m	w_0, м/с	w_δ, м/с
0,40	167	67
0,55	143	79
0,75	120	90
1,00	100	71
1,63	71	115

и длин камеры смешения. «Бедная» граница срыва более чувствительна к влиянию этих параметров. Аналогичные результаты получены и в работе [1] при исследовании стабилизации пламени гетерогенных смесей.

Предыдущие эксперименты по влиянию температурной неоднородности, а также данные [4] показали, что стабилизация пламени за длинным двумерным плохообтекаемым телом определяется участком с наиболее благоприятными условиями. Поэтому в данном случае срыв пламени должен соответствовать минимальной скорости и область стабилизации пламени должна расширяться с ростом неравномерности скорости. Эксперименты говорят об обратном влиянии. Известно, что неравномерность скорости в потоке порождает турбулентные пульсации скорости высокой интенсивности, а рост последних, как известно [7], довольно существенно сужает область работы стабилизатора пламени. Однако рассчитать степень влияния скоростной неравномерности через турбулентность потока на пределы стабилизации пламени довольно трудно, особенно при малых длинах камеры смешения. Это связано с большой неравномерностью распределения интенсивности турбулентности по сечению потока.

В данной работе предлагается проводить расчетную оценку этого влияния по величине максимальной скорости для каждого значения m (см. таблицу), воспользовавшись срывной характеристикой $w_{\text{срыв}} = f(\alpha_{\text{срыв}})$, полученной для данного стабилизатора в данных условиях по $L_{\text{к}}$, $T_{\text{ср}}$ при ровных полях ($m=1$, $\Theta=1$). Действительно, отклонение $w_{\max}$ от $w_{\text{ср}}$ характеризует степень неравномерности скоростного поля, а значит, и уровень генерируемой турбулентности. На рис. 3 линиями нанесены результаты такой обработки. Как видно, предложенный способ оценки влияния скоростной неравномерности набегающего потока воздуха при малых длинах камеры смешения $L_{\text{к}} = 8 \div 10h$ (h — поперечный наименьший размер потока) дает вполне удовлетворительный результат. Отклонения по α не превышают разброса экспериментальных точек.

Поступила в редакцию 16/IV 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. **В. Н. Груздев, А. Е. Костюченко, А. В. Талантов.**— В кн.: Горение в потоке. Казань, 1980.
2. **В. Л. Аполлонов. В. Н. Груздев.**— Там же, 1978.
3. **В. Л. Аполлонов, В. Н. Груздев, А. В. Талантов.**— Там же, 1976.
4. **В. Л. Аполлонов. В. Н. Груздев, А. В. Талантов.** ФГВ, 1982, 18, 4, 56.
5. **Б. В. Раушенбах и др.** Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М.: Машиностроение, 1964.
6. **В. Л. Аполлонов, В. Н. Груздев, А. В. Талантов.**— В кн.: Горение в потоке. Казань, 1974.
7. **В. Н. Груздев, А. В. Талантов.**— Там же, 1970.

О МАРКШТЕЙНОВСКОЙ ПОПРАВКЕ К НОРМАЛЬНОЙ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИСКРИВЛЕННОГО ПЛАМЕНИ

Б. Е. Рогоза

(Днепропетровск)

В работе рассматриваются условия существования нового класса решений тепловой задачи распространения пламени — неодномерной волны горения, способной самостабилизироваться в неоднородном потоке реагирующей среды. Необходимое условие существования таких решений —

зависимость нормальной скорости распространения фронта пламени от кривизны зоны реакции согласно классической формуле Дж. Г. Маркштейна [1].

Известное в теории нормального пламени приближение Я. Б. Зельдовича — Д. А. Франк-Каменецкого (большая энергия активации, подобие полей концентрации и температуры, постоянство теплофизических параметров среды) можно свести к одному уравнению с модельным δ-источником тепла [2]

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\boldsymbol{u}, \nabla) T = \varkappa \Delta T + q \Phi (T_b) \delta (T_b - T_0). \tag{1}$$

Здесь $\boldsymbol{u}$ — заданный несжимаемый реагирующий поток; $\varkappa$ — коэффициент температуропроводности; q — адиабатический разогрев, равный разности температуры адиабатического горения T_b и температуры реагирующей среды T_0; $\Phi(T_b)$ — интегральная скорость выделения тепла, связанная с аррениусовским источником $W(T)$, нормирующим соотношением $\Phi (T_b) = \int\limits_{T_0}^{T_b} W(T)\, dT$.

Уравнение (1) необходимо дополнить граничными условиями, которые в сопутствующей системе координат выберем в следующем виде: $T|_{n=\infty} = T_0$, $T|_{n\leqslant\infty} = T_b$. Последнее условие означает, что в продуктах сгорания имеет место равновесное распределение температуры, везде равное адиабатической температуре горения.

Решение задачи (1) ищем в виде неодномерной локально-нормальной тепловой волны

$$T = T(x, t) = \begin{cases} T\left(\int\limits_{(x_0, t_0)}^{(x,t)} \boldsymbol{n} d\boldsymbol{x} - w_n dt\right), & n(x, t) > 0, \\ T_b, & n(x, t) < 0, \end{cases} \tag{2}$$

где $n(x, t)$ — перемещение вдоль нормали к зоне реакции; $n(x, t) > 0$ и $n(x, t) < 0$ — полупространства, занимаемые соответственно реагирующей средой и продуктами сгорания; $x = (x_1, x_2, x_3)$.

В лабораторной системе координат элементарное перемещение вдоль нормали к фронту реакции определяется выражением

$$dn(x, t) = \boldsymbol{n} d\boldsymbol{x} - w_n dt = \frac{dF}{|\nabla F|},$$

где $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор нормали к поверхности зоны реакции $F = F(x, t) = 0$; w_n — нормальная скорость перемещения зоны реакции. Для плоского фронта пламени, у которого $\boldsymbol{n}$ и w_n везде постоянны, решение (2) представляет собой плоскую бегущую волну вида $T = T(x - w_n t)$.

Покажем, что необходимым условием существования решения (2) является зависимость нормальной скорости распространения пламени от кривизны поверхности фронта реакции в точном соответствии с классической формулой Маркштейна

$$u_{\text{н}} = u^0_{\text{н}} (1 + \mu G). \tag{3}$$

Здесь μ — постоянная Маркштейна, равная тепловой толщине $\frac{\varkappa}{u^0_{\text{н}}}$ зоны прогрева; G — кривизна зоны реакции, равная дивергенции от единичного вектора нормали.

После подстановки решения (2) в исходное уравнение (1) получаем локально-одномерное (квазиодномерное) уравнение для температуры в зоне прогрева

$$(u_n - w_n) \frac{\partial T}{\partial n} = \varkappa \frac{\partial^2 T}{\partial n^2} + \varkappa G \frac{\partial T}{\partial n}, \tag{4}$$

где $u_n - un$ — нормальная составляющая скорости реагирующего газа; $G = \nabla n$ — средняя кривизна зоны реакции. Одновременно с уравнением (4) получаем также граничное условие на поверхности зоны реакции

$$\varkappa \frac{\partial T}{\partial n} \left| \frac{\partial T}{\partial n} \right| + 2q\Phi(T_b) = 0.$$

Коэффициент перед вторым слагаемым формально легко обосновывается на основе правил корректного раскрытия произведения сингулярных обобщенных функций [3]. Здесь необходимо иметь в виду, что зона прогрева занимает положительное полупространство от зоны реакции, а δ-функция от полупространства равна $\delta(x_+) = 2\delta(x)$ ($x_+ = x$, если $x > 0$, $x_+ = 0$ при $x < 0$).

Иным способом краевое условие на границе раздела зон реакции и прогрева находится после интегрирования уравнения (1) по бесконечно узкому объему, охватывающему зону реакции [2]. Пренебрегая тепловым потоком в продукты сгорания по сравнению с тепловым потоком в зону прогрева и учитывая падение температуры вдоль нормали при удалении от зоны реакции, имеем $\left| \frac{\partial T}{\partial n} \right| = -\frac{\partial T}{\partial n}$. В результате находим величину теплового потока на границе между зонами прогрева и реакции ($n(x, t) = 0$)

$$\frac{\partial T}{\partial n} = \left[\frac{2q}{\varkappa} \Phi(T_b) \right]^{1/2}. \tag{5}$$

Далее, следуя классической теории скорости распространения нормального пламени [4], проинтегрируем уравнение (4) вдоль нормали к зоне реакции. Предполагая почти постоянство коэффициентов (4) и привлекая граничные условия, после однократного интегрирования получаем

$$(u_n - w_n)(T_0 - T_b) = -\varkappa \left[\frac{2q}{\varkappa} \Phi(T_b) \right]^{1/2} + \varkappa G (T_0 - T_b). \tag{6}$$

Величина $u_n - w_n$ по определению равна нормальной скорости $u_\text{н}$ распространения пламени. При этом все значения скоростей вычисляются на поверхности зоны реакции

$$u_\text{н}|_{F=0} = (u_n - w_n)_{F=0}. \tag{7}$$

Таким образом, уравнение (6) равносильно следующему выражению для нормальной скорости распространения искривленной зоны реакции:

$$u_\text{н} = \left[\frac{2\varkappa\Phi(T_b)}{T_b - T_0} \right]^{1/2} + \varkappa G.$$

Первое слагаемое в правой части представляет собой скорость распространения плоской зоны реакции

$$u_\text{н}^0 = \left[\frac{2\varkappa}{T_b - T_0} \int\limits_{T_0}^{T_b} W(T)\, dT \right]^{1/2}$$

и совпадает с известной классической формулой Я. Б. Зельдовича — Д. А. Франк-Каменецкого. Кроме того, общий вид поправки на теплодиффузионные эффекты к скорости нормального распространения пламени имеет маркштейновскую форму (3) линейной зависимости от кривизны зоны реакции.

В заключение отметим, что кинематическое условие (7) в раскрытой дифференциальной форме представляет собой нелинейное уравнение второго порядка

$$\frac{\partial F}{\partial t} + (u, \nabla) F = u_\text{н}^0 \left[1 + \mu \frac{\Delta F}{|\nabla F|} - \frac{(\nabla F, \nabla)^2 F}{2 |\nabla F|^3} \right] |\nabla F|. \tag{8}$$

При обращении в нуль постоянной Маркштейна μ (8) преобразуется в известное уравнение эволюции фронта пламени, рассматриваемого как гидродинамический разрыв. Ранее в [5] методом геометрической акустики подробно изучена эволюция такого бесконечно узкого фронта пламени. В частности, продемонстрирован эффект самостабилизации волны горения и установление стационарной негладкой формы ее поверхности при распространении в гармоническом и амплитудно-модулированном реагирующем потоках. Более общий расчет по уравнению (8) стационарной формы зоны реакции с учетом диссипативного сглаживания линий излома будет проведен в следующей работе.

Таким образом, показано, что зависимость скорости нормального распространения фронта пламени от кривизны зоны реакции в форме Маркштейна вытекает из специального класса решений тепловой задачи горения. Более того, нарушение формулы Маркштейна означает, что для пламени с конечной тепловой толщиной решений типа (2) в квазистационарном случае не существует.

Поступила в редакцию 18/IV 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. **Дж. Г. Маркштейн.** Нестационарное распределение пламени. М.: Мир, 1968.
2. **А. П. Алдушин, С. Г. Каспарян.** Докл. АН СССР. 1979, **244**, 1.
3. **В. П. Маслов.** УМН, 1983, 38, 6 (234).
4. **Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович** и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
5. **Б. Е. Рогоза.** ФГВ, 1983, 19, 3.

ЭФФЕКТ ОБЕДНЕНИЯ ГОРЮЧЕЙ СМЕСИ ПЕРЕД ФРОНТОМ ПЛАМЕНИ

Л. К. Парфенов

(Томск)

Появление искривленной структуры многие исследователи объясняли влиянием внешних ускорений на фронт пламени или же за счет теплового расширения продуктов горения. В этом случае они полагали, что пламена всегда должны образовывать «складки» и распадаться на ячейки.

Образованию кривизны могут способствовать также дополнительные эффекты процессов переноса. Так, при отсутствии ускорения потока в направлении, перпендикулярном поверхности пламени, констатировали самопроизвольное образование «складок» и распад пламени, присущих только для смесей, состав которых отличается от стехиометрических. При этом коэффициент диффузии недостающего компонента существенно превышает коэффициент избыточного компонента. Последнее приводит к самопроизвольному частичному расслоению компонентов смеси непосредственно перед фронтом пламени. Поскольку скорость горения зависит от состава, это разделение ведет к локальным увеличениям и уменьшениям скорости горения: на поверхности пламени образуются «складки», приводящие к ячеистой структуре. В [1] обнаружено различие в пределах распространения пламени для водородно-воздушных смесей при распространении вверх (4% водорода) и вниз (9% водорода). Различия в пределах распространения пламени в [2] объяснены так: горение вблизи предела в водородных смесях поддерживается за счет диффузии водорода к сферической поверхности поднимающегося шарика горячих газов. Приток водорода к шарику благодаря более высокому коэффициенту диффузии водорода по сравнению с кислородом вызывает смещение состава в область богатых смесей, что дает возможность достичь