

УДК 536.46

**ЗАЖИГАНИЕ И ГОРЕНИЕ БЕЗГАЗОВОЙ СМЕСИ
В ОТВОДЯЩЕЙ ТЕПЛО ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКЕ**

*Б. Л. Копеллович, А. К. Нестеров
(Минск)*

Безгазовому горению конденсированной смеси в условиях теплоотвода посвящен ряд работ [1—4], где отмечаются двумерный характер искривления фронта реакции, изменения его структуры, недогорания вещества и пр. В настоящей работе рассматривается безгазовая модель горения смесового состава с незначительной газификацией исходных и конечных продуктов. Смесь заключена в полубесконечную цилиндрическую оболочку с высокой теплопроводностью и поджигается с торца. Сопряженная задача описывается системой безразмерных уравнений для наполнения ($\xi > 0$, $0 < \zeta < \zeta_1$)

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \zeta^2} + \frac{1}{\zeta} \frac{\partial \vartheta}{\partial \zeta} + (1 - \eta) \exp(\vartheta/(1 + \beta\vartheta)),$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \gamma(1 - \eta) \exp(\vartheta/(1 + \beta\vartheta))$$

и оболочки

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} = \frac{a_2}{a_1} \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \zeta^2} + \frac{1}{\zeta} \frac{\partial \vartheta}{\partial \zeta} \right).$$

Начальные и граничные условия:

$$\tau = 0, \quad 0 < \xi < \xi_2: \quad \vartheta = \vartheta_n,$$

$$0 < \xi < \xi_1: \quad \eta = 0,$$

$$\xi = 0, \quad 0 < \zeta < \zeta_1: \quad \vartheta = \vartheta_0, \quad \vartheta_0 > \vartheta_n,$$

$$\xi_1 < \zeta < \zeta_2: \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} = 0,$$

$$\xi \rightarrow \infty, \quad 0 < \zeta < \zeta_2: \quad \vartheta = \vartheta_n,$$

$$0 < \zeta < \zeta_1: \quad \eta = 0,$$

$$\zeta = 0: \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial \zeta} = 0,$$

$$\zeta = \zeta_1: \quad \vartheta|_{\zeta_1-0} = \vartheta|_{\zeta_1+0}, \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial \zeta}|_{\zeta_1-0} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{\partial \vartheta}{\partial \zeta}|_{\zeta_1+0},$$

$$\zeta = \zeta_2: \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial \zeta} = 0.$$

Здесь $\vartheta = (T - T_*)E/RT_*^2$; $\beta = RT_*/E$; $\gamma = cRT_*^2/QE$; $\tau = t/t_*$; $\xi = x/l$; $\zeta = y/l$; $t_* = cRT_*^2/QEk_0e^{-E/RT_*}$; $l = \sqrt{a_1 t_*}$; $T_* = T_r - RT_*^2/E$; $T_r = T_n + Q/c$; T — температура; η — глубина превращения исходного вещества; Q — тепловой эффект реакции на единицу массы; c — теплоемкость смеси; a — теплопроводность; λ — теплопроводность; k_0 — предэкспоненциальный множитель; E — энергия активации; ϑ — безразмерная температура; τ , ξ , ζ — безразмерные временная, аксиальная и радиальная координаты. Индекс 1 относится к смеси, 2 — к оболочке,

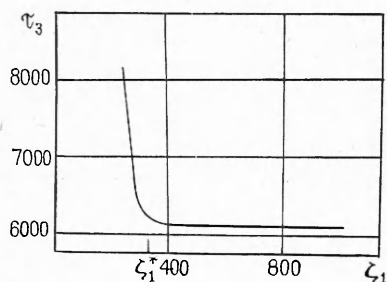


Рис. 1. Зависимость времени формирования фронта реакции τ_3 от радиуса ζ_1 .

0 — к значению на зажигающей поверхности, ∞ — к начальному значению, * — к масштабной величине.

Смесь с температурой ϑ_0 поджигается с торца цилиндра нагретой до ϑ_0 поверхностью в форме круга радиуса ζ_1 . Торцевое сечение оболочки и ее наружная боковая поверхность теплоизолированы.

Параметр индукционного зажигания $Z = (T_0 - T_n) / (T_r - T_n) = 0,38$, значение $\Gamma = \gamma_r - \beta_r = 0,028 < 1$ отвечает невырожденному характеру горения смеси [5], величина $\alpha_r = 9,1\gamma_r - 2,5\beta_r = 1,33 > 1$ соответствует выходу на стационарный режим распространения тепловой волны в адиабатических условиях [6].

Определяющая особенность исследуемой системы состоит в том, что тепловая активность оболочки на два порядка превышает тепловую активность наполнителя:

$$k = \varepsilon_2 / \varepsilon_1 \approx 110,$$

где $\varepsilon = \lambda / \sqrt{a}$, отношение температуропроводностей оболочки и наполнителя $a_2 / a_1 = 0,278 \cdot 10^4$. Вследствие интенсивного отвода тепла оболочкой в направлении $\xi \rightarrow \infty$ ее температура практически не поднимается выше начальной. Вблизи оболочки остается слой непрореагировавшего вещества, который играет экранирующую роль, ослабляя отток тепла из области химической реакции. Толщина δ этого слоя обусловлена теплофизическими свойствами оболочки и наполнителя, а также кинетическими параметрами процесса горения. Фронт реакции изгибается, не доходя до оболочки, при этом нарушается обычная структура тепловой волны [2, 3].

Рассмотрим, как влияет на зажигание и горение смеси изменение внутреннего радиуса ζ_1 цилиндрической оболочки, толщина которой остается постоянной. Зависимость времени формирования фронта реакции τ_3 от ζ_1 , представленная на рис. 1, позволяет выделить некоторый критический размер ζ_1^* . При $\zeta_1 > \zeta_1^*$ значение τ_3 постоянно, однако при $\zeta_1 < \zeta_1^*$ оно резко возрастает с уменьшением ζ_1 . В образцах, размеры которых ниже предельной величины, фронт реакции не формируется.

В образцах с

$$\zeta_1 > \zeta_1^* \quad (1)$$

сохраняется внутренняя область наполнителя, не затронутая теплотерями, где горение выходит на стационарный режим и распространяется вдоль оси образца со скоростью адиабатического процесса u_a . Большая протяженность формирующегося фронта порождает тепловую неустойчивость [7]. В образцах, размеры которых близки к нижнему пределу неравенства (1), поверхность горения в области оси выдается вперед на расстояние порядка ширины зоны реакции. Последовательное увеличение радиуса образца приводит к появлению одного и более кольцевых выступов. Однако по мере выхода на установившийся режим горения эти неровности сглаживаются (рис. 2, а). Поверхность фронта во внутренней области наполнителя можно считать плоскостью, в точках которой скорость химической реакции примерно одинакова в каждый фиксированный момент времени и меняется синхронно.

В областях наполнителя, примыкающих к инертной прослойке вблизи охлаждающей оболочки и подверженных теплотерям, фронт реакции искривлен и горение носит пульсирующий характер. Из рис. 3, а видно, что температура радиального сечения, одинаковая во внутренней области наполнителя, образует всплеск ϑ_{\max} на гребне тепловой волны и затем опускается до значений, близких к ϑ_0 в инертном слое вблизи

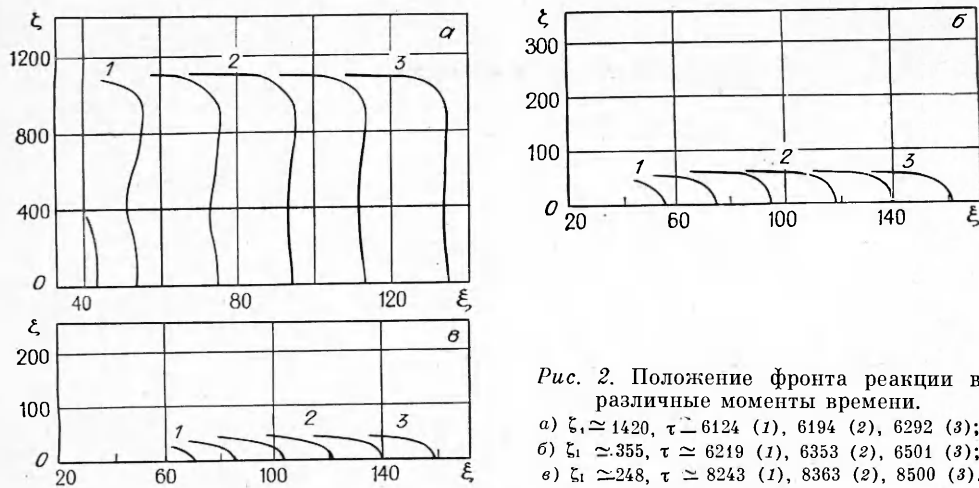


Рис. 2. Положение фронта реакции в различные моменты времени.
 а) $\xi_1 \approx 1420$, $\tau \approx 6124$ (1), 6194 (2), 6292 (3);
 б) $\xi_1 \approx 355$, $\tau \approx 6219$ (1), 6353 (2), 6501 (3);
 в) $\xi_1 \approx 248$, $\tau \approx 8243$ (1), 8363 (2), 8500 (3).

оболочки. С температурным пиком ϑ_{\max} связано появление главного максимума скорости химической реакции ω_{\max} на изогнутом крае поверхности фронта. На рис. 3, б показана скорость химической реакции ω во фронте, который представлен в радиальной проекции. Значение ω в ядре наполнителя примерно одинаково, наибольшее значение ω_{\max} находится у края области реагирования, а вблизи оболочки $\omega = 0$. Снижение и постепенное сглаживание температурного максимума ϑ_{\max} в последующие моменты времени (рис. 3, в, д) сопровождается уменьшением величины ω_{\max} и отступлением ее от охлаждающей оболочки сначала ближе к сохраняющей тепло внутренней области (рис. 3, г), а затем и в саму внутреннюю область (на рис. 3, е его положение отмечено крестиком). Через некоторое время создается новый температурный пик и появляется ω_{\max} на краю области реагирования. Амплитуда перемещений ω_{\max} (рис. 4) постепенно сокращается и с выходом на установившийся режим горения ограничивается изогнутым краем поверхности фронта.

Как видно из рис. 2, а, толщина непрореагировавшего слоя δ оказывается выше оценок, полученных на основе одномерной модели [3, 4].

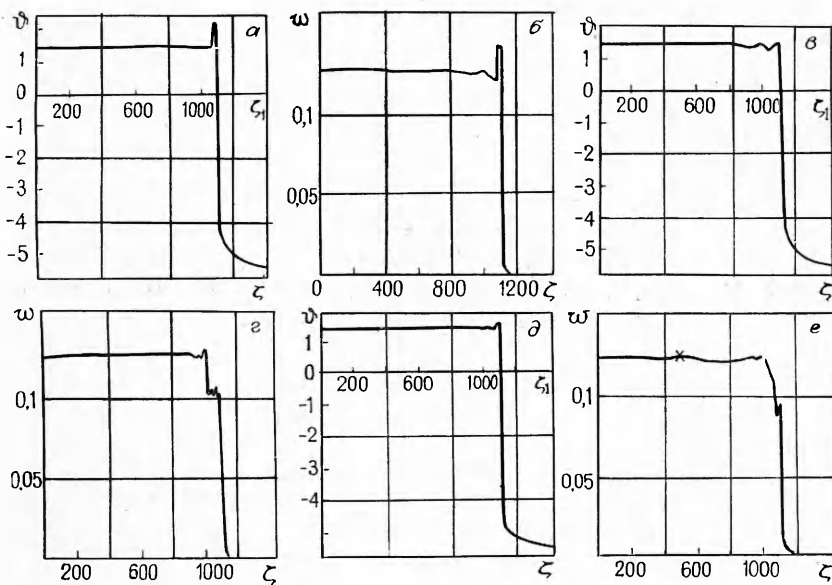


Рис. 3. Распределение температуры в радиальном сечении $\xi = 130$ (а, в, д) и скорости химической реакции в радиальной проекции линии фронта (б, г, е) для $\tau = 6330$ (а, б), 6344 (в, г), 6538 (д, е) при $\xi_1 \approx 1420$.

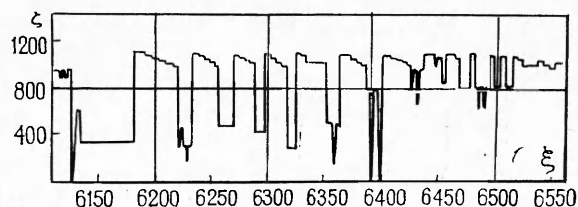


Рис. 4. Изменение со временем радиальной координаты ω_{\max} при $\zeta_1 \approx 1420$.

Уменьшение радиуса ζ_1 образца приводит к сокращению внутренней области наполнителя, не охваченной теплопотерями. В образцах с размерами $\zeta_1 \leq \zeta_1^*$ поверхность фронта реакции уже не содержит плоского участка и изгибается в виде колокола. Наибольшее значение ω_{\max} располагается на оси образца или вблизи нее. Последующее уменьшение размеров образца при $\zeta_1 < \zeta_1^*$ (см. рис. 2, б, в) происходит не за счет радиальной протяженности фронта, которая меняется незначительно, а главным образом за счет толщины непрореагировавшего слоя δ , что приводит к ослаблению его экранирующего действия. Отток тепла из фронта реакции возрастает, вследствие чего волна горения формируется на большем расстоянии от зажигающей поверхности и через более длительный промежуток времени (см. рис. 1), приобретая вырожденный характер. Вместе с δ уменьшается также скорость u распространения фронта реакции вдоль оси образца. На пределе горения значение u уменьшается в \sqrt{e} раз по сравнению со скоростью адиабатического процесса.

Таким образом, в ходе численного исследования зажигания и горения безгазового состава, заключенного в отводящую тепло цилиндрическую оболочку, выявлено существование критического радиуса ζ_1^* , определяющего качественные различия в развитии процесса горения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фирсов А. Н., Шкадинский К. Г. ФГВ, 1987, 23, 3, 46.
2. Александров В. В., Давыденко А. А., Коваленко Ю. А. и др. ФГВ, 1987, 23, 2, 70.
3. Коваленко Ю. А. ФГВ, 1987, 23, 6, 61.
4. Рыбанин С. С., Соболев С. Л. Докл. АН СССР, 1983, 269, 6, 1394.
5. Алдушин А. П., Луговой В. Д., Мержанов А. Г. и др. Докл. АН СССР, 1978, 243, 6, 1434.
6. Шкадинский К. Г., Хайкин Б. И., Мержанов А. Г. ФГВ, 1971, 7, 1, 19.
7. Алдушин А. П., Зельдович Я. В., Маломед Б. А. Докл. АН СССР, 1980, 251, 5, 1102.

Поступила в редакцию 22/VII 1988

УДК 536.46

СКОРОСТЬ И ПРЕДЕЛЫ ГОРЕНИЯ ТЕРМИЧЕСКИ ТОНКОГО СЛОЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ ТЕПЛООБМЕНЕ С ИНЕРТНОЙ СРЕДОЙ

С. С. Рыбанин, С. Л. Соболев
(Черноголовка)

Свойства волны горения, распространяющейся по конденсированному веществу, находящемуся в контакте с инертной средой, существенно зависят от теплообмена между ними. Так, теплоотдача из зоны горения в инертную окружающую среду может привести к прекращению распространения волны горения или к неединственности ее режимов [1—3]. Анализ процесса распространения волны горения в таких условиях достаточно подробно проведен для случаев, когда задан коэффи-