

03

©1993

СПИНОВОЕ И НОРМАЛЬНОЕ ГОРЕНИЕ ГАЗА В ЗАКРУЧЕННОМ ПОТОКЕ

А.А.Борисов, П.А.Куйбин, В.Л.Ожолов

Рассмотрим горение закрученного потока газа в цилиндрической трубе на основе недавно полученного авторами нового аналитического решения задачи о закрученном течении, индуцируемом спиральным вихрем в трубе [1]. Считаем движение установившимся, а горение происходящим на фронте пламени, который надо определить. По аналогии с работой [2] будем изучать движение и форму пламени, которое распространяется, не меняя свойства газа и характеризуется тем, что поверхность пламени движется относительно газа по нормали к своей поверхности с определенной нормальной скоростью горения u_n . В отличие от осесимметричного профиля скорости, заданного в [2], рассмотрим поле скоростей соответствующее закрученному течению в трубе радиуса R с циркуляцией Γ и расходом Q . Как показано в [1], такое течение определяется вихревой структурой винтовой формы с шагом $h = 2\pi l$ по оси Oz , направленной вдоль трубы по потоку, с ядром конечного радиуса ε , центр которого отстоит от оси трубы на расстоянии a . Ограничимся рассмотрением случая $a = 0$. Осуществив предельный переход в (18) из [1], для скорости w в цилиндрических координатах (ρ, φ, z) , получим

$$w_\rho \equiv 0,$$

$$w_\varphi = \frac{\Gamma}{2\pi\rho} \begin{cases} \rho^2/\varepsilon^2, & \rho \leq \varepsilon \\ 1, & \rho > \varepsilon, \end{cases} \quad (1)$$

$$w_z = \frac{\Gamma}{2\pi l} \begin{cases} \beta - \rho^2/\varepsilon^2, & \rho \leq \varepsilon, \\ \beta - 1, & \rho > \varepsilon, \end{cases} \quad (2)$$

где $\beta = 1 - (\varepsilon^2/2 - 2Ql/\Gamma)/R^2$. Заметим, что при $l \rightarrow \infty$ полученное решение в точности совпадает с вихрем Рэнкина. Формулы (1), (2) при конечных значениях l более точно описывают реальное поле скоростей закрученного течения в трубе. В частности, из формулы (2) видно, что при значениях $\Gamma < 0$ и $Q/\Gamma > (\varepsilon^2/2 - R^2)/2l$, в приосевой зоне трубы возникает противоток.

Распределение скорости (1-2) позволяет рассмотреть два режима горения: поступательное распространение фронта горения вдоль оси трубы (нормальное горение) и винтовое (спиновое горение). В первом режиме поверхность пламени $\chi(\rho, \varphi, z, t) = 0$ распространяется поступательно вдоль оси Oz со скоростью c_1 относительно трубы и не зависит от переменной φ , т.е. $\chi_1 = z + c_1 t - f_1(\rho) = 0$, где функция $f_1(\rho)$ описывает форму поверхности пламени. Во втором режиме пламя распространяется по винтовым

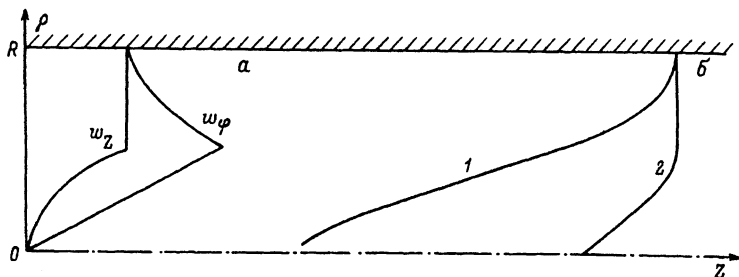


Рис. 1. Установившееся спиновое и нормальное горение в закрученном потоке в трубе: а — профили осевой w_z и окружной w_φ составляющих скорости потока; б — образующая поверхности пламени для спинового (1) и нормального (2) горения.

линиям с шагом $h = 2\pi l$, т.е. $\chi_2 = z - l\varphi + c_2 t - f_2(\rho) = 0$. Исходя из кинематического правила сложения скоростей и принципа Гюйгенса для эволюции фронта пламени, уравнение изменения поверхности запишем в виде

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} = u_n |\nabla \chi| - \mathbf{w} \nabla \chi.$$

Подставляя сюда χ_1 и χ_2 , запишем уравнения, интегрированием которых определяются формы поверхностей пламен

$$\frac{df_1}{d\rho} = \pm \sqrt{\left(\frac{c_1 + w_z}{u_n}\right)^2 - 1}, \quad (3)$$

$$\frac{df_2}{d\rho} = \pm \sqrt{\left(\frac{c_2 \rho - l w_\varphi + \rho w_z}{\rho u_n}\right)^2 - \left(\frac{l}{\rho}\right)^2 - 1}. \quad (4)$$

Исследуем форму пламени при нормальном горении. Предположим, что направление движения фронта пламени совпадает с направлением потока. Тогда скорость распространения пламени $c_1 = -u_n - w_{\max}$, где w_{\max} — максимальная скорость потока в направлении от смеси к продуктам горения. При положительной закрутке потока ($\Gamma > 0$) профиль осевой скорости имеет форму, рассмотренную в [2]. Форма пламени качественно совпадает с приведенной в [2]. Отрицательной закрутке потока ($\Gamma < 0$) соответствует профиль осевой скорости с минимальным значением на оси трубы и максимальным при $\varepsilon < \rho < R$, т.е. $c_1 = -u_n - |\Gamma|(1 - \beta)/2\pi l$ (рис. 1, а). Знак радикала в (3) выбран положительным из условия отсутствия выступающих вперед угловых точек на фронте пламени. Интегрируя уравнение (3) с учетом сказанного, получаем форму пламени, которая представляет собой осесимметричную конусообразную структуру (рис. 1, б). Выступающая вперед часть пламени имеет форму кольца площадью $\pi(R^2 - \varepsilon^2)$, расположенного у стенок трубы. Глубина конуса H пропорциональна размеру

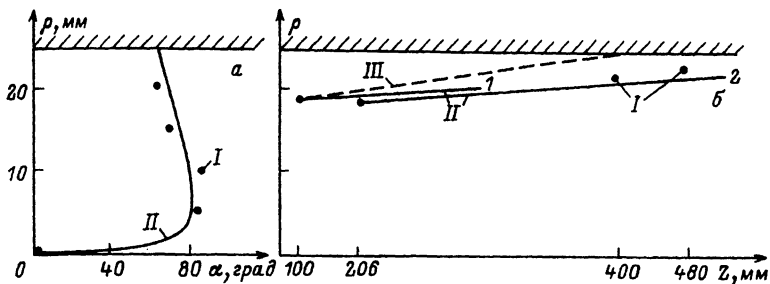


Рис. 2. Сравнение результатов расчета с экспериментом [3]. а — угол направления потока с осью трубы, I — эксперимент для пламени N2, II — расчет; б — образующие поверхности пламени, I — эксперимент, II — расчет по модели спигового горения, (1) — образующая в сечении $\varphi = 0$, (2) — в сечении $\varphi = 2\pi$; III — расчет по модели нормального горения.

ядра вихря ε и зависит от комплекса $k = |\Gamma| / (2\pi l u_n)$. В частности, при $l \gg 1$ (при большой закрутке потока) $H \approx \varepsilon k / 3\pi$, а при $k \ll 1$ $H \approx \sqrt{\pi k \varepsilon} / 4$. Скорость сгорания смеси $U = F u_n$, определяемая через площадь поверхности пламени F , может быть вычислена аналитически $U = \pi R^2 u_n + |\Gamma| \varepsilon^2 / 4l$. С увеличением закрутки увеличивается и скорость сгорания смеси.

При спиговом горении поверхность пламени имеет форму шнека с шагом $h = 2\pi l$. Его образующая $f_2(\rho)$ в сечении $\varphi = \text{const}$ показана на рис. 1, б. Скорость распространения пламени в этом случае

$$c_2 = -u_n \sqrt{1 + \left(\frac{l}{R}\right)^2} - \frac{|\Gamma|}{2\pi l} \left(1 - \beta + \left(\frac{l}{R}\right)^2\right).$$

Практическую ценность представляет режим стационарного горения ($c_1 = c_2 = 0$), который реализуется в различного рода циклонных камерах сгорания. Наиболее полные экспериментальные данные, включающие результаты исследования аэродинамики закрученного потока и формы поверхности пламени в цилиндрической трубе, приведены в [3]. На рис. 2, а проведено сопоставление расчетной зависимости угла потока $\alpha(\rho)$ с измеренной в [3] ($\text{tg } \alpha = w_\varphi / w_z$). Величины, характеризующие топологию течения l , ε , β , входящие в w_φ и w_z , определялись из условия наилучшей аппроксимации экспериментальной зависимости $\alpha(\rho)$ и для пламени N2 имеют значения: $\beta = -0.1$, $\varepsilon = 0.0175$, $l = 0.048$ м. Значение циркуляции Γ вычислялось по расходу воздуха Q ($\Gamma = 6.3 \text{ м}^2/\text{с}$). Форма пламени в [3] представляет собой полый цилиндр (рис. 2, б). Для ее расчета по предложенным моделям необходимо оценить величину нормальной скорости горения u_n . По условиям эксперимента чистый метан поступал в трубу через центральное отверстие. Закрученный поток воздуха вводился на периферии. Полагая, что воспламенение происходило при достижении концентрации, равной граничному значению самовоспламенения 11.5% [4], находим $u_n = 0.3$ м/с. Расчет стационарного фронта пламени по модели нормального горения (3) дает поверхность усеченного ко-

нуса, замыкающегося на стенку трубы (рис. 2,б), что противоречит опытным данным. В расчете же по модели спиновое горения (4) получаем пламя, некасающееся стенок. Его форма представляет собой участок шнековой поверхности с малым углом отклонения от оси, что позволяет интерпретировать ее как полый цилиндр. На рис. 2,б линии 1 и 2 соответствуют двум последовательным виткам спирали шнека, которые хорошо описывают радиальные расстояния от оси до фронта пламени, полученные в эксперименте [3]. Близкое расстояние между витками, значительно меньшее толщины пламени, не дает возможности визуально разделить их в эксперименте. Однако возможна ситуация, когда расстояние между витками соизмеримо или превосходит толщину пламени. В этом случае фронт пламени должен иметь в сечении $\varphi = \text{const}$ пилообразную (волнистую) структуру. Подобная картина фронта пламени наблюдалась в [5]. Косвенное подтверждение существования шнековой структуры пламени дает неоднородное по углу свечение пламени в сечении $z = \text{const}$, видимое на фотографиях [5].

Таким образом, получены аналитические решения для формы пламени и скорости сгорания смеси для нормального и спинового распространения фронта горения. Впервые показано, что стационарное спиновое горение в отличие от нормального дает те необычные формы пламени в виде шнековой поверхности или полого цилиндра, которые наблюдаются в эксперименте.

Список литературы

- [1] Борисов А.А., Куйбин П.А., Окулов В.Л. // Изв. СО РАН. Сиб. физ.-тех. журн. 1993. Вып. 1. С. 30-38.
- [2] Зельдович Я.Б. // ЖТФ. 1947. Т. 17. Вып. 3. С. 3-26.
- [3] Albright L.F., Alexander L.G. // Proc. VI Int. Symp. on Combustion. N.Y., 1957. P. 464-472.
- [4] Химрин Л.Н. Физика горения и взрыва. М.: МГУ, 1957.
- [5] Sakai Y., Ishizuka S. // JSME. Ser. II. 1991. V. 34. N 2. P. 234-241.

Институт теплофизики СО РАН
Новосибирск

Поступило в Редакцию
14 июня 1993 г.