

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ГОРЕНИИ

А. М. Климов, В. И. Лебедев
(Москва)

Растяжение материальных линий и поверхностей — наиболее существенный фактор турбулентной среды, воздействующий на структуру реакционных зон при горении однородных газов [1, 2]. Гидродинамические деформации влияют на распределения температуры основных и промежуточных компонентов (включая активные центры) и определяют в зависимости от отношения γ характерных химических и гидродинамических времен режим горения. Переход от «поверхностного» горения к «объемному» происходит через локальные срывы горения: растяжение небольших объемов продуктов сгорания, окруженных ламинарными фронтами пламени, нарушает при $\gamma \sim 1$ энергетический баланс, интенсивное химическое превращение в зонах реакции прекращается, а поля всех скалярных величин выравниваются диффузией, так что химические реакции более равномерно распределяются по объему турбулентного пламени. Численное моделирование этого процесса [3] для условий в глубине турбулентной зоны горения показывает, что переход от «поверхностного» режима горения к «объемному» происходит при $\gamma \approx 2$. Интегральная скорость химического превращения не обязательно лимитируется возникающими при этом локальными «затуханиями» пламени. Например, в случае безграничного плоского турбулентного фронта пламени нет никакого теоретического предела увеличению скорости горения с увеличением интенсивности турбулентности (разумеется, при отсутствии радиационных потерь). С другой стороны, в сферическом случае, когда область продуктов сгорания имеет конечный размер, такое ограничение общей скорости выгорания возможно и даже неизбежно. Именно этим, по нашему мнению, объясняется «загиб» кривых скорости выгорания в области больших скоростей турбулентных пульсаций в опытах [4].

В особенно отчетливом виде предельные явления проявляются, по-видимому, на передней границе турбулентного фронта пламени в условиях, когда режим горения еще остается преимущественно «поверхностным». На передней границе отдельные языки продуктов сгорания (окаймленные зоной реакции) отстоят относительно далеко друг от друга и не испытывают взаимного влияния. Поэтому локальные срывы горения должны происходить здесь при меньших значениях γ , чем в глубине турбулентного пламени. Кроме того, преимущественной формой этих выступов является цилиндрическая из-за втягивания легких продуктов сгорания вдоль осей турбулентных вихрей [2], а это приводит к более раннему срыву по сравнению с плоским случаем [5]. Поскольку скорость распространения турбулентного фронта пламени (или скорость «разноска» по объему горючей смеси реакционных зон с высокой концентрацией активных центров в тех случаях, когда четкого турбулентного фронта пламени нет) определяется турбулентной дисперсией и самосмыканием ведущих изотермических поверхностей; локальные срывы горения, вызванные действием гидродинамических деформаций, должны существенно сказываться на этой скорости и, в частности, приводить к влиянию на эту скорость линейных размеров (масштаба турбулентности, числа Рейнольдса). Последнее обстоятельство связано с тем, что проникновение реакционных зон вдоль осей вихрей возможно лишь в ограниченной части турбулентного спектра — мелкомасштабные явления исключаются.

В настоящей работе получены численные решения для стационарного растяжения двойного плоского ламинарного пламени (плоский слой продуктов сгорания) и цилиндрического ламинарного пламени (продукты сгорания — внутри цилиндра).

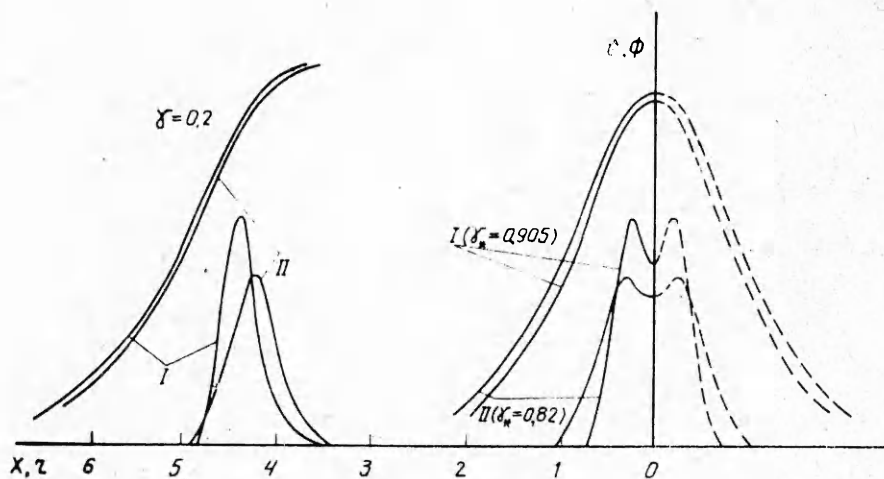


Рис. 1. Распределения температуры и скорости тепловыделения в пламени (плоский случай).

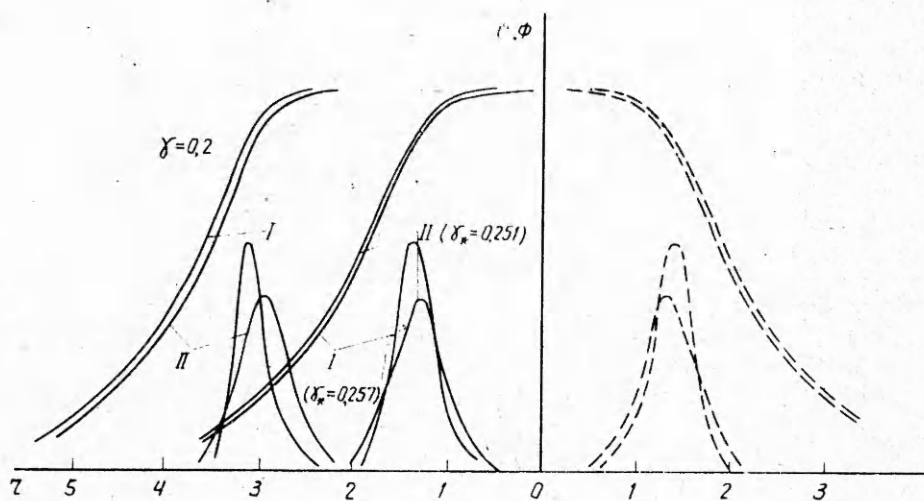


Рис. 2. Распределения температуры и скорости тепловыделения в пламени (цилиндрический случай).

Решались уравнения: плоский случай

$$\frac{d^2\vartheta}{dx^2} + kx \frac{d\vartheta}{dx} + \Phi = 0,$$

цилиндрический случай

$$\frac{d^2\vartheta}{dr^2} + \left(\frac{1}{r} + kr\right) \frac{d\vartheta}{dr} + \Phi = 0,$$

$$\Phi = A_1 (1 - \vartheta)^2 e^{-\frac{2\beta}{1 + \Theta\vartheta}} \quad (I)$$

для теплового механизма,

$$\Phi = A_2 \vartheta (1 - \vartheta)^2 e^{-\frac{2\beta}{1 + \Theta\vartheta}} \quad (II)$$

для цепного механизма с реакцией разветвления без обрыва цепи. A_1 и A_2 получались из расчета нормального пламени; $\beta = E/RT_0$; $\Theta = (T_r - T_0)/T_0$; $\vartheta = (T - T_0)/T_0$; T , T_0 , T_r — текущая, начальная и конечная (адиабатическая) температуры газа; E — 18 ккал/моль; $T_0 = 300$ К;

$T_r = 1024$ К; $\gamma = kt_0$, где t_0 — характерное время нормального горения; k — градиент скорости. Результаты для плоского и цилиндрического случаев приведены на рис. 1 и 2 соответственно.

Наиболее характерно то, что критические значения γ_* (при срыве) очень сильно (более чем в три раза) различаются в плоском и цилиндрическом случаях. Срывное значение γ в плоском случае, со своей стороны, примерно в два раза ниже значения, соответствующего переходу от «поверхностного» горения к «объемному» в глубине турбулентного пламени, т. е. потухания цилиндрических очагов на передней границе происходят при вполне «поверхностном» общем режиме сгорания. Далее, в плоском случае реакционные зоны перед срывом сливаются в одну и происходит некоторое понижение температур (порядка RT_r^2/E), а в цилиндрическом случае диаметр фронта пламени (и зоны реакции) остается конечным и довольно большим (порядка пяти толщин нормального пламени), и срыв происходит внезапно без предварительного понижения температуры в стационарном решении. Ясно, что осевое проникновение реакционных зон возможно лишь на уровне достаточно крупных вихрей как из-за существования минимального абсолютного размера, задаваемого толщиной нормального пламени, так и потому, что γ обратно пропорционально масштабу турбулентности.

Различие между цепным и тепловым механизмами незначительно, причина этого в том, что срыв происходит при невысоких γ , недостаточных для таких изменений структуры фронта пламени, при которых различие между ними могло бы сказаться.

Нетрудно видеть, что описанные явления должны играть также важную роль в процессе развития очага пламени, получаемого искровым зажиганием в турбулентной среде.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Климов. ПМТФ, 1963, 3, 49.
2. А. М. Klimov. VIII Internat. Colloquium on Gasdynamics of Explosions and Reactive Systems. Minsk, 1981.
3. А. М. Климов, В. Н. Лебедев. — В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение газов и натуральных топлив. Черноголовка, 1980.
4. В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1980, 16, 1, 45.
5. А. М. Климов. — В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.

УДК 538.46

РЕЖИМЫ НЕУСТОЙЧИВОГО ГОРЕНИЯ ОБРАЗЦОВ БЕЗГАЗОВЫХ СОСТАВОВ В ФОРМЕ СТЕРЖНЕЙ КВАДРАТНОГО И КРУГОВОГО СЕЧЕНИЯ

С. В. Щербак
(Москва)

Экспериментальное изучение процессов горения безгазовых составов показывает, что при определенных условиях стационарное горение в виде плоской волны становится неустойчивым и сменяется нестационарным режимом [1, 2]. В [3] в рамках приближения «узкой зоны», а в [4] прямым численным расчетом показано, что неустойчивость проявляется при $\gamma = RT_r^2/E(T_r - T_0) \leq 1/8$, а наиболее опасными для пламени являются пространственные возмущения с волновым числом $k_* \approx u/2\kappa$. Здесь R — газовая постоянная; T_r — адиабатическая температура горения; E — энергия активации химической реакции; T_0 — начальная температура состава; u — скорость фронта пламени; κ — коэффициент температуропроводности. Для образцов безгазовых составов в форме длинных стержней с различным поперечным сечением в линейном анализе