

22. Бабушок В. И., Крахтинова Т. В., Бабкин В. С. Структура предела цепочно-теплого самовоспламенения // Кинетика и катализ.— 1984.— 25, № 1.— С. 5—12.
23. Хакен Г. Синергетика.— М.: Мир, 1985.
24. Вилюнов В. Н., Рябинин В. К. Моделирование осцилляционного горения водорода в реакторе идеального смешения при низких давлениях // Химическая физика процессов горения и взрыва. Проблемы горения и взрыва.— Черноголовка, 1989.— С. 37—40.
25. Полак Л. С., Гольденберг М. А., Левицкий А. А. Вычислительные методы в химической кинетике.— М.: Наука, 1984.

гг. Челябинск, Томск

Поступила в редакцию 9/XI 1988,
после доработки — 11/VII 1990

УДК 532.542.2 : 536.25.27 : 536.46

И. Г. Дик, О. В. Матвиенко

РАСЧЕТ РЕЖИМОВ СЖИГАНИЯ ЗАКРУЧЕННОГО ГАЗОВОГО ПОТОКА В ТРУБЧАТОМ РЕАКТОРЕ ИДЕАЛЬНОГО ВЫТЕСНЕНИЯ

На основе уравнений гидродинамики закрученного потока численным методом построены температурные и концентрационные поля экзотермически реагирующего газа. Проанализированы режимы сжигания и механизм воспламенения потока при различных значениях параметра закрутки.

Особенности горения в потоке обусловлены, с одной стороны, структурой течения, поскольку скоростное поле определяет конвективный перенос тепла и реагентов, а с другой — чувствительностью скорости реакции к температуре и концентрациям реагентов, определяющей наличие собственной скорости распределения фронта пламени по неподвижной среде.

Простейшая схема подачи топлива в виде однородного потока дает стационарную волну горения [1, 2], причем положение фронта стабилизируется на некотором расстоянии от места подачи, которое зависит от отношения скорости подачи реагента и собственной скорости горения. Если сжигание происходит в канале, то теплоотдача через стенки может привести к срыву горения, при этом реализуется низкотемпературный режим превращения реагента в конечный продукт. Рассмотрение простейших сдвиговых течений, например пуазейлевских, не вносит принципиальных дополнений к указанным режимам [3].

Если теплоотдача препятствует образованию высокотемпературной зоны горения, специальными мерами можно стабилизировать горение. Например, можно задать температуру стенок реактора, значительно превышающую исходную температуру потока, как чтобы нагрев стенкой инициировал горение. Указанный перегрев может быть вызван и перетоком тепла по хорошо проводящей стенке из сечения с максимальной температурой потока.

Альтернативным способом может быть и организация течения специального типа, увеличивающая время пребывания вещества в реакторе, например закрутка потока. Закрученное течение в трубе, кроме того, интенсифицирует перемешивание в потоке и, что самое важное, при достаточно сильной закрутке возможно появление рециркуляционной зоны, которая дополнительно стабилизирует горение [4].

Ниже рассматривается задача о стационарных полях скоростей, концентрации и температуры при подаче закрученного реакционноспособного потока в трубу, температура стенок которой T_c выше температуры подаваемого потока T_0 . При этом область изменения параметров химической реакции такова, что режим воспламенения и образования пламени в трубе при $T_c = T_0$ невозможен.

Математическую модель исследуемого течения сформулируем с использованием переменных функция тока — напряженность вихря [5]. Это позволяет исключить давление как явную переменную и автоматически контролировать сохранение количества вещества вниз по потоку.

Для вязкого несжимаемого стационарного потока запишем соответствующие уравнения гидромеханики

$$\begin{aligned} & \frac{\text{Re}}{4} \xi^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\omega}{\xi} \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right] - \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{\omega}{\xi} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right] \right\} - \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\xi^3 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\omega}{\xi} \right) \right] + \right. \\ & \quad \left. + \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\xi^3 \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\omega}{\xi} \right) \right] \right\} - \text{Re} \xi \frac{\partial v_\varphi^2}{\partial x} = 0, \\ & \frac{\text{Re}}{4} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[v_\varphi \xi \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right] - \frac{\partial}{\partial \xi} \left[v_\varphi \xi \frac{\partial \psi}{\partial x} \right] \right\} - \\ & - \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\xi \frac{\partial}{\partial x} (v_\varphi \xi) \right] + \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\xi \frac{\partial}{\partial \xi} (v_\varphi \xi) \right] \right\} - 2 \frac{\partial}{\partial \xi} (v_\varphi \xi) = 0, \\ & \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{\xi} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{\xi} \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right] + \omega = 0. \end{aligned}$$

Здесь x — продольная координата, отнесенная к радиусу трубы r_0 ; ξ — безразмерная радиальная координата; v_φ — безразмерная тангенциальная скорость, масштаб которой ясен из постановки краевых условий. Это же относится к функции тока ψ , с помощью которой восстанавливаются аксиальная и радиальная составляющие скорости:

$$v_x = \frac{1}{2\xi} \frac{\partial \psi}{\partial \xi}, \quad v_\xi = - \frac{1}{2\xi} \frac{\partial \psi}{\partial x},$$

а также и к напряженности вихря

$$\omega = - 2 \left(\frac{\partial v_x}{\partial \xi} - \frac{\partial v_\xi}{\partial x} \right).$$

При задании граничных условий предполагалось, что на входе в трубу распределение скоростей соответствует закону вращения твердого тела:

$$x = 0: \psi = \xi^2, \quad \omega = 0, \quad v_\varphi = \sigma \xi,$$

где $\sigma = \Omega r_0 / U$ — параметр закрутки; Ω — угловая скорость на входе в реактор; U — скорость подачи вещества в трубу. Кроме σ гидродинамику характеризует еще и число Рейнольдса $\text{Re} = 2Ur_0/\nu$ (ν — коэффициент кинематической вязкости).

На выходе из трубы ставились «мягкие» граничные условия, моделирующие свободное истечение жидкости:

$$[x = L: \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial x^2} = 0. \quad (1)$$

На стенке с учетом постоянства расхода и прилипания

$$\xi = 1: \psi = 1, \quad v_\varphi = 0,$$

а на оси трубы

$$\xi = 0: \psi = 0, \quad v_\varphi = 0.$$

Напряженность вихря на оси и стенке трубы определялась по методике [5].

При записи уравнений для концентрационного и температурного полей предполагалось наличие экзотермической реакции, идущей по первому порядку:

$$\begin{aligned} & \frac{\text{Re} \cdot \text{Sc}}{4} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\eta \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right] - \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\eta \frac{\partial \psi}{\partial x} \right] \right\} - \\ & - \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\xi \frac{\partial \eta}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\xi \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \right] \right\} - \xi \text{Da} (1 - \eta) \exp \left[\frac{\theta - \theta_a}{1 + \beta(\theta - \theta_a)} \right] = 0, \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\text{Re} \cdot \text{Pr}}{4} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\Theta \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right] - \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\Theta \frac{\partial \psi}{\partial x} \right] \right\} - \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\xi \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\xi \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \right] \right\} - \\ & - \xi \text{Da} \text{Le}^{-1} \Theta_a (1 - \eta) \exp \left[\frac{\theta - \theta_a}{1 + \beta(\theta - \theta_a)} \right] = 0. \quad (3) \end{aligned}$$

Здесь η — глубина выгорания реагента; $\Theta = (T - T_0)E/RT_*^2$ — безразмерная температура; $T_* = T_0 + Q/c\rho$ — адиабатическая температура реакции; T_0 — температура на входе; $Q/c\rho$ — адиабатический разогрев; $Pr = \nu/\kappa$, $Sc = \nu/D$, $Le = D/\kappa$ — числа Прандтля, Шмидта и Льюиса, отражающие соотношения коэффициентов вязкости ν , теплопроводности κ и диффузии D . Максимально возможный разогрев характеризует параметр $\Theta_a = EQ/(c\rho RT_*^2)$. Скорость химической реакции управляется параметром Дамкелера $Da = k(T_*)r_0^2/D$, где $k(T_*)$ — характерная скорость реакции, связанная со стерическим фактором k_0 соотношением $k(T_*) = k_0 \exp(-E/RT_*)$. Чувствительность скорости реакции к изменению температуры связана с параметром $\beta = RT_*/E$. Для реакции горения $\beta \ll 1$. Граничные условия к (2):

$$\begin{aligned} \eta(0, \xi) = \Theta(0, \xi) = 0, \quad \frac{\partial \eta(x, 0)}{\partial \xi} = \frac{\partial \Theta(x, 0)}{\partial \xi} = 0, \\ \frac{\partial \eta(x, 1)}{\partial \xi} = 0, \quad \Theta(x, 1) = \Theta_c, \quad \frac{\partial^2 \eta(L, \xi)}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \Theta(L, \xi)}{\partial x^2} = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Условие на выходе из реактора $x = L$ аналогично (1) и может быть обосновано тем, что вместе с вырождением закрутки исчезают области течения, где продольные молекулярные потоки тепла и вещества сопоставимы с конвективными. С математической точки зрения это может трактоваться как переход уравнений от эллиптического к параболическому типу. В (4) входит еще один параметр $\Theta_c = (T_c - T_0)E/RT_*^2$.

Из гидродинамических параметров Re и σ будем варьировать только σ . В изменении Re нет особой необходимости, поскольку в силу слабой эллиптичности системы уравнений для не слишком сильной закрутки после преобразования координат вида $s = x/Re$ поля $\eta(\xi, s)$, $\Theta(\xi, s)$ практически не зависят от Re . В расчетах полагалось $Pr = Sc = Le = 1$.

И, наконец, фиксировалась длина реактора $L = 100$. Заметим, что если зона горения отстоит от входа на расстояние, меньшее L , то вариация L слабо влияет на результаты расчетов. Таким образом, в задаче варьируются четыре параметра: σ , Da , Θ_a , Θ_c .

Расчеты проведены с использованием конечно-разностного метода [5] на неравномерной по обеим координатам сетке 31×15 с контролем сходимости итераций на уровне относительной погрешности не хуже 10^{-3} . Уравнения, описывающие гидродинамическое поле, на фоне которого и во многом благодаря которому проявляются особенности химического превращения в закрученном потоке, решаются независимо от уравнений для температуры и концентраций.

Отметим кратко основные черты течения (более подробное описание можно найти в [4, 6—8]). Заметное влияние закрутки на распределение скоростей проявляется при $\sigma > 2$, когда под действием центробежных сил в приосевой зоне формируется область пониженного давления, что приводит к понижению здесь v_x . С дальнейшим увеличением закрутки ($\sigma > 6$) градиенты давлений растут настолько, что в окрестности оси образуется зона возвратного течения; ее размеры и уровень скоростей в зоне рециркуляции растут с σ . Вниз по потоку под действием вязкостных сил закрутка вырождается и формируется пуазейлевский профиль с единственной составляющей $v_x(\xi)$. Торможение потока у стенки на участке вырождения закрутки приводит к оттоку вещества из периферийной области в приосевую, причем тем интенсивнее, чем больше σ . Следовательно, в закрученном потоке конвективный перенос в радиальном направлении становится существенным, что интенсифицирует смешение.

Простейший вариант влияния закрутки на интенсивность химического превращения может проявиться в следующем. В результате замедления потока в приосевой области с ростом закрутки увеличивается время пребывания частиц в центральной части реактора ($t \sim x/v_x$), что приводит к увеличению концентрации продуктов реакции (по сравнению с неза-

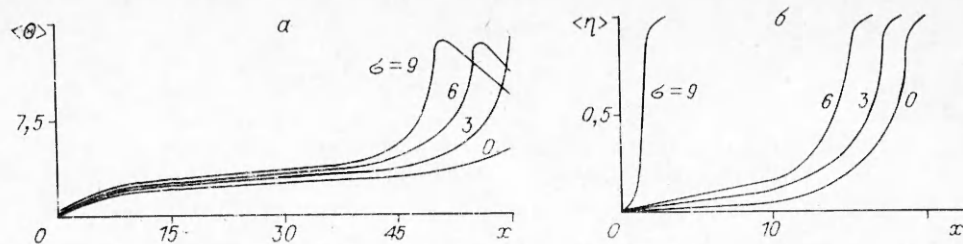


Рис. 1. Изменение среднерасходной температуры $\langle \Theta \rangle$ вниз по потоку; $Re = 160$.
 а - $\Theta_a = 15$, $\beta = 0,01$, $Da = 10^5$, $\Theta_c = 13,75$; б - $\Theta_a = 10$, $\beta = 0,03$, $Da = 5 \cdot 10^3$, $\Theta_c = 4$.

крученными потоками), а следовательно, и к более интенсивному тепловыделению и повышению температуры в потоке. Это особенно существенно для слабо закрученных потоков и в том случае, когда прогрев стенкой и теплокинетические параметры не обеспечивают воспламенения на достаточном близком расстоянии от входа, где при больших σ может возникнуть зона рециркуляции.

На рис. 1, а показано, как изменяется среднеинтегральная температура $\langle \Theta \rangle = 2 \int_0^1 \Theta v_x \xi d\xi$ вниз по потоку при различных σ . Если в незакрученном потоке ($\sigma = 0$) воспламенение в реакторе не произошло, то при $\sigma = 6$ и 9 зона горения образуется уже внутри реактора. Рециркуляционная зона при $\sigma = 9$ находится в области $x \leq 12$, что гораздо меньше длины реактора ($L = 100$).

Иной вариант влияния закрутки проиллюстрирован на рис. 1, б, где отложены $\langle \eta \rangle = 2 \int_0^1 \eta v_x \xi d\xi$. Для выбранных параметров реакции сечение воспламенения при $\sigma = 0$ соизмеримо с расположением рециркуляционной зоны при $\sigma = 6$. Координаты химического превращения при $\sigma = 0$ и $\sigma = 3$, т. е. для течений без рециркуляции, отличаются мало. Рециркуляция при $\sigma = 6$ слабая, но продвижение зоны реакции вверх по потоку уже заметно. Дальнейшее увеличение закрутки до $\sigma = 9$ приводит к скачкообразному уменьшению координаты реакционной зоны. Это связано с поджиганием набегающего потока продуктами реакции, вытекающими из рециркуляционной зоны навстречу основному движению.

Из рис. 1, б видно, что вещество превращается в продукт реакции в узкой области. В этом контексте можно говорить о длине подготовительной к реагированию зоне. Эта длина кроме скоростей прокачки реагента и химической реакции также определяется и степенью закрутки потока: с увеличением σ длина зоны подготовки (для определенности можно взять расстояние от входа $x_{0,9}$, на котором реакция завершилась на 90%) уменьшается. Характер изменения $x_{0,9}$ можно, как и в случае прямоточного потока, трактовать с точки зрения описанных режимов химического превращения в волне горения.

На рис. 2 показан пример зависимости $x_{0,9}(\sigma)$. При холодной стенке зона превращения находится далеко от входа. С увеличени-

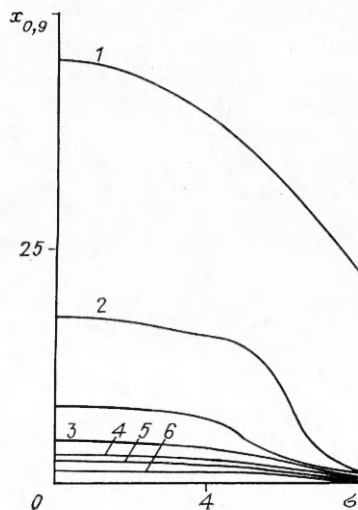
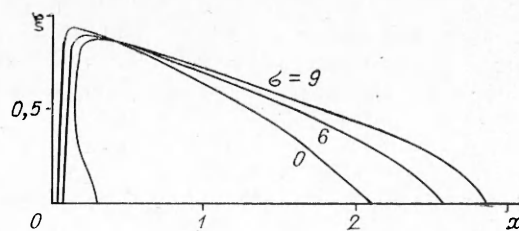


Рис. 2. Зависимость длины предпламенной зоны $x_{0,9}$ от параметра закрутки σ ; $Re = 160$, $\Theta_a = 10$, $\beta = 0,03$.

1 - $Da = 5 \cdot 10^2$, $\Theta_c = 3$; 2 - $Da = 5 \cdot 10^3$, $\Theta_c = 4$; 3 - $Da = 5 \cdot 10^4$, $\Theta_c = 5$; 4 - $Da = 3 \cdot 10^4$, $\Theta_c = 4$; 5 - $Da = 5 \cdot 10^3$, $\Theta_c = 6$; 6 - $Da = 10^5$, $\Theta_c = 4$.

Рис. 3. Граница реакционной зоны при различных значениях параметра закрутки σ ; $Re = 160$, $\Theta_a = 10$, $\beta = 0,03$, $Da = 5 \cdot 10^4$.

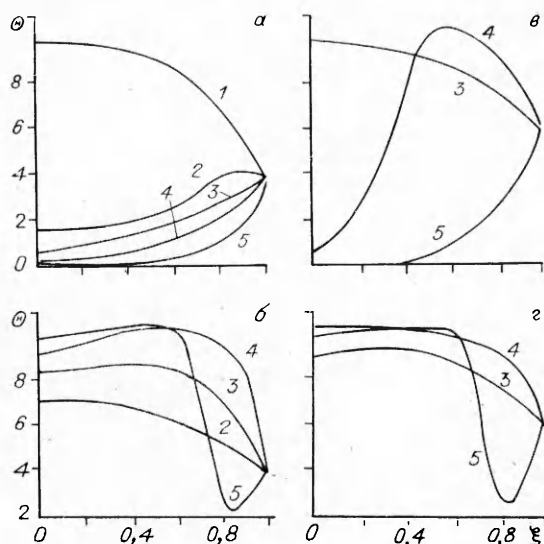


ем σ это расстояние уменьшается тем отчетливее, чем больше σ . Можно говорить о горении данного типа, как о режиме отрыва.

Нагревая стенку, можно заметить переход от режима отрыва в режим горения по мере роста σ . Причем этот переход достаточно резок в небольшом интервале по σ . Горение характеризуется малыми длинами подготовительных зон. Повышение перегрева стенки переводит зону реакции в непосредственную близость к входу. В этом случае переработка вещества идет в режиме горения и увеличение σ слабо влияет на $x_{0,9}$. Вместо температуры стенки Θ_c можно менять скорость реакции (параметр Da). Пример такого рода также дан на рис. 2, 2, 4, 6.

Осредненные характеристики не определяют полностью своеобразие горения в закрученном потоке. Интерес, в частности, представляют закономерности формирования зоны горения. Горение идет по объему неравномерно, чему способствует теплоотвод в стенку, которая после перегрева реагента из источника тепла становится его стоком. Растянута область горения и вдоль оси. Назовем реакционной зоной ту область, где температура не ниже $0,75 \Theta_a$. Увеличение σ и связанное с этим замедление и даже обращение потока приближает границу реакционной зоны к стенкам трубы и повышает температуру в ней. На рис. 3 видно, что закрутка потока смещает реакционную зону к выходному сечению и сжимает ее в продольном направлении (что качественно соответствует результатам [4, 10]), увеличивая тем самым теплонапряженность реактора.

Рис. 4 иллюстрирует распределение температуры по радиусу трубы в различных сечениях вниз по потоку. В прямоточном потоке ($\sigma = 0$) при слабом перегреве стенки (рис. 4, а) сменяющие друг друга температурные профили типичны для режима воспламенения. Большой перегрев стенки (рис. 4, в) переводит режим воспламенения в зажигание, когда реакция у стенки становится сильной, определяющей процесс при меньших x , чем в приосевой области. Сильная закрутка ($\sigma = 9$) приводит к



зажиганию потока продуктами сгорания из рециркуляционной зоны (рис. 4, б). Об этом свидетельствует сильный провал температурного профиля, связанный с тем, что температурный пограничный слой у стенок еще достаточно тонок, а тепловая волна из зоны рециркуляции не захватила всего сечения.

Рис. 4. Распределение температуры по радиусу трубы в различных сечениях; $Re = 160$, $\Theta_a = 10$, $\beta = 0,01$, $Da = 5 \cdot 10^3$; $x = 0,7$ (1), $2,9$ (2), 7 (3), $13,1$ (4), $21,4$ (5).

а - $\Theta_c = 4$, $\sigma = 0$; б - $\Theta_c = 4$, $\sigma = 9$;
в - $\Theta_c = 6$, $\sigma = 0$; г - $\Theta_c = 6$, $\sigma = 9$.

Указанные особенности формирования зоны горения свидетельствуют о том, что закрутка потока способствует стабилизации горения, позволяет уменьшить размеры реактора и увеличить его теплонапряженность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зайдель Р. М., Зельдович Я. Б. О возможных режимах стационарного горения // ПМТФ.— 1963.— № 4.— С. 27—32.
2. Мержанов А. Г., Филоненко А. К. О тепловом самовоспламенении гомогенной газовой смеси // Докл. АН СССР.— 1963.— 152, № 1.— С. 143—146.
3. Максимов Э. И., Перегудов Н. И., Бутаков А. А. Критические условия воспламенения в ламинарном потоке // ФГВ.— 1975.— 11, № 4.— С. 895—898.
4. Лилли Д. Обзор работ по горению в закрученных потоках // РТК.— 1977.— 15, № 8.— С. 8—12.
5. Госмен А. Д., Пап В. В., Ранчел А. Л. и др. Численные методы исследования течений вязкой жидкости.— М.: Мир, 1972.
6. Щукин В. К., Халатов А. А. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах.— М.: Машиностроение, 1982.
7. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки.— М.: Мир, 1987.
8. Устименко Б. П., Джакупов К. Б., Крель В. О. Численное моделирование аэродинамики и горения в точечных и технологических устройствах.— Алма-Ата: Наука, 1986.

г. Томск

Поступила в редакцию 23/VIII 1989,
после доработки — 8/VI 1990

УДК 536.46

*В. А. Голубев, П. Г. Бережко, В. Ф. Проскудин,
А. Я. Малышев, И. К. Кремзуков, Е. Н. Беляев,
В. В. Островский, С. К. Гришечкин*

О ПЕРЕМЕЩЕНИИ ВЕЩЕСТВА ВОСПЛАМЕНИТЕЛЯ И ОБРАЗЦА ПРИ ГОРЕНИИ БЕЗГАЗОВЫХ СИСТЕМ В ЖЕСТКОЙ ОБОЛОЧКЕ

Приведены результаты изучения горения безгазовой системы Ti + C (разбавленной на 20 % карбидом титана), находящейся вместе с поджигающей таблеткой из смеси $\text{Cr}_2\text{O}_3 + 2\text{Al} + 4\text{V}$ в жесткой оболочке. Показано, что горение сопровождается перемещением вещества с возникновением волны разгрузки (резкого уменьшения плотности в области фронта горения), приводящей к изменению скорости горения.

Известно, что горение безгазовых систем при сжигании в виде образцов с открытыми торцами обычно сопровождается их удлинением [1—3]. При этом скорость горения образца зависит от того, насколько условия сжигания позволяют ему удлиниться в процессе горения, что говорит о большой важности учета этого фактора при анализе закономерностей горения [1, 4].

Особый интерес представляет случай, когда система находится в жесткой оболочке, не позволяющей ей изменить в сторону увеличения свои внешние геометрические размеры. Перемещение вещества в такой системе может наблюдаться, когда для ее зажигания используют воспламенитель в виде таблетки из другого пиротехнического состава. И если температура горения таблетки достаточно высока, а ее продукты реакции вследствие этого имеют сразу после сгорания низкую механическую прочность (например, из-за плавления одного из входящих в продукты реакции веществ), то под действием сил, возникающих при горении, они будут уплотняться, позволяя образцу удлиниться.

Для экспериментального изучения поведения безгазовой системы в таких условиях выбрана стехиометрическая смесь Ti + C (титан электролитический ПТОМ-2, сажка марки ПМ-15), разбавленная на 20 % порошком карбида титана по ТУ6-09-492-75. Образцы поджигали таблетками из смеси $\text{Cr}_2\text{O}_3 + 2\text{Al} + 4\text{V}$ (окись хрома по ТУ6-09-4272-76, алюми-