

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ ПОРОХА ПРИ ДЕЙСТВИИ СВЕТОВОГО ПОТОКА

В. Е. Зарко, А. Б. Кискин
(Новосибирск)

Основой для теоретического исследования нестационарного горения под действием лучистого потока служит модифицированная феноменологическая модель Зельдовича — Новожилова [1]. Аналитический метод расчета некоторых конкретных ситуаций на основе этой модели впервые продемонстрирован в работе [2]. Немногочисленные примеры численного счета можно найти в работах [3, 4].

Ниже излагаются результаты численного моделирования отклика скорости горения полупрозрачного пороха на ступенчатое и периодическое возмущения реагирующей поверхности потоком светового излучения. Рассмотрено влияние прозрачности вещества и частоты модуляции света на величину и фазовые характеристики амплитуды отклика.

Постановка задачи. В рамках теории Зельдовича — Новожилова задача об определении нестационарной скорости горения порохов при действии излучения формулируется следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} &= \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\alpha q(t)}{c\rho} e^{\alpha x}, \quad -\infty < x < 0, \\ x = -\infty, \quad T &= T_0, \\ x = 0, \quad T(0, t) &= T_s = \frac{E/2R}{\ln(D/u)}, \quad f = \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0}, \\ u &= u(f, T_s), \\ t = 0, \quad T(x) &= T_0 + (T_s^0 - T_0) \exp\left(\frac{u^0}{\kappa} x\right) + \\ &+ \frac{q^0}{\lambda(u/\kappa - \alpha)} \left[\exp(\alpha x) - \exp\left(\frac{u^0}{\kappa} x\right) \right], \quad \frac{u^0}{\kappa} \neq \alpha. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь и далее приняты следующие обозначения: T — температура к-фазы; x — координата; t — время; ν — частота; κ — коэффициент температуропроводности; λ — коэффициент теплопроводности; c — теплоемкость; ρ — плотность; u — скорость горения; q — амплитуда светового потока; α — коэффициент прозрачности; E — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная. Индексы: 0 — начальный; s — поверхность; верхний индекс 0 относится к стационарным значениям.

Конкретный вид зависимости $u(f, T_s)$ связан с функцией $u^0(T_0)$, аппроксимирующей экспериментальные данные по зависимости стационарной скорости горения от начальной температуры. Связь между температурой поверхности и скоростью горения следует из выражения $u = D \exp(-E/RT_s)$, предложенного в [5]. Величина q — это световой поток, прошедший зону химической реакции в к-фазе. Постановка задачи в форме (1) корректна для умеренных значений α , когда можно пренебречь поглощением света в зоне химической реакции.

Изучались нестационарные явления, возникающие при изменении потока излучения по одному из следующих трех законов:

$$q(t) = \begin{cases} q^0(1 - at), & 0 < t < 1/a, \\ 0, & t \geq 1/a, \end{cases} \quad (2)$$

$$q(t) = \begin{cases} q^0 at, & 0 < t < 1/a, \\ q^0, & t \geq 1/a, \end{cases} \quad (3)$$

$$q(t) = q^0 + \Delta q \sin(2\pi\nu t), \quad \Delta q/q^0 = 0,1. \quad (4)$$

Расчеты проводились на ЭВМ по неявной разностной схеме при следующих значениях параметров: $\kappa = 1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$, $c_p = 0,56 \text{ кал}/(\text{см}^3 \cdot \text{К})$, $E = 20 \text{ ккал}/\text{моль}$, $R = 2 \text{ кал}/(\text{моль} \cdot \text{К})$, $D = 1125 \text{ см}/\text{с}$, $1/a = 3 \cdot 10^{-3} \text{ с}$. Использовались коэффициенты прозрачности: $\alpha = 115$ и 15 см^{-1} для «полупрозрачного» и «прозрачного» пороха соответственно.

Конкретизация функции $u^0(T_0)$ проводилась для двух способов аппроксимации зависимости стационарной скорости u^0 от начальной температуры

$$u^0(T_0) = \frac{B}{T_1^* - T_0}, \quad f = \frac{u}{\kappa} (T_s - T_1^*) + \frac{B}{\kappa}, \quad (5)$$

$$u^0(T_0) = u_1 \exp(\beta T_0), \quad f = \frac{u}{\kappa} \left[T_s - \frac{\ln(u/u_1)}{\beta} \right]. \quad (6)$$

Величины констант в выражениях (5), (6) подбирались из условия наилучшего согласия результатов расчетов с экспериментальными данными [6].

Устойчивость решения к малым возмущениям. Анализ устойчивости решения (1) при $q^0 = 0$, проведенный в [1, 7] методом малых возмущений, показал, что в области устойчивости для $k = (T_s - T_0) \cdot \partial \ln u^0 / \partial T_0 > 1$

$$r = \partial T_s / \partial T_0 > (k - 1)^2 / (k + 1). \quad (7)$$

В предположении, что закономерности горения пороха при $q^0 = \text{const} \neq 0$ не отличаются от закономерностей самоподдерживающегося горения при некоторой эффективной начальной температуре T_0^* , определяемой соотношением

$$T_0^* = T_0 + \frac{q^0}{c_p u^0(T_0, q^0)}, \quad (8)$$

в [2] для определения границы устойчивости предложено использовать (7), в котором значения параметров k и r взяты не при T_0 , а при T_0^* .

Более точное определение границы устойчивости решения (1) можно проводить численным методом. Для этой цели при проведении расчетов задавалось малое скачкообразное изменение величины действующего светового потока и изучался переход скорости горения на новый стационарный режим (вариация $\Delta q/q^0$ в пределах 0,1 – 0,01 на конечные результаты не влияет). Оказалось, что при данной начальной температуре в зависимости от величины потока излучения ($q_0 = \text{const} \neq 0$) малое возмущение скорости горения либо растет, либо затухает. Если величина потока близка к критическому значению q^* , происходят автоколебания скорости горения.

Расчеты также показали, что в случае аппроксимации экспериментальной зависимости скорости горения от начальной температуры зависимостью (5) неустойчивость решения наблюдается при $q^0 > q_1^*$, а в случае аппроксимации зависимостью (6) — при $q^0 < q_2^*$. Аналогичный вывод можно сделать на основе соотношения (8).

Значения q^* , полученные с помощью численного моделирования и по (7), (8), различаются между собой. Так, по результатам расчетов при $\alpha = 15 \div 115 \text{ см}^{-1}$ и $T_0 = 293 \text{ К}$, $q_1^* = 2,7 \div 3,2 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ для (5) и $q_2^* = 0,8 \div 1,0 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ для (6). Соответственно из (7), (8) получаем $q_1^* = 3,3 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ и $q_2^* = 0,3 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Результаты численного моделирования. В области устойчивости решения результаты расчетов нестационарной скорости горения с использованием зависимостей (5) и (6) практически совпадают. Конкретные данные по моделированию отклика скорости горения на ступенчатое изменение

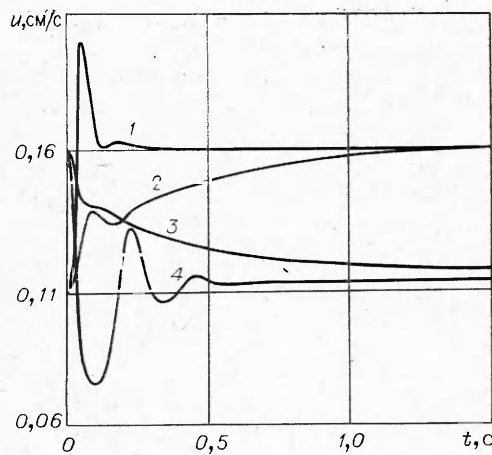


Рис. 1. Поведение $u(t)$ при ступенчатом изменении светового потока, $T_0=333$ К, $q^0=3$ кал/(см²·с).

1, 4 — $\alpha=115$ см⁻¹; 2, 3 — $\alpha=15$ см⁻¹.

светового потока при использовании зависимости (6), а по моделированию отклика на периодическое возмущение — зависимости (5) изложены ниже.

На рис. 1 показаны типичные кривые перехода скорости горения с одного стационарного режима на другой при отключении (2) и включении (3) светового потока. Расчеты проведены в области параметров, соответствующих устойчивому горению.

Если же новый стационарный режим находится вблизи границы устойчивости решения, то после отключения (для (5) после включения) светового потока наблюдаются автоколебания (рис. 2, 1, 2) или спады скорости горения различной глубины и длительности (рис. 2, 3, 4). Глубина и длительность спада скорости горения увеличиваются по мере роста величины потока излучения. Погасание пороха в отсутствие теплопотерь и при задании связи $u(T_s)$ в виде (1) в численном счете не реализуется.

Результаты расчетов скорости горения при действии периодического возмущения светового потока по закону (4) свидетельствуют о резонансном характере поведения скорости горения. Амплитудно-частотная характеристика отклика скорости горения «полупрозрачного» пороха представлена на рис. 3, 2. Здесь же приведен график сдвига фазы отклика φ относительно возмущающего светового потока. Величина сдвига фазы в окрестности резонансной частоты различна для положений максимума (рис. 3, 3) и минимума (рис. 3, 4) скорости горения. В области низких частот регистрируется «опережение» фазы отклика относительно возмущений светового потока.

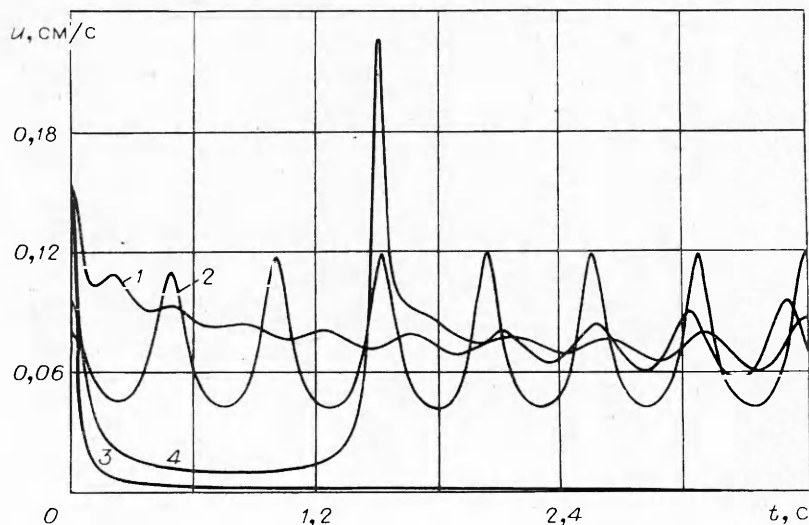


Рис. 2. Зависимость $u(t)$ при отключении светового потока, $T_0=293$ К.

α , см⁻¹: 1 — 15, 2 — 4 — 115; q^0 , кал/(см²·с): 1 — 6, 2 — 0,5, 3 — 6, 4 — 1,5.

Рис. 3. Зависимость амплитуды отклика Δu и сдвига фазы φ от частоты ν , $T_0=293$ К, $q^0=1,5$ кал/(см²·с).

α , см⁻¹: 1, 5 — 15, 2—4 — 115.

При горении «прозрачного» пороха резонанс выражен значительно слабее (см. рис. 3, 5). Относительная величина максимальной амплитуды колебаний скорости горения составляет в этом случае ~ 3% (для «полупрозрачного» пороха ~ 10%). Сдвиг фазы по максимуму и минимуму скорости горения совпадает (см. рис. 3, 1). Не наблюдается «опережение» по фазе при низких частотах возмущений.

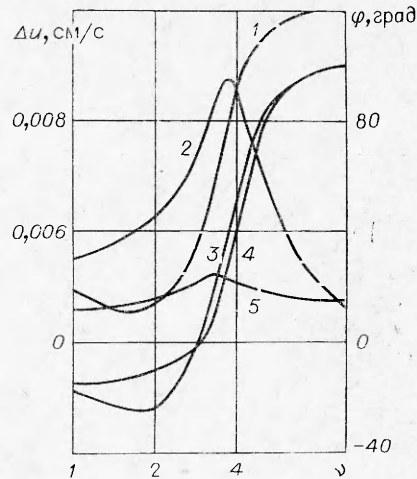
Обсуждение результатов. Данные численных расчетов говорят о заметной зависимости характеристик нестационарного горения от эффективной прозрачности пороха. При вариации α в пределах 15—115 см⁻¹ величина относительной амплитуды резонансного отклика скорости горения изменяется в 3 раза. Сдвиг фазы максимума отклика при резонансе в случае горения «прозрачного» пороха составляет 32°, а «полупрозрачного» 55°. При названной вариации α величина критического потока, соответствующего границе устойчивости решения (для зависимости $u(T_0)$ вида (5)), изменяется на 20%. Примерно на столько же изменяется значение резонансной частоты отклика скорости горения в ответ на возмущения светового потока интенсивностью 1,5 кал/(см²·с). Следует ожидать, что при увеличении амплитуды действующего светового потока различия количественных характеристик отклика прозрачного и непрозрачного составов станут еще более значительными.

Можно отметить, что в изученном сравнительно узком диапазоне изменения параметров T_0 , q^0 значения q^* и резонансной частоты $\nu = u^2 / (2\pi k \cdot \sqrt{k/r})$ [7] (здесь k , r вычисляются при эффективной начальной температуре T_0^*) неплохо коррелируют с полученными численным способом. Однако, если варьировать значения постоянных B , T_1 в зависимости (5), то при данном q^0 величины ν , определенные численным и аналитическим способами, изменяются в противоположных направлениях. Это служит указанием на ограниченность пределов применимости аналитического подхода [2]. Анализ выражения для избытка тепла в порохе, стационарно горящем под действием излучения, по сравнению с порохом, горящим в самоподдерживающемся режиме

$$\Delta Q_{\text{изб}} = \lambda \left[\frac{T_s^0(q)}{u^0(q)} - \frac{T_s^0}{u^0} \right] + \lambda T_0 \left[\frac{1}{u^0} - \frac{1}{u^0(q)} \right] + \frac{q}{\alpha u^0(q)}, \quad (9)$$

показал, что для исследуемых зависимостей $T_s(u)$, $u^0(T_0)$ в широком диапазоне значений T_0 и q^0 у «полупрозрачного» пороха $\Delta Q_{\text{изб}} < 0$, а у «прозрачного» $\Delta Q_{\text{изб}} > 0$. Из уравнения (1) и зависимости $u(f, T_s)$ следует, что накопление тепла может происходить лишь при $u(t) < u^0(T_0^*)$. Действительно, проинтегрируем (1) по x и подставим вместо производной на границе $x = 0$ ее выражение через u , T_s .

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = f = \frac{u}{x} [T_s - T_0^*(u)].$$



В итоге получим соотношение

$$c\rho \int_{-\infty}^0 \frac{\partial T}{\partial t} dx = \frac{\partial Q}{\partial t} = c\rho u [T_0 - T_0^*(u)], \quad (10)$$

из которого видно, что $\partial Q/\partial t > 0$ при $u(t) < u^0(T_0^*)$, и наоборот.

На основании (9) и (10) можно качественно предсказывать изменение скорости горения в переходных процессах. Обратимся вначале к случаю отключения светового потока, действовавшего на «полупрозрачный» порох. Существенное отличие начального и конечного состояний заключается в том, что запас тепла в к-фазе пороха, горящего под действием света, меньше запаса тепла пороха, горящего в самоподдерживающемся режиме ($\Delta Q_{изб} < 0$). Следовательно, в процессе перехода с одного уровня скорости горения на другой должно произойти накопление тепла в к-фазе за счет действия химических источников (реакции в газовой и конденсированной фазах). Последнее возможно лишь при понижении скорости горения ниже уровня $u(T_0)$ (тогда $\partial Q/\partial t > 0$, согласно (10)). Таким образом, переход должен осуществляться через минимум скорости горения (см. рис. 1, 4).

В переходном процессе после включения потока излучения запас тепла в к-фазе «полупрозрачного» пороха должен уменьшиться. Переход происходит через максимум скорости горения (см. рис. 1, 1), так как только в этом случае $\partial Q/\partial t < 0$. Для «прозрачного» пороха ситуация с $\Delta Q_{изб}$ обратная, т. е. в режиме горения при действии светового потока запас тепла в к-фазе пороха больше, чем в режиме самоподдерживающегося горения, поэтому после отключения светового потока $u(t) > u^0(T_0)$. Поскольку излучение поглощается в слое $1/\alpha$, значительно большем глубины прогрева κ/u , то процесс перехода довольно длителен (см. рис. 1, 3). После включения светового потока должно произойти накопление тепла в к-фазе соответственно $u(t) < u^0(T_0)$ (см. рис. 1, 2).

Существование собственной частоты колебаний скорости горения пороха служит причиной кажущегося опережения фазы отклика на воздействие периодического возмущения с частотой ниже резонансной. Если частота воздействия меньше собственной, то появляется возможность наблюдать «опережающий» [10] максимум отклика, причем реализуется эта возможность только в случае относительно большой амплитуды отклика скорости горения при действии возмущения. Поэтому при горении «прозрачного» пороха, у которого излучение поглощается в глубоких слоях к-фазы и мала амплитуда отклика скорости горения на внешнее воздействие, опережение по фазе зарегистрировать не удастся.

Целью численного моделирования процесса горения является получение теоретических зависимостей, которые можно сопоставлять с экспериментом, чтобы на этой основе сделать объективные выводы о рамках применимости гинотетической модели нестационарного горения пороха. К сожалению, в настоящее время можно говорить лишь о неплохом качественном согласии экспериментальных [8, 9] и расчетных данных по поведению $u(t)$ при действии потока излучения. Количественное сопоставление провести невозможно из-за отсутствия надежных сведений о прозрачности исследуемых веществ и зависимости $u(T_s)$. Отсюда следует необходимость постановки специальных экспериментов по изучению процессов нестационарного горения на порохах с известными характеристиками (либо требуемые характеристики необходимо определять в дополнительных экспериментах).

Феноменологическая модель нестационарного горения до настоящего времени не только не имеет надежного экспериментального обоснования, но и недостаточно обоснована математически. Последнее может быть выполнено на основе численного моделирования путем проведения расчетов процесса на какой-либо замкнутой (полной) модели горения с пос-

ледующим сопоставлением результатов с расчетами по феноменологической модели. В рамках самой феноменологической модели следует планировать дальнейшие работы по численному моделированию с целью изучения картины устойчивости при возмущениях большой амплитуды.

Поступила в редакцию
2/IX 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М., Наука, 1975.
2. И. Г. Ассовский. Канд. дис. М., ИХФ АН СССР, 1973.
3. M. Summerfield, L. H. Caveny et al. J. Spacecraft and Rockets, 1971, 3.
4. Ю. А. Гостинцев. ФГВ, 1974, 10, 5.
5. А. Г. Истратов, В. Б. Либрович. ПМТФ, 1964, 5.
6. Э. В. Конев. Канд. дис. Новосибирск, ИХКиГ СО АН СССР, 1967.
7. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М., Наука, 1973.
8. С. М. Милфейт, А. Д. Баер, Н. В. Райап. РТК, 1972, 10.
9. В. Е. Зарко, В. Н. Симоненко, К. П. Купцовой. ФГВ, 1975, 11, 4.
10. И. М. Бабиков. Теория колебаний. М., Гостехтеориздат, 1958.

РОЛЬ ИСПАРЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ ЗАЖИГАНИЯ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

Л. Г. Страковский, П. И. Уляков, Е. И. Фролов
(Москва)

Влияние испарения на развитие зажигания рассматривалось в [1] для случая воспламенения систем, реагирующих в газовой фазе, при достаточно высокой температуре окружающей среды. В работах [2, 3] на примере гексогена и тетрила показано, что воспламенение вторичных ВВ хорошо описывается тепловой теорией с предположением о ведущей роли реакций в конденсированной фазе [4, 5]. Верхняя граница q_r интервала потоков, определяющая пределы применения этой теоретической модели, находится из условия: температура зажигания T_z при потоке g_r равна температуре кипения. Экспериментальная зависимость времени зажигания t_z от потока для двух указанных ВВ имела вид, представленный на рис. 1, 1. При потоках $q > q_1$ (величины q_1 близки к значениям q_r) зажиганию предшествовал период испарения ВВ, приводившего к значительному увеличению времени зажигания по сравнению с расчетной величиной.

Рассмотрим развитие процесса при дальнейшем увеличении потока. При достаточно интенсивном воздействии возникнет значительный массовый поток испаряющегося вещества, что приведет к нарушению фазового равновесия: давление насыщенного пара станет больше атмосферного, а температура поверхности $T_{исп} > T_{кип}$ [6]. Увеличение давления у поверхности за счет оттекающих паров (реактивная добавка) вызовет дополнительное повышение величины $T_{исп}$.

С ростом q скорость испарения должна возрастать. Но при любой модели твердого тела скорость испарения однозначно определяется температурой поверхности, поэтому увеличение потока приводит к монотонному росту температуры (см., например, [7, 8]). Через определенное время может установиться квазистационарный режим испарения с $T_{исп}(q) > T_{кип}$. Зависимость $T_{исп}(q)$ можно приближенно получить, выражая скорость испарения u в соответствии с законом Аррениуса

$$u = z'e^{-L/RT_{исп}} \quad (1)$$