

УСЛОВИЯ РЕАЛИЗАЦИИ КОНВЕКТИВНОГО РЕЖИМА ГОРЕНИЯ В ГРАНУЛИРОВАННОЙ СМЕСИ $Ti + xC$

Т.Г. Лисина¹, Б.С. Сеплярский¹, Р.А. Кочетков¹,

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения им. А.Г. Мержанова Российской академии наук, Черноголовка, Россия
*lisina@ism.ac.ru

Существование конвективного режима горения гранулированных смесей $Ti + xC$ ($0.5 \leq x \leq 1$) в спутном потоке азота при перепадах давления ниже $1 \div 2$ атм было показано в экспериментальных работах [1, 2]. Конвективным режимом мы называем процесс горения, в котором перенос тепла фильтрующимся газом играет ведущую роль в механизме распространения волны горения и обеспечивает более высокую скорость фронта горения, чем в кондуктивном режиме. Кондуктивным мы называем такой режим горения, когда поток тепла из зоны реакции обеспечивается кондуктивной теплопередачей [3]. Зависимость скорости горения от определяющих параметров в потоке газа для кондуктивного режима описывается теорией фильтрационного горения (ТФГ) [3]. Согласно ТФГ прирост скорости горения в потоке газа прямо пропорционален удельному массовому потоку газа и его теплоемкости. В настоящей работе расчетным путем получен ответ на вопрос об области реализации конвективного режима горения и характере зависимости скорости горения в этом режиме от расхода газа для гранулированных смесей $Ti + xC$ с учетом экспериментальных результатов работы [2].

Скорость конвективного режима горения (волны воспламенения) определяется по формуле:

$$u = d/t, \tag{1}$$

где d – размер гранулы ($d = 1$ мм), t – время воспламенения гранулы. Время воспламенения гранулы фильтрующимся газом t , можно определить из выражений для нагрева полубесконечного тела при граничных условиях третьего рода [4]:

$$\frac{T_{ig} - T_0}{T_g - T_0} = 1 - \varphi(\omega),$$

где T_g - температура горения смеси, T_0 - начальная температура гранулированной смеси, T_{ig} - температура поверхности гранулы в момент воспламенения, $\varphi(\omega) = \exp(\omega^2) \cdot (1 - \text{erf}(\omega))$ дополнительная функция ошибок, аргумент которой

$$\omega(T_g, T_0, T_{ig}) = \alpha^*(Q) \sqrt{at} / \lambda.$$

Здесь $\alpha^*(Q)$ - коэффициент межфазового теплообмена, Q - объемный расход газа, λ - коэффициент теплопроводности, a - коэффициент температуропроводности гранулы. Учитывая (1), скорость волны воспламенения u выражается следующим образом:

$$u(Q) = [\alpha^*(Q) / \omega \lambda]^2 d / a. \quad (2)$$

Температура поверхности гранулы в момент воспламенения T_{ig} равна температуре $\alpha \rightarrow \beta$ перехода в титане (1155 К) при горении в потоке азота и температуре плавления титана (1933 К) при горении в потоке аргона. Таким образом, для вычисления зависимости скорости горения от расхода газа необходимо знать зависимость коэффициента теплообмена гранул с газом $\alpha^*(Q)$. Для пористого вещества известно выражение зависимости коэффициента теплообмена от величины газового потока α [5]:

$$\alpha(Q) = \rho_g \cdot Q \cdot c_g \cdot \text{Pr}^{-2/3} \cdot (1 - \varepsilon)^{-1} \Psi(\varepsilon) / 4, \quad (3)$$

где $\Psi(\varepsilon) = 0.508 - 0.56 \cdot (1 - \varepsilon)$ при $\varepsilon < 0.4$, $\Psi(\varepsilon) = 1 - 1.164 \cdot (1 - \varepsilon)^{2/3}$ при $\varepsilon > 0.4$. Здесь Pr - число Прандтля (принималось равным 0,8 для азота и 0,6 для аргона), $0 < \varepsilon < 1$ - открытая пористость конденсированной среды (в оценках принималось $\varepsilon = 0.5$), ρ_g - плотность газа, c_g - теплоемкость газа.

Сравним рассчитанное по формуле (3) значение α (800 л/ч)=262 Вт/(м²·К), и значение $\alpha^*(800 \text{ л/ч})=2711 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}$, вычисленное в [2] на основании экспериментальных данных для гранулированной смеси Ti+C в потоке азота. Последнее примерно в 10.4 раза больше значения α , рассчитанного по формуле (3). Считая, что формулы (3) правильно отражают зависимость коэффициента теплообмена от расхода газа с точностью до множителя $\alpha^*/\alpha \approx 10.4$, значения эффективных коэффициентов теплообмена для других расходов газа $\alpha^*(Q) = 10,4\alpha(Q)$. Экспериментально конвективный режим наблюдался в азоте, но можно оценить скорость конвективного горения и в аргоне. Поскольку выражение (3) не содержит теплофизических характеристик смесей, результаты расчета эффективных коэффициентов теплообмена смеси Ti + C с азотом и аргоном при тех же расходах газа

применимы для смесей $T_i + 0.5C$ и $T_i + 0.75C$. 2]. Результаты расчета скоростей представляют собой квадратичную зависимость от Q , которая является следствием квадратичной зависимости скорости горения от коэффициента теплообмена α^* . Расчетные зависимости скоростей горения u от величины потока азота этих смесей в конвективном режиме показаны на рис. 1 (кривые 1, 3, 5). Для этих же смесей на рисунке показаны скорости горения u_f , рассчитанные по теории фильтрационного горения [3] (кондуктивный режим горения, прямые 2, 4, 6), в которых точки при $Q = 0$ соответствуют экспериментальным из работы [2].

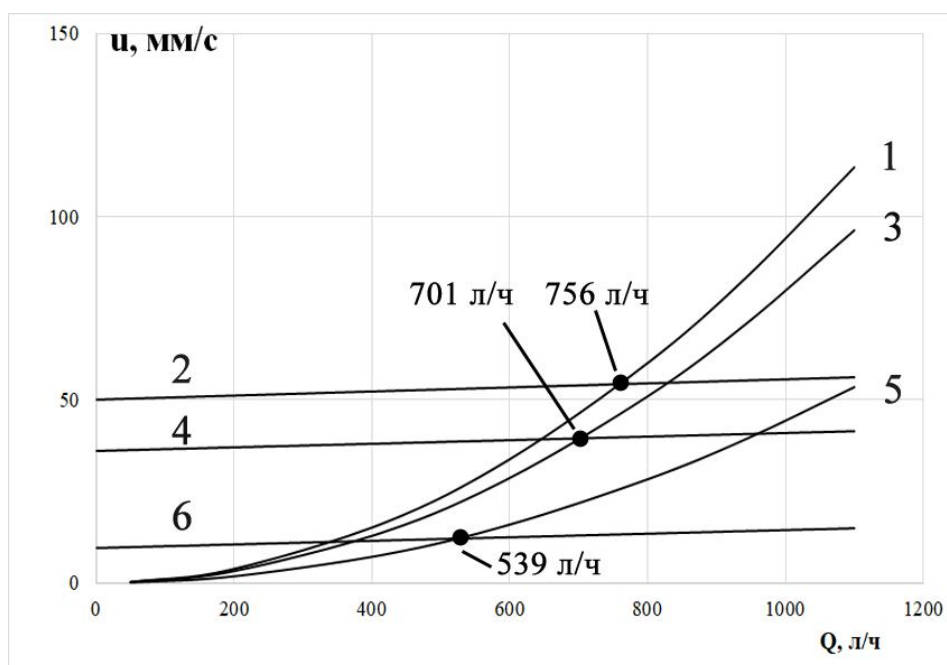


Рис.1. Кривые 1,2,3 - зависимости скорости горения u от величины потока азота в конвективном режиме при $T_0 = 300\text{K}$, $T_{ig} = 1155\text{K}$ для значений T_g : 1- 3300 К, 3 – 3100 К, 5 – 2600 К. Прямые 2, 4, 6 – скорости рассчитанные по теории фильтрационного горения для смесей $T_i + C$, $T_i + 0.75C$, $T_i + 0.5C$ -, соответственно.

Из физических соображений ясно, что при горении смеси реализуется тот режим, который обеспечивает более высокую скорость распространения фронта. Поэтому точки пересечения кривых 1 и 2 (для смеси $T_i + C$), 3 и 4 (для смеси $T_i + 0.75C$), 5 и 6 (для смеси

$T_i+0.5C$) на рис. 1 определяют расчетную границу перехода от кондуктивного к конвективному режиму горения в спутном потоке азота.

Расчеты показали, что в потоке аргона реализация конвективного режима при расходах, соответствующих условиям эксперимента [2], невозможна. При анализе влияния температуры воспламенения T_{ig} смеси показано, что чем выше температура воспламенения гранулы, тем при больших значениях потока газа реализуется конвективный режим горения.

Для горения гранулированной смеси $T_i + 0.5C$ в азоте выполнена экспериментальная проверка предложенного метода определения границы перехода между кондуктивным и конвективным режимом [6]. Экспериментальное значение границы режима оценивалось по координатам точки пересечения прямых, соответствующих линейной экстраполяции левой и правой ветви экспериментальной кривой. Оказалось, что предложенный метод расчета приводит к полному качественному совпадению теоретической и экспериментальной зависимостей скорости горения от расхода азота и хорошему количественному совпадению расходов газа на границе режимов.

Полученные в данной работе результаты могут быть использованы для объяснения и прогнозирования скачкообразного возникновения быстрых верховых лесных пожаров при изменении скорости ветра. Действительно, переход в быстрый конвективный режим горения реализуется при больших потоках газа (большая скорость ветра) и низких температурах воспламенения, характерных для лесов в период засухи.

Литература

- [1] Seplyarskii B.S., Tarasov A.G., Kochetkov R.A. // Explosion and Shock Waves. 2013. Vol. 49. N. 5. P. 555-562; DOI: 10.1134/S0010508213050079
- [2] Seplyarskii B.S., Kochetkov R.A. // Russian Journal of Physical Chemistry B. 2017. Vol. 11. N. 5. P. 798–807; DOI: 10.1134/S1990793117050116
- [3] Мержанов А.Г., Мукасян А.С., Постников С.В., ДАН, 1995, т.343, № 3, с. 340-342.
- [4] Лыков А.В. Теория теплопроводности. М: Высшая школа, 1967. 600 с.
- [5] Gusachenko, L.K., Zarko, V.E., Rychkov, A.D., and Shokina, N.Yu., Filtration combustion of an energetic material in a co-current flow of its combustion products: Critical combustion conditions, Combust. Explos. Shock Waves, 2003, vol. 39, no. 6, pp. 694–700. doi 10.1023/B:CESW.0000007683.81353.91[3]

- [6] Сеплярский Б.С., Кочетков Р.А., Лисина Т.Г., Кондуктивный и конвективный режимы горения гранулированной смеси $Ti+0,5C$ в спутном потоке азота, Труды ежегодной научной конференции ИСМАН, 2018, М.: Торус Пресс; DOI:10.30826/ISMAN2018-07