

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОПТЕРЬ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛН ГОРЕНИЯ

А. П. Алдушин, С. Г. Каспарян

(Черноголовка)

Эксперименты [1, 2] показывают, что двумерные нестационарные эффекты, такие как спирные режимы горения, наблюдаются вблизи предела горения, обусловленного теплопотерями. В связи с этим представляет интерес проследить влияние теплопотерь на границу и характер потери устойчивости стационарного фронта пламени. Для плоского фронта горения этот вопрос рассматривался в [3—5]. В настоящей работе проводится расчет и сопоставление инкрементов двумерных и одномерных возмущений пламени в условиях теплопотерь. Анализ выполнен на модели бесконечно тонкой зоны реакции нулевого порядка без предположения о квазистационарности скорости горения, принятого в [3—5].

Рассмотрим распространение зоны реакции в тонком слое вещества с однородным по толщине распределением температур (такая модель используется для описания процессов спирного горения [6]). Как и при исследовании устойчивости адиабатического пламени, расстояния вдоль координат x, y считаем бесконечно большими по сравнению с характерными размерами фронта горения. Теплопотери осуществляются в направлении z , перпендикулярном к слою, малая толщина которого позволяет осреднить характеристики по координате z . В системе координат, движущейся со стационарной скоростью u в направлении $-x$, уравнения горения можно записать в виде [7]

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} = \kappa \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + q\Phi(T_r) \delta(T - T_r) - \alpha(T - T_0), \quad (1)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} = D \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \right) + D \left(\frac{\partial^2 c}{\partial y^2} \right) - \Phi(T_r) \delta(T - T_r), \quad (2)$$

где T — температура; c — концентрация горючего; κ, D — коэффициенты теплопроводности и диффузии; α — коэффициент теплоотдачи; $q = T_r^0 - T_0$ — адиабатический разогрев реакции; T_r — температура в зоне реакции ($x = \xi$); T_0 — начальная температура; $\delta(T - T_r)$ — дельта-функция.

В зоне реакции имеет место непрерывность температур и концентраций, а также пропорциональность разрывов потоков тепла и горючего

$$x = \xi, [T] = [c] = 0, [\kappa \cdot \partial T / \partial x] = [D \cdot \partial c / \partial x] q. \quad (3)$$

Вместо условия квазистационарности, позволяющего замкнуть задачу, используем соотношение между градиентами температур, получающееся при умножении (1) на $\left| \frac{\partial T}{\partial x} \right|$ и последующем формальном интегрировании всех членов в окрестности зоны реакции [7]

$$p_1^2 - p_2 |p_2| = 2\kappa^{-1} \Phi(T_r), \quad p_1 = \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{\xi=0}, \quad p_2 = \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{\xi \rightarrow 0}. \quad (4)$$

Решая стационарные уравнения (1), (2) с учетом граничных условий в зоне реакции и вдали от нее ($x = \pm\infty, \partial T / \partial x = \partial c / \partial x = 0$), получим систему уравнений для определения температуры T_r^α и скорости стационарного горения $u(T_r^\alpha)$ в условиях теплопотерь

$$u^2 = 2u_0^2 (T_r^\alpha) / (1 + \Theta^2), \quad u^2 = 4\alpha\kappa / (1 + \Theta^{-2}), \quad (5)$$

$$\Theta = (T_r^\alpha - T_0) q^{-1},$$

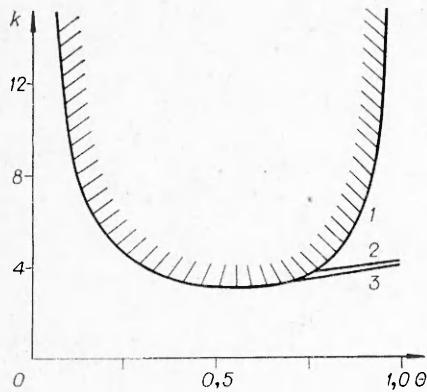


Рис. 1. Границы устойчивости стационарного фронта к одномерным (кривая 2) и двумерным (кривая 3) возмущениям стационарного фронта ($Le=0$). Устойчивые области расположены под кривыми. Кривая 1 соответствует срыву горения ($k=k(\Theta_*)$), заштрихованная область — абсолютно неустойчивым стационарным режимам.

где $u_0 = \sqrt{2\kappa q^{-1}\Phi(T_r^\alpha)}$ — адиабатическая (при $\alpha=0$) скорость горения при T_r^α ; Θ — безразмерная температура во фронте, характеризующая уровень теплопотерь.

Условие касания траекторий $u(\Theta)$, определяемых каждым из уравнений (5), дает выражения для критических значений Θ_* и u_* в точке срыва

$$\Theta_*(1 - \Theta_*^4)k = 1 + 2\Theta_*^2 - \Theta_*^4, \quad k = q \cdot \frac{d \ln u_0}{dT_r},$$

$$u_*^2 = 2u_0^2 [T_r^0 + q(\Theta_* - 1)] (1 + \Theta_*^2)^{-1}. \quad (6)$$

При $u_0 \sim e^{-E/RT_r}$ и больших значениях $k \approx Eq/2RT_r$ (6) приводит к известным соотношениям [8]

$$u_* = u_0(T_r^0)/\sqrt{e}, \quad T_r^\alpha = T_r^0 - R(T_r^0)^2/E.$$

Фиксированному значению $k > 3$ отвечают, вообще говоря, два значения Θ_* (рис. 1, 1), т. е. срыв горения вследствие теплопотерь формально означает переход на другую, низкотемпературную ветвь стационарного решения, так же как и при протекании экзотермической реакции на гетерогенной поверхности [9]. При оценке реальности низкотемпературного режима горения в условиях теплопотерь следует учитывать, что при сильном падении температуры во фронте может наступить вырождение стационарного режима бегущей волны горения [10, 11]. Анализ соотношений (6) показывает, что для волн горения с постоянным значением температурного коэффициента k , т. е. при экспоненциальном законе скорости $u \sim \exp(kT_r/q)$, реализуется именно эта ситуация — после срыва стационарного горения должно возникать распространение вырожденной волны с низкой температурой T_r^α в зоне реакции. В случае падающей зависимости $k(T_r)$ (например, $k = Eq/RT_r^2$) низкотемпературная ветвь решений исчезает совсем (кривая $k = j(\Theta)$ монотонно убывает). Срыв высокотемпературного режима приводит к установлению температуры T_0 во всем пространстве.

Возможность реализации низкотемпературной бегущей волны в условиях теплоотвода появляется при возрастании k с температурой (например, при $k \sim T_r$), а также в случае нелинейного закона теплообмена.

Для исследования устойчивости стационарных решений уравнений (1), (2) использовалась обычная процедура метода малых возмущений [12] с заменой условия квазистационарности на соотношение (4).

Характеристическое уравнение, определяющее зависимость безразмерной частоты возмущения $\Omega = \omega\kappa/u^2$ от длины волны искривления фронта $s^{-1} = \lambda u/4\pi\kappa$, имеет вид

$$k(1 + \Theta^2) = \frac{(\Theta + \Gamma)(\Gamma_{Le} - 1) + Le[\Theta(\Gamma^2 + 1) - (\Theta^2 + 1)\Gamma]}{\Gamma_{Le} - 1 + Le(\Gamma\Theta - 1)},$$

$$\Gamma = \sqrt{\Theta^{-2} + s^2 + 4\Omega}, \quad \Gamma_1 = \sqrt{1 + s^2 Le^2 + 4\Omega Le}. \quad (7)$$

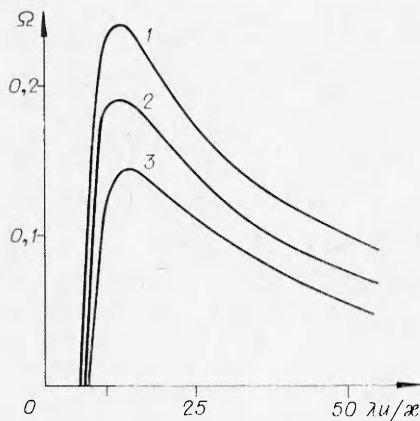


Рис. 2. Зависимость инкрементов возмущения Ω от длины волны $\bar{\lambda} = \lambda u / \kappa$ при различном уровне теплопотерь в пламени; $Le = 3$, $k = 6$.
1 — $\theta = \theta_* = 0,89$; 2 — $\theta = 0,94$; 3 — $\theta = 1$.

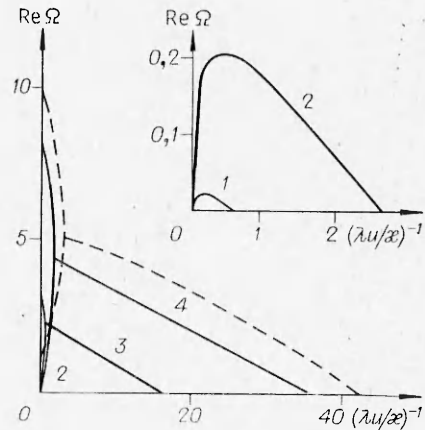


Рис. 3. Зависимость инкрементов возмущений Ω от волнового числа $(\bar{\lambda})^{-1}$ (сплошные кривые соответствуют пределу горения, штриховые — адиабатическому случаю ($k = 6$)).

k : 1 — 3,5, 2 — 3,77, 3 — 5, 4 — 6.

Анализ (7) показывает, что при $Le \geq 1$ фронт реакции неустойчив лишь к искривлениям, одномерные возмущения не дестабилизируют пламя вплоть до срыва горения¹. Инкремент возмущений имеет максимум (рис. 2) при некоторой длине волны искривления $\lambda_{\max}$, определяющей масштаб ячеек, формирующихся в нестационарном фронте [13]. Величина максимума и пропорциональная ей амплитуда искривлений [13] растет вместе с теплопотерями, т. е. в условиях теплопотерь ячеистая структура становится более выраженной.

Для безгазовых и фильтрационных систем, в которых наблюдаются двумерные нестационарные эффекты в виде силовых волн горения, дисперсионное соотношение (7) принимает вид ($Le = 0$)

$$\begin{aligned} A\Omega^3 + B\Omega^2 + c\Omega + D &= 0, \\ A &= 4\theta^{-4}, \quad B = \theta^{-2}[\theta^{-4} + 4(k_1 - \theta^{-2}) - (k_1 - 2)^2 + \theta^{-2}s^2], \\ c &= (k_1 - \theta^{-2})(\theta^{-4} + 2\theta^{-2} - 1)(1 - k/k_*) + \theta^{-2}(2k_1 - 2 - \theta^{-2}), \\ D &= 0,25s^2[(k_2 - \theta^{-2})^2 + 2\theta^{-2}(k_2 - \theta^{-2}) - \theta^{-2}s^2], \\ k_* &= (1 + 2\theta_*^2 - \theta_*^4)/\theta_* (1 - \theta_*^4), \quad k_1 = (\theta + \theta^{-1})k - 1. \end{aligned} \quad (8)$$

Потеря устойчивости фронта к одномерным возмущениям ($s = 0$) возникает при

$$k_0 = \theta(1 + \theta^2)^{-1} \cdot [5 + \sqrt{\theta^{-4} - 4\theta^{-2} + 12}]$$

и в случае $\theta > 0,78$ предшествует срыву горения вследствие теплопотерь (см. рис. 1). Неустойчивость к искривлениям возникает при меньших значениях k (см. рис. 1, 3). На пределе горения практически всегда имеются развитые двумерные возмущения.

Особенностью спектра инкрементов возмущений на пределе горения (рис. 3) является наличие нулевого значения ($\Omega = 0$). Меньший из инкрементов Ω_1 , Ω_2 для адиабатического плоского фронта (штриховая линия на рис. 3) обращается в нуль на пределе горения. Указанное об-

¹ Отсутствие границ одномерной устойчивости квазистационарного неадиабатического пламени при $Le > 1$ отмечалось в [5].

стоятельство может оказаться существенным для понимания специфики нестационарного горения вблизи предела.

Если судить по линейной стадии установления нестационарного режима, то наличие малого значения среди инкрементов плоского фронта расширяет область притяжения фазовых траекторий к пространственно неоднородным установившимся режимам в виде бегущих волн [6]. К числу начальных состояний, развивающихся в неоднородное решение, добавятся комбинации искривлений и одномерных возмущений стационарного фронта, соответствующих малому инкременту Ω . Последнее означало бы (следует помнить о наличии нелинейной стадии), что по мере приближения к пределу система становится более склонной к проявлению двумерных эффектов, т. е. возбуждение волн, бегущих по поверхности горения, становится более мягким.

*Поступила в редакцию
17 / I 1980*

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержапов, И. П. Боровицкая, А. К. Филопенко. Докл. АН СССР, 1973, **208**, 4, 892.
2. А. К. Филопенко, В. И. Вершиппиков. ФГВ, 1975, **11**, 3, 353.
3. Г. М. Махвиладзе, Б. В. Новожолов. ПМТФ, 1971, 5, 51.
4. К. Г. Шкадипский, Б. И. Хайкин. — В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1972, с. 104.
5. В. М. Агранат, В. Н. Берцун, А. М. Гришин. — В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 10, № 2. Новосибирск, 1979.
6. Т. П. Ивлева, А. Г. Мержапов, К. Г. Шкадипский. Докл. АН СССР, 1978, **239**, 5, 1086.
7. А. П. Алдушин, С. Г. Каспарян. Докл. АН СССР, 1979, **244**, 1, 67.
8. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1941, **11**, 1, 159.
9. Д. А. ФраНК-Камеппский. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., Наука, 1967.
10. А. П. Алдушин, В. Д. Луговой и др. Докл. АН СССР, 1978, **243**, 6, 1434.
11. А. П. Алдушин, Я. Б. Зельдович, С. И. Худяев. Распространение пламени по реагирующей газовой смеси. Препринт. Черноголовка, 1979.
12. Г. И. Барепблатт, Я. Б. Зельдович, А. Г. Истратов. ПМТФ, 1962, **4**, 21.
13. А. П. Алдушин, С. Г. Каспарян. Докл. АН СССР, 1979, **247**, 5, 1112.

О МЕХАНИЗМЕ ГОРЕНИЯ МИКРОПОРОШКОВ АЛМАЗА

С. А. Клевцур, Ю. Н. Лохов, М. Р. Спасский

(Москва)

В настоящее время в ряде прецизионных технологий, в частности, для получения особо гладких поверхностей, применяют высокодисперсные абразивные порошки алмаза (диаметр частиц $d \leq 1$ мкм). Установлено, что качество обработки этими порошками поверхности значительно повышается, если порошки предварительно подвергнуть термообработке, которая обеспечит улучшение формы частиц и удаление частиц малого размера, что ослабит шаржируемость обрабатываемой поверхности микрочастицами алмаза [1].

Представляет интерес исследовать механизм термообработки алмазной частицы с целью установления оптимальных условий. Эта проблема осложняется наличием фазового перехода — графитизацией алмаза [2], накладывающей ограничение на температуру термообработки.