

УДК 536.46

РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ ТВЕРДОГО РАКЕТНОГО ТОПЛИВА, РАСПАДАЮЩЕГОСЯ НА ГАЗ ПО МЕХАНИЗМУ ПИРОЛИЗА

К.О. Сабденов

Томский политехнический университет
E-mail: sabdenov@k21.phtd.tpu.ru

Изучается нестационарное горение твердых ракетных топлив и порохов на основе модели Денисона-Баума. Показано, что простейшая кинетика химической реакции в газовой фазе позволяет проводить описание с помощью модели широкого спектра явлений: автоколебания с одним или несколькими периодами, срыв горения и самогашение.

Введение

Для разработки эффективных ракетных двигателей необходимо знать закономерности горения (обычно твердого) топливного заряда в зависимости от внешних условий. Наибольший интерес представляет нестационарная скорость горения и как функция от начальной температуры T_0 , давления p и времени t . Эту зависимость $u(T_0, p, t)$ можно найти экспериментальным путем или разработкой соответствующей физико-математической модели горения топливного заряда и последующим ее анализом. Достоверно известно [1, 2], что горение ракетного топлива происходит в два этапа: сначала оно распадается на поверхности $x_s(t)$ на газообразные составляющие, представляющие собой преимущественно окислитель и горючее; затем эта смесь химически реагирует на поверхности $x_f(t)$. Расстояние $x_f - x_s$ очень мало по сравнению с пространственными неоднородностями потока газовых продуктов и размерами топливного заряда, но велико по сравнению с геометрическими неровностями поверхности x_s первичного разложения. Поэтому величины x_s, x_f можно считать точками на координатной оси x , направленной по нормали к плоской поверхности разложения топливного заряда (рис. 1). Вектор скорости газа имеет одну ненулевую компоненту v в проекции на ось x . В дальнейшем топливный заряд плотностью ρ_c и теплоемкостью c_c полагаем гомогенным. Пространство $x > x_s$ занято газом плотностью ρ и теплоемкостью c_p при постоянном давлении.

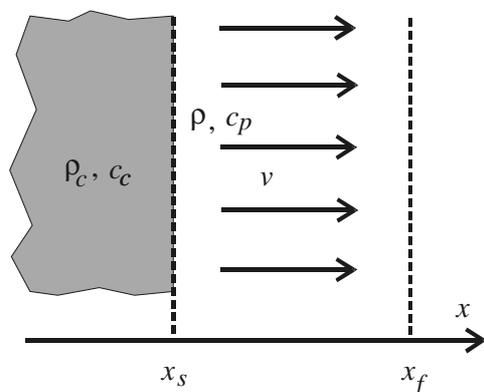


Рис. 1. Схема горения твердого топлива и выбранная система координат

К настоящему времени имеются два представления о механизме перехода твердого топлива или пороха в газ. Согласно первому из них распад топлива на газообразные составляющие подобен равновесному испарению и описывается законом Клапейрона-Клаузиуса [1]. Второй механизм этот процесс уподобляет пиролизу и представляется законом Аррениуса [2]. Поэтому сформировались две основные модели горения твердого ракетного топлива, а их указанные выше принципиальные отличия математически отражаются на формах граничных условий, принимаемых в точке $x = x_s$. Сейчас нет надежных аргументов в пользу того или иного механизмов. Возможно, широкое разнообразие по физико-химическим свойствам гомогенных ракетных топлив при детальном исследовании особенностей горения можно будет разбить на два основных класса, каждый из которых будет хорошо описываться механизмом пиролиза или испарения. Поэтому представляет теоретический и практический интерес детальный анализ стационарных и нестационарных процессов горения в рамках принятых механизмов разложения топлива, выявление возможных эффектов и условий их наблюдения. Фактически речь идет об установлении гносеологического потенциала физико-математических моделей в отношении горения порохов и ракетных топлив, что и определяет цель настоящей работы.

Есть еще другая причина в необходимости более детального анализа существующих моделей. Анализ устойчивости горения с учетом инерционности газовой фазы проведен в работах [3, 4], но где инерционностью химической реакции пренебрегается. Показано, что в ряде практически важных случаев область устойчивого горения с разложением топлива посредством пиролиза при положительных значениях феноменологических коэффициентов k и r :

$$k = (T_s - T_0) \left(\frac{\partial \ln m}{\partial T_0} \right)_p, \quad r = \left(\frac{\partial T_s}{\partial T_0} \right)_p,$$

где m – массовая скорость стационарного горения; T_s – температура на поверхности распада топлива в газ, может оказаться чрезмерно малой. Существующие же экспериментальные данные констатируют факт, что $k > 0, r > 0$. Это означает, на первый взгляд, практическую невозможность осуществления разложения порохов и ракетных топлив по механизму

пиролиза. Однако там же [3, 4] отмечается логическая противоречивость игнорирования детального рассмотрения наиболее быстропротекающих процессов в анализе устойчивости горения. В данном контексте это значит, что зону химических реакций в газовой фазе нельзя считать поверхностью разрыва потоков тепла и вещества. Т.е. пренебрежение временем релаксации зоны химических реакций как малой величиной по сравнению с другими характерными временами не оправдано. Поэтому дальнейшее исследование нестационарных процессов горения должно проводиться с привлечением более широких модельных представлений о химической реакции, протекающей в газовой фазе.

Математическая постановка задачи

В одном из простейших вариантов модель горения твердого ракетного топлива или пороха с его разложением по механизму пиролиза математически может быть представлена следующим образом:

$$-\infty < x < x_s(t): \quad \rho_c c_c \frac{\partial T_c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_c \frac{\partial T_c}{\partial x} \right); \quad (1)$$

$$x_s(t) < x < +\infty: \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \rho v = 0,$$

$$\rho \left(\frac{\partial Y}{\partial t} + v \frac{\partial Y}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \rho \frac{\partial Y}{\partial x} \right) - \rho Y k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right),$$

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) +$$

$$+ \rho Q Y k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) + \rho c_p \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{T}{p} \frac{d p}{d t};$$

$$p = \rho R_g T.$$

Граничные условия:

$$x \rightarrow -\infty: \quad T_c = T_0,$$

$$x = x_s(t): \quad -\rho_c \frac{d x_s}{d t} = -\rho \frac{d x_s}{d t} + \rho v,$$

$$-\rho_c \frac{d x_s}{d t} = -\rho \frac{d x_s}{d t} + \rho v Y - D \rho \frac{\partial Y}{\partial x},$$

$$-\rho_c \frac{d x_s}{d t} = m_1(T, p), \quad T = T_c,$$

$$\lambda_c \frac{\partial T_c}{\partial x} = \lambda \frac{\partial T}{\partial x} + L \rho_c \frac{d x_s}{d t};$$

$$x \rightarrow +\infty: \quad \frac{d T}{d x} = 0, \quad \frac{d Y}{d x} = 0.$$

Здесь λ_c – коэффициент теплопроводности материала топлива; T_c – температура в твердой фазе, $T_c(x=x_s)=T_s$; Y , D – массовая концентрация (доля) и коэффициент диффузии реагирующего вещества; k_0 – предэкспоненциальный множитель в законе Аррениуса; E – эффективная энергия активации химической реакции в газовой фазе; T – температура газа; R – универсальная газовая постоянная; R_g – газовая постоянная; λ – коэффициент тепло-

проводности газа; Q – суммарный тепловой эффект химической реакции; γ – показатель адиабаты; L – тепловой эффект разложения топлива на газообразные компоненты.

Уравнения (1) справедливы для установившегося режима горения, поэтому в них отсутствуют начальные условия. Массовая скорость распада топлива m_1 описывается законом Аррениуса

$$m_1 \sim p^{v_0} \exp\left(-\frac{E_c}{2RT}\right)$$

с энергией активации E_c ; $v_0 = \text{const}$.

При формулировке математической модели теплоемкости твердой и газовой фаз полагались одинаковыми: $c_c = c_p$. В дальнейшем изменением молекулярного веса газа пренебрегаем: $R_g = \text{const}$, $c_p = \text{const}$. Также зависимости коэффициентов диффузии и теплопроводности от температуры и давления представим для удобства как

$$D \sim \frac{T^2}{p}, \quad \lambda \sim T. \quad (2)$$

Выражения (2) хорошо согласуются с теоретическими и экспериментальными данными [5]. Присваивая верхний индекс 0 к стационарным значениям символов, переходим в системе уравнений (1) к безразмерным величинам и лагранжевой координате ξ согласно выражениям:

$$-\infty < x < x_s(t): \quad \xi = \frac{u^0}{\kappa_c} [x - x_s(t)], \quad u^0 \equiv -\left(\frac{d x_s}{d t}\right)^0,$$

$$x_s(t) < x < +\infty: \quad \xi = \frac{u^0}{\sigma \kappa_c \rho_c} \int_{x_s(t)}^x \rho(y, t) dy, \quad \kappa_c = \frac{\lambda_c}{c_p \rho_c}$$

$$\theta_c = \frac{T_c}{T_s^0}, \quad \theta = \frac{T}{T_s^0}, \quad \theta_0 = \frac{T_0}{T_s^0}, \quad q = \frac{Q}{c_p T_s^0}, \quad \sigma = \frac{D(\rho^0)^2}{\kappa_c \rho_c^2},$$

$$B = \frac{m_1}{m_1^0} = -\frac{\rho_c}{m_1^0} \frac{d x_s}{d t}, \quad l = \frac{L}{c_p T_s^0},$$

$$\tau = \frac{(u^0)^2}{\kappa_c} t, \quad \eta = \frac{p}{p_0}, \quad m_1^0 = m_2^0 = \rho_c u^0.$$

Переход к лагранжевой координате позволяет отделить гидродинамическую часть задачи от диффузионно-тепловой части. В результате несложных преобразований приходим к следующей формулировке задачи:

$$-\infty < \xi < 0: \quad \frac{\partial \theta_c}{\partial \tau} + B \frac{\partial \theta_c}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \theta_c}{\partial \xi^2}, \quad (3)$$

$$0 < \xi < +\infty: \quad \sigma \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + B \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \eta \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + q W_{ch}(Y, T) + \sigma \Gamma \frac{\theta}{\eta} \frac{d \eta}{d \tau},$$

$$\sigma \frac{\partial Y}{\partial \tau} + B \frac{\partial Y}{\partial \xi} = \eta \text{Le} \frac{\partial^2 Y}{\partial \xi^2} - W_{ch}(Y, T),$$

$$W_{ch}(Y, T) = Y k_0 \exp\left(-\frac{1}{\beta \theta}\right),$$

$$\Gamma = \frac{\gamma - 1}{\gamma}, \quad K_0 = \frac{\sigma \kappa_c k_0}{(u^0)^2}, \quad \beta = \frac{RT_s^0}{E}, \quad \text{Le} = \frac{D^0 \rho^0 c_p}{\lambda^0} = \text{const}.$$

Граничные условия:

$$\begin{aligned} \xi \rightarrow -\infty: \theta_c &= \theta_0; \\ \xi = 0: \theta_c &= \theta, \quad \frac{\partial \theta_c}{\partial \xi} = \eta \frac{\partial \theta}{\partial \xi} - lB, \quad B(1-Y) + \eta Le \frac{\partial Y}{\partial \xi} = 0, \\ B &= \eta^{v_0} \exp\left[\frac{1}{\beta_c} \left(1 - \frac{1}{\theta}\right)\right], \quad \beta_c = \frac{2RT_s^0}{E_c}; \\ \xi \rightarrow +\infty: \frac{\partial \theta}{\partial \xi} &= 0, \quad \frac{\partial Y}{\partial \xi} = 0. \end{aligned}$$

Задача (3) упрощается, если $\beta \rightarrow 0$, $K_0 \rightarrow \infty$ так, что

$$\int_0^\infty Y K_0 \exp\left(-\frac{1}{\beta \theta}\right) d\xi = \text{const.}$$

Тогда выражения с экспонентами, описывающие химическую реакцию в газе, можно перенести в граничные условия, введя поверхность горения ξ_f . На этой поверхности массовая скорость горения

$$m_2 \sim \exp\left(-\frac{E}{2RT}\right).$$

В такой упрощенной постановке данная задача рассматривалась в работе [4], где исследовалась устойчивость горения и поведение скорости горения и акустической проводимости при гармонически меняющемся давлении. Ее стационарное решение дается формулами

$$\begin{aligned} \xi < 0: \theta_c^0 &= \theta_0 + (1 - \theta_0) \exp \xi; & (4) \\ 0 < \xi < \xi_f: \theta^0 &= \theta_0 - l + (1 - \theta_0 + l) \exp \xi, \\ Y &= 1 - (1 - Y_s^0) \exp(\xi / Le); \\ \xi > \xi_f: \theta_b^0 &= \theta_0 + q - l, \quad Y = 0; \quad B^0 = 1, \\ \xi_f^0 &= -Le \ln(1 - Y_s^0) = \ln \frac{q}{1 + l - \theta_0}, \\ Y_s^0 &= 1 - \left(\frac{1 - \theta_0 + l}{q}\right)^{1/Le}, \end{aligned}$$

где Y_s^0 – массовая концентрация вблизи поверхности разложения топлива; θ_b^0 – безразмерная температура пламени: $\theta_b^0 = T_b^0 / T_s^0$.

Результаты исследования и их анализ

Ниже считаем давление постоянным: $\eta = 1$. В рамках феноменологического подхода к нестационарному горению, где с точностью до малых величин высших порядков по степеням возмущений температуры $\delta\theta$, $\delta\theta_b$ на поверхностях $\xi=0$ и $\xi=\xi_f$, для массовых скоростей горения справедливы представления [4]

$$\frac{m_1}{m_1^0} \approx 1 + \frac{k}{(1 - \theta_0)r} \delta\theta, \quad \frac{m_2}{m_2^0} \approx 1 + \frac{k}{1 - \theta_0} \delta\theta_b. \quad (5)$$

Аналогично, но уже с конкретной кинетикой химической реакции получаем

$$\frac{m_1}{m_1^0} \approx 1 + \frac{1}{\beta_c} \delta\theta, \quad \frac{m_2}{m_2^0} \approx 1 + \frac{1}{2\beta(\theta_b^0)^2} \delta\theta_b. \quad (6)$$

Сравнение (5) и (6) дает равенства

$$\frac{1}{\beta_c} = \frac{k}{(1 - \theta_0)r}, \quad \frac{1}{2\beta(\theta_b^0)^2} = \frac{k}{1 - \theta_0},$$

откуда можно определить теоретические значения коэффициентов k и r :

$$\begin{aligned} r &= \frac{\beta_c}{2\beta(\theta_b^0)^2} = \frac{E}{E_c} \left(\frac{T_s^0}{T_b^0}\right)^2, \\ k &= \frac{1 - \theta_0}{2\beta(\theta_b^0)^2} = \frac{E(T_s^0 - T_0)}{2R(T_b^0)^2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Из формул (7) видно, что $k < 0$, если $T_s^0 < T_0$. Это может реализоваться при эндотермической реакции $L > 0$ ($L > 0$) разложения твердого топлива на газовые компоненты и одновременно на достаточно большом удалении зоны химической реакции в газовой фазе от поверхности разложения топлива (рис. 2). Тогда теплового потока из газовой фазы недостаточно для поддержания высокого значения $T_s^0 > T_0$.

Отрицательность k не означает уменьшение скорости горения с повышением начальной температуры, т.к. в самом определении параметра k содержится разность $T_s^0 - T_0$. Смена знака в правой части второй формулы из (7) при $T_s^0 < T_0$ влечет за собой смену знака и k . Поэтому dm/dT_0 остается всегда положительным.

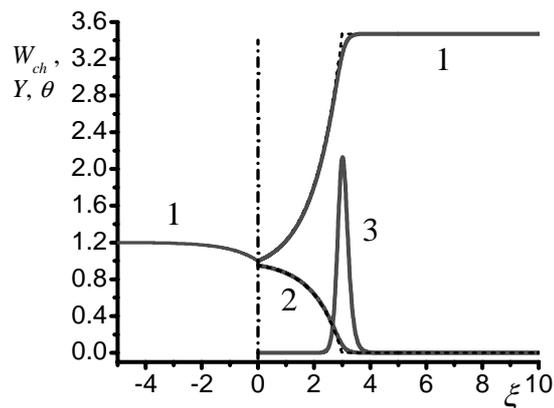


Рис. 2. Устойчивый режим горения с феноменологическим коэффициентом $k < 0$ ($\eta = 1$): 1) θ , 2) Y , 3) W_{ch} . $Le = 1, 0$; $l = 0, 33$; $\sigma = 0, 01$; $q = 2, 6$; $\beta_c = 0, 1$; $\theta_0 = 1, 2$; $\beta = 0, 02$; $K_0 = 1, 2 \cdot 10^6$. Пунктирные линии – расчет по формулам (4). Штрихпунктирной линией показано положение поверхности разложения твердого топлива

Одновременно значения $k < 0$ и $r < 0$ могут иметь место, если температурный коэффициент химической реакции в газовой фазе отрицателен, т.е. в случае $\partial W_{ch}^0 / \partial \theta^0 < 0$, т.к. $m_2^0 \sim (W_{ch}^0)^{0,5}$. Это возможно, например, когда сильно проявляется диссоциация при относительно низких температурах, большим вкладе колебательных степеней свободы в молекулах на энергетический баланс реакции [6] с одной стороны и эндотермической реакции разложения твердой фазы на газ ($\theta_0 < 1$) – с другой стороны. Заметим, что эффект диссоциации не учтен в рассматриваемой здесь модели горения.

Числовые значения коэффициентов k и r практически полностью зависят от параметров, харак-

теризующих кинетику химической реакции. Те, определяются наиболее быстропротекающими процессами. Следовательно, этими же процессами диктуются условия устойчивости горения.

Задача (3) решалась численно по неявной схеме со вторым порядком точности по шагу пространственной переменной и первым порядком точности по временному шагу. В качестве начальных условий были приняты решения (4).

Ввиду обилия параметров в задаче, ее полный анализ вызывает большие затруднения. Поэтому представленные ниже результаты имеют преимущественно качественный характер. Так как решения уравнений (3) качественно и количественно различаются в зависимости от знака l , то разберем случаи $l > 0$ и $l < 0$ по отдельности.

Экзотермическая реакция ($l < 0$). Вариация числа Льюиса Le показала, что его снижение ведет к развитию неустойчивого горения, которое всегда проявляет себя чаще всего как релаксационное автоколебание. Существует критическое (при неизменных остальных параметрах $l, \sigma, q, \beta_c, \theta_0, \beta, K_0$) значение Le^* , выше которого устанавливается устойчивое горение. При этом не всегда $Le^* = 1$ (рис. 3).

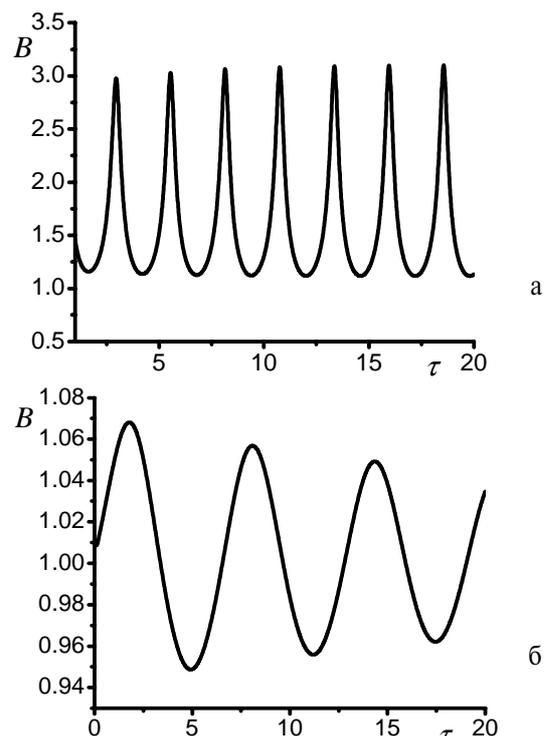


Рис. 3. Зависимость скорости горения V от времени и числа Льюиса: а) $Le=1,4$; б) $Le=4,5$. $\theta_0=0,45$; $l=-0,23$; $\sigma=0,2$; $q=1,55$; $\beta_c=0,1$; $\beta=0,02$; $K_0=3,1 \cdot 10^2$

Уменьшение времени релаксации скорости химической реакции в газовой фазе ведет к росту Le^* . Движение по числу Льюиса в сторону возрастания приводит к смягчению релаксационного характера автоколебаний и падению их амплитуды и частоты. На границе устойчивости и в малой ее окрестности наблюдаются синусоидальные автоколебания.

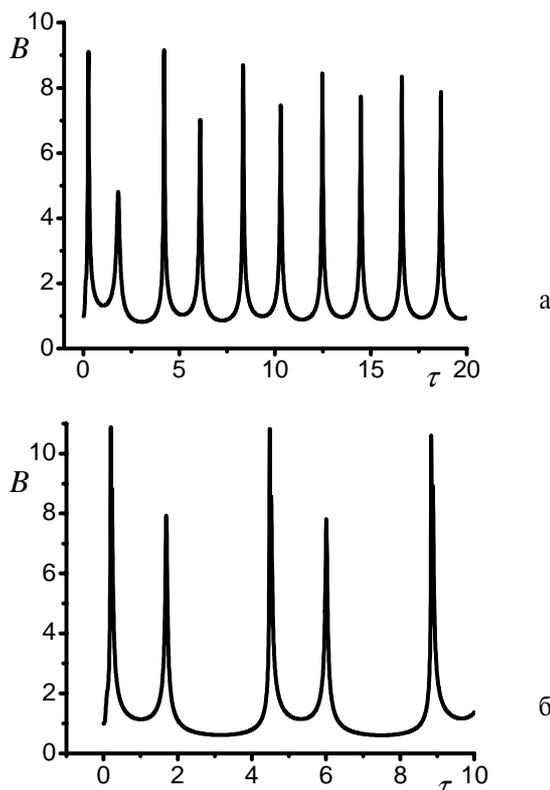


Рис. 4. Появление автоколебания с двумя периодами: а) $\sigma=0,2$; б) $\sigma=0,15$. $\theta_0=0,45$; $l=-0,23$; $Le=1,0$; $q=1,55$; $\beta_c=0,1$; $\beta=0,02$; $K_0=2,7 \cdot 10^2$

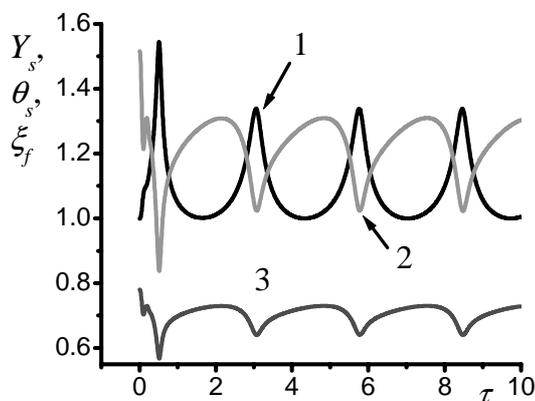
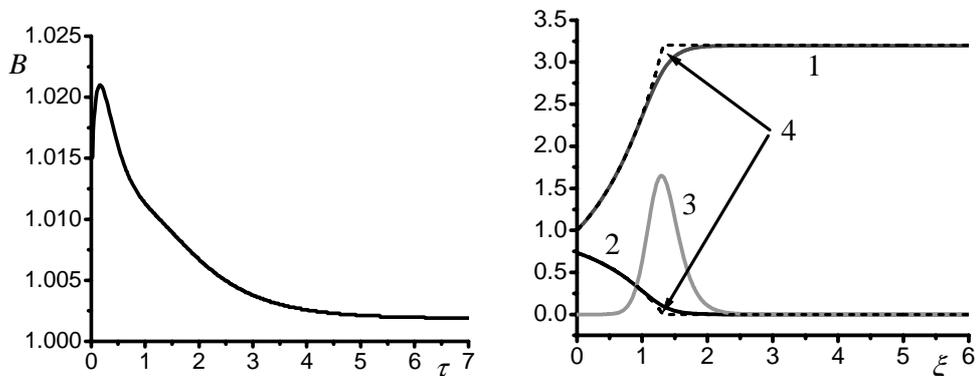


Рис. 5. Автоколебательное горение с одним периодом: 1) $\theta_s = \theta_s(\tau, 0)$; 2) ξ_f ; 3) Y_s . Значения всех параметров за исключением $\beta_c=0,2$ такие же, как на рис. 4, б. Максимальное значение скорости горения $V_{max}=2,5$. Координата фронта пламени рассчитана по формуле $\xi_f = -Le \ln(1 - Y_s)$ из (4), квазистационарное приближение

В рассматриваемой системе возможны автоколебания с двумя и более периодами (рис. 4). Причем со снижением параметра σ , являющегося отношением времен релаксации диффузионно-тепловых процессов в газе и релаксации тепловых процессов в твердой фазе, наличие многопериодических движений проявляется ярче. Это сопровождается уменьшением периодов (т.е. ярче начинают проявлять себя высокочастотные колебания), что с физической точки зрения означает увеличение роли инерционности

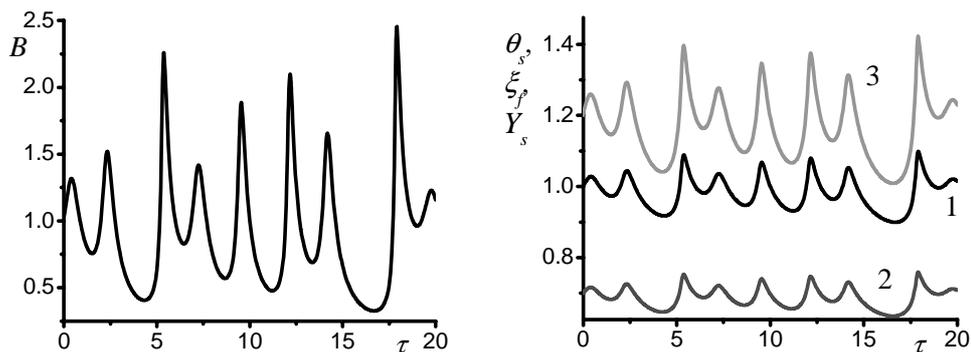
газовой фазы на процесс горения. Уменьшение σ ведет также к росту амплитуды автоколебаний. Если же при этом увеличить обратную величину безразмерной энергии активации химической реакции в твердой фазе β_c , то амплитуда автоколебаний падает, а движение становится с одним периодом (рис. 5).

Эндотермическая реакция ($D>0$). Если время релаксации химической реакции в газовой фазе достаточно велико, то устойчивое горение (рис. 6, а) может наблюдаться как при $Le>1$, так и при $Le<1$. Но при этом возможно и возникновение неустойчивых режимов. Неустойчивость стационарного



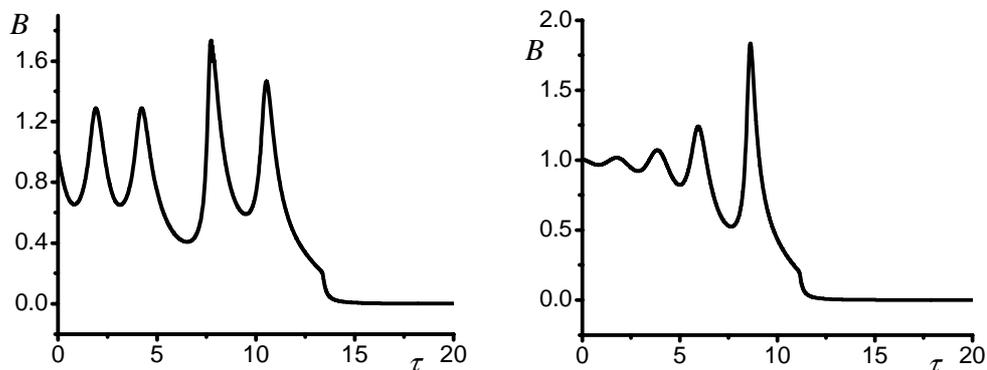
а

1) θ , 2) Y , 3) W_{ch} , 4) решения для θ, Y из (4)



б

1) θ_s , 2) Y_s , 3) ξ_f



в

Рис. 6. Выход на устойчивое горение: а) $\beta=0,04$, $K_0=0,92 \cdot 10^5$, $q=3,0$; автоколебательное горение: б) $l=0,2$; $q=2,6$; $\beta=0,02$; $K_0=8,0 \cdot 10^9$ и неустойчивое с погасанием: в) $\beta=0,02$; $q=3,0$; $K_0=8,0 \cdot 10^9$ (слева) и $K_0=9,0 \cdot 10^9$ (справа). $Le=1,0$; $l=0,23$; $\sigma=0,01$; $\beta_c=0,1$; $\theta_0=0,43$

горения, в отличие от экзотермической реакции в твердой фазе, может привести как к устойчивому автоколебательному режиму горения (рис. 6, б), так и погасанию (рис. 6, в). Последнее наступает в результате неустойчивости автоколебаний или же мягкой потери устойчивости стационарного горения (рис. 6, в). Погасание происходит внезапно при снижении температуры поверхности θ_s ниже некоторого критического значения, которое зависит, помимо числа Льюиса, и от остальных параметров задачи. Часто наблюдается, что в момент погасания скорость горения примерно в $e \approx 2,72$ раз меньше первоначального значения $B=1$.

Рост числа Льюиса неоднозначно сказывается на устойчивости горения и характере нестационарного горения. При умеренных значениях времени релаксации химической реакции в газовой фазе увеличение Le плавно переводит устойчивое горение в неустойчивое. Погасание (срыв горения) происходит тем быстрее, чем больше число Льюиса. Причем скачков скорости горения, сопровождающихся ее внезапным падением, может быть больше одного.

На приведенных рисунках колебания являются низкочастотными. Если время релаксации химической реакции в газовой фазе очень мало, то при $Le < 1$ наблюдается явление модуляции: на низкочастотные всплески накладываются высокочастотные колебания с периодами порядка σ . Высокочастотные колебания могут проявиться еще в виде пилообразной кривой с быстро нарастающей амплитудой. Восходящие участки таких кривых имеют длительность, сравнимую со значением σ . Нисходящие же участки имеют большую протяженность. Но в таком режиме горения всегда происходит срыв, приводящий к погасанию. В отличие от случая экзотермической реакции на поверхности твердого топлива, здесь отклонения от положения неустойчивого равновесия $B=1$ примерно одинаковы (на рис. 3, 4 отклонения в большей степени направлены в сторону роста B). Поэтому существование явления срыва горения накладывает своего рода ограничение по амплитуде на возможные автоколебательные режимы горения, делая их не настолько частым явлением.

В области низких частот условие возникновения неустойчивого горения в предположении $\sigma \neq 0$ и $Le=1$ сформулировано в виде критерия [7]

$$r < \frac{(k-1)^2}{k+1} \left[1 - \sigma \frac{k}{(k-1)^2} \left(h + g \frac{k-3}{k+1} \right) \right], \quad (8)$$

$$h = 1 - Y_s^0 - 2 \ln(1 - Y_s^0), \quad g = \frac{Y_s^0(1 - \theta_0)}{1 - \theta_0 + l}.$$

Прогноз области неустойчивого горения по формуле (8) может существенно отличаться от результатов расчета по уравнениям (3). Например, режим горения, соответствующий рис. 5, согласно (8) должен быть устойчивым, но чего не наблюдается. То же самое имеет место и для первого графика рис. 6, в. Такое расхождение, по-видимому, связано с учетом (в настоящем исследовании) времени релаксации химической реакции и протекания ее в достаточно широком пространственном интервале – единственного отличия от работы [7]. Но, надо заметить, указанное расхождение имеет место для таких параметров k, r, σ, h, g , отвечающих малой области вблизи границы устойчивого горения. Если же правые и левые части неравенства (8) различаются на $\approx 30\%$ и более, то результаты расчетов по уравнениям (3) хорошо согласуются с формулой (8).

Заключение и основные выводы

Проведенный анализ возможных режимов горения твердых ракетных топлив и порохов с брутто-реакцией $A \rightarrow B$ в газовой фазе показал, что в модели разложения твердой фазы на газ по механизму пиролиза можно наблюдать стационарное и автоколебательное горение, явления срыва горения и самогашения. Учет времени релаксации химической реакции в газовой фазе существенно влияет на положение границы устойчивого горения. Если разложение топлива на газовые составляющие сопровождается выделением тепла, то неустойчивость приводит к автоколебательному режиму горения с одним или более периодами. При наличии же поглощения тепла на поверхности разложения неустойчивость может привести или к автоколебательному горению, или к погасанию.

Вопреки сложившимся представлениям, феноменологический коэффициент чувствительности скорости горения к изменению начальной температуры может иметь отрицательное значение. Высказано предположение об условиях, когда параметр r тоже может быть отрицательным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Новожилов Б.В. Влияние инерционности газовой фазы на устойчивость горения летучих конденсированных систем // Известия АН. Химическая физика. – 1988. – Т. 7. – № 3. – С. 388–396.
- Denison M.R., Baum E.A. A simplified model of unstable burning in solid propellants // ARS Journal. – 1961. – V. 31. – P. 1112–1122.
- Сабденов К.О., Миньков Л.Л. Об устойчивости горения твердого гомогенного ракетного топлива // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Докл. Всеросс. конф. – Томск: Изд-во ТГУ, 2000. – С. 61–62.
- Сабденов К.О., Миньков Л.Л. Особенности горения ракетного топлива при не равном единице числе Льюиса в газовой фазе // Инженерно-физический журнал. – 2001. – Т. 74. – № 6. – С. 61–72.
- Пигфорд Р., Шервуд Т., Уилки Ч. Массопередача. – М.: Химия, 1982. – 695 с.
- Химия горения: Пер. с англ. / Под ред. У. Гардинера, мл. – М.: Мир, 1988. – 464 с.
- Вилюнов В.Н., Сабденов К.О. К феноменологической теории нестационарного горения // Известия АН. Химическая физика. – 1992. – Т. 11. – № 3. – С. 415–423.