

13. Топчийн М. Е. Экспериментальные исследования спиновой детонации датчиками давления. ПМТФ, 1962, № 4.
14. Manson N. Propagation des detonations et des deflagrations dans les melanges gazeux. L'office National d'Etudes et des Recherches Aeronautiques, Paris, 1947.
15. Fay J. A. A mechanical theory of spining detonation. J. Chem. Phys., 1952, vol. 20, No 6.
16. Солоухин Р. И., Топчийн М. Е. Исследование шлейфа спиновой детонации. ДАН СССР, 1959, т. 127, стр. 772.
17. Russell E. Duff. Investigation of spining Detonation and Detonation Stability. The Physics of Fluids, 1961, № 11.
18. Вуд В. В., Залсбург З. В. Исследование установившегося состояния поддерживаемых детонационных и ударных волн. Механика, Изд-во иностр. литры, 1961, № 5.
19. Эйзен, Гросс и Ривлин. Теоретический расчет газовой детонации. Вопросы ракетной техники. Изд-во иностр. лит., 1961, № 1, стр. 73.

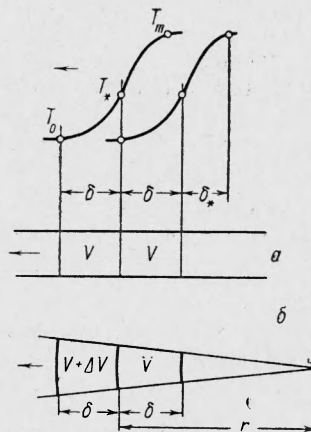
О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ТЕПЛА МЕЖДУ ЗОНАМИ ПОДОГРЕВА И РЕАКЦИИ В СФЕРИЧЕСКИХ ПЛАМЕНАХ

Е. С. Семенов

(Москва)

Как было отмечено Михельсоном [1], в искривленном фронте пламени с радиусом кривизны r , сравнимым с шириной зоны подогрева δ , т. е. $r/\delta \approx 1$, повышенный теплоотвод в зону подогрева должен приводить к заметному снижению температуры горения и соответственно скорости горения по сравнению с плоским пламенем. Это было подтверждено опытами, в которых наблюдалось прогрессирующее расширение зоны реакции и снижение скорости распространения в сферическом очаге горения по мере уменьшения его радиуса с приближением к точке зажигания.

Ниже приводится примерный расчет, показывающий как в адиабатическом сферическом пламени пропана изменяются с радиусом распределение тепла между зонами тепловыделения и подогрева и связанные с ним основные характеристики пламени — температура и скорость горения.



Фиг. 1. Схемы пламени — плоского (а) и сферического (б) в двух последовательных положениях фронта; верхние кривые — профиль температуры; δ — ширина зоны подогрева; δ_* — ширина зоны реакции; V и $V + \Delta V$ — объемы зон подогрева на единицу поверхности фронта; J — точка зажигания сферического пламени

На фиг. 1 приведены схемы пламени — плоского и сферического. При перемещении фронта пламени на ширину зоны подогрева в первом случае не происходит изменения объема; во втором — объем газа в зоне подогрева возрастает на величину ΔV , так что относительное изменение объема является функцией безразмерного радиуса

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{2}{r/\delta} + \frac{d\delta}{dr} \quad (1)$$

График этой функции изображен на фиг. 2 в виде двух кривых: кривая 1 дает первое приближение $\Delta V/V$, когда пренебрегается изменением δ с радиусом. Кривая 2 дана с учетом члена $d\delta/dr$, непосредственно отражающего специфические свойства данной смеси. Это иллюстрируется на примере приводимого ниже расчета.

Распределение тепла между зонами подогрева и реакции в плоском и в сферическом пламенах описывается равенством

$$Q + Q_* = m_* E \quad (Q = c_p m (T_* - T_0), \quad Q_* = c_p m_* (T_m - T_*)) \quad (2)$$

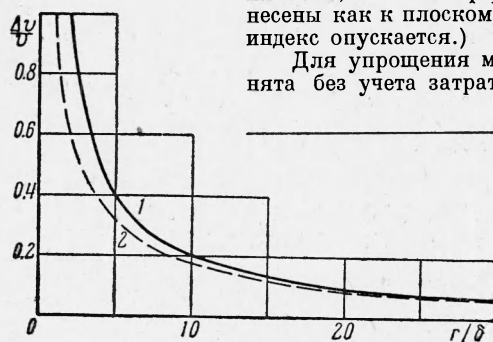
Здесь E — теплотворная способность смеси; Q — тепло, идущее в зону подогрева, Q_* — тепло, остающееся в зоне реакции; T_* — условная температурная граница

начала реакции; m и m_* — массы газа, подогреваемого и сгорающего в единицу времени на единицу поверхности пламени (точнее, на единицу поверхности, разделяющей зону реакции от зоны подогрева; их размерность $г см^{-2} сек^{-1}$). Для плоского пламени $m = m_*$ и

$$E = \langle c_p \rangle (T_m^- - T_0) \quad (3)$$

где $\langle c_p \rangle$ — средняя теплоемкость газа в пределах от начальной температуры T_0 до максимальной T_m^- . (Здесь и ниже верхний индекс черта относится к плоскому пламени, а 0 — к сферическому. Если величины могут быть отнесены как к плоскому, так и сферическому пламени, верхний индекс опускается.)

Для упрощения максимальная температура сгорания принята без учета затрат тепла на диссоциацию и на излучение.



Фиг. 2. Зависимость приращения объема на пути δ от безразмерного радиуса r/δ :

$$1 — \text{кривая } \frac{\Delta V}{V} \approx \frac{2}{r/\delta}$$

$$2 — \text{кривая } \frac{\Delta V}{V} = \frac{2}{r/\delta} + \frac{d\delta}{dr}$$

для приведенного расчета

В сферическом пламени объем зоны подогрева возрастает по сравнению с плоским пламенем в соответствии с выражением (1) в $(1 + \Delta V/V)$ раз. В этом случае $m = m_* (1 + \Delta V/V)$ и равенство (3) превращается в

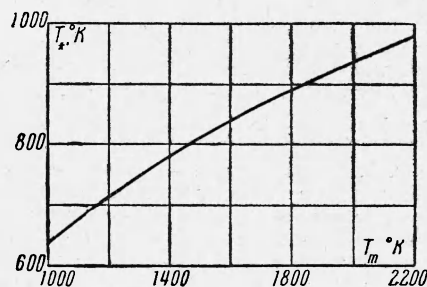
$$E = \langle c_p \rangle \left[(T_m^- - T_*^0) + \left(1 + \frac{\Delta V}{V}\right) (T_*^0 - T_0) \right] \quad (4)$$

Если приближенно считать, что средняя теплоемкость не изменилась, то, приравняв (3) и (4), получим

$$T_m^0 = T_m^- - (T_*^0 - T_0) \frac{\Delta V}{V} \quad (5)$$

Согласно (5) и (1) максимальная температура фронта пламени будет тем ниже,

Фиг. 3. Зависимость температуры условного начала реакции от температуры горения. Принято $T_m^- = 2300^\circ K$, $T_*^- = 1000^\circ K$



чем меньше r/δ . Более точное выражение должно учитывать изменение средних плотностей и теплоемкостей газа в зонах подогрева и реакции с изменением T_m .

В качестве условного критерия момента начала реакции примем точку, в которой скорость реакции w_* составляет определенную долю a от максимальной w_m , так что

$$a \approx \exp \left[-\frac{E}{R} \left(\frac{1}{T_*} - \frac{1}{T_m} \right) \right] \quad (6)$$

Отсюда

$$T_* = \frac{1}{1/T_m - A} \quad \left(A = \frac{1}{T_m^-} - \frac{1}{T_*^-} \right) \quad (7)$$

Для конкретного расчета было принято в пропано-воздушном пламени состава $\alpha \approx 0.96$, $T_*^- = 1000^\circ K$, $T_m^- = 2300^\circ K$ и $E = 20\,000 \text{ кал/моль}$. В этом случае

$$T_* = \frac{1}{1/T_m + 5.65 \cdot 10^{-4}}$$

Кривая $T_* = f(T_m)$ приведена на фиг. 3.

Чтобы получить замкнутую систему уравнений, связывающих температуру горения T_m с радиусом пламени, необходимо написать зависимость между δ и T_m . Для

этого сделаем два допущения: во-первых, примем ширины зоны подогрева и реакции как в плоском, так и в сферическом пламенах пропорциональными, т. е. $\delta \sim \delta_*$ и, во-вторых, в соответствии с тепловой теорией распространения пламени будем считать, что ширина зоны пламени обратно пропорциональна скорости горения.

Согласно приближенной теории горения Зельдовича — Франка-Каменецкого зависимость скорости горения u от температуры горения для углеводородно-воздушных пламен дается выражением [2]

$$u \sim T_0 T_m^{2.7} (T_m - T_0)^{-1.5} \exp \left(-\frac{E}{2RT_m} \right) \quad (8)$$

Приняв $E = 20\,000$ кал/моль, получим следующее приближенное выражение:

$$\frac{u^\circ}{u^-} \approx \left(\frac{T_m^\circ - T_0}{T_m^- - T_0} \right)^{3.5} \quad (9)$$

Такая же зависимость получается и непосредственно по экспериментальным данным, например, приведенным в [3]. Так как $\delta \sim 1/u$, то из (9) следует, что для углеводородов

$$\frac{\delta^\circ}{\delta^-} \approx \left(\frac{T_m^- - T_0}{T_m^\circ - T_0} \right)^{3.5} \quad (10)$$

В общем случае для любых смесей можно написать с некоторым приближением

$$\frac{\delta^\circ}{\delta^-} \approx \left(\frac{1}{y} \right)^n \quad (11)$$

Система уравнений (1), (5), (7) и (11) приводится к одному дифференциальному уравнению

$$\frac{dy}{dx} = \frac{2y}{nx} - \frac{y^{n+1}}{n} \frac{(1-y) \{1 - A(T_m^- - T_0) [y + T_0 / (T_m^- - T_0)]\}}{y + AT_0 [y + T_0 / (T_m^- - T_0)]} \quad (12)$$

которое дает зависимость между безразмерными температурой y и радиусом пламенной сферы x

$$x = \frac{r}{\delta^-}, \quad y = \frac{T_m^\circ - T_0}{T_m^- - T_0}$$

Для принятых условий этот расчет дает

$$\frac{dy}{dx} = \frac{4}{7} \frac{y}{x} - \frac{y^{4.5}}{3.5} \left(\frac{1.17 - 0.04y - 1.13y^2}{0.83y - 0.0255} \right) \quad (13)$$

Зависимость $y = f(x)$, полученная в результате численного интегрирования уравнения (13) методом последовательных приближений, изображена на фиг. 4. Там же приведены кривые u°/u^- и $\delta_*^\circ/\delta_*^-$, рассчитанные по выражениям (9) и (10).

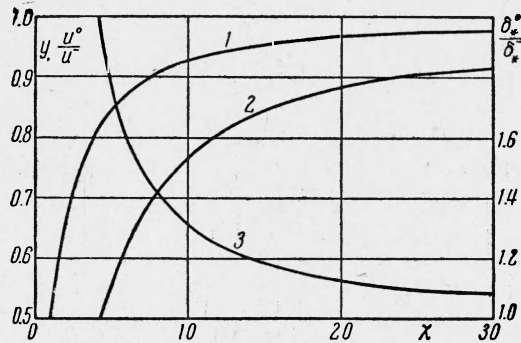
Результаты проведенного примерного расчета, основанного на геометрических соотношениях, показывают заметное изменение в распределении тепла, идущего на подогрев свежей смеси и продуктов реакции, с изменением радиуса сферического пламени. На малых радиусах можно поэтому ожидать значительное снижение температуры горения и соответствующее уменьшение скорости горения и расширение зоны реакции тем большее, чем меньше показатель степени n в выражении (11). Все эти выводы в принципе сохраняются и без упрощающих предположений, т. е. при уточнении расчета учетом диссоциации и потерь тепла на излучение.

Автор благодарит А. С. Соколика за советы и замечания, высказанные при обсуждении работы.

Поступила 2 IV 1962

ЛИТЕРАТУРА

1. Михельсон В. А. О нормальной скорости воспламенения гремучих газовых смесей. Собр. соч., т. 1, Изд-во Новый агроном, 1930, стр. 87—161.
2. Соколик А. С. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. М., Изд-во АН СССР, 1960.
3. Карпов В. П. и Соколик А. С. О связи между самовоспламенением и скоростями ламинарного и турбулентного горения парафиновых углеводородов ДАН СССР, 1961, т. 138, № 4, стр. 874.



Фиг. 4. Зависимость от радиуса пламени $x = r/\delta^-$: кривая 1 — температуры горения $y = (T_m^\circ - T_0)/(T_m^- - T_0)$; кривая 2 — скорости горения u°/u^- ; кривая 3 — ширины зон реакции $\delta_*^\circ/\delta_*^-$