ВЛИЯНИЕ ДИССИПАЦИИ МЕХАНИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ НА ГИСТЕРЕЗИСНОЕ ГОРЕНИЕ

Л. Ю. Артюх, Э. А. Закарин,
В. П. Кашкаров, С. М. Орлова

1. Теоретический анализ гистерезисных явлений при горении в камере сгорания или на поверхности тела, проведенный в [1, 2], основан на нульмерной модели реагирующей системы. Качественные результаты такого анализа были подтверждены в дальнейшем при экспериментальном исследовании процессов окисления на платиновой поверхности [1] и в химических реакторах [3, 4]. Строгое решение в одномерной постановке потребовало численного поиска неоднозначных решений системы нелинейных дифференциальных уравнений. Такой подход использован при изучении проточных химических реакторов [5], а также при исследовании процессов воспламенения и потухания горючей смеси в зоне торможения [6, 7].

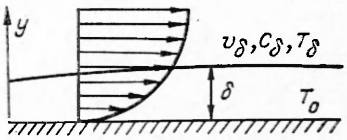

Рис. 1. Схема течения (v_δ — скорость, T_δ — температура, C_δ — концентрация реагента).

В [8] был получен гистерезисный характер гетерогенного горения при изменении числа Маха, проявившийся в несовпадении условий воспламенения и потухания, реализуемых соответственно увеличением или уменьшением скорости набегающего сверхзвукового потока. Для анализа уравнений теплового режима горения поверхности были использованы приближенные автомодельные решения уравнений пограничного слоя. Если перейти от плоского двумерного течения в пограничном слое к одномерному течению Куэтта, то появляется возможность точного решения задачи о гистерезисном горении. В данной работе, как и в [8], но в строгой математической постановке, исследуется влияние диссипации механической энергии на критические условия гомогенного горения в течении Куэтта, которое используется в качестве модели ламинарного подслоя при сверхзвуковом турбулентном обтекании поверхности [9]. В этом случае условия на верхней, подвижной, поверхности будут соответствовать условиям на внешней границе ламинарного подслоя (рис. 1).

Для упрощения анализа приняты следующие предположения: смесь двухкомпонентная, ее физические свойства постоянны, обтекаемая поверхность непроницаема и поддерживается при постоянной температуре T_0, скорость химической реакции w подчиняется закону Аррениуса

$$w = k_0 C \rho \exp(-E/RT).$$

2. С учетом указанных предположений уравнения сохранения количества движения тепла и массы для стационарного течения Куэтта с соответствующими граничными условиями можно записать в виде

$$\mu \cdot d^2u/dy^2 = dp/dx, \tag{1}$$

$$\lambda \cdot d^2T/dy^2 + \mu (du/dy)^2 + k_0 Q \rho C \exp(-E/RT) = 0,$$

$$\rho D \cdot d^2C/dy^2 - k_0 \rho C \exp(-E/RT) = 0;$$

$$T = T_0,\ C' = 0,\ u = 0 \text{ при } y = 0, \tag{2}$$

$$T = T_\delta,\ C = C_\delta,\ u = v_\delta \text{ при } y = \delta.$$

Здесь Q — теплота реакции, рассчитанная на 1 г горючего. Из уравнения (1) видно, что в течении Куэтта поле скорости влияет на тепломассообмен только через диссипативный нагрев. Для дозвуковых течений, когда диссипативный член пренебрежимо мал, температура и концентрация в потоке не зависят от скорости газа и ее градиента. Отсюда следует, в частности, что явление Карловица [10], состоящее в растяжении фронта пламени при значениях скорости потока, превышающей скорость распространения пламени, не имеет места в дозвуковых течениях.

Для дальнейшего исследования удобно ввести безразмерные величины: $\eta=y/\delta$ — координата, $\bar{C}=C/C_\delta$ — концентрация, $\Theta=RT/E$ — температура, $\tau=k_0\delta^2\rho_\delta\,\mathrm{Sm}/\mu_\delta$ — время пребывания, $\vartheta=QC_\delta R\,\mathrm{Le}/C_pE$ — теплотворность смеси, $P=-\delta^2 dp/dx{:}2\mu\sqrt{(\gamma-1)C_pT_\delta}$ — перепад давления, $\mathrm{M}=v_\delta/\sqrt{(\gamma-1)C_pT_\delta}$ — число Маха и $\bar{u}=u/\sqrt{(\gamma-1)C_pT_\delta}$ — скорость течения, определенные по скорости звука на верхней границе ламинарного подслоя.

Решение уравнения количества движения известно [11]:

$$\bar{u}=\eta\mathrm{M}+P\eta(1-\eta).$$

Используя его, перепишем оставшиеся уравнения системы (1), (2) в виде

$$\Theta''+\Pr(\gamma-1)\Theta_\delta[\mathrm{M}+P(1-2\eta)]^2+\vartheta\tau C\exp(-1/\Theta)=0; \tag{3}$$

$$C''-\tau C\exp(-1/\Theta)=0; \tag{4}$$

$$\Theta=\Theta_0,\ C'=0,\ \bar{u}=0 \text{ при } \eta=0;$$

$$\Theta=\Theta_\delta,\ C_\delta=1,\ \bar{u}=\mathrm{M} \text{ при } \eta=1. \tag{5}$$

Задача решалась приближенным методом теплового режима горения Л. А. Вулиса [2] и численно.

3. Для нульмерного представления задачи по методу Л. А. Вулиса заменим производные в уравнении (3) и (4) конечно-разностными соотношениями

$$\Theta''\approx 4(\Theta_\delta-2\Theta+\Theta_0),\ C''\approx 4(1-C)$$

и введем полноту сгорания $\varphi=1-C$. Тогда анализ можно свести к решению трансцендентного уравнения

$$\varphi=\bar{\tau}/[\bar{\tau}+\exp(1/\Theta)]=(\Theta-\Theta_0)/\vartheta, \tag{6}$$

в котором $\bar{\tau}=\tau/4$, $\bar{\Theta}=1/2(\Theta_\delta+\Theta_0)$ и $\bar{\vartheta}=\vartheta/4$.

Уравнение (6) имеет аналитические решения, связывающие критические значения параметров. Например, для критического времени пребывания τ получено [2] выражение

$$\bar{\tau}_{\text{кр}}=\frac{\Theta_{\text{кр}}-\Theta_0-\Theta_{\text{кр}}^2}{\Theta_{\text{кр}}^2}e^{1/\Theta_{\text{кр}}}, \tag{7}$$

где

$$\Theta_{\text{кр}}=\frac{1+\dfrac{2\Theta_0}{\bar{\vartheta}}\pm\sqrt{1-4\Theta_0-4\dfrac{\Theta_0^2}{\bar{\vartheta}}}}{2(1+1/\bar{\vartheta})}.$$

Знак плюс в последней формуле соответствует потуханию, минус — воспламенению.

Учет пространственного распределения температуры и концентрации по ширине канала не должен изменить качественного характера зависимостей критических параметров. Поэтому в дальнейшем при численном интегрировании уравнений (3)—(5) на ЭВМ поиск неоднозначных решений осуществлялся в области значений параметров, заданных уравнением (7).

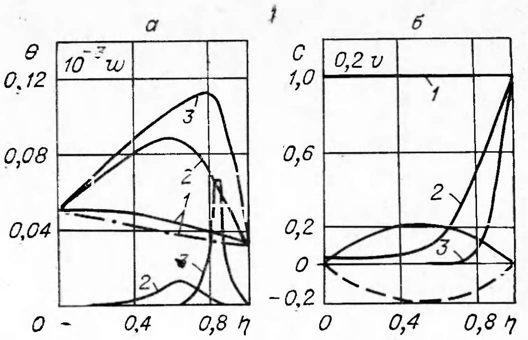

Рис. 2. Профили температуры и скорости горения (*а*), концентрации и скорости течения (*б*) в слое с неподвижными границами ($\tau=0{,}5\cdot10^7$, $T_0=0{,}05$, $T_\delta=0{,}03$, $\vartheta=0{,}1$).
– – – – $P=-4$, –·–·–·– $P=0$, —— $P=+4$.

4. Численное решение задачи получено методом Рунге — Кутта — Мерсона 4-го порядка с автоматическим выбором шага, причем поиск решений проводился пристрелкой. С этой целью уравнения (3) и (4) были объединены в одно

$$\Theta'' = \tau\{\Theta - \Theta_\delta - \vartheta + \Theta_0'(1-\eta) - \Pr(\gamma-1)\Theta_\delta[(M+P)^2\frac{1}{2}(1-\eta^2) - (MP+P^2)\frac{2}{3}(1-\eta^3) + \frac{1}{3}P^2(1-\eta^4)]\}\exp(-1/\Theta) - \Pr(\gamma-1)\Theta_\delta[M+P(1-2\eta)]^2, \quad (8)$$

и граничное условие $\Theta(1)=\Theta_\delta$ удовлетворялось перебором значений параметра Θ_0' (задача на собственные значения).

5. В результате численного интегрирования уравнений (3) и (4) с целенаправленным поиском неоднозначных решений была получена подробная информация о различных уровнях процесса, критических переходах с одного уровня на другой и области изменения определяющих параметров с гистерезисным характером процесса. Рассмотрено влияние на указанные явления диссипации механической энергии, т. е. параметров P и M.

На рис. 2 приведены профили температуры и скорости реакций, концентрации и скорости течения в условиях, когда на верхней границе

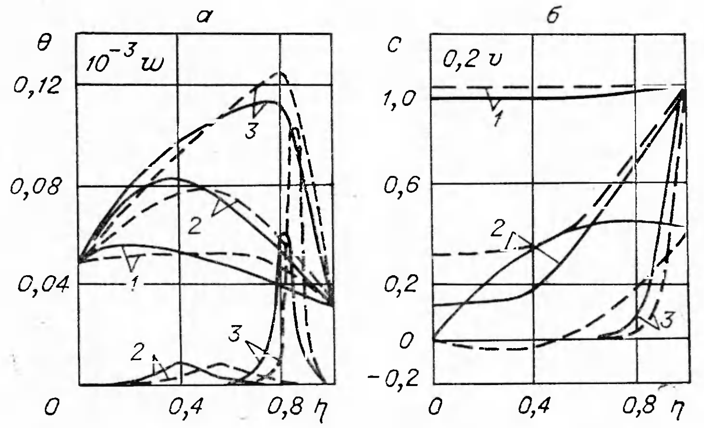

Рис. 3. Профили температуры и скорости горения (*а*), концентрации и скорости течения (*б*) при движущейся верхней границе слоя ($M=2{,}0$, $\tau=0{,}5\cdot10^7$, $T_0=0{,}05$, $T_\delta=0{,}03$, $\vartheta=0{,}1$).
– – – – $P=-4$, —— $P=+4$.

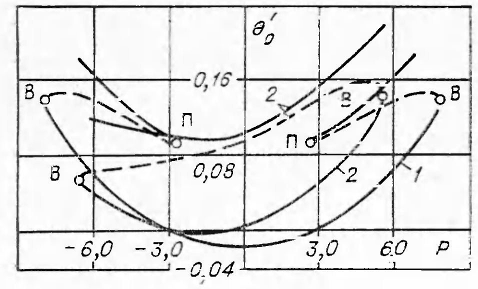

Рис. 4. Зависимость теплового потока на неподвижной поверхности от продольного градиента давления ($\tau=0{,}5\cdot10^7$, $T_0=0{,}05$, $T_б=0{,}03$, $\vartheta=0{,}1$).
1 — М=0; 2 — М=2.

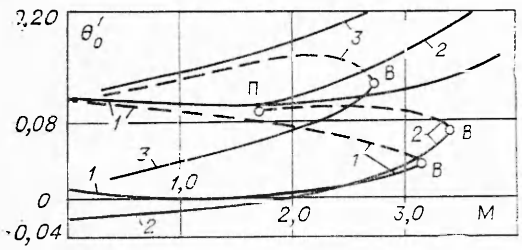

Рис. 5. Зависимость теплового потока на неподвижной поверхности от скорости верхней пластины ($\tau=0{,}5\cdot10^7$, $T_0=0{,}05$, $T_б=0{,}03$, $\vartheta=0{,}1$).
1 — $P=-4$; 2 — $P=0$; 3 — $P=+4$.

скорость течения равна нулю ($М=0$), а смесь движется за счет перепада давления. Видно, что при дозвуковом течении газа ($P<1$) устойчивое горение, отвечающее выбранным значениям параметров, невозможно. (Штрихпунктир соответствует только нижнему уровню процесса). При достаточно большом перепаде давления ($P=\pm4$) в потоке газа возможно как медленное окисление (рис. 2, *1*), так и напряженное горение (рис. 2, *3*). Рис. 2, *2* соответствует неустойчивому режиму горения. При $М=0$ знак параметра P не оказывает влияния на процесс (см. уравнение (3)).

Более заметную роль диссипативный нагрев играет при сверхзвуковых скоростях течения на верхней границе слоя (рис. 3). При $P=+4$ воспламенение происходит около неподвижной границы, а при $P=-4$ — около движущейся границы (см. рис. 3, *1*). Стабилизированное горение может существовать только вблизи движущейся границы, где осуществляется подвод свежей смеси, однако реакционная зона смещается в сторону области максимального диссипативного нагрева (рис. 3, *3*).

Наглядное представление о влиянии динамики течения на гистерезисные явления дают рис. 4 и 5, на которых представлена зависимость теплового потока на неподвижной поверхности от скорости пластины и продольного градиента. Из рисунков видно, что смесь воспламеняется

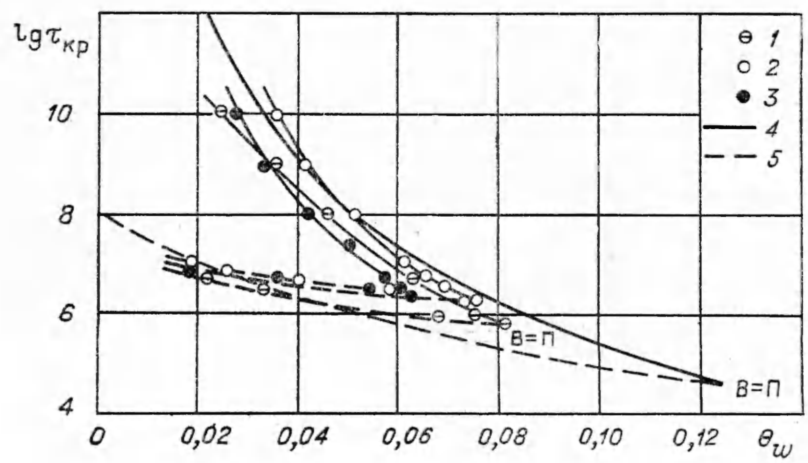

Рис. 6. Зависимость критического времени воспламенения и потухания от температуры нижней пластины при различных продольных градиентах давления.
1 — $P=-4$; 2 — $P=0$; 3 — $P=4$; 4 — воспламенение; 5 — потухание.

не при нулевом потоке на стенке (условие Я. Б. Зельдовича [12]), а при температуре газа, превышающей температуру поджигающей поверхности ($\Theta'_0 > 0$). В случае одинакового по направлению воздействия параметров M и P воспламенение происходит при более высоких значениях Θ'_0, чем в противоположном случае (см. рис. 4, 5). Это обусловлено упомянутой выше локализацией воспламенения в области максимального диссипативного нагрева. Как видно из рис. 4, увеличение скорости потока вследствие подогрева газа приводит к его воспламенению (точки В). Уменьшение скорости уже горящего газа ведет к охлаждению и затем потуханию (точки П). Диссипативный нагрев при $P = \pm 4$ достаточно велик, поэтому осуществить потухание только уменьшением скорости внешнего потока невозможно (см. рис. 5, *1*, *3*). В изобарическом потоке (см. рис. 5, *2*) потухание может быть достигнуто уменьшением числа Маха.

На рис. 6 нанесена найденная по методу Л. А. Вулиса (равенство (7)) кривая, выделяющая область гистерезисного горения. Результаты численного счета, нанесенные в виде точек, лежат в основном внутри критической области, т. е. приближенное решение качественно соответствует точному.

Таким образом, численное решение задачи о сверхзвуковом течении Куэтта реагирующего газа подтвердило предсказанную на основе нульмерной схемы возможность существования неоднозначных стационарных состояний. Показано, что увеличение скорости потока до значений, превышающих скорость звука, приводит к воспламенению реагирующего газа, а уменьшение ее — к потуханию. При дозвуковом течении Куэтта поле скорости не влияет на горение.

Казахский государственный университет, Алма-Ата

Поступила в редакцию 1/IX 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
2. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. М.— Л., Госэнергоиздат, 1954.
3. R. B. Root, R. A. Schmitz. AFCHE J., 1969, 15, 5, 670.
4. J. Votruba, V. Hlaváček. Chemiky Prumysi, 1973, 11, 541.
5. V. Hlaváček, H. Hofmann. Chem. Eng. Sci., 1970, 25, 186.
6. H. W. Smith, R. A. Schmitz, R. G. Ladd. Comb. Sci. nad Tecr., 1974, 4, 718.
7. Takeo Saiton. Int. J. Heat Mass Transfer, 1974, 17, 9, 1063.
8. Л. Ю. Артюх, Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. ИЖФ, 1961, 4, 3.
9. Д. Альтман, Г. Вейз.— В сб.: Проблемы движения головной части ракет дальнего действия. М., ИЛ, 1959.
10. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М., «Мир», 1968.
11. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1969.
12. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1939, 9, 12.

КИНЕТИКА РЕАКЦИИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЭТИЛЕНО-КИСЛОРОДНОГО ПЛАМЕНИ

В. Я. Басевич, С. М. Когарко, В. С. Посвянский

Возможный путь выяснения механизма горения углеводородов и, в частности, этилена — количественное сопоставление экспериментальных данных по составу продуктов в ходе реакции с теоретическими, соот-