

ЛАМИНАРНЫЙ И ТУРБУЛЕНТНЫЙ РЕЖИМЫ ИСТЕЧЕНИЯ ТОПЛИВНЫХ СТРУЙ В АТМОСФЕРУ ВОЗДУХА

АННОТАЦИЯ

В работе рассмотрены законы истечения топливной струи в атмосферу воздуха при ламинарном и турбулентном режимах.

1. ВВЕДЕНИЕ

Применительно к предварительно перемешанным топливным смесям, изначально предполагалось, что влияние диффузионного перемешивания (массообмена) будет исключено, либо настолько минимизировано, что позволит явным образом определить кинетические параметры химических реакций в этих смесях, в частности, энергию активации, порядок реакции, предэкспоненциальный множитель. Для этой цели подходила модель расчета скорости горения, разработанная Зельдовичем и Франк-Каменецким. В экспериментальном плане очень удобной казалась горелка Бунзена и метод измерений скорости горения по формуле Михельсона.

Реализация этой методологии на практике натолкнулась на весьма жесткие ограничения. Диапазон массовых скоростей топливной смеси, в котором скорость ее горения действительно не зависит от кинематических и геометрических условий проведения эксперимента, оказался неожиданно узким. Этот диапазон условно выделен на (рис. 1) под названием «кинетический» режим горения.

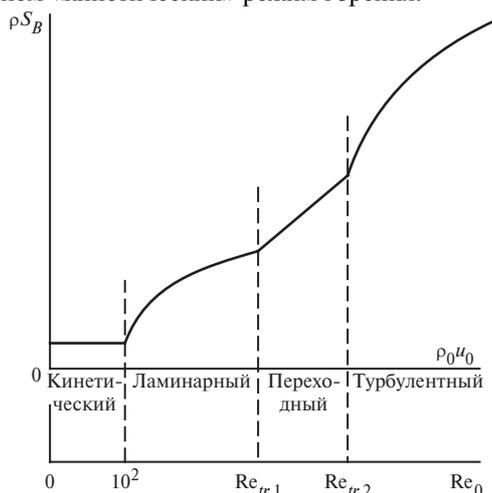


Рис. 1. Зависимость массовой скорости горения от массовой скорости топлива $\rho_0 u_0$ или от числа Рейнольдса

Снизу «кинетический» режим горения ограничен влиянием архимедовых сил, а сверху – проявлением молекулярной или турбулентной диффузии (т.е. гидродинамическими параметрами течения,

ламинарно-турбулентным переходом и т.д.).

Экспериментально отмечено, что на фотографиях пламени в горелке Бунзена коническая поверхность, разделяющая исходную топливную смесь и продукты ее сгорания, часто становится нечеткой и пульсирующей, что приводит к большим ошибкам расчета скорости распространения пламени по формуле Михельсона.

Поиск новых зависимостей скорости горения от различных параметров, таких как безразмерный критерий подобия – число Рейнольдса Re или диаметр выходного сечения горелки d_0 , или объемного расхода V не позволил однозначно определить влияние их на скорость распространения волны горения для чисто топливных струй в воздушной атмосфере.

На основании экспериментов, проводимых в научно-исследовательском центре им. М.В. Келдыша на установке «Пламя» было выявлено, что безразмерная высота пламени L/d_0 не зависит от состава топлива. Несмотря на различие плотностей (на порядок), молекулярных масс (в 8 раз), а также коэффициентов диффузии, кинетики и температуры горения эти газы оказались полностью сопоставимы с точки зрения высоты светящегося пламени, если только в качестве аргумента использовать число Рейнольдса.

Второй принципиальный результат касается характера зависимости (L/d_0) от числа Re_0 . При малых значениях Re_0 она близка к линейной, но уже при $Re_0 > 500$ линейность все сильнее нарушается, а при $Re_0 > 2000$ наступает стабилизация – высота пламени практически перестает зависеть от числа Рейнольдса.

2. ЛАМИНАРНЫЙ И ТУРБУЛЕНТНЫЙ РЕЖИМЫ ИСТЕЧЕНИЯ

Систематическое исследование струйно-факельного горения проводится уже много десятков лет. В наше время интерес к ним обусловлен не столько результатами этих работ, сколько методологией обработки и обобщения полученных в то время экспериментальных данных, поисками критериев подобия и интерпретацией механизма диффузионного горения.

Было установлено, что сам процесс горения генерирует турбулентность, интенсивность которой превышает ту, которую можно инициировать внеш-

ними источниками. Это настолько изменяет скорость протекания химических процессов, лежащих в основе горения, что высота пламени практически перестает зависеть от объемного расхода топлива. Отсюда вытекает принципиальное различие между критериями подобия, свойственными ламинарному и турбулентному диффузионным пламенам.

Представление экспериментальных данных в виде зависимости относительной высоты факела L/d_0 от числа Рейнольдса истекающей струи $Re_0 = \frac{\rho_0 u_0 d_0}{\eta}$ (рис. 2) позволило разграничить

области ламинарного (А) и турбулентного (В) пламени. Главной отличительной особенностью ламинарной области является существенная зависимость высоты пламени от скорости истечения водорода (или числа Рейнольдса). При переходе от ламинарного к турбулентному в переходной области имеет место либо резкое снижение высоты пламени, либо перелом зависимости $(L/d_0) = f(Re_0)$ с уменьшением угла наклона. Все это позволяет довольно четко очертить правую (по Re_0) границу области А ламинарного пламени линией а-а и левую границу области В турбулентного пламени – b-b. Граница ламинарной области $Re_{tr,1}$ оказалась зависимой от размера горелки d_0 : чем больше d_0 , тем ниже числа $Re_{tr,1}$, при которых начинается переход от ламинарного режима к турбулентному. В области В хорошо видна зависимость относительной длины факела L/d_0 от диаметра, пропорциональная $d_0^{-0,5}$, однако при $d_0 \leq 2,9$ мм влияние геометрического масштаба практически не проявляется.

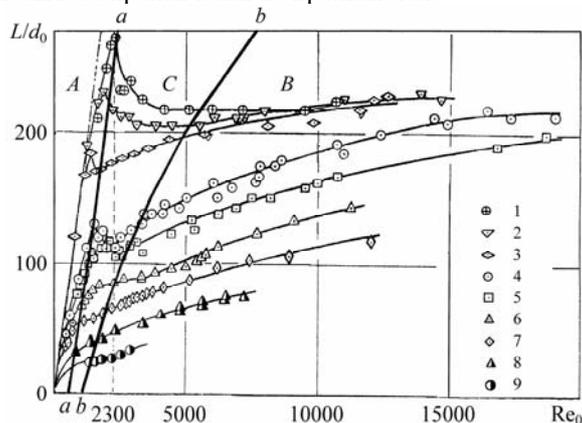


Рис. 2. Зависимость безразмерной высоты L/d_0 водородного пламени от числа Re_0 и диаметра горелок

Это обстоятельство дало возможность провести обработку приведенных на рис. 2 экспериментальных данных в виде единой зависимости:

$$(L/d_0)(d_0/d_*)^{0,5} = f(Re_0), d_0 > d_*,$$

где в качестве d_* принимается диаметр горелки, равный 0,003 м, и получить обобщающие расчетные формулы:

для области А:

$$L/d_0 = 3,95 Re_0^{0,5} (d_0/d_*)^{-0,5},$$

для области В:

$$L/d_0 = 34 Re_0^{0,2} (d_0/d_*)^{-0,5}$$

При проведении их сравнения с экспериментальными данными было установлено, что подавляющее большинство значений (свыше 80 %) лежит в полосе с разбросом не более ± 30 % для ламинарных пламен и ± 20 % — для турбулентных.

Введение в качестве определяющего критерия отношения (d_0/d_*) отражает специфику процесса горения. Сам фронт пламени является генератором пульсаций, способствующих ускорению горения. Известно, что пульсации могут быть мелкомасштабными и крупномасштабными. Последние являются носителями больших количеств энергии и играют преобладающую роль в увеличении скорости горения. Чем больше диаметр насадка (сопла) d_0 , тем больше может быть масштаб пульсаций. И наоборот, с уменьшением d_0 крупные пульсации гасятся, становятся маловероятными, а приближение d_0 к толщине фронта пламени ведет к прекращению развития пульсаций, генерируемых во фронте горения.

Обработка данных экспериментов с различными топливами показала, что разновидность топлив практически не влияет на зависимость безразмерной высоты пламени L/d_0 от чисел Рейнольдса Re_0 .

Таким образом, можно сделать вывод, что единственным объективно контролируемым параметром диффузионного горения остается высота пламени L . Однако зависимость высоты L от объемного расхода

топлива $V = \frac{\pi d_0^2}{4} u_0$ немонотонна и неоднозначна. Попытка заменить объемный расход V на число

Рейнольдса $Re_0 = \frac{\rho_0 u_0 d_0}{\eta}$ хотя и позволила умень-

шить разброс экспериментальных данных, тем не менее не исключила еще и самостоятельную зависимость высоты L от масштабного фактора (диаметр сопла d_0).

Формы пламени топливной струи, истекающей в воздух, представлены на рис. 3. Интересно отметить, что чем меньше выдержка фотоэкспозиции, тем ближе геометрия светящегося объема к криволинейному цилиндру. Это позволяет интерпретировать процесс диффузионного горения как квазиодномерный, а высоту пламени L рассчитывать из равенства характерных времен двух конкурирующих процессов: конвекции в направлении оси струи и диффузии в радиальном направлении. Скоростные масштабы этих процессов — u_0 и u_B сильно различаются, что следует из величины безразмерной высоты пламени: $L/d_0 \gg 1$.

В процессе диффузионного перемешивания горючее с окислителем, содержащееся в ядре струи, превращается в топливную смесь и сгорает. Для этого молекулам кислорода (или горючего) необходимо преодолеть расстояние порядка d_0 со скоростью диффузии u_B , связанной с коэффициентом массообмена β соотношением:

$$u_B = j_i / \rho_i = \beta \Delta C_i / \rho_i = \beta \frac{\Delta C_i}{C_i} \frac{1}{\rho_0}$$

Время диффузионного перемешивания τ_1 определяется как

$$\tau_1 \sim \frac{d_0}{u_B} \sim \frac{d_0 \rho_0}{\beta} \frac{C_i}{\Delta C_i}$$

Время подъема частицы топлива на высоту пламени L с начальной скоростью u_0 составит $\tau_2 = L/u_0$. Приравняв τ_1 и τ_2 , получаем для безразмерной высоты пламени L/d_0 следующее критериальное уравнение:

$$\frac{L}{d_0} \sim \frac{\rho_0 u_0}{\beta} \frac{C_i}{\Delta C_i} = \frac{\rho_0 u_0}{\rho_0 u_0 St_0} \frac{C_i}{\Delta C_i} \sim \frac{1}{St_0} \quad (1)$$

В условиях ламинарного режима обтекания плоской пластины:

$$St_0 = 0,332 Re^{-0,5},$$

а при установившемся турбулентном обтекании

$$St_0 = 0,029 Re^{-0,2}.$$

Подставив эти соотношения, определяющие зависимость числа Стентона от числа Рейнольдса, в формулу (1), а также, учитывая эмпирическую поправку – масштабный фактор, получаем:

для ламинарного режима горения

$$(L/d_0)_L = 3 Re_0^{0,5} \left(\frac{d_0}{d_*} \right)^{-0,5},$$

для турбулентного

$$(L/d_0)_T = 34 Re_0^{0,2} \left(\frac{d_0}{d_*} \right)^{-0,5}.$$

Обработка описанных ранее экспериментальных данных по ламинарному горению водорода в воздухе (рис. 2) позволила получить (для всех размеров d_0) единую аппроксимационную формулу

$$(L/d_0)_L = 3,95 Re_0^{0,5} \left(\frac{d_0}{d_*} \right)^{-0,5},$$

которая при замене в числе Рейнольдса d_0 на d_* преобразуется в соотношение:

$$(L/d_0)_L = 3,95 Re_*^{0,5}.$$

Здесь $Re_* = \frac{\rho_0 u_0 d_*}{\eta}$ — характеристическое значение числа Рейнольдса, рассчитанное по условному масштабу пламени d_* .

Разброс экспериментальных данных относительно аппроксимирующей кривой не превышает

$\pm 20\%$. Аналогичным образом было проведено обобщение и для других топливных струй, сгорающих в воздухе. Получившиеся коэффициенты пропорциональности несколько отличаются от «теоретического» значения, но не настолько, чтобы менять предложенную модель.

Что касается турбулентного режима диффузионного горения, то масштабный фактор, как следует из результатов многих экспериментальных работ, наоборот, должен оставаться явным образом в критериальном законе для безразмерной высоты пламени:

$$(L/d_0)_T = 34 Re_0^{0,2} \left(\frac{d_0}{d_*} \right)^{-0,5}.$$

Процесс турбулентного горения в условиях факела отличается от турбулентной диффузии в пограничном слое на пластине, обтекаемой газовым потоком. В этом проявляется и принципиальное различие между степенью турбулентности Tu и масштабом турбулентности ℓ .

На рис. 3 дано сравнение гидродинамических параметров горячей и холодной струй при двух числах Рейнольдса. На рисунке представлены распределения \bar{u} и u' вдоль оси струи (по координате x).

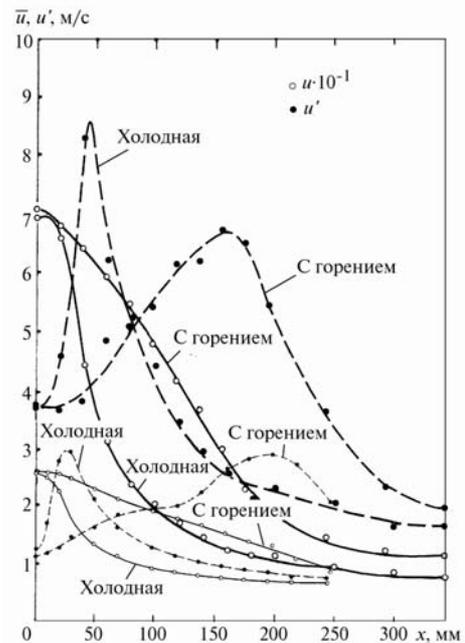


Рис. 3. Влияние горения на гидродинамические параметры струи: тонкая линия – $Re = 4200$, толстая линия – $Re = 11000$

На рис. 4 представлены результаты измерений температуры и концентрации водорода C_{H_2} вдоль оси горячей струи.

Хорошо видно как процесс горения воздействует на гидродинамические параметры струйных потоков. Практически они ни в одной точке не соответствуют параметрам изотермической (холодной) струи. Причем степень турбулентности u' не только не возрастает, но даже снижается почти во всем объеме пламени, по крайней мере, в его приосевой зоне.

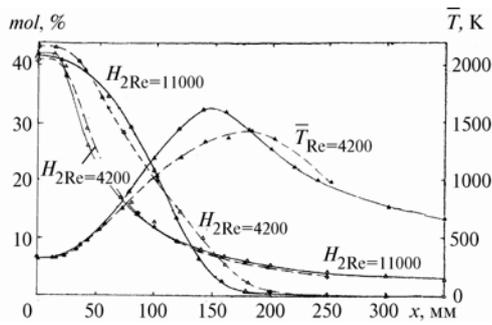


Рис. 4. Результаты измерений температуры и концентрации водорода C_{H_2} вдоль оси горячей струи

Поэтому возрастание скорости турбулентного горения по сравнению с ламинарным режимом едва ли можно объяснить, только исходя из модели Дамкелера по искажению фронта пламени пульсациями скорости несущего потока. Более продуктивной должна быть идея о возрастании масштаба турбулентности ℓ в потоках с горением.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение описания законов истечения топливных струй в атмосферу воздуха выпишем в явном виде для ламинарного и турбулентного режимов зависимости массовых расходов сгоревшего

топлива m_B от всех определяющих параметров:

$$m_{B,L} = \rho_0 S_{B,L} = 0,33(\rho_0 u_0)^{0,5} \left(\frac{\eta_0}{d_*} \right)^{0,5},$$

$$\text{при } Re_0 \leq Re_{tr,1}$$

$$m_{B,T} = \rho_0 S_{B,T} = 0,03(\rho_0 u_0)^{0,8} \left(\frac{\eta_0}{d_*} \right)^{0,2} \left(\frac{d_0}{d_*} \right)^{0,3},$$

$$\text{при } Re_0 \leq Re_{tr,1}.$$

Здесь $d_* = 3 \cdot 10^{-3}$ м — условный масштаб волны горения, а $Re_0 = \frac{\rho_0 u_0 d_0}{\eta}$.

При использовании этих соотношений безразмерная высота факела определяется в виде отношения двух удельных расходов:

$$\left(\frac{L}{d_0} \right)_L = \frac{\rho_0 u_0}{m_{BL}} \text{ в диапазоне } 0 \leq Re \leq Re_{tr,1}$$

$$\text{или } \left(\frac{L}{d_0} \right)_T = \frac{\rho_0 u_0}{m_{BT}} \text{ в диапазоне } Re \leq Re_{tr,2}.$$

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- C — концентрация химических компонентов, $кг/м^3$;
 c_p — удельная теплоемкость при $p = \text{const}$, $Дж/(кг \cdot К)$;
 d — диаметр трубы, м;
 L — высота пламени, м;
 ℓ — масштаб турбулентности, м;
 \dot{m} — массовый расход сгоревшего топлива, $кг/с$;
 P — давление, Па;
 R — автокорреляционный коэффициент;
 S_B — скорость горения, м/с;
 S_B^0 — нормальная скорость горения, м/с;
 T — температура, К;
 t — время, с;
 u — линейная скорость, м/с;
 V — объемный расход, $м^3/с$;
 x, y — координаты;
 β — коэффициент массообмена, м/с;
 η — коэффициент вязкости, $кг/(м \cdot с)$; микромасштаб Колмогорова, м;
 ν — коэффициент кинематической вязкости, $м^2/с$;
 ρ — плотность, $кг/м^3$;
 τ — время, с;
 Δ — разность;
 Fr — число Фруда;
 Re — число Рейнольдса;
 St — число Стентона;
 Tu — степень турбулентности.
Индексы:
 a — адиабатическая;
 i — номер компоненты, воспламенение;
 L — ламинарная;
 m — максимальная;
 n — нормальная;
 S — стехиометрическая;
 T — турбулентная;
 tr — переход;
 p — при $P = \text{const}$;
 0 — начальная, нормальная;
 $1,2$ — номера переходов tr ;
 $*$ — характерная.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Законы горения** / Под общ. ред. Ю.В. Полежаева. М.: Энергомаш, 2006. 352 с.
2. **Льюис Б., Эльбе Г.** Горение, пламя и взрывы в газах: пер. с англ. / Под ред. К.И. Щелкина и А.А. Борисова М.: Изд-во Мир, 1968. 592 с.
3. **Франк-Каменецкий Д.А.** Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Изд-во АН СССР, 1938.