

к потоку; в течениях типа, рассмотренного в данной работе, косою снос пограничного слоя вызывается косо идущими по поверхности скачками давления и тоже оказывает сильное влияние на течение, в КВЗ весьма благоприятное.

ЛИТЕРАТУРА

1. Connors J. F., Obery L. J. Some considerations of hypersonic inlets. — In: Combustion and propulsion: Fourth AGARD colloquium. N. Y.: Pergamon Press, 1964.
2. Блохин А. М., Ветлущая Л. М. и др. Конвергентные входные диффузоры и осесимметричные сверхзвуковые конические течения сжатия Буземана. — В кн.: Аэрофизические исследования. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1972, вып. 1.
3. Гутов Б. И., Затолока В. В. Конвергентные входные диффузоры с начальным скачком и дополнительным внешним сжатием. — В кн.: Аэрофизические исследования. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1973, вып. 2.
4. Затолока В. В., Кисель Г. А. Испытания гиперзвукового конвергентного воздухозаборника при $M = 1,76-6$. — В кн.: Вопросы газодинамики. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1975, вып. 5.
5. Trexler C. A. Inlet performance of the integrated Langley scramjet module (Mach 2, 3 to 6, 7). AIAA Paper, 1975, N 75-1212.
6. Затолока В. В., Кисель Г. А. Стреловидный поверхностный слив пограничного слоя в гиперзвуковом воздухозаборнике. — В кн.: Физическая газодинамика. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1976, вып. 6.
7. Гутов Б. И., Затолока В. В. Пространственные воздухозаборники с внешним сжатием (конвергентные), построенные на основе плоских течений. — В кн.: Вопросы газодинамики. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1975, вып. 5.
8. Чжен П. Отрывные течения. М.: Мир, 1972, т. 1—3.
9. Демьяненко В. С., Игумнов В. А. Пространственное взаимодействие ударной волны с турбулентным пограничным слоем в области интерференции пересекающихся поверхностей. — Изв. СО АН СССР, сер. техн. наук, 1975, вып. 2, № 8.
10. Korkegi R. H. A simple correlation for incipient turbulent boundary layer separation due to a skewed shock wave. — AIAA J., 1973, v. 22, N 11.
11. Гутов Б. И., Затолока В. В. Расчетное и экспериментальное исследование новых конфигураций конвергентных воздухозаборников с пространственными комбинациями течений. Препринт № 30—83. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1983.
12. Абрамович Г. П. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976.
13. Затолока В. В., Зудов В. Н. и др. Экспериментальное исследование течений на режимах перерасширения в плоском сопле. — Изв. СО АН СССР, сер. техн. наук, 1978, вып. 1, № 3.
14. Струминский В. В. Аэродинамика стреловидных крыльев средних и малых удлинений. Препринты № 12 (ч. I) и № 13 (ч. II). М.: АН СССР. Сектор механики неоднородных сред, 1983.

Поступила 28/1 V 1984 г.

УДК 536.46

ЗАКОНЫ СМЕРКСТИ КОННЕКТИВНОГО ВИХРЕОБРАЗОВАНИЯ ЗА ФРОНТОМ ПЛАМЕНИ ПРИ ЕГО РАСПРОСТРАНЕНИИ В ТРУБЕ

С. А. Абриков, В. П. Самсонов

(Чебоксары)

Широкий класс явлений горения сопровождается сильным влиянием возникающих в поле сил тяжести свободноконвективных течений. В некоторых случаях это влияние вызывает образование вихревых структур и ведет к существенным изменениям в протекании процесса горения [1—7]. В настоящее время явления вихреобразования при горении изучены недостаточно, особенно в экспериментальном плане. Даже для наиболее изученного объекта — пламени, распространяющегося в трубе, гидродинамика продуктов горения в поле сил тяжести также оказалась за рамками как экспериментальных, так и теоретических исследований.

В данной работе рассматриваются закономерности и условия конвективного вихреобразования в продуктах горения при распространении медленного устойчивого пламени в вертикальной полуоткрытой трубе.

Основной элемент экспериментальной установки — реакционная труба, представляющая собой полуоткрытый канал квадратного

сечения. Противоположные стенки трубы изготовлены из оптического стекла, что позволило визуализировать процесс с помощью поляризационного интерферометра сдвига, собранного на базе теневого прибора ИАБ-451, и регистрировать его скоростной кинокамерой СКС-1М. В одной из непрозрачных стенок трубы была прорезана узкая длинная щель, которая при падении на нее мощного пучка света создавала в полости трубы световой нож, дающий возможность визуализировать поле скоростей в потоке продуктов горения методом трассирующих частиц при подсыпании в горючую смесь мелкодисперсного порошка окиси магния.

Невесомость создавали в свободно падающем контейнере, в который помещали реакционную трубу. Длительность состояния невесомости 0,55 с. В момент начала падения контейнера автоматически включались кинокамера и электрическая искра, поджигавшая горючую смесь. Более подробное описание экспериментальной установки дано в [8].

В экспериментах использовали пропано- и СО-воздушные смеси. Изменения скорости распространения пламени относительно покоящейся исходной горючей смеси добивались изменением концентрации горючего в смеси. Опыты, проведенные на трубах различных диаметров при изменении скорости распространения пламени в широких пределах, показали, что для чисел Фруда Fr , больших 0,04, течение продуктов горения за фронтом пламени ламинарно. Здесь $Fr = u^2/gd$ составлено из скорости распространения пламени u , ускорения свободного падения g и размера поперечного сечения d . Ламинарность сохраняется вплоть до тех значений скорости пламени, пока его форма не перестает быть устойчивой в силу каких-либо причин. Для условий, когда $Fr > 0,04$, ламинарность потока продуктов горения сохраняется также при изменении ориентации вектора скорости распространения пламени относительно вектора ускорения свободного падения и в невесомости. Уменьшение скорости распространения пламени ($Fr < 0,04$) в направлении сверху вниз в обычных гравитационных условиях показало, что непосредственно за фронтом образуются вихри с вращением продуктов горения у стенки вниз к оси трубы и вверх вдоль оси трубы. Дальнейшее увеличение скорости распространения пламени приводит к увеличению интенсивности вихреобразования. Представленный на рис. 1 фрагмент из фильма иллюстрирует поле скоростей в завихренном течении продуктов горения за фронтом СО-воздушного пламени, распространяющегося со скоростью 5 см/с в трубе, шириной поперечного сечения канала которой 2,7 см. Результаты опытов, проведенных в условиях невесомости и в нормальных гравитационных условиях, когда поджиг смеси производился у нижнего открытого конца, свидетельствуют о том, что в этом случае образования вихрей в продуктах горения не происходит ни при каких скоростях распространения пламени.

Исследование структуры потока за фронтом пламени производилось также интерференционным методом. На рис. 2 показаны фрагменты из интерференционного фильма, иллюстрирующие типичную картину вихреобразования за фронтом пламени при распространении пламени сверху вниз со скоростью 7 см/с. Время, указанное на фотографиях, отсчитывалось от момента воспламенения смеси. Интерференционные полосы, возникающие при прохождении световой волны через оптическую неоднородность, образованную фронтом пламени и продуктами горения, являются изолиниями разности фаз световой волны. Изменение разности фаз в данном случае определяется в основном изменением температуры. Из фотографии видно, что вблизи фронта пламени изменение разности фаз происходит лишь непосредственно у стенок трубы. Это дает основание считать оптическую неоднородность плоской, а интерференционные полосы интерпретировать как изотермы.

Анализ интерферограмм показывает, что в моменты времени, предшествующие появлению вихря, пламя устойчиво, а поток продуктов горения ламинарен. Интерференционные полосы при этом характерно изгибаются к центру трубы, что свидетельствует о постепенном расширении



Р и с. 1

пограничного слоя. Возникновение вихря на интерференционной картине проявляется в виде внезапного искривления интерференционных полос и их сдвига от стенки трубы. Постепенно вихрь сносится потоком к открытому концу трубы и затухает. Через некоторое время аналогичный вихрь возникает на противоположной стенке трубы. Так образуется последовательность вихрей, появляющихся на противоположных стенках трубы и вращающихся попеременно вправо и влево: вниз у стенки трубы и вверх на оси трубы. При уменьшении скорости пламени до предельной размеры вихрей увеличиваются до размеров ширины канала трубы и течение за фронтом пламени становится хаотическим. Представленные экспериментальные факты свидетельствуют о свободноконвективной природе механизма вихреобразования в продуктах горения. Физическая сущность этого явления аналогична вихреобразованию в потоке нагретого газа, охлаждающегося на холодных стенках вертикальной трубы в вязкостно-гра-

витационном режиме, когда направления вынужденного (вследствие теплового расширения продуктов горения) и естественного (свободноконвективного) движений противоположны.

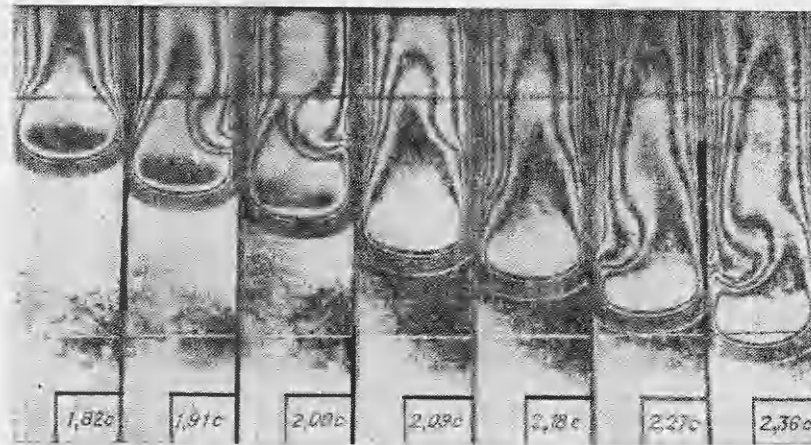
Необходимые и достаточные условия вихреобразования вблизи фронта пламени следующие: период индукции конвекции должен быть достаточно мал, в области зарождения вихря должно выполняться условие отрыва течения на стенке.

Для оценки первого из условий, как это делалось в [9], введем параметр $\sigma = \tau/t$, где τ — характерное время распространения пламени; t — период индукции конвекции. Согласно [10], при $Pr \approx 1$ $t = 70d^2/a Ra^{2/3}$, где a — коэффициент температуропроводности продуктов горения; $Ra = PrGr$ — число Рэлея; Gr — число Грасгофа; Pr — число Прандтля. Поскольку $\tau = d/u$,

$$(1.1) \quad \sigma = 70Pe/Ra^{2/3},$$

где $Pe = ud/a$ — число Пекле. При $\sigma > 1$ необходимое условие вихреобразования в непосредственной близости от фронта пламени выполняется. Соотношение (1.1) позволяет оценить то значение скорости распространения пламени, при котором необходимое условие вихреобразования выполняется. Например, для трубы диаметром 2,7 см скорость распространения пламени $u \leq 10$ см/с.

Достаточное условие вихреобразования, согласно [1], равносильно равенству нулю градиента скорости в направлении y , перпендикулярном



Р и с. 2

стенке в точке отрыва, т. е. $(\partial v/\partial y) = 0$. В вертикальной трубе это условие может быть реализовано лишь при распространении пламени сверху вниз, когда скорость оттока расширяющихся продуктов горения компенсируется равной по величине скоростью возвратного течения опускающихся продуктов горения, охлажденных на стенке. Воспользовавшись формулой

$$(1.2) \quad v_+ = 0,328 \sqrt{gd}$$

и учитывая, что

$$(1.3) \quad v_- = u^0(T/T_0 - 1),$$

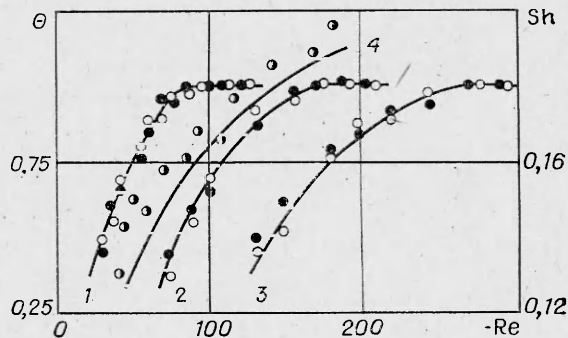
можно оценить скорость распространения пламени, при которой должны наблюдаться отрыв пограничного слоя и образование вихря. В формулах (1.2) и (1.3) v_+ — скорость свободноконвективного движения продуктов горения; v_- — скорость вытекания продуктов горения из трубы вследствие теплового расширения; v — результирующая скорость; u^0 — нормальная скорость распространения пламени; g — ускорение свободного падения; T_0 и T — начальная температура горючей смеси и температура горения. Формула (1.2) взята из [11] и описывает подъем воздушного пузыря в трубах, расположенных вертикально и наполненных жидкостью. Необходимо отметить, что формула (1.3) в общем случае справедлива только для плоских пламен. Однако измерения скорости трассирующих частиц в потоке продуктов горения по фотографиям показали, что для описанных опытов со слабоискривленными пламенами эта формула дает значения скоростей, достаточно близкие к реальным. Так как $u^0 = uS^0/S$, где S^0 и S — площадь поперечного сечения трубы и площадь поверхности фронта пламени, а для слабоискривленных пламен $S^0 \approx S$, то положим в (1.3) $u^0 \approx u$. Как указывалось выше, $\partial v = 0$, если $v_+ = v_-$, поэтому можно записать $0,328 \sqrt{gd} \approx u(T/T_0 - 1)$, откуда

$$(1.4) \quad u \approx 0,328 \sqrt{gd}(T/T_0 - 1).$$

Для трубы с поперечным размером $d = 2,7$ см оценка скорости распространения пламени по соотношению (1.4) дала величину ~ 5 см/с. Таким образом, из соотношений (1.1) и (1.4) получены значения скорости распространения пламени, соответствующие реальным.

Показанная на рис. 2 последовательность вихрей внешне сходна с вихревой дорожкой Кармана, возникающей при обтекании жидкостью, например, цилиндра. Поскольку в экспериментах скорость распространения пламени изменяли в пределах от 5 до 25 см/с, а диаметры труб от 2,7 до 6 см, это позволило установить связь частоты образования вихрей от числа Рейнольдса в виде графика зависимости $Sh(Re)$, представленного на рис. 3 кривой 4. Здесь $Sh = nd/v$ — число Струхалия; n — частота возникновения вихрей; $Re = vd/\nu$ — число Рейнольдса; ν — коэффициент кинематической вязкости. Сплошной линией отмечена зависимость, построенная для вихревой дорожки Кармана, взятая из [1], а наполовину закрашенные кружки соответствуют результатам, полученным в данной работе. Видно, что значения частот, полученные в данной работе, несколько выше приведенных в [1]. Тем не менее их значения достаточно близки и прослеживается их одинаковая зависимость от числа Рейнольдса.

Образование вихря и отрыв пограничного слоя от стенки трубы сопровождаются падением температуры на стенке в области вихря. Во



Р и с. 3

время опытов температура контролировалась термопарой, встроенной в боковую стенку так, чтобы ее спай диаметром около 50 мкм выступал над плоскостью стенки на расстоянии 0,5 мм. Сигнал с термопары подавался на вход шлейфового осциллографа НО41У4.2. Кроме того, падение температуры на стенке в области вихря рассчитывалось по интерферограмме по формуле для плоской неоднородности

$$\Theta = \frac{T}{T_*} = \frac{(n_0 - 1) - N\lambda/2d}{(n_0 - 1) - N_*\lambda/2d},$$

где T и T_* — температура продуктов горения на оси трубы и на стенке; N и N_* — порядки интерференции на оси трубы в области, не занятой вихрем, и на стенке трубы в области вихря; λ — длина волны света; n_0 — показатель преломления света горючей смеси. Результаты интерференционных и термопарных измерений представлены кривыми 1—3 на рис. 3 в виде зависимостей безразмерной температуры $\Theta = T/T_*$ от числа Рейнольдса. Кривые 1—3 построены для условий, когда число Рэлея принимает значения, соответственно равные 10^4 , $5 \cdot 10^4$, 10^5 . Те значения чисел Рейнольдса, при которых $\Theta = 1$, соответствуют условиям, когда вихри не образуются. Ход кривых на графике свидетельствует о том, что при некоторых значениях чисел Рейнольдса температура на стенке мало отличается от температуры на оси трубы, равной температуре горения. Характерно, что с увеличением числа Рэлея интервал значений чисел Рейнольдса, при которых наблюдается вихреобразование, возрастает.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность Н. И. Кидину, Э. А. Штесселю за полезные обсуждения результатов работы и Ф. Т. Денисову за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
2. Остроумов Г. А. Свободная конвекция в условиях внутренней задачи. М.: Гостехиздат, 1952.
3. Прибыткова К. В., Штессель Э. А. Критические условия самовоспламенения при наличии естественной конвекции.— ДАН СССР, 1978, т. 242, № 4.
4. Махвиладзе Г. М., Николова И. П. Численное моделирование развития очага горения в закрытом сосуде в условиях естественной конвекции.— ФГВ, 1982, т. 18, № 5.
5. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Численный расчет газодинамических процессов, сопровождающих горение конденсированных веществ.— ФГВ, 1980, т. 16, № 4.
6. Volker Banhardt. Eigenschaften von Wirbelballen in Jankflammen. Diss. Dokt. Naturwiss. Fak. Chem. Univ. Stuttgart, 1982.
7. Кривулин В. Н., Кудрявцев Е. А. и др. Влияние ускорения на пределы распространения гомогенных газовых пламен.— ФГВ, 1981, т. 17, № 1.
8. Самсонов В. П., Абриков С. А. и др. Экспериментальное изучение стационарного распространения пламени в трубе в условиях невесомости.— ФГВ, 1982, т. 18, № 6.
9. Штессель Э. А. О влиянии естественной конвекции на пределы распространения пламени.— ФГВ, 1979, т. 15, № 3.
10. Мержанов А. Г., Штессель Э. А. Возникновение и развитие тепловой конвекции в слое вязкой жидкости.— ДАН СССР, 1970, т. 191, № 4.
11. Levy A. An optical study of flammability limits. Proc. Roy. Soc. London, 1965, v. A283, N 1392.

Поступила 4/VIII 1984 г.