

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ГОРЕНИЯ ГЕТЕРОГЕННОЙ КОНДЕНСИРОВАННОЙ СИСТЕМЫ В ПОЛУЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

В. Е. Тульских
(Москва)

Низкочастотные колебания при горении в полузамкнутом объеме были предметом теоретических исследований во многих работах [1—11]. Изучалось влияние на устойчивость горения в полузамкнутом объеме таких факторов, как неизэнтропичность течения [5, 6], неполнота сгорания в нестационарных условиях [7, 8, 10], эрозионный эффект [9, 10]. Предполагалось, что конденсированная система гомогенная. В работах [11—14] предпринята попытка учесть влияние гетерогенности на горение конденсированной системы. В [11] показано, что учет гетерогенности может существенно повлиять на устойчивость горения. Ниже в рамках модели горения гетерогенной конденсированной системы, предложенной в [13, 14], исследуется совместное влияние гетерогенности, неполноты сгорания при изменении давления и неизэнтропичности условий в камере на устойчивость горения.

1. Модель горения гетерогенной конденсированной системы (ГКС)

Для исследования влияния гетерогенности конденсированной фазы на процесс нестационарного горения необходимо рассмотреть сложную неоднородную задачу о теплопроводности и химическом реагировании в неоднородной среде со случайным распределением характеристик. Ввиду большой сложности этой задачи представляет интерес анализ упрощенных моделей, которые отражают некоторые существенные особенности гетерогенной структуры к-фазы.

Ниже исследуется горение ГКС, все характеристики которой предполагаются постоянными за исключением величины суммарного тепловыделения Q .

$$Q = \bar{Q} + Q_*(x, y, z),$$

где \bar{Q} — среднее тепловыделение; $Q_*(x, y, z)$ — тепловыделение, обусловленное наличием гетерогенности; $Q_*/\bar{Q} \ll 1$; x, y, z — пространственные координаты; ось x направлена вдоль распространения фронта пламени, а оси y и z — вдоль поверхности конденсированной фазы. В общем случае $Q_*(x, y, z)$ является произвольной функцией координат и может быть представлена в виде интеграла Фурье.

Для выявления роли гетерогенности рассмотрим ГКС, гетерогенность которой характеризуется компонентой фурье-разложения с фиксированными волновыми числами k_x, k_y, k_z ($k_x^2 \gg k_y^2 + k_z^2$). В этом случае в движущейся системе координат, связанной с горящей поверхностью,

$$Q(x, y, z, t) = \bar{Q} \left[1 + Q_1(y, z) \exp \left[ik \int_0^t u dt - ikx \right] \right]. \quad (1.1)$$

Здесь $-\infty < x \leq 0$, $k \equiv k_x$, u — линейная скорость горения.

В формуле (1.1) использовано комплексное представление тепловыделения Q , физический смысл имеет действительная часть (1.1). Аргумент и модуль безразмерной комплексной величины $Q_1(y, z)$ определяют фазу колебаний тепловыделения и амплитуду гетерогенности, которая предполагается постоянной.

Для описания горения ГКС воспользуемся моделью горения гомогенной конденсированной системы в нестационарных условиях, предложенной Денисоном и Баумом [15], дополнив ее предположением о зависимости суммарного тепловыделения от давления, что позволит учесть неполноту сгорания при изменениях давления.

Тогда математическая формулировка задачи о горении ГКС сведется к соотношениям:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad -\infty < x \leq 0; \quad (1.2)$$

$$x=0, T=T_s; \quad x \rightarrow -\infty, T=T_0;$$

$$m \sim \exp(-E_s/RT_s); \quad (1.3)$$

$$\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} + m [c_2 (T_2 - T_s) - Q(p)] = 0; \quad (1.4)$$

$$m \sim p^n \exp(-E_2/2RT_2). \quad (1.5)$$

Уравнения (1.2)—(1.5) описывают соответственно профиль температуры в к-фазе (κ — коэффициент теплопроводности к-фазы, T_s — температура поверхности), закон пиролиза поверхности (m — массовая скорость горения, E_s — энергия активации, R — универсальная газовая постоянная), баланс энергии в предположении квазистационарности газовой фазы (λ — коэффициент теплопроводности, c_2 , T_2 — теплоемкость и температура продуктов сгорания), закон горения (E_2 — энергия активации реакции в газовой зоне). Тепловыделение $Q(p)$ в уравнении (1.4) выражается формулой (1.1) и характеризует внутренне присутствующую ГКС нестационарность. Из уравнений (1.1)—(1.5) следует, что гетерогенность приводит к появлению зависимости тепловыделения, а следовательно, температуры горения и других параметров от времени даже в отсутствие колебаний давления.

Отметим, что выбор модели [15] в качестве модели нестационарного горения гомогенной конденсированной системы (а не более удобной в некоторых отношениях модели [16]) позволит избавиться от введения целого ряда дополнительных параметров.

2. Нестационарное горение ГКС, первое и второе приближения. Синхронизация

Рассмотрим нестационарное горение ГКС под действием гармонических колебаний давления. Предположение о малости амплитуды гетерогенности позволяет использовать метод малых возмущений. Все величины представим в виде:

$$f(x, t) = \bar{f}(x) [1 + f_1(x) e^{i\omega t} + f_2(x, t)], \quad (2.1)$$

где $\bar{f}(x)$ — стационарное значение; $f_1(x)$ — безразмерная амплитуда возмущения первого порядка; $f_2(x, t)$ — безразмерное возмущение второго порядка. $f_1(x)$ и $f_2(x, t)$ — комплексные функции, физический смысл имеют их действительные части.

Линеаризуя уравнения (1.2)—(1.5), для возмущений первого порядка можно получить следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \varphi_1 - \frac{\beta_1}{2} \theta_{s1} + \frac{i(\beta_1 - 2)}{2\Omega} m_1 &= 0, \\ m_1 - A\theta_{s1} &= 0, \\ \varphi_1 - \theta_{s1} - m_1 + \frac{1}{\tau} \theta_{21} &= \frac{\bar{Q}(\bar{p})}{\tau c_2 \bar{T}_2} Q_1 + \frac{\alpha}{\tau} p_1, \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$m_1 - \frac{1}{\tau B} \theta_{21} = n p_1.$$

Здесь $\varphi_1, \theta_{s1}, m_1, Q_1, p_1, \theta_{21}$ — комплексные амплитуды возмущений первого порядка градиента, температуры поверхности, массовой скорости горения, тепловыделения, давления, температуры пламени, обезразмеренные соответственно на стационарные величины $\bar{\varphi} = \frac{\bar{u}}{\kappa} (\bar{T}_s - T_0)$, $\bar{T}_s - T_0, \bar{m}, \bar{Q}(\bar{p}), p, \bar{T}_2$.

$$\Omega = \frac{\omega \kappa}{\bar{u}^2}, \quad \tau = \frac{c_1 (\bar{T}_s - T_0)}{c_2 \bar{T}_2}, \quad A = \frac{E_s (\bar{T}_s - T_0)}{R \bar{T}_s^2}, \quad (2.3)$$

$$B = \frac{2R \bar{T}_2^2}{E_s (\bar{T}_s - T_0)}, \quad \beta_1 = 1 + \sqrt{1 + 4i\Omega}.$$

В правой части третьего уравнения системы (2.2) первый член обусловлен наличием гетерогенности, второй — неполнотой сгорания при колебаниях давления, которая характеризуется величиной

$$\alpha = \frac{\bar{p}}{c_2 \bar{T}_2} \frac{d\bar{Q}}{dp}. \quad (2.4)$$

При получении соотношений (2.2) предполагается, что $k\bar{u} = \omega$, т. е. среди компонент фурье-разложения функции Q выбрана компонента с волновым числом $k = \omega/\bar{u}$.

Из уравнений (2.2) можно получить

$$m = \bar{m} [1 + M_Q \cdot Q_1 e^{ik\bar{u}t} + M_p p_1 e^{ik\bar{u}t}]. \quad (2.5)$$

Комплексные величины M_Q и M_p зависят только от k и параметров, определяющих стационарное горение гомогенной конденсированной системы.

Видно, что в линейном приближении возмущение скорости горения складывается из возмущения, обусловленного изменениями давления, и возмущения, вызванного наличием гетерогенности.

При изобарическом горении ГКС вследствие зависимости Q_1 от y и z фаза колебаний массовой скорости также будет функцией y и z . Если распределение фаз величины Q_1 на поверхности горения случайное, то средняя по поверхности величина осциллирующей массовой скорости m будет равна нулю. Колебания массовой скорости могут наблюдаться только в том случае, если отдельные участки поверхности, находящиеся в фазе, когерентны.

Рассмотрим эффекты, возникающие при нелинейном взаимодействии возмущений тепловыделения Q и давления p . Во втором приближении возмущения всех величин можно представить в виде суммы члена, не зависящего от времени (постоянная составляющая), и члена с частотой колебаний второй гармоники [17]

$$f_2(x, t) = f_2(x) + f_2^{(1)}(x) e^{i2\omega t}. \quad (2.6)$$

Усредненные по времени члены типа $f_2^{(1)}(x) e^{i2\omega t}$ равны нулю. Уравнения для постоянных составляющих второго приближения имеют вид:

$$\varphi_2 - \theta_{s2} - m_2 = \frac{1}{2} m_1 \theta_{s1}^*,$$

$$m_2 - A \theta_{s2} = \frac{1}{2} \theta_{s1} \theta_{s1}^* \left(\frac{1}{2} A^2 - A \frac{\bar{T}_s - T_0}{T_0} \right),$$

$$\begin{aligned} \Phi_2 - \theta_{s2} - m_2 + \frac{1}{\tau} \theta_{22} &= \frac{1}{2} m_1 \theta_{s1}^* - \frac{1}{2} \frac{1}{\tau} m_1 \theta_{21}^* + \\ &+ \frac{1}{\tau} \left[\frac{1}{2} \alpha p_1 Q_1^* + \frac{1}{2} \alpha m_1 p_1^* + \frac{1}{4} \frac{d^2 \bar{Q}}{dp^2} \frac{\bar{p}^2}{c_2 \bar{T}_2} p_1 p_1^* \right], \quad (2.7) \\ m_2 - \frac{1}{\tau B} \theta_{22} &= \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{(\tau B)^2} - \frac{1}{\tau B} \right) \theta_{21} \theta_{21}^* + \frac{n(n-1)}{2} p_1 p_1^* + \frac{n}{\tau B} p_1 \theta_{21}^* \right]. \end{aligned}$$

Звездочка сверху означает комплексное сопряжение.

Из системы (2.7) можно найти величину m_2 как функцию амплитуд возмущений первого порядка. Поскольку для любой величины амплитуда возмущения первого порядка выражается через возмущения тепловыделения Q_1 и давления p_1 , то постоянная составляющая квадратичной поправки к средней скорости горения m_2 будет линейной комбинацией произведений $p_1 p_1^*$, $Q_1 Q_1^*$, $p_1 Q_1^*$. При этом члены, пропорциональные $p_1 p_1^*$ и $Q_1 Q_1^*$, не зависят от времени, так что поправки к средней скорости горения, обусловленные ими, будут иметь одинаковую величину в любой точке горячей поверхности. Члены, пропорциональные $p_1 Q_1^*$ и связанные с нелинейным взаимодействием возмущений тепловыделения и давления, зависят от разности фаз Φ между колебаниями давления и тепловыделения на поверхности горения. Фазу колебаний давления с большой степенью точности можно принять одинаковой на всей поверхности горения, поскольку отношение длин волн давления и гетерогенности равно c/\bar{u} (c — скорость звука в продуктах сгорания) и является очень большой величиной. Например, для $\bar{u} \sim 1$ см/с и $T_2 \sim 2000^\circ$ К $c/\bar{u} \sim 10^5$. Фаза колебаний тепловыделения на поверхности горения распределена случайным образом, поэтому величины членов, пропорциональных $p_1 Q_1^*$, будут изменяться от точки к точке по поверхности горения.

Следовательно, постоянная составляющая квадратичной поправки к массовой скорости m_2 будет содержать члены, пропорциональные $p_1 p_1^*$ и $Q_1 Q_1^*$, имеющие одинаковую величину на всей поверхности горения, и члены, меняющиеся по поверхности горения, пропорциональные $p_1 Q_1^*$. Поправка к средней скорости горения равна действительной части величины m_2

$$\operatorname{Re}\{m_2\} = \operatorname{Re}\{C p_1 p_1^* + E Q_1 Q_1^* + D p_1 Q_1^*\}. \quad (2.8)$$

Здесь C, D, E — комплексные константы, зависящие от k и параметров, определяющих стационарное горение гомогенной конденсированной системы. Учитывая, что линейные возмущения давления и тепловыделения на поверхности горения равны соответственно

$$|p_1| \exp(i\Phi_p + ik\bar{u}t) \text{ и } |Q_1| \exp(i\Phi_Q + ik\bar{u}t),$$

зависящее от разности фаз $\Phi = \Phi_p - \Phi_Q$, слагаемое в (2.8) можно представить в виде:

$$\operatorname{Re}\{m_2(\Phi)\} = |p_1| \cdot |Q_1| \cdot \operatorname{Re}\{D e^{i\Phi}\}. \quad (2.9)$$

Если в некоторой точке поверхности $\Phi = \frac{\pi}{2} - \Phi_D$ (Φ_D — аргумент комплексной величины D), то поправка к средней массовой скорости горения $\operatorname{Re}\{m_2(\Phi)\}$ в этой точке равна нулю. Следуя [14], исследуем поведение во времени фазы Φ и скорости горения $\operatorname{Re}\{m_2(\Phi)\}$ участка поверхности, имевшего в некоторый момент времени фазу, отличную от $\Phi = \frac{\pi}{2} - \Phi_D$. Средняя по времени скорость изменения фазы

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\Delta\Phi}{2\pi/k\bar{u}}, \quad (2.10)$$

где $\Delta\Phi$ — изменение фазы за один период; $2\pi/k\bar{u}$ — период колебаний. Очевидно, что

$$\frac{\Delta\Phi}{2\pi} = \frac{u - \bar{u}}{2\pi/k} \cdot \frac{2\pi}{ku}. \quad (2.11)$$

Здесь $2\pi/k$ — длина волны гетерогенности.

С учетом (2.11) уравнение (2.10) примет вид

$$\frac{d\Phi}{dt} = (u - \bar{u})k. \quad (2.12)$$

Поскольку $u - \bar{u} = \bar{u} \operatorname{Re}\{m(\Phi)\}$ то

$$\frac{d\Phi}{dt} = k\bar{u} \operatorname{Re}\{m_2(\Phi)\}. \quad (2.13)$$

Используя (2.9) и (2.13), получим

$$\frac{d\Phi}{dt} = k\bar{u}|p_1| \cdot |Q_1| \operatorname{Re}\{D \cdot e^{i\Phi}\} \quad (2.14)$$

или

$$\frac{d\Phi}{dt} = k\bar{u}|p_1| \cdot |Q_1| \operatorname{Re}\{|D| e^{i\Phi_D} e^{i\Phi}\}. \quad (2.15)$$

Из уравнения (2.15) имеем

$$\frac{d\Phi}{dt} = k\bar{u}|p_1| \cdot |Q_1| \cdot |D| \cos(\Phi_D + \Phi). \quad (2.16)$$

Уравнение (2.16) имеет две точки равновесия

$$[\Phi_D + \Phi]_I = \frac{\pi}{2},$$

$$[\Phi_D + \Phi]_{II} = \frac{3\pi}{2},$$

одна из которых (точка I) устойчива. Следовательно, не решая уравнения (2.16), можно утверждать, что фаза участка поверхности, имевшая в некоторый момент времени значение Φ , будет со временем стремиться принять значение $\Phi \equiv \Phi_s = \frac{\pi}{2} - \Phi_D$, которое определяется параметрами горения гомогенной конденсированной системы и частотой гетерогенности $k\bar{u}$. При этом поправка к средней массовой скорости горения $\operatorname{Re}\{m_2(\Phi)\}$ равна нулю. Уравнение (2.16) справедливо в любой точке горячей поверхности, поэтому следствием p - Q -взаимодействия является возможность установления на всей поверхности горения одинаковой разности фаз Φ_s между колебаниями давления и тепловыделения.

Таким образом, возможен нестационарный режим горения ГКС, при котором некогерентные колебания, производимые отдельными участками поверхности при случайном распределении начальных фаз Q и отсутствии колебаний давления, становятся когерентными по всей поверхности горения при наложении колебаний давления с частотой, равной частоте гетерогенности. Значение Φ_s будем называть фазой синхронизации системы.

После установления синхронизации между возмущениями тепловыделения Q_1 и давления p_1 на всей поверхности горения имеет место соотношение

$$Q_1 = \delta p_1 e^{-i\Phi_s}, \quad (2.17)$$

где δ — отношение модулей амплитуд гетерогенности и возмущения давления; Φ_s — фаза синхронизации.

Сравнивая формулы (2.5) и (2.17), получим

$$m = \bar{m} \left[1 + M_Q \delta p_1 e^{-i\Phi_s + ik\bar{u}t} + M_p p_1 e^{ik\bar{u}t} \right].$$

Отношение амплитуд возмущений массовой скорости горения и давления

$$m_1/p_1 = M_p + M_Q \delta e^{-i\Phi_s}. \quad (2.18)$$

Первое слагаемое в правой части (2.18) соответствует отношению амплитуд возмущений массовой скорости горения и давления в случае горения гомогенной конденсированной системы. Второе слагаемое появляется в результате учета эффекта гетерогенности.

3. Устойчивость горения ГКС в полузамкнутом объеме. Результаты расчетов и обсуждение

Проведем вычисления всех величин, необходимых для решения уравнения собственных колебаний в камере, полученного в [6]:

$$2i\Omega\chi + \gamma - 1 + 2\gamma(1 - m_1/p_1 - \theta_{21}/p_1) - (\gamma - 1 - \gamma \cdot \theta_{21}/p_1) \exp(-i\Omega\chi) = 0, \quad (3.1)$$

где $\gamma = c_p/c_v$ — для продуктов сгорания; χ — безразмерное время истечения газа из камеры.

Из системы уравнений (2.2) получим

$$m_1 = M_p \cdot p_1 + M_Q \cdot Q_1, \quad (3.2)$$

$$\theta_{21} = \tau B (M_p - n) \cdot p_1 + \tau B M_Q \cdot Q_1, \quad (3.3)$$

$$M_p = \frac{1}{\det} \cdot \frac{A}{\tau} \left(n + \frac{\alpha}{B\tau} \right), \quad M_Q = \frac{1}{\det} \cdot \frac{A}{B\tau^2} \cdot \frac{\bar{Q}(\bar{p})}{c_2 \bar{T}_2},$$

где \det — детерминант системы уравнений (2.2):

$$\det = \frac{1}{\tau B} \left[A(B-1) - 1 + \frac{\beta_1}{2} - \frac{i(\beta_1-2)}{2\Omega} A \right]. \quad (3.4)$$

Из уравнений (2.7) имеем

$$m_2 = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{(\tau B)^2} - \frac{1}{\tau B} \right) \theta_{21} \theta_{21}^* + \frac{n(n-1)}{2} p_1 p_1^* + \frac{n}{\tau B} p_1 \theta_{21}^* \right] - \\ - \frac{1}{2} \frac{1}{\tau B} m_1^* \theta_{21} + \frac{1}{\tau B} \left[\frac{1}{2} \alpha p_1 Q_1^* + \frac{1}{2} \alpha m_1 p_1^* + \frac{1}{4} \frac{d^2 \bar{Q}}{dp^2} \cdot \frac{\bar{p}^2}{c_2 \bar{T}_2} p_1 p_1^* \right]. \quad (3.5)$$

Полагая

$$\alpha_1 = \frac{1}{4} \frac{d^2 \bar{Q}}{dp^2} \cdot \frac{\bar{p}^2}{c_2 \bar{T}_2} \quad (3.6)$$

и используя (3.2) — (3.6), получим выражения для величин C , E , D в формуле (2.8)

$$C = \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{1}{2} - \tau B \right) \left[|M_p|^2 - n(M_p + M_p^*) + n^2 \right] + \frac{n(n-1)}{2} + \right. \\ \left. + nM_p^* - n^2 \right\} - \frac{1}{2} |M_p|^2 + \frac{1}{2} nM_p^* + \frac{1}{\tau B} \left(\alpha_1 + \frac{1}{2} \alpha M_p \right), \quad (3.7)$$

$$E = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \tau B \right) |M_Q|^2, \quad (3.8)$$

$$D = \frac{1}{2} (1 + 2\tau B) M_Q^* (n - M_p) + \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\tau B} (1 + M_Q^*). \quad (3.9)$$

Используя определение фазы синхронизации, получим

$$e^{-i\Phi_s} = -ie^{i\Phi_D} = -i \frac{D}{|D|}. \quad (3.10)$$

По уравнению (3.1) были проведены численные расчеты предела устойчивости горения и частот собственных колебаний в камере. Во всех расчетах принимались следующие значения параметров стационарного горения: $A=10$; $B=1,0$, $\tau=0,15$, $\gamma=1,25$, $T_0=300^\circ\text{K}$, $T_2=2000^\circ\text{K}$. Для гетерогенной конденсированной системы $\delta=1$, для гомогенной $\delta=0$. Вместо величины n при расчетах использовался параметр $\nu = (\partial \ln t / \partial \ln p)_{T_0}$; n и ν связаны в случае учета неполноты сгорания соотношением

$$\nu = n + \frac{\alpha}{\tau B}.$$

На рис. 1 в координатах (χ, ν) представлены линии нейтральной устойчивости горения для гомогенной конденсированной системы (кривые 1 и 1') и ГКС (кривые 2 и 2') при различных значениях недогорания α . Кривые 1, 2 получены для $\alpha=0$ (отсутствие недогорания), а 1', 2' соответствуют $\alpha=0,3$. Области неустойчивого горения лежат выше соответствующих кривых. С ростом недогорания область неустойчивости расширяется. Из рис. 1 видно, что учет гетерогенности оказывает дестабилизирующее влияние на горение при достаточно малых значениях χ . С ростом χ эффект дестабилизации ослабляется и при некотором значении χ (χ_1 и χ_1' соответственно для $\alpha=0$ и $\alpha=0,3$) области устойчивости горения гомогенной и гетерогенной конденсированных систем совпадают. При дальнейшем увеличении χ учет гетерогенности оказывает стабилизирующее влияние на горение. В камерах с $\chi < \chi_1$ горение гомогенной конденсированной системы всегда более устойчиво, чем горение ГКС. С ростом недогорания область дестабилизирующего влияния гетерогенности по параметру χ растет.

В работе [11] проведен анализ уравнения собственных колебаний в предельном случае малых частот ($\Omega \ll 1$) в отсутствие недогорания ($\alpha=0$) и показано, что гетерогенность оказывает стабилизирующее влияние на горение. Численный анализ уравнения (3.1), проведенный в настоящей работе, показывает, что для частот $\Omega \sim 1$ учет гетерогенности оказывает дестабилизирующее влияние на горение. Пунктирными линиями на рис. 1 показаны решения уравнения собственных колебаний в случае, когда распространением энтропийной волны по длине камеры можно пренебречь. Для получения этих решений в уравнении (3.1) следует отбросить последний член. Энтропийная волна обычно оказывает слабое стабилизирующее влияние на горение в полужамкнутом объеме.

На рис. 2 изображены линии постоянной частоты нейтральных колебаний в камере. Кривые 1—4 относятся к горению гомогенной конденсированной системы, кривые 1'—4' получены для ГКС. Линии 1, 1' соответствуют безразмерной частоте колебаний, равной 0,1; 2, 2'—0,5, 3, 3'—2,0, 4, 4'—4,0.

На рис. 3 показана зависимость постоянной составляющей возмущения массовой скорости горения гомогенной конденсированной системы $\text{Re}\{C\}$ от недогорания α при различных значениях частоты (при расче-

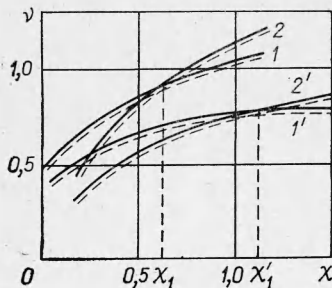


Рис. 1.

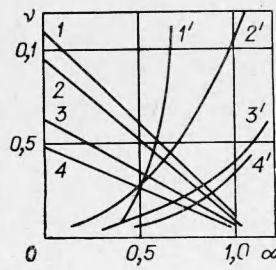


Рис. 2.

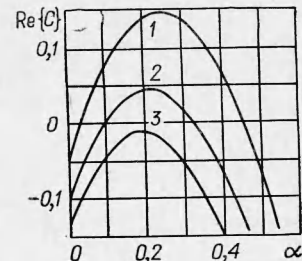


Рис. 3.

тах полагалось: $\alpha_1=0$, $\nu=0,67$). $\text{Re}\{C\}$ для $\alpha=0$ отрицательна для всех частот, с ростом α величина $\text{Re}\{C\}$ вначале растет, причем для достаточно малых частот становится положительной, а затем убывает, становясь отрицательной для всех частот. Кривым 1—3 соответствуют значения частот, равные 0,1; 1,0; 1,5. Из (3.8) видно, что поправка к средней массовой скорости горения за счет гетерогенности $\text{Re}\{E\}$ для принятой модели всегда отрицательна и не зависит от α .

Поступила в редакцию
24/IX 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1963, 1.
2. R. Akiba, M. Tanno. Proceedings of the First International Symposium on Rockets and Astronautics. Tokyo, 1959.
3. R. Sehgal, L. Strand. AIAA J., 1964, 2, 4.
4. Б. В. Новожилов. ФГВ, 1967, 3, 1.
5. J. S. Tien, W. A. Sirignano, M. Summerfield. AIAA J., 1970, 8, 1.
6. С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев, В. Е. Тульских. Докл. АН СССР, 1972, 203, 6.
7. Ю. А. Гостинцев, П. Ф. Похил, Л. А. Суханов. Докл. АН СССР, 1970, 195, 1.
8. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов, П. Ф. Похил. ПМТФ, 1971, 6.
9. В. Н. Виллюнов, А. П. Руднев. ФГВ, 1971, 7, 4.
10. В. Н. Виллюнов, А. П. Руднев. ПМТФ, 1972, 6.
11. C. K. Law, F. A. Williams. AIAA 10-th Aerospace Sciences Meeting, San-Diego, California, 1972.
12. W. A. Wood. Ninth Symposium (International) on Combustion, N. Y.—L., 1963, p. 335.
13. С. С. Новиков, П. Ф. Похил и др. ПМТФ, 1968, 3.
14. F. A. Williams, G. Lengelle. Astronautica Acta, 1969 14, 97.
16. Б. В. Новожилов. ПМТФ, 1965, 4.
17. J. C. Friedly, E. E. Petersen. AIAA J., 1966, 4, 11.

УДК 541.126 + 662.22

ГОРЕНИЕ ХЛОРИСТОГО ГИДРАЗОНИЯ

А. Ф. Жевлаков, В. А. Струнин, Г. Б. Манелис
(Москва)

В основе механизма горения аммониевых и гидразониевых солей, среди которых наиболее важным в практическом отношении является перхлорат аммония, лежат два фактора [1]: высокая скорость разложения вещества в конденсированной фазе [2] и способность к испарению. Однако выяснение механизма горения, например, в случае перхлората аммония затруднено вследствие многообразия химических реакций, протекающих при горении. Сравнительно более простой моделью для изучения горения указанных веществ могут быть соединения гидразина с неорганическими кислотами, не являющимися окислителями. Способность к горению таких веществ была показана в работах [3—4].

Хорошо известны физико-химические свойства хлористого гидразония и продуктов его разложения. Механизм и кинетика термического распада этого соединения исследованы в работе [5]. В этой связи представляется интерес изучить закономерности горения хлористого гидразония и сопоставить полученные результаты с теорией.