, оказывается настолько большим, что слияние только двух пузырей может оказаться достаточным для образования укрупненного пузыря размерами более 5 мм. Поэтому кривые $\varphi = f(w'')$ при барботаже через дырчатые листы изменяются плавно. Уменьшение размеров отверстия в дырчатом листе приводит к появлению на этой кривой максимума или «горба».

Об этом свидетельствуют данные работы [3], в которой было установлено, что, начиная с отверстий, равных 0.5 мм и меньше, кривые $\varphi = f(w'')$ обретают характерный «горб».

Поступила 15 IX 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Маленков И. Г. Критические явления в процессах барботажа и кипения. ПМТФ, 1963, № 6.
2. Кутателадзе С. С., Стрыкович М. А. Гидравлика двухфазных систем. Госэнергоиздат, 1958.
3. Wallis G. B. Some hydrodynamic aspects of two-phase flow and boiling. International developments in heat transfer, part II, 1961.
4. Sims G. E., Aktürk V., Evans-Zutterodt K. — Simulation of pool boiling transfer by gas injection at the interface. Internat. J. Heat and Mass Transfer, 1963, vol. 6, No 3.
5. Zuber N. Nucleate boiling. The region of isolated bubbles and the similarity with natural convection. — Internat. J. Heat and Mass Transfer, 1963, vol. 6, No 1.
6. Zuber N. Problem gidrodinamic diffusion in two-phase flow. Докл. на Всесоюз. конф. по тепломассообмену. Минск, 1964.

КРИТЕРИАЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ ГЕОМЕТРИИ ПЛАМЕНИ ГОМОГЕННОЙ СМЕСИ

В. К. Баяв (Новосибирск)

Анализ процесса горения и обобщения экспериментального материала по распространению пламени в различных топочных устройствах при использовании теории подобия значительно облегчил бы использование накопленного на практике материала при проектировании и отработке топочных устройств.

Несмотря на сложность процесса горения, исключающую возможность полного его моделирования, в большинстве случаев можно использовать ограниченное число критериев подобия для достаточно точного, с точки зрения практики, описания отдельных сторон процесса горения. Примером этому служат обобщения данных по срыву и проскоку — крайним случаям распространения пламени [1-3] и др.

Д. Б. Сполдинг показал, что критерии подобия и даже (при больших числах Пекле N_{Pe}) вид критериальной зависимости для этих случаев могут быть получены из анализа уравнения энергии [2].

Очевидно, что и для промежуточных, по отношению к срыву и проскоку, случаев критерии подобия могут быть получены тем же путем.

1. Критерии подобия процесса горения. Проведем анализ уравнения энергии

$$(a_T + a) \frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} - u \frac{\partial T}{\partial x_i} + \Phi = 0 \quad (1.1)$$

В соответствии с размерностью членов этого уравнения член, учитывающий наличие источников тепла, должен представлять собой повышение температуры в данной точке пространства в результате химической реакции за единицу времени.

Если время реакции τ_p , а прирост температуры в результате полного сгорания ($T_1 - T_0$), то

$$\Phi \sim \frac{T_1 - T_0}{\tau_p}, \quad \text{или} \quad \Phi = A \frac{T_1 - T_0}{a} u_n^2 \left(\tau_p \sim \frac{a}{u_n^2}, \quad A = \text{const} \right)$$

Здесь τ_p — время реакции, a — коэффициент температуропроводности [$\text{м}^2/\text{сек}$], коэффициент турбулентного обмена $a_T = u'\lambda$.

Тогда уравнение (1.1) можно записать в безразмерном виде следующим образом:

$$\left(\frac{u'\lambda}{u_0 d} + \frac{1}{N_{Pe}} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial X_i^2} - U \frac{\partial \psi}{\partial X_i} + A \frac{u_n^2 d}{u_0 a} = 0 \quad (1.2)$$

$$X_i = \frac{x}{d}, \quad U = \frac{u}{u_0}, \quad \psi = \frac{T - T_0}{T_1 - T_0}, \quad \frac{u'\lambda}{u_0 d} = \varepsilon \Lambda$$

Произведение степени турбулентности ε на относительный масштаб турбулентности λ для данной геометрической системы можно считать постоянным.

Поэтому в общем случае при $\psi = \text{const}$

$$X_i = f(N_{Pe}, B, \varepsilon \Lambda) \quad \left(B = \frac{u_0 a}{u_n^2 d} \right) \quad (1.3)$$

При больших числах Пекле молекулярным обменом можно пренебречь. В этом случае имеем

$$X_i = f(B, \varepsilon \Lambda) \quad (1.4)$$

Причем, если речь идет об обобщении данных, полученных на одной и той же установке, B является единственным обобщающим критерием.

Если же параметры турбулентности изменяются, например, путем постановки турбулизирующих решеток, то в этом случае должна быть справедлива зависимость (1.4).

Аналогичным образом в общем случае

$$\psi = f(N_{Pe}, B, \varepsilon \Lambda) \quad (1.5)$$

а при больших числах Пекле

$$\psi = f(B, \varepsilon \Lambda) \quad (1.6)$$

Таким образом, для описания пламени гомогенной смеси в данной геометрической системе достаточно двух, а развитом турбулентном потоке — одного критерия, так как изменение параметров турбулентности можно считать следствием изменения геометрии. Ввиду того что при горении сильно изменяется температура, пренебрежение изменением коэффициента температуропроводности может привести к большим погрешностям.

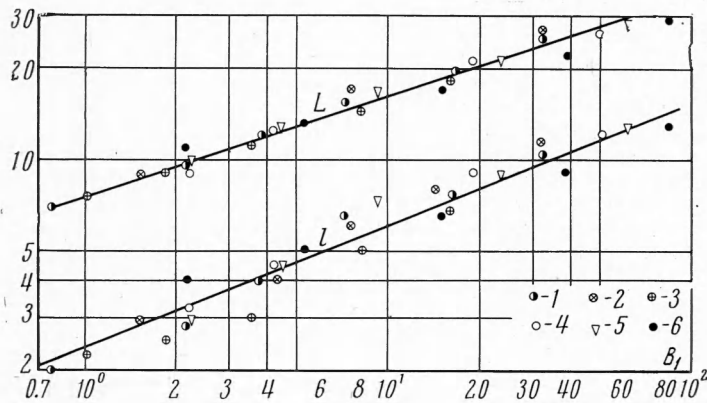
Так как коэффициент температуропроводности $a = a_0 (T / T_0)^{1.8}$, то, принимая в качестве определяющей среднеарифметическую температуру, получаем

$$a = a_0 \left(\frac{\theta_0 + 1}{2} \right)^{1.8}$$

Здесь $\theta_0 = T_1 / T_0$, поэтому определяющие параметры удобно брать при начальной температуре смеси, в качестве критериев примем

$$N_{Pe1} = \frac{N_{Pe0}}{(\theta_0 + 1)^{1.8}}, \quad B_1 = B_0 (\theta_0 + 1)^{1.8} \left(N_{Pe0} = \frac{u_0 d}{a_0}, \quad B_0 = \frac{u_0 a_0}{u_n^2 d} \right)$$

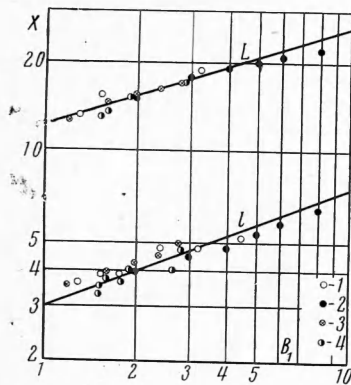
Сжигание гомогенной смеси обычно организуется таким образом, что смесь истекает в объем, заполненный продуктами сгорания. Струи могут иметь различную форму поперечного сечения и быть по-разному ориентированы по отношению к направлению течения основного потока.



Фиг. 1. Длина пламени в туннельной горелке по данным В. И. Андреева [4]; топливо — городской газ; для $\alpha = 1.1$, $T_0 = 20-600^\circ \text{C}$; точки 1 — $u = 50$, 2 — $u = 100$, 3 — $u = 25 \text{ м/сек}$; для $T_0 = 20-600^\circ \text{C}$; $u_0 = 50 \text{ м/сек}$; точки 4 — $\alpha = 1.2$, 5 — $\alpha = 1.3$, 6 — $\alpha = 1.4$

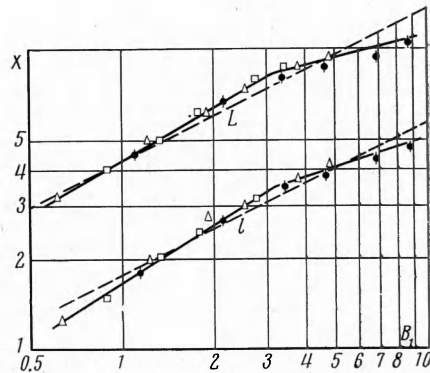
Относительные размеры струи и объема, в который она истекает, форма и направление струи являются геометрическими факторами. Эти факторы влияют на вид зависимостей (1.3) — (1.6).

Поэтому, как указывалось выше, эти зависимости в конкретном своем выражении справедливы лишь для геометрически подобных систем.



Фиг. 2

Фиг. 2. Длина пламени в прямоочной камере сгорания. Экспериментальные данные [4]. Топливо — бензин. Точки 1 $\alpha = 1.4$, $T_0 = 200-400^\circ \text{C}$, $u_0 = 90-65 \text{ м/сек}$; 2 — $\alpha = 1.4$, $T_0 = 200^\circ \text{C}$, $u_0 = 40-160 \text{ м/сек}$; 3 — $\alpha = 1.4$, $T_0 = 400^\circ \text{C}$, $u_0 = 60-140 \text{ м/сек}$; 4 — $\alpha = 1.1-1.7$, $T_0 = 400^\circ \text{C}$, $u_0 = 96 \text{ м/сек}$



Фиг. 3

Фиг. 3. Длина пламени при горении смеси городского газа с воздухом по данным Л. С. Козаченко $T_0 = \text{const}$, $u_0 = 3.1-24 \text{ м/сек}$; точки для концентрации газа: 1 — 7%; 2 — 8%, 3 — 9%

Для заданной геометрической системы (типа топочного устройства) наибольший практический интерес представляет длина пламени, измеренная от устья струи до точки с заданной полнотой сгорания.

Обычно интересуют расстояния до точек, где $\psi = 0$ и $\psi = 1$.

Первому случаю соответствует длина «холодной» части пламени l , второму — полная длина пламени L . Знание зависимости для полной длины пламени особенно важно, так как по ней обычно выбирается продольный размер топочного устройства.

2. Экспериментальные данные по длине пламени для различных систем. 1. Экспериментальные данные В. И. Андреева [4] получены на туннельной горелке с диаметром кратера 18 мм и диаметром туннеля ~ 50 мм.

Исследования проводились на городском газе, основной составляющей которого является метан. Поэтому при обработке данных В. И. Андреева значения нормальных скоростей принимались по экспериментальным данным, полученным для метано-воздушных смесей [5].

Результаты обработки приведены на фиг. 1, значения L и l принимались по кривым выгорания.

2. Экспериментальные данные [6] по длине пламени в прямооточной камере сгорания с V-образными стабилизаторами приведены на фиг. 2. Поперечный размер стабилизатора составлял 40 мм, расстояние между стабилизаторами $d = 40$ мм. Топливо—бензин. Значения нормальных скоростей принимались по данным Н. Н. Иноземцева, приведенным там же.

Длина холодной части l рассчитывалась по формуле $l = 1/2 \operatorname{tg} \varphi$, где φ — средний угол наклона передней границы пламени к направлению потока.

Полная длина принималась как сумма $L = l + l_*$, где l_* — протяженность зоны горения от точки с $\psi = 0$ до точки $\psi = 0.9$ по оси струи.

Результаты обработки приведены на фиг. 2.

3. Данные Л. С. Козаченко¹, полученные при сжигании смесей городского газа с воздухом открытым факелом, приведены на фиг. 3.

Струя имела квадратное сечение (40 × 40 мм). На выходе из насадка с двух сторон она была ограничена стенками, а с двух других — производилось зажигание водородным пламенем. Значения нормальных скоростей принимались такими же, как в п. 1.

4. На той же установке Л. С. Козаченко проведены опыты с бензино-воздушными смесями. Результаты обработки приведены на фиг. 4 (кривые 1).

Кривые 2 и 3 относятся к случаям, когда турбулентность струи изменялась путем постановки турбулизирующих решеток с диаметрами стержней 2 и 5 мм соответственно.

Значения нормальных скоростей принимались из той же работы.

В опытах Л. С. Козаченко длины пламени определялись путем обработки тепловых фотографий «разреза» пламени.

Из рассмотрения фиг. 1—4 можно сделать следующие выводы.

а) Экспериментальные данные по длине пламени, определяемым как расстояние от устья струи до точки на оси струи с заданной полнотой сгорания, удовлетворительно обобщаются при помощи критерия

$$B_1 = \frac{u_0 a_0}{u_n^2 d} (\theta_0 + 1)^{1.8}$$

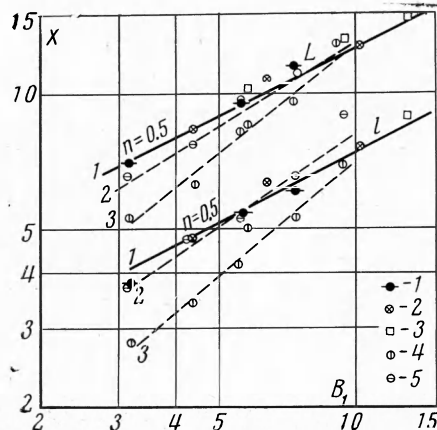
Критериальная зависимость имеет вид

$$X = c B_1^n \quad (2.1)$$

б) Значения коэффициента c и показатели степени n в (2.1) зависят от геометрии системы, в которой происходит сгорание.

в) Значения показателя степени n для данной геометрии системы несколько различны для различных ψ .

г) Количественное сопоставление зависимостей типа (2.1) для длины пламени возможно только при одинаковом способе ее определения или наличии уверенности в том, что расстояния определяются до точек с одинаковым значением ψ .



Фиг. 4. Длина пламени при горении бензино-воздушных смесей по данным Л. С. Козаченко $T_0 = \text{const}$, $u_0 = 33-76$ м/сек, 1 — $\alpha = 0.8$, 2 — $\alpha = 1.0$, 3 — $\alpha = 1.2$, 4 — турбулизатор $d = 2$ мм, 5 — турбулизатор $d = 5$ мм

При помощи выражения типа (2.1) можно проследить влияние различных режимных параметров на длину пламени.

В качестве иллюстрации рассмотрим влияние давления на длину пламени. Очевидно, что при прочих равных условиях $B_1 \sim p^{2k-1}$. Так как $a \sim p^{-1}$, $u_n \sim p^{-k}$, то

$$L \sim p^{(2k-1)n} \quad (2.2)$$

Таким образом, при горении, например, бензино-воздушной смеси

$$L \sim \bar{p}^{-0.5n}$$

¹ Данные заимствованы из докторской диссертации Л. С. Козаченко, выполненной в Ин-те физ. химии АН СССР в 1954 г.

Так как в этом случае $k = 0.25$ [7]. При горении же метана в диапазоне давлений $p > 5 \text{ ат}$ имеем $L = \text{const}$, так как в этом случае $k = 0.5$; при $p < 5 \text{ ат}$ имеем $L \sim p^{-0.5n}$, так как $k = 0.25$ [7].

Итак, влияние давления на длину пламени будет различным в зависимости от геометрии системы, степени турбулентности потока и степени зависимости нормальной скорости u_n от давления. По-видимому, чем более ограниченным является объем и чем ниже уровень турбулентности, тем меньше влияние давления на длину пламени.

Если изменение давления сопровождается изменением других параметров, например, таким образом, что число Рейнольдса $R = \text{const}$, то в этом случае

$$B \sim p^{(2k-1)}, L \sim p^{2n(k-1)} \quad (2.3)$$

Влияние давления на длину пламени исследовалось В. С. Пелевиным [8] при горении бензино-воздушной смеси при давлении $p \leq 1 \text{ ат}$.

Условия организации горения были аналогичны условиям в опытах Л. С. Козаченко с той разницей, что струя имела в опытах В. С. Пелевина круглую форму.

В первой серии опытов имело место условие $R = \text{const}$, что, в соответствии с (2.3), дает $L \sim p^{-1.5n}$.

Во второй серии опытов сохранялась постоянная скорость $u_0 = \text{const}$. В этом случае, в соответствии с (2.2), имеем $L \sim p^{-0.5n}$.

Оба эти соотношения соответствуют полученным В. С. Пелевиным при условии $n = 0.5$, что соответствует наклону кривых, полученному при обработке данных Л. С. Козаченко.

При помощи выражения типа (2.1) может быть решен другой практически важный вопрос: найдена максимальная возможная длина пламени в данной системе.

Очевидно, что максимальная длина пламени соответствует предсрывному режиму. Если срыв происходит при достаточно больших значениях $\dot{N}_{\text{ре}}$, что обычно реализуется на практике, то при этом значение $B_1 = \text{const}$, так как срыв описывается зависимостью [1-3]

$$\frac{u_0 D}{a} = c_1 \left(\frac{u_n D}{a} \right)^2$$

где D — размер стабилизатора.

При заданной геометрии $d/D = \text{const}$, и, следовательно, $B_1 = c_1 d/D$. Срывные значения B_1 для туннельной горелки, взятые по [9], составляют 130—160.

В данном случае максимальная длина пламени составляет 40 калибров струи (фиг. 1). Аналогичным образом может быть найдена длина пламени на другом пределе его распространения — при проскоке. В заключение следует заметить, что характеристики срыва и проскока также должны зависеть от $\epsilon \Delta$.

Поступила 30 I 1965

ЛИТЕРАТУРА

- Х и т р и н Л. Н. Теория горения потока газовых смесей и критические характеристики его зажигания. Тр. н.-техн. совещания. «Теория и практика сжигания газа», Гостоптехиздат, 1958.
- С и о л д и н г Д. Б. Основы теории горения. Госэнергоиздат, 1959.
- П а т н е м А., Д ж е н с е н Р. Применение безразмерных критериев к явлениям проскока и другим явлениям горения. Сб. «Вопросы горения», т. 1, Изд. иностр. лит., 1963.
- А н д р е е в В. И. Влияние температуры, скорости истечения и избытка воздуха на воспламенение и сгорание газозвушной смеси в турбулентном потоке. Сб. «Теория и практика сжигания», т. II, Изд. «Недра» Ленингр. отд., 1964.
- Х и т р и н Л. Н. Физика горения и взрыва. Изд. Моск. ун-та, 1957.
- Р а у ш е н б а х Б. В., Б е л ы й С. А. и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. Машиностроение, 1964.
- Д у б о в к и н Н. Ф. Справочник по углеводородным топливам и их продуктам сгорания. Госэнергоиздат, 1962.
- П е л е в и н В. С. Изменение длины зоны горения гомогенной смеси в турбулентном потоке в зависимости от давления. Инж.-физ. ж., 1962, № 6, т. 5.
- С п е й ш е р В. А. Предельные форсировки туннельных горелок предварительного смешения. Тр. н.-техн. совещания «Теория и практика сжигания газов», Гостоптехиздат, 1958.