

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ван-дер-Зил. Флуктуации в радиотехнике и физике. М.—Л., ГЭИ, 1958.
2. А. А. Зенин. ФГВ. 1966, 2, 3, 67.

ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ ЭФФЕКТЫ ГОРЕНИЯ В ОДНОМЕРНЫХ ГАЗОВЫХ ПОТОКАХ

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

(Алма-Ата)

Неоднозначность стационарных состояний реагирующих систем и несовпадение условий воспламенения и потухания (гистерезис) изучались в камерах сгорания идеального смешения [1], в химических реакторах вытеснения [2], в точке торможения обтекаемого тела [3]. В настоящей работе приведены численные решения, относящиеся в основном к горению газа в ламинарном пограничном слое в одномерном приближении. Эти решения получены применительно к различным условиям тепло- и массообмена на границах и в широком интервале изменения параметров задачи. Особое внимание уделяется при этом малоизученному процессу — гистерезисному горению предварительно перемешанных газов. По этому вопросу известна только работа [4], относящаяся к горению встречных струй топлива и окислителя.

Тепломассообмен в ламинарном трехкомпонентном, реагирующем по закону Аррениуса однородном потоке на пластине в области, далекой от передней кромки (в которой можно пренебречь изменением толщины пограничного слоя), можно моделировать системой обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\left. \begin{aligned} \rho v &= 1, \\ \bar{p} &= \rho \theta M \operatorname{Re} \bar{E}, \\ \operatorname{Re} u' &= u'' + 2P/\rho M, \\ \theta'' - \operatorname{Re} \theta' + (\gamma - 1) M^2 \operatorname{Re}^{-1} (u')^2 + \theta \tau C_T C_o \exp(-1/\theta) &= 0, \\ C_T'' - \operatorname{Re} C_T' - \tau C_T C_o \exp(-1/\theta) &= 0, \\ C_o'' - \operatorname{Re} C_o' - \alpha^{-1} \tau C_T C_o \exp(-1/\theta) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь $\theta = RT/E$ и u — безразмерные температура и продольная составляющая вектора скорости; C_T и C_o — удельные массовые концентрации топлива и окислителя. Комплексы $\operatorname{Re} = v_o \delta_o / a_o$, $M = u_o / \sqrt{\gamma RT_o}$, $\operatorname{Re} = v_o \delta_o / \nu_o$, $P = -\delta^2 \frac{dP}{dx} / 2\mu_o \sqrt{\gamma RT_o}$, $\theta = QC_T R / EC_p$, $\tau = k_o C_{o0} \delta_o^2 / \rho_o a_o$, $\alpha = \sigma C_{o0} / C_{T_o}$, $\bar{E} = \frac{E}{2u_o v_o}$, в которых δ_o — толщина пограничного слоя, v_o — скорость ддува, u_o — скорость невозмущенного потока, составлены при помощи масштабных величин, выбираемых в соответствии с конкретно поставленной

задачей. Преобразование уравнений сжимаемого пограничного слоя к виду (1) осуществлено при использовании переменной Дородницына

$$\eta = 1/\delta_0 \int_0^y \rho/\rho_0 dy$$

и обычных для теории пограничного слоя допущений: $Pr = Sm = const$, $\mu_r = const$, $C_p = const$. Кроме того, предполагалось, что в рассматриваемой области пламя распространяется параллельно границе пограничного слоя и обтекаемой поверхности. Отметим, что уравнения (1) достаточно универсальны и при соответствующих граничных условиях могут описывать, например, горение однородного потока газа, продуваемого через пористую пластину [5]. Нетрудно также учесть продольный перепад давления в пограничном слое, вдув реагента через проницаемую пластину и т. п.

Результаты расчетов по горению готовых топливных смесей обсуждались ранее в работах [5—7]. На рис. 1 представлены примеры численного решения различных вариантов поставленной общей задачи. Каждый из приведенных рисунков соответствует области гистерезисного горения, т. е. области, в которой возможны нижний (медленное окисление) и верхний (напряженное горение) стационарные уровни процесса. Промежуточные решения соответствуют неустойчивому состоянию. На рис. 1, а, б приводятся неоднозначные профили температуры Θ , концентрации и скорости реакции, являющиеся стационарными решениями задачи о дозвуковом изобарическом течении Куэтта, в котором неподвижная пластина соответственно теплоизолирована или поддерживается при заданной температуре. Течение Куэтта при сверхзвуковых скоростях (рис. 1, в) и с градиентом давления (рис. 1, г) моделирует гистерезисные явления в ламинарном подслое на поверхности обтекаемых тел. О возможности неоднозначных стационарных состояний в течениях на проницаемой поверхности и в проточных реакторах свидетельствуют решения, приведенные соответственно на рис. 1, д, е.

Таким образом, независимо от гидродинамических условий проте-

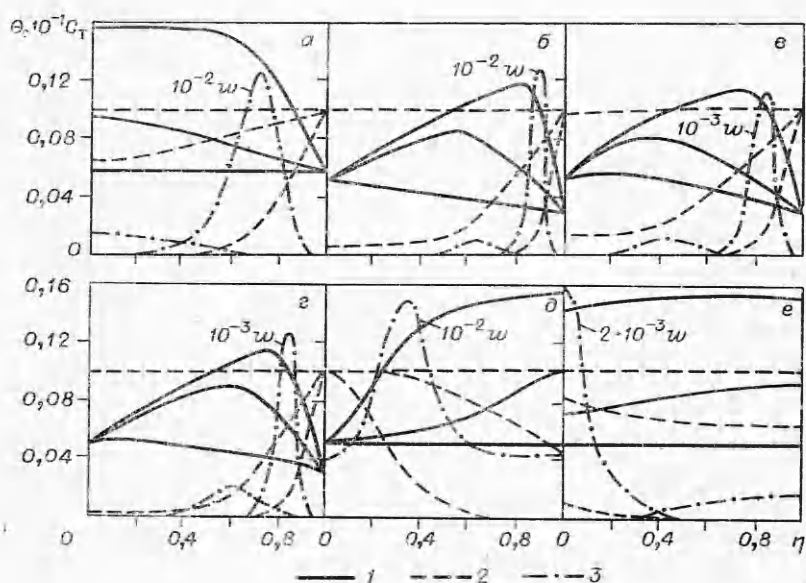


Рис. 1. Профили температуры Θ (1), концентрации топлива C_T (2) и скорости реакции ω (3) для различных вариантов в условиях неоднозначности стационарных состояний.

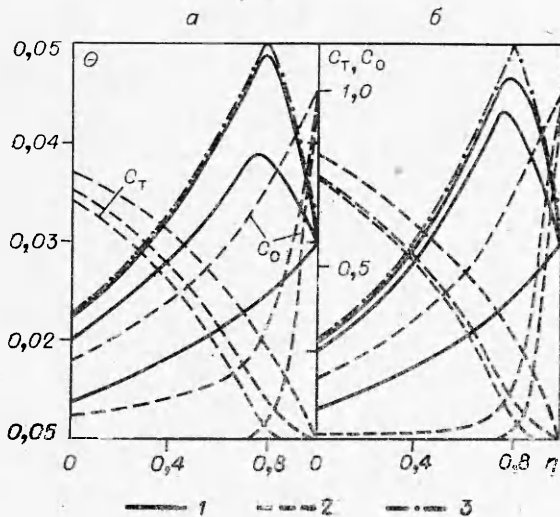


Рис. 2. Распределение температуры (1), концентраций топлива и окислителя (2) в пограничном слое при раздельном подводе реагентов: топливо вдувается в поток окислителя; $\varphi=0,1$, $\Theta_\delta=0,03$, $\Theta^0=0,01$, $\alpha=\sigma_{0\delta}/C_T^0=1,4$.

3 — приближение тонкого пламени $\tau=0,35 \cdot 10^{13}$, $Pe=1,5$ (а), $\tau=0,7 \cdot 10^{13}$, $Pe=1,7$ (б).

кания процесса горение газа всегда характеризуется областью неоднозначных стационарных состояний. Это свойство неравновесно реагирующих систем имеет экспериментальное подтверждение в исследованиях химических реакторов [2], в некоторых из них [8] даже промежуточные неустойчивые состояния были реализованы в специальных опытах.

Остановимся подробнее на результатах расчета диффузионного горения. В этом случае в качестве масштабных величин выбираются параметры невозмущенного потока (со значком δ), скорость v^0 и концентрация топлива C_T^0 вдуваемого газа. Уравнения (1) решаются при граничных условиях

$$\Theta' = Pe(\Theta - \Theta^0), \quad C_T' = Pe(C_T - 1), \quad C_O' = Pe C_O, \quad (2)$$

учитывающих скорость подачи топлива через поверхность проницаемой пластины. Известно, что задачи такого типа решаются обычно с использованием предположения о бесконечной скорости реакции в тонком фронте пламени (метод Бурке—Шумана). Из сопоставления профилей температуры и концентрации, полученных численным решением задачи (1), (2) и приближенно — по методу Бурке—Шумана, видно (рис. 2 и 3), что в области, далекой от потухания, профили для верхнего уровня процесса очень хорошо соответствуют приближению тонкого пламени.

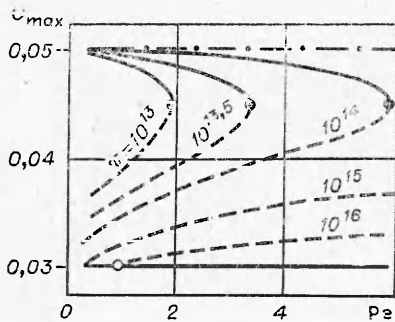


Рис. 3. Гистерезисные зависимости максимальной температуры от скорости вдува топлива и предэкспонента τ (светлая точка — воспламенение, темные точки — потухание); $\varphi=0,1$, $\Theta_\delta=0,30$, $\Theta^0=0,01$, $\alpha=1,4$.

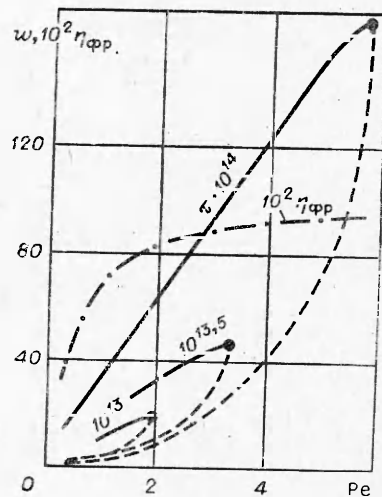
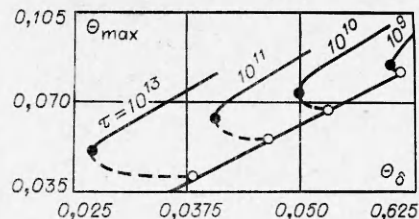


Рис. 4. Зависимость максимальной скорости горения w и местоположения пламени η_{fr} от числа Pe ; $\varphi=0,1$, $\Theta_\delta=0,03$, $\Theta^0=0,01$, $\alpha=1,4$.

Рис. 5. Гистерезисные кривые изменения максимальной температуры в пограничном слое в зависимости от температуры невозмущенного потока Θ_δ и τ ; $\phi=0,1$, $\Theta^0=0,01$, $\alpha=1,4$, $Pe=1$.



В районе же потухания различие по температуре может достигать 10% и, следовательно, в пламени будет неполное выгорание реагентов. Это различие, как видно из гистерезисных кривых на рис. 3, практически не зависит от времени реакции горения: увеличение предэкспонента τ сдвигает область потухания в сторону больших скоростей подачи газа через пластину, но не изменяет в этой области температуру пламени. В отличие от температуры реагирующего газа скорость горения очень сильно зависит от τ и Pe . При увеличении Pe скорость горения (определяемая, как известно, скоростью подачи реагентов) растет до тех пор, пока не будут исчерпаны потенциальные возможности реакции и не произойдет срыв пламени (рис. 4). При этом потухание происходит в момент, когда горение стабилизируется на внешней границе пограничного слоя.

Как видно из условия (2), на непроницаемой для реагента поверхности ($Pe=0$) горение отсутствует и задача (1), (2) имеет лишь тривиальное решение. В отличие от горения перемешанных реагентов [6] воспламенить газовую смесь путем уменьшения числа Pe можно только при очень больших τ ($\sim 10^{16}$). Более универсальны в этом плане тепловые факторы, например, температура невозмущенного потока Θ_δ . Как видно из рис. 5, варьируя этот параметр, легко добиться как условий воспламенения, так и потухания в пограничном слое.

В заключение отметим, что двумерные уравнения тепломассопереноса в приближении пограничного слоя не описывают гистерезисные эффекты горения [9]. Одномерные уравнения, использованные в данной статье, свободны от указанных ограничений, поэтому для этих уравнений существует область неоднозначных решений.

Поступила в редакцию
20/IX 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. М.—Л., ГЭИ, 1954.
2. В. Главачек. Неединственные и автоколебательные режимы в каталитических химических процессах. Препринт. Минск, 1977.
3. H. W. Smith, R. A. Schmitz, R. G. Ladd. Combustion Science and Technology. 1971, 4, 131.
4. F. E. Fendell. J. Fluid Mech., 1965, 21, 2, 281.
5. Л. Ю. Артюх, Э. А. Закарин и др.—В сб.: Тепломассообмен. Т. 11. Минск, 1976.
6. Л. Ю. Артюх, Э. А. Закарин и др.—В сб.: Прикладная и теоретическая физика. Вып. 7. Алма-Ата, 1976.
7. Л. Ю. Артюх, Э. А. Закарин и др. ФГВ, 1977, 13, 2, 189.
8. J. Ausikaitis, A. J. Enqel. AIChE J., 1974, 20, 2, 256.
9. Л. Ю. Артюх, Э. А. Закарин. ФГВ, 1977, 13, 4.