

ГОРЕНИЕ, ВЗРЫВ И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

УДК 536.46

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ МЕТОД РАСЧЕТА УСЛОВИЙ РЕАЛИЗАЦИИ КОНВЕКТИВНОГО РЕЖИМА ГОРЕНИЯ

© 2019 г. Б. С. Сеплярский^{1*}, Р. А. Кочетков¹, Т. Г. Лисина¹

¹Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения
им. А.Г. Мерджанова Российской академии наук, Черноголовка, Россия

*E-mail: seplb1@mail.ru

Поступила в редакцию 20.04.2018;
после доработки 05.09.2018;
принята в печать 20.09.2018

В работе предложен экспериментально-теоретический метод расчета зависимости скорости горения гранулированных смесей $Ti + xC$ ($0.5 \leq x \leq 1$) в конвективном режиме от определяющих параметров. Показана более сильная, квадратичная зависимость скорости горения от величины потока азота в конвективном режиме, которая принципиально отличается от линейной зависимости по теории фильтрационного горения. Определены области существования кондуктивного и конвективного режимов при изменении величины спутного потока азота. Проведенные исследования показали, что величина газового потока, отвечающая переходу от кондуктивного к конвективному режиму распространения волны горения, возрастает при увеличении скорости горения смесей в отсутствие потока азота, т.е. с увеличением содержания сажи в смеси.

Ключевые слова: самораспространяющийся высокотемпературный синтез, горение, гранулирование, смеси титан-углерод, поток газа, конвективный теплоперенос, переход между режимами горения.

DOI: 10.1134/S0207401X19030063

ВВЕДЕНИЕ

Продолжение исследований самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) титана с сажей в потоке азота (см. обзор в [1]) связано с появлением нового метода синтеза, основанного на предварительной грануляции активной смеси [2]. Выполненные ранее исследования горения гранулированных смесей $Ti + xC$ ($0.5 \leq x \leq 1$) [3] показали, что закономерности и механизмы горения гранулированной шихты в спутном потоке азота принципиально отличаются от таковых для порошковой шихты. Причиной такого радикального изменения механизма горения стало появление дополнительного уровня в иерархии масштабов активной смеси. Установлено, что в отсутствие потока газа скорость распространения фронта горения определяется в основном кондуктивной теплопередачей от гранулы к грануле и удовлетворительно описывается классической теорией горения. При наличии спутного потока газа добавляется перенос тепла газовым потоком. Экспериментальные результаты в работах [2, 3] дали основание полагать, что при горении в потоке азота кондуктивный режим, описываемый теорией фильтрационного горения, предполагающей полный прогрев смеси в волне горения, уже при перепаде давления в 1 атм сменялся конвективным. В этом ре-

жиме поток активного газа поджигает с поверхности гранулы, обеспечивая более высокую скорость горения, чем в потоке инертного газа, которая значительно превышает теоретические оценки по теории фильтрационного горения [4]. В работе [3] был установлен факт существования конвективного режима горения смесей $Ti + xC$ ($0.5 \leq x \leq 1$), однако закономерности горения в этом режиме не исследованы, а границы режимов не установлены.

В настоящей работе была поставлена задача разработки приближенного метода расчета зависимости скорости горения гранулированных смесей $Ti + xC$ ($0.5 \leq x \leq 1$) в конвективном режиме от определяющих параметров и расчета границы кондуктивного и конвективного режимов горения, используя экспериментальные данные работы [3].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Напомним, что в работе [3] использовали гранулы характерного размера 1 мм, изготовленные из порошковых смесей $Ti + xC$ ($0.5 \leq x \leq 1$). Некоторые характеристики исходных реагентов и материалов приведены в табл. 1.

Таблица 1. Исходные вещества и реагенты

Вещество	Марка	Размеры частиц	
		до 50% общего числа частиц	до 90% общего числа частиц
Титан	ПТМ	<50 мкм	<85 мкм
Сажа	П-803	<2.5 мкм	<4 мкм
Аргон	1 сорт (99.987%)		
Азот	1 сорт (99.987%)		
4%-ный спиртовой раствор поливинилбутираля	SD-4		

Исследование закономерностей горения выполняли на оригинальной экспериментальной установке, описанной в работе [3]. Установка позволяет сжигать смесь как без продува, так и при продуве газовым потоком, измерять расход и давление газа в процессе горения, а также получать видеозаписи процесса горения.

В настоящей работе экспериментально была определена зависимость расхода газа перед сжиганием от избыточного давления на верхнем торце засыпки, которая необходима для расчета коэффициента теплообмена. Измеряли объемный расход азота Q через поперечное сечение засыпки шихты площадью $S = 2 \text{ см}^2$ при изменении давления азота на верхнем торце образца от 1 до 2 атм. Соответственно, избыточное давление менялось от 0 до 1 атм. Как и в работе [2], значения перепада давления определяли как разность показаний датчиков в точках начала входной и конца выходной газовых магистралей. Так как входная магистраль не содержит дополнительных сопротивлений, то давление на верхнем торце образца совпадало с давлением на входе в установку. Выходная магистраль содержит фильтр для предотвращения засорения датчиков и вакуумного насоса продук-

тами горения, поэтому давление газа на нижнем торце образца могло незначительно отличаться от измеряемого давления на конце выходной магистрали. Оказалось, что для всех смесей с молярным содержанием сажи от 0.5 до 1, зависимость объемного расхода газа перед сжиганием от избыточного давления Δp на верхнем торце засыпки была одной и той же, что связано с одинаковым размером гранул, и, следовательно, с одинаковой проницаемостью шихты. Результаты измерений представлены на рис. 1. Точность измерений не хуже 10%.

В проведенных ниже расчетах использовали экспериментальные данные работы [3] о скоростях горения смесей $\text{Ti} + x\text{C}$ ($0.5 \leq x \leq 1$) в отсутствии потока газа ($\Delta p = 0$) и в спутном потоке азота ($Q = 800 \text{ л/ч}$, $\Delta p = 1 \text{ атм}$), а также измеренные плотности этих смесей (см. табл. 2).

Из табл. 2 видно, что во всех исследуемых смесях скорости в потоке азота значительно превышали скорости в отсутствие потока и в потоке инертного газа. Покажем, что такое значительное увеличение скорости не объясняется в рамках классической теории фильтрационного горения для исследуемых смесей.

МЕТОД РАСЧЕТА

В соответствии с теорией фильтрационного горения [4] скорость фронта u_f в спутном потоке газа можно представить в виде

$$u_f = u_0 + c_g G_m / (c_s \rho_s) = u_0 + c_g \rho_g Q / (S c_s \rho_s), \quad (1)$$

где u_0 — скорость горения в отсутствие потока газа, $G_m = \rho_g Q / S$ — удельный массовый поток втекающего газа при объемном расходе Q через сечение образца S , ρ_g — плотность газа, c_g — удельная теплоемкость втекающего газа, c_s — удельная теплоемкость пористого вещества, ρ_s — насыпная плотность смеси. При расчете прироста скорости горения смесей в потоке азота использованы следующие данные: $S = 2 \text{ см}^2$, $c_g = 1215 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $\rho_g = 1.25 \text{ кг/м}^3$, а также значения c_s и экспериментально измеренные значения ρ_s и u_0 [3], приведенные в табл. 2. Рассчитанные скорости фронта горения u_f в спутном потоке азота добавлены в

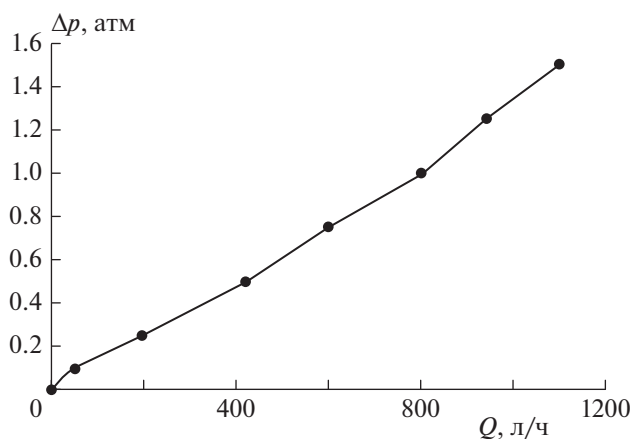


Рис. 1. Зависимость избыточного давления азота Δp от объемного расхода азота Q .

Таблица 2. Экспериментальные данные для смесей Ti + xC [3]

Состав смеси	ρ_s , кг/м ³	c_s , Дж/(кг · К)	$\Delta p = 0$	$\Delta p = 1$ атм		
			u_0 , мм/с, эксперимент (без потока)	u , мм/с, эксперимент (в аргоне)	u , мм/с, эксперимент (в азоте)	u_f , мм/с, расчет по формуле (1) (в азоте)
Ti + 0.5C	800	540	9.5	11	28	13.2
Ti + 0.75C	700	550	36	41	50	39.7
Ti + C	680	560	50	55	60	53.7

табл. 2 для удобства сравнения с экспериментом. Так как в расчетах использовались значения плотности азота и теплоемкости титана при комнатной температуре, то значения скорости u_f , вычисленные по формуле (1), дают верхнюю оценку для скорости горения гранулированных смесей. Видно, что расчетные скорости горения всех трех смесей для $\Delta p = 1$ атм, $Q = 800$ л/ч значительно меньше экспериментальных. Следовательно, полученные в экспериментах значения прибавки скорости горения нельзя объяснить в рамках фильтрационной теории горения, предполагающей полный прогрев гранулированной смеси.

В работе [3] для гранулированного состава Ti + C, в рамках допущения о существовании конвективного режима, зная эффективную температуру горения и температуру зажигания смеси, а также время зажигания гранулы, с использованием модели нагрева полубесконечного тела был рассчитан коэффициент теплообмена гранул с фильтрующимся азотом. Затем в предположении, что коэффициент теплообмена одинаков для смесей Ti + 0.5C и Ti + 0.75C, для них вычислены температуры горения. В данной работе этот подход будет использован для решения обратной задачи — по вычисленному эффективному коэффициенту теплообмена для каждого расхода газа рассчитаем время зажигания, а значит, и скорость волны воспламенения, которая в рамках данного подхода считается равной скорости горения смесей в конвективном режиме. Проведем подробный расчет скорости горения в конвективном режиме на примере смеси Ti + C.

Предварительно определим теоретическую зависимость коэффициента теплообмена гранулированной смеси с азотом от расхода газа. Для расчета коэффициента теплообмена пористого вещества с газовым потоком α_h будем использовать следующие соотношения работы [5]:

$$\alpha_h = \text{Nu} \lambda_g / d; \quad (2)$$

$$\text{Nu} = \text{Re} \text{Pr}^{1/3} \Psi(\epsilon) / 4,$$

$$\text{Re} = G_m d / [(1 - \epsilon) \mu], \quad \text{Pr} = c_g \mu / \lambda_g,$$

$$\Psi(\epsilon) = 0.508 - 0.56(1 - \epsilon), \quad \epsilon < 0.4, \quad (3)$$

$$\Psi(\epsilon) = 1 - 1.164(1 - \epsilon)^{2/3}, \quad \epsilon > 0.4.$$

Здесь Nu, Re, Pr — числа Нуссельта, Рейнольдса и Прандтля, соответственно; λ_g — коэффициент теплопроводности азота; μ — динамическая вязкость; $0 < \epsilon < 1$ — открытая пористость конденсированной среды; величины c_g , G_m , d определены выше. Подстановка выражений (3) в (2) дает расчетную формулу для α_h :

$$\alpha_h = G_m c_g \text{Pr}^{-2/3} (1 - \epsilon)^{-1} \Psi(\epsilon) / 4. \quad (4)$$

Для результатов расчета α_h , приведенных в табл. 3, величина ϵ принималась равной 0.5, что соответствует данным работы [3], число Прандтля для азота принималось равным 0.8. Расчеты проводились для расхода газа, соответствующего значениям избыточного давления от 0.1 до 1.5 атм, для которых получена экспериментальная зависимость, приведенная на рис. 1.

Насколько результаты теоретического расчета коэффициента теплообмена пористого вещества с газовым потоком применимы к исследуемой гранулированной смеси? Для ответа на этот вопрос вычислим значение коэффициента теплообмена в конвективном режиме, используя экспериментальные результаты работы [3] для смеси Ti + C (см. табл. 2) при $\Delta p = 1$ атм. Сравним время сгорания частицы и время ее тепловой релаксации для $\Delta p = 1$ атм. Чтобы оценить время сгорания гранулы t_{com} , характерный размер гранулы d ($d = 1$ мм) разделим на определенное в эксперименте рабо-

Таблица 3. Коэффициенты теплообмена гранулированной смеси Ti + C для разных расходов азота

Δp , атм	Q , л/ч	α_h , Вт/(м ² · К)	$\alpha_h^* = F \alpha_h$, Вт/(м ² · К)
0.1	50	16	169
0.25	195	64	661
0.5	420	138	1423
0.75	600	196	2033
1	800	262	2711
1.25	942	308	3192
1.5	1100	360	3728

ты [3] значение скорости распространения фронта горения u :

$$t_{com} = d/u. \quad (5)$$

Скорость горения смеси Ti + C (см. табл. 2) при $\Delta p = 1$ атм равна 60 мм/с, что дает время сгорания гранулы $t_{com} = 0.0167$ с. Время тепловой релаксации частицы равно

$$t_h = r^2/a, \quad (6)$$

где r – радиус частицы ($r = d/2$), a – коэффициент температуропроводности (принимается равным 10^{-2} см²/с [6]). Подставляя указанные значения параметров смеси, получаем $t_h = 0.25$ с. Учитывая, что t_h намного превышает t_{com} , оценим коэффициент теплообмена α_h^* между фильтрующимся газом для смеси Ti + C при перепаде давления $\Delta p = 1$ атм, используя, как в работе [3], модель нагрева полубесконечного тела.

Выражение для температуры поверхности полубесконечного тела $T(0, t)$ при граничных условиях 3-го рода имеет вид [7]

$$\frac{T(0, t) - T_0}{T_g - T_0} = 1 - \varphi(H\sqrt{at}), \quad (7)$$

где T_0 – начальная температура тела, T_g – температура нагретого газа, $\varphi(\omega) = \exp(\omega^2)(1 - \operatorname{erf}(\omega))$ – табличная функция, аргумент которой

$$\omega = H\sqrt{at} = \alpha_h^* \sqrt{at/\lambda}, \quad (8)$$

а коэффициент теплообмена α_h^* , полученный из (8), равен

$$\alpha_h^* = \frac{\omega\lambda}{\sqrt{at}}. \quad (9)$$

Как и в предыдущих работах [2, 3], будем считать, что время воспламенения t равно времени сгорания гранулы t_{com} (оценка сверху), а воспламенение гранулы в потоке азота происходит при нагреве поверхности до температуры фазового перехода титана, т.е. до 1155 К [8]. Для простоты расчетов будем считать эту температуру равной 1200 К. Для смеси Ti + C в качестве T_g берем расчетную адиабатическую температуру горения смеси 3300 К (<http://www.ism.ac.ru/thermo/>). Подставляя в левую часть (7) значения $T(0, t) = 1200$ К, $T_0 = 300$ К и $T_g = 3300$ К, по значению табличной функции $\varphi(\omega)$ найдем значение соответствующего аргумента $\omega = 0.35$.

Для коэффициента теплопроводности гранулы $\lambda = 1$ Вт/(м · К) [9], коэффициента температуропроводности $a = 10^{-2}$ см²/с [6] и вычисленного по формуле (5) времени сгорания $t_{com} = 1.67 \cdot 10^{-2}$ с (при $\Delta p = 1$ атм, $u = 60$ мм/с) получаем из выражения (9)

искомый коэффициент теплообмена $\alpha_h^* = 2711$ Вт/(м² · К). Сравнивая значения $\alpha_h^* = 2711$ Вт/(м² · К) и $\alpha_h = 262$ Вт/(м² · К) для $\Delta p = 1$ атм и $Q = 800$ л/ч, видим, что коэффициент теплообмена α_h^* , рассчитанный на основе экспериментальных данных по формулам (7)–(9), в 10.4 раз больше теоретического значения α_h , вычисленного по формулам (2)–(4). Такое сильное отличие коэффициента теплообмена газа с гранулами может быть связано с шероховатостью поверхности и случайным характером укладки гранул смеси, что обеспечивает быстрый прогрев поверхностного слоя потоком горячего газа и зажигание гранулы [10, 11].

При дальнейших расчетах будем считать, что формулы (2)–(4) правильно отражают зависимость коэффициента теплообмена от расхода газа и отношение α_h^*/α_h для других расходов газа остается таким же, как и для $Q = 800$ л/ч. Тогда значения эффективных коэффициентов теплообмена α_h^* для других расходов можно вычислить по формуле

$$\alpha_h^* = F\alpha_h, \quad (10)$$

где множитель F равен отношению коэффициентов α_h^*/α_h , рассчитанных при $Q = 800$ л/ч ($\Delta p = 1$ атм). Значения эффективных коэффициентов теплообмена α_h^* для каждого массового расхода азота приведены в табл. 2.

По известным значениям коэффициента теплообмена гранул с потоком азота можно определить расчетное время воспламенения гранулы для каждого расхода, пользуясь формулой (10). Затем, используя выражение (5), определим скорость волны воспламенения, которая в рамках данного подхода считается равной скорости горения смесей в конвективном режиме.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты расчета приведены на рис. 2 (кривая 1). Полученная кривая 1 аппроксимируется зависимостью $u_c = 9 \cdot 10^{-5} Q^2$, которая является следствием квадратичной зависимости t_{com} от коэффициента теплообмена α_h^* , полученного из (8) и линейно зависящего от Q (см. формулы (1)–(4)). Для тех же значений расходов газа построим зависимость скорости горения от расхода азота с использованием теории фильтрационного горения u_f (выражение (1)). Результаты расчета также приведены на рис. 2 (кривая 2).

Отметим, что зависимости построены с учетом экспериментальных значений скорости горения смеси из табл. 2 для $\Delta p = 1$ (кривая 1) и $\Delta p = 0$ (кривая 2). Конкуренция двух предложенных ме-

ханизмов приводит к тому, что при горении смеси реализуется режим горения, который обеспечивает более высокую скорость распространения фронта. Точка пересечения двух приведенных зависимостей от расхода газа определяет расчетную границу перехода от кондуктивного к конвективному режиму и соответствует $\Delta p = 0.94$ атм и $Q = 756$ л/ч.

Применим описанную методику расчета скорости горения в конвективном режиме к смесям титана с сажей с другим молярным содержанием сажи: $Ti + 0.5C$ и $Ti + 0.75C$, для которых при избыточном давлении $\Delta p = 1$ атм, $Q = 800$ л/ч характерное время прогрева гранулы t_h также намного превышает время прохождения фронта волны горения по грануле t_{com} . При вычислении зависимости коэффициента теплообмена от расхода газа мы не делали никаких предположений о составе гранулированных смесей. А учитывая, что их газопроницаемости практически одинаковы [3], результаты расчета α_h по формулам (2)–(4) должны быть справедливы и для смесей $Ti + 0.5C$ и $Ti + 0.75C$. Поэтому, следуя данным работы [3], считаем, что коэффициент теплообмена α_h^* этих смесей при $\Delta p = 1$ атм будет таким же, как для смеси $Ti + C$. Тогда по экспериментальным скоростям горения смесей при $\Delta p = 1$ атм, $Q = 800$ л/ч (табл. 2) и известному значению коэффициента теплообмена гранул с потоком азота, пользуясь формулой (8), можно рассчитать значение ω аргумента табличной функции $\phi(\omega)$: $\omega = 0.514$ для смеси $Ti + 0.5C$ и $\omega = 0.383$ для смеси $Ti + 0.75C$. Поскольку нам уже известны значения α_h^* для всех расходов (табл. 3), пользуясь формулой (9), находим расчетное время воспламенения гранулы для каждого расхода и, следовательно, значение скорости горения смеси в конвективном режиме u_c для каждого значения Q по формуле (5). Отметим, что полученные зависимости скорости горения в конвективном режиме от расхода азота для этих смесей также определяются квадратичной зависимостью:

$$u_c = 4 \cdot 10^{-5} Q^2 \text{ — для смеси } Ti + 0.5C,$$

$$u_c = 8 \cdot 10^{-5} Q^2 \text{ — для смеси } Ti + 0.75C.$$

Причиной более сильной зависимости скорости горения в конвективном режиме от потока азота при увеличении содержания сажи в смеси является повышение температуры горения и, соответственно, температуры газа T_g . Действительно, вычисления по формуле (7) температуры газа T_g , которая в данном подходе принимается равной температуре горения, для рассчитанных выше значений аргумента табличной функции ω дают

$$T_g = 2600 \text{ К — для смеси } Ti + 0.5C,$$

$$T_g = 3100 \text{ К — для смеси } Ti + 0.75C,$$

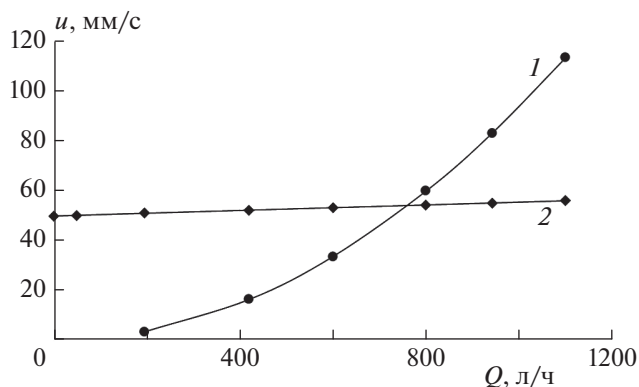


Рис. 2. Расчетные зависимости скорости горения смеси $Ti + C$ от объемного расхода азота в конвективном, u_c (кривая 1), и кондуктивном, u_f (кривая 2), режимах горения.

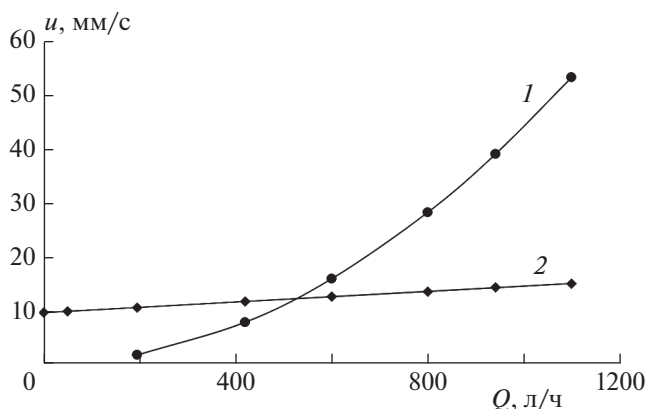


Рис. 3. Расчетные зависимости скорости горения смеси $Ti + 0.5C$ от объемного расхода азота в конвективном, u_c (кривая 1), и кондуктивном, u_f (кривая 2), режимах горения.

что совпадает с расчетами, приведенными в работе [3].

Как и для смеси $Ti + C$, расчет скоростей в кондуктивном режиме проводим по теории фильтрационного горения (1), учитывая экспериментальные значения скорости фронта в отсутствие потока азота (табл. 2). Результаты расчетов скорости горения в кондуктивном и конвективном режимах для смеси $Ti + 0.5C$ показаны на рис. 3, а для смеси $Ti + 0.75C$ — на рис. 4.

Параметры газового потока для перехода от кондуктивного к конвективному режиму, определенные по точке пересечения двух расчетных кривых, для смеси $Ti + 0.5C$ соответствуют $Q = 539$ л/ч и $\Delta p = 0.67$ атм, а для смеси $Ti + 0.75C$ $Q = 701$ л/ч и $\Delta p = 0.88$ атм. Несмотря на отсутствие зависимости скорости горения гранулированной смеси в конвективном режиме от u_0 ($Q = 0$, $\Delta p = 0$), параметры точки перехода от нее зависят. На рис. 5 показана зависимость расхода азота в точке пере-

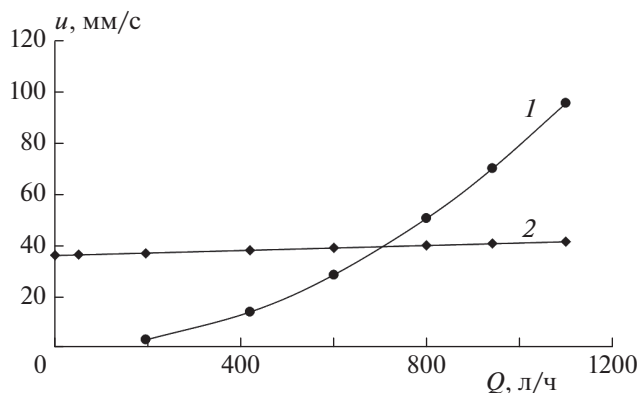


Рис. 4. Расчетные зависимости скорости горения смеси $Ti + 0.75C$ от объемного расхода азота в конвективном, u_c (кривая 1), и кондуктивном, u_f (кривая 2), режимах горения.

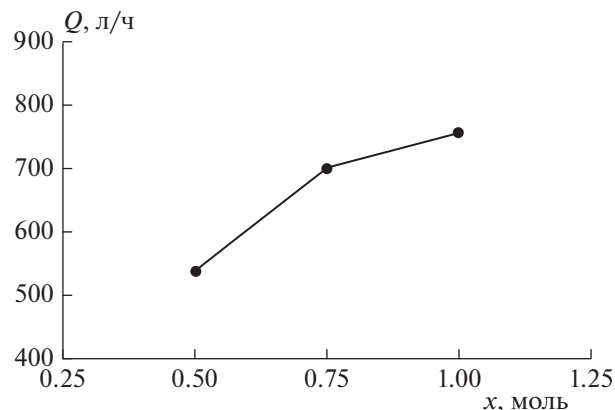


Рис. 5. Зависимость объемного расхода азота Q в точке изменения режима горения от мольного содержания углерода x в смесях $Ti + xC$.

хода от кондуктивного к конвективному режиму от содержания сажи для исследованных смесей.

Видно, что объемный расход азота на границе между режимами горения возрастает при увеличении содержания x сажи, что коррелирует со увеличением скорости горения смесей $Ti + xC$ в отсутствие потока газа (см. табл. 2).

Таким образом, в настоящей работе предложен простой метод расчета скорости горения гранулированных СВС-смесей в конвективном режиме. Показано, что зависимость скорости горения от расхода фильтрующегося газа в этом режиме имеет квадратичный характер. Определены значения расхода азота, при которых реализуется конвективный режим горения в гранулированных смесях $Ti + xC$ ($0.5 \leq x \leq 1$).

ВЫВОДЫ

1. При горении гранулированных смесей $Ti + xC$ ($0.5 \leq x \leq 1$) в спутном потоке азота показано наличие перехода из кондуктивного режима горения в конвективный в области избыточных давлений вблизи 1 атм.

2. Показано, что коэффициенты межфазового теплообмена, рассчитанные на основе экспериментальных данных для исследованных смесей, на порядок превышают теоретические значения при одинаковых значениях расхода газа.

3. Предложен простой метод для расчета скорости горения в конвективном режиме, учитывающий зависимость не только от максимальной температуры горения смеси, но и от температуры воспламенения.

4. Показано, что зависимость скорости горения от величины потока азота в конвективном режиме является квадратичной и принципиально отличается от линейной зависимости, следующей из теории фильтрационного горения.

5. Получены значения объемных расходов азота и соответствующих избыточных давлений азота, при которых происходит переход от кондуктивного к конвективному режиму распространения волны горения.

6. Показано, что значения объемных расходов азота и соответствующих избыточных давлений азота на границе перехода между режимами горения возрастают при увеличении скорости горения смесей $Ti + xC$ в отсутствие потока азота.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мерджанов А.Г., Мукасьян А.С. Твердопламенное горение. М.: Торус Пресс, 2007.
2. Сеплярский Б.С., Тарасов А.Г., Кочетков Р.А. // Физика горения и взрыва. 2013. Т. 49. № 5. С. 55; doi: 10.1134/S0010508213050079
3. Сеплярский Б.С., Кочетков Р.А. // Хим. физика. 2017. Т. 36. № 9. С. 21.
4. Алдушин А.П., Мерджанов А.Г. Распространение тепловых волн в гетерогенных средах. Новосибирск: Наука, 1988.
5. Гольдштик М.А. Процессы переноса в зернистом слое. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1984.
6. Зенин А.А., Мерджанов А.Г., Нерсисян Г.А. // Физика горения и взрыва. 1981. № 1. С. 79.
7. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высш. шк., 1967.
8. Carole D., Fréty N., Etienne-Calas S., Merlet C., Marin-Ayral R.-M. // Mater. Sci. Eng: A. 2006. V. 419. № 1–2. P. 365.
9. Касацкий Н.Г., Филатов В.М., Найборошенко Ю.С. // Самораспространяющийся высокотемпературный синтез. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1991.
10. Мамрос Ю.Ш. Нестационарные процессы в каталитических реакторах. Новосибирск: Наука, 1982.
11. Kreith F., Black W.Z. Basic Heat Transfer. N.Y.: Harper & Row, 1980.