

смеси в граничном с зоной воспламенения слое толщиной 10^{-2} — 10^{-3} см. Как видно из полученных результатов (см. рис. 3), и при этих параметрах температура газа в граничном слое повышается не более 15 К. Отметим также, что время жизни атомов водорода в рассматриваемых условиях (см. рис. 2 и 3) равно 10^{-2} — 10^{-3} с, а время диффузионного выравнивания концентраций атомов водорода в зоне 2 и в граничном с этой зоной слое газа имеет порядок 10^{-5} с. Таким образом, из сопоставления данных по ΔT и τ_n , τ_D следует, что в условиях проведенного эксперимента доминирует в механизме зажигания и распространения пламени диффузия атомов и радикалов в свежую смесь с последующим нелинейным разветвлением цепей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1967.
2. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
3. Семенов И. И. О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности.— М.: Изд-во АН СССР, 1958.
4. Воронков В. Г., Семенов И. И. ЖФХ, 1939, 13, 12, 1695.
5. Азатян В. В. Докт. дис.— М., ИХФ АН СССР, 1979.
6. Шавард А. А. Канд. дис.— М., ИХФ АН СССР, 1981.
7. Foo K. K., Yang C. H. Comb. Flame, 1971, 17, 223.
8. Поройкова А. И., Обвивальнева А. В., Азатян В. В. и др. Кинетика и катализ, 1977, 18, 12, 301.
9. Kordylewski W., Scott S. K. Comb. Flame, 1984, 57, 127.
10. Веденеев В. И., Гершензон Ю. М., Поройкова А. И. и др. Кинетика и катализ, 1981, 22, 1, 86.
11. Азатян В. В., Шавард А. А. Хим. физика, 1983, 2, 254.
12. Арутюнян Г. А., Мартоян Г. А., Бейбутян В. М. и др. ФГВ, 1986, 22, 6, 28.
13. Александров Е. И. Канд. дис.— М., ИХФ АН СССР, 1975.
14. Арутюнян Г. А. Канд. дис.— Ереван, ИХФ АН АрмССР, 1980.
15. Кондратьев В. И., Никитин Е. Е. Кинетика и механизм газофазных реакций.— М.: Наука, 1975.
16. Карапетьянц М. Х. Химическая термодинамика.— М.: Химия, 1975.
17. Кикоин И. К., Кикоин А. К. Молекулярная физика.— Ереван: Луйс, 1968.
18. Гиршфельдер Дж., Кертис Г., Бэрд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей.— М.: ИЛ, 1961.
19. Warnatz Ba Bunsenges. Phys. Chem., 1978, 82, 2, 193.
20. Эмануэль Н. М., Кнорре Д. Г. Курс химической кинетики.— М.: Выс. шк., 1969.

Поступила в редакцию 21/III 1986,
после доработки — 14/I 1987

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ В УСЛОВИЯХ ИМПУЛЬСНОГО СЖАТИЯ

Е. С. Северин, В. Г. Слуцкий
(Москва)

Требование достаточно быстрого воспламенения топливных смесей при $T \lesssim 1000$ К типично для стадии запуска ряда процессов и агрегатов. Один из методов исследования задержек воспламенения при указанных температурах основан на измерении давления при быстром (импульсном) одноразовом сжатии горючей смеси движущимся поршнем. При этом за задержку воспламенения τ принимается временной интервал между моментом завершения сжатия и началом резкого нарастания давления под поршнем. Подобным методом можно измерять τ в интервале от нескольких до нескольких сотен миллисекунд при давлении до 10 МПа и выше [1, 2]. С методической точки зрения основной момент состоит в определении температуры, при которой происходит воспламенение, поскольку при наличии теплообмена со стенками процесс сжатия неадиабатический. Так, в [3—6] за температуру воспламенения прини-

мается средняя по сжимаемому объему температура $\langle T \rangle$. При этом из уравнения состояния идеального газа следует

$$\langle T \rangle / T_0 = (p/p_0) / \varepsilon, \quad \varepsilon = V_0/V, \quad (1)$$

где p — регистрируемое давление; ε — отношение объемов до и после сжатия (степень сжатия), определяемое из хода поршня. В [2] предлагается учитывать неоднородность температуры по объему и за температуру воспламенения принимать максимальную температуру T_{\max} в центре сжимаемого объема. В этом случае при известном p

$$\frac{T_{\max}}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}, \quad c_V = \text{const}, \quad (2)$$

$$\frac{p}{p_0} = \frac{T_{\max}}{T_0} \exp \int_{T_0}^{T_{\max}} \frac{c_V(T)}{R} \frac{dT}{T}, \quad c_V(T) \neq \text{const}$$

(γ — отношение теплоемкостей; c_V — теплоемкость при постоянном объеме). Определение T_{\max} по (2) требует наличия данных по теплоемкостям реагентов исследуемых топливных смесей вплоть до температур сжатия $T \approx 1000$ К. Однако для многих топлив подобные данные отсутствуют. Цель данной работы заключается в разработке метода определения максимальной температуры в сжимаемом объеме, не требующем данных по теплофизическим свойствам реагентов, а также в экспериментальной проверке метода.

Установка состоит из цилиндра диаметром 80 мм, в котором под действием сжатого воздуха из ресивера движется поршень со штоком и стопорной гайкой, задающей требуемый ход поршня (максимальный ход 200 мм). Предварительные опыты показали, что установка герметична, так как при длительной выдержке после сжатия и охлаждения газа давление под поршнем сравнивается с давлением изотермического сжатия. Опыты по сжатию аргона с $p_0 = 0,1$ МПа до $\varepsilon = 10$ показали, что сжатие в целом неадиабатично: максимальное давление сжатия примерно в 1,5 раза ниже рассчитанного для адиабатического случая. Характерное время спада давления за счет теплообмена после сжатия составляет $\tau_1 \approx 2$ с и существенно превышает время сжатия $\tau_c \approx 0,1$ с. Принимая τ_1 за характерное время смыкания нарастающих пристеночных тепловых пограничных слоев, получаем, что при $\tau_c \ll \tau_1$ тепловые пограничные слои не достигают центра сжимаемого объема: центральная часть газа не участвует в теплообмене и сжимается адиабатически.

Для определения корреляции между T_{\max} и $\langle T \rangle$ сжатию подвергались аргон ($c_V/R = 3/2$) и кислород ($c_V(T)/R \approx 5/2$). В опытах $p_0 = 0,025; 0,05; 0,1$ МПа, $5 \leq \varepsilon \leq 15$, чему отвечает $2,7 \leq T_{\max}/T_0 \leq 4,7$ для Ar и $1,7 \leq T_{\max}/T_0 \leq 2,3$ для O₂. Результаты обработки опытных данных приведены на рис. 1, где видно, что T_{\max} может существенно превышать $\langle T \rangle$. При $\varepsilon = 10$ T_{\max} на 150 К выше $\langle T \rangle$ для O₂ и на 260 К для Ar. Столь значительное различие между максимальной и средней температурами обязывает при построении зависимости $\tau(T)$ использовать именно T_{\max} , так как применение $\langle T \rangle$ может привести к серьезным искажениям. Величина $T_{\max}/\langle T \rangle$ при заданном τ практически не зависит от давления и состава сжимаемого газа (по крайней мере в указанном диапазоне изменения c_V/R). Это позволяет, в отличие от [2, 7], определять T_{\max} без привлечения данных по теплоемкости исследуемой смеси, что особенно важно при изучении смесей новых топлив, для которых данные по c_V либо отсутствуют, либо недостаточны. Действительно, соотношение (1) позволяет определить $\langle T \rangle$ по записываемому сигналу давления и задаваемой на установке степени сжатия, а затем по графику рис. 1 определить T_{\max} , умножив $\langle T \rangle$ на соответствующий коэффициент.

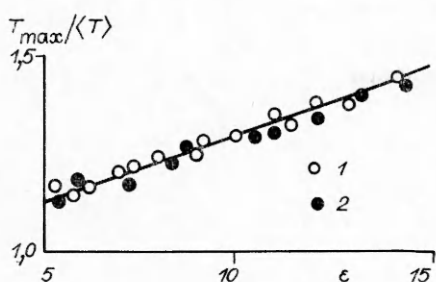


Рис. 1. Отношение $T_{\max}/\langle T \rangle$ для различных степеней сжатия аргона (1) и кислорода (2).

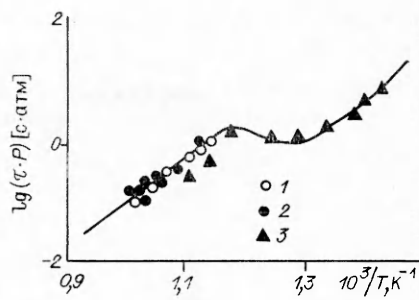


Рис. 2. Приведенная зависимость задержки воспламенения смеси $0,033C_3H_8 + 0,167O_2 + 0,80Ar$ от температуры.

1 — $p = 0,1$ МПа, метод перепуска [9];
2, 3 — $p = 1$ и 2 МПа, метод импульсного сжатия (данные авторов).

Для апробации предложенной методики определения T_{\max} измерена температурная зависимость задержки воспламенения смеси $0,033C_3H_8 + 0,167O_2 + 0,80Ar$ при $p = 1$ и 2 МПа, $6 \leq \varepsilon \leq 15$, $0,03 \leq p_0 \leq 0,15$ МПа и получено $700 \leq T_{\max} \leq 1000$ К и $20 \leq \tau \leq 400$ мс. Зависимость $\tau(T)$ сравнивалась с определенной в перепускной установке при $p = 0,1$ МПа [8, 9]. Сравнение в координатах $\lg(\tau p)$, $1/T$ приведено на рис. 2 и указывает на хорошее совпадение измерений по двум независимым методам.

Для определения влияния на величину τ понижения давления под поршнем после сжатия из-за продолжающегося теплообмена смеси со стенками рассмотрим адиабатически расширяющийся газовый объем с тепловыделением, давление в котором падает по закону $p = p_0 \exp(-t/\tau_0)$. Энергия газа E' увеличивается из-за тепловыделения Q и уменьшается за счет производимой работы: $dE' = dQ - pdV$. Полагая, что скорость тепловыделения $q = dQ/dt$ подчиняется аррениусовской зависимости, и разлагая экспоненту по Франк-Каменецкому, получаем с учетом $dE' = c_v dT$ и уравнения состояния идеального газа следующее выражение:

$$c_p \frac{dT}{dt} = q_0 \exp\left(\frac{E\Delta T}{RT_0^2}\right) - \frac{RT_0}{\tau_0}, \quad (3)$$

где $\Delta T = T - T_0$ — изменение температуры; E — энергия активации; $q_0 = q/T_0$. Случаю $p = \text{const}$ в (3) отвечает $\tau_0 = \infty$ ($RT_0/\tau_0 = 0$), и соответствующее решение для задержки воспламенения берем из [10]

$$\tau = c_p RT_0^2 / E q_0. \quad (4)$$

Решая в том же приближении (3) для конечного τ_0 , получаем

$$\frac{\tau}{\tau_{p=\text{const}}} = \frac{1}{\xi} \ln \frac{1}{1-\xi}, \quad \xi = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{E}{RT_0^2} \frac{\tau_{p=\text{const}}}{\tau_0}. \quad (5)$$

Основной результат (5) заключается в том, что при $\xi < 1$ величина $\tau \approx \tau_{p=\text{const}}$, а при $\xi \geq 1$ воспламенение в расширяющемся объеме становится невозможным. Сильная зависимость $\xi(T)$ ($\xi \sim \tau_{p=\text{const}}$) означает, что при экспериментальном определении $\tau(T)$ в условиях импульсного сжатия величина τ либо практически совпадает с $\tau_{p=\text{const}}$, либо воспламенение не наблюдается вовсе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Колбановский Ю. А., Щипачев В. С., Черняк Н. Я. и др. Импульсное сжатие газов в химии и технологии. — М.: Наука, 1982.
2. Воинов А. Н. Сгорание в быстроходных поршневых двигателях. — М.: Машиностроение, 1977.
3. Кумагаи. Горение. — М.: Химия, 1979.
4. Halstead M. P., Kirsch L. J., Quinn C. P. Comb. Flame, 1977, 30, 1, 45.
5. Beely P., Griffiths J. F., Gray P. Ibid. 1980, 36, 3, 255.

6. Griffiths J. F. Eighteenth Sympos. (Internat.) on Combustion.— Pittsburgh, Pennsylvania, 1981.
7. Скорodelов Д. И. Канд. дис.— М.: МАДИ, 1969.
8. Борисов А. А., Скачков Г. И. Кинетика и катализ, 1964, 5, 6, 968.
9. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Драгалова Е. В. и др. Хим. физика, 1983, 2, 6, 838.
10. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1967.

Поступила в редакцию 21/XI 1985,
после доработки — 6/XI 1986

РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФфуЗИОННОГО ГОРЕНИЯ ВОДОРОДА НАД ПОРИСТОЙ ПЛАСТИНОЙ

С. А. Зайцев, А. Б. Лебедев

(Москва)

Исследование вдува химически реагирующего вещества через пористую поверхность в турбулентный пограничный слой до- и сверхзвукового потока представляет важную прикладную задачу в связи с вопросами теплозащиты элементов летательных аппаратов, горения твердых и жидких топлив, разрушения аблирующих покрытий и т. д. [1, 2].

Рассмотрим вдув топлива через пористую или перфорированную пластину в образующийся на ней турбулентный пограничный слой сверхзвукового потока атмосферного воздуха. В качестве топлива выбран газообразный водород. Введем ряд допущений: поверхность абсолютно каталитическая; справедливы все упрощения теории пограничного слоя; существует установившийся турбулентный поток с нулевым градиентом давления; перенос лучистой энергии пренебрежимо мал; термо- и бародиффузия малы по сравнению с диффузией, обусловленной градиентами концентрации.

Сделанные предположения накладывают ограничения на значения интенсивности вдува $\beta_w = \langle \rho \rangle_w \langle v \rangle_w / \langle \rho \rangle_\infty \langle u \rangle_\infty$ ($\langle \rho \rangle$ — плотность, $\langle u \rangle$, $\langle v \rangle$ — продольная и поперечная компоненты скорости, индексами ∞ и w обозначены параметры набегающего потока на внешней границе пограничного слоя и на стенке, величины в скобках — осредненные по времени). С одной стороны, коэффициент β_w должен быть невелик, чтобы из-за вдува не происходило оттеснения пограничного слоя от поверхности пластины, но с другой — интенсивность вдува не может быть очень мала, так как в этом случае горение происходит в порах поверхности.

Цель расчетного исследования — определение влияния вдува и диффузионного горения на характеристики турбулентного пограничного слоя сверхзвукового потока (профили параметров течения, коэффициент трения $c_f = 2\tau_w / \langle \rho \rangle_\infty \langle u \rangle_\infty^2$, формпараметр $H = \delta^* / \delta^{**}$, $\tau = \langle \rho \rangle v (\partial \langle u \rangle / \partial y)$, $\delta^* = \int_0^\infty (\langle \rho \rangle_\infty \langle u \rangle_\infty - \langle \rho \rangle \langle u \rangle) dy / \langle \rho \rangle_\infty \langle u \rangle_\infty$, $\delta^{**} = \int_0^\infty \langle \rho \rangle \langle u \rangle (\langle u \rangle_\infty - \langle u \rangle) dy / \langle \rho \rangle_\infty \langle u \rangle_\infty^2$, y — поперечная координата) и удельного импульса нормальной силы $I = \int \Delta p dx / \beta_w$ (где Δp — разность давлений при вдуве и горении, а также со вдувом, но без горения, β_w — расход вдуваемого газа). Значение I позволяет оценить эффективность внешнего горения для создания боковых и продольных управляющих усилий. Величину удельного импульса нормальной силы можно определить из соотношения

$$I = \frac{\frac{H_\Gamma c_{f\Gamma} - H_0 c_{f0}}{2} + \frac{(H_\Gamma - H_0) \langle \rho \rangle_w \langle v \rangle_w}{\langle \rho \rangle_\infty \langle u \rangle_\infty} \frac{M_\infty \langle a \rangle_\infty}{g}}{\frac{\langle \rho \rangle_w \langle v \rangle_w}{\langle \rho \rangle_\infty \langle u \rangle_\infty} \sqrt{M_\infty^2 - 1}}, \quad (1)$$