

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЗАДАЧИ ГОРЕНИЯ АЭРОВЗВЕСЕЙ УНИТАРНОГО ТОПЛИВА

**П. Б. ВАЙНШТЕЙН, Р. И. НИГМАТУЛИН, В. В. ПОПОВ,
Х. А. РАХМАТУЛИН**

(Москва)

В работе рассматриваются одномерные нестационарные задачи горения и детонации аэровзвесей унитарного топлива (порохов, ВВ), содержащего в себе и горючее и окислитель.

Распространение волн горения в газовзвесах может происходить как за счет процессов переноса — теплопроводности и диффузии газа [1], излучения [2, 3], так и за счет газодинамических факторов — конвективного движения горячих продуктов реакции [4-6], ударных или детонационных волн [7, 8]. Реализация того или иного механизма зависит от режима горения частиц [9], концентрации топлива, геометрии устройства, где горение осуществляется, и особенностей инициирования.

Горение унитарного топлива сопровождается выделением большого количества газообразных продуктов реакции. Скорость конвективного движения горячих продуктов, а вместе с тем и скорость передачи тепла холодным частицам топлива значительно превышают скорость продольного распространения тепла за счет теплопроводности газа. Температура поверхности горящих частиц унитарного топлива относительно низка (~500° К), поэтому радиационные потоки при распространении фронта пламени в таких аэровзвесах незначительны. Таким образом, в аэровзвесах унитарного топлива высокой массовой концентрации после поджигания реализуется конвективный механизм распространения горения.

В [4, 6] рассмотрен начальный этап развития конвективного горения, когда скорости движения газа существенно дозвуковые. В [8] численно исследуется переход конвективного горения в детонацию.

В данной работе численно анализируется процесс затухающего конвективного горения, который имеет место при относительно невысоких массовых концентрациях топлива; определяется критическая концентрация, разделяющая затухающие и детонационные режимы. Показано, что реализация затухающего или детонационного режима конвективного горения при заданной концентрации полностью определяется газодинамикой относительного движения газа и частиц (двухскоростной эффект), задаваемой коэффициентом трения.

Отметим [10], где содержится экспериментальный материал о конвективном горении пористых порохов и ВВ.

1. Основные уравнения. Постановка задачи. Рассмотрим плоское одномерное движение монодисперсной аэровзвеси унитарного топлива при наличии гетерогенных химических реакций. Примем основное допущение механики многофазных сред: расстояния, на которых параметры течения меняются существенно, много больше размера включений. Дополнительно будем полагать, что химическая реакция начинается при разогреве поверхности частиц до температуры разложения T_* и протекает равновесно при этой температуре, так что все тепло, поступающее к частице, идет на ее газификацию; при этом выполняется простейшее уравнение реакции $A \rightarrow B$, где A и B — символы химических элементов; термодинамические свойства продуктов реакции и несущего газа не различаются, в уравнении состояния газа учитывается коволюм; твердая фаза считается несжимаемой; дроблением и столкновениями частиц пренебрегается; размер частиц гораздо меньше расстояний между ними, поэтому члены межфазного взаимодействия определяются из данных о движении, теплообмене и горении

одиночных частиц; скорость массы, претерпевающей химическое превращение, совпадает со скоростью частиц; вся диссипируемая за счет трения между фазами кинетическая энергия непосредственно переходит во внутреннюю энергию несущей фазы.

Уравнения движения аэровзвесей при указанных предположениях имеют вид [11, 12]

$$(1.1) \quad \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial x} = J, \quad \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial x} = -J, \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n v_2}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1^2}{\partial x} + \alpha_1 \frac{\partial p}{\partial x} = -f + J v_2$$

$$(1.2) \quad \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2^2}{\partial x} + \frac{3}{2} \alpha_2 \frac{\partial p}{\partial x} = f - J v_2$$

$$\frac{\partial \rho_2 e_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 e_2 v_2}{\partial x} = \begin{cases} q, & T_2 < T_0 \\ -J e_2, & T_2 \geq T_0 \end{cases}$$

$$(1.3) \quad \frac{\partial \rho_1 E_1 + \rho_2 E_2}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [\rho_1 v_1 E_1 + \rho_2 v_2 E_2 + (\alpha_1 v_1 + \alpha_2 v_2) p] = 0$$

$$e_i = c_p (T_i - T_0) - p / \rho_i^\circ, \quad e_2 = c_2 (T_2 - T_0) + Q^\circ - p / \rho_2^\circ$$

$$(1.4) \quad p = \rho_1^\circ R_1 T_1 / (1 - \beta \rho_1^\circ), \quad \rho_1 = \rho_1^\circ \alpha_1, \quad \rho_2 = \rho_2^\circ \alpha_2, \quad \rho_2^\circ = \text{const}$$

$$J = n \pi d^2 \rho_2^\circ u_s (p / p_0)^\varphi, \quad q = n \pi d \lambda_1 \text{Nu} (T_1 - T_2)$$

$$(1.5) \quad f = n \pi d^2 \rho_1^\circ C_d (v_1 - v_2) |v_1 - v_2| / 8$$

$$\text{Nu} = 2 + 0.6 \text{Pr}^{1/2} \text{Re}^{1/2}, \quad C_d = 24 / \text{Re} + 4.4 / \text{Re}^{1/2} + 0.42$$

$$\text{Re} = \rho_1^\circ |v_1 - v_2| d / \mu_1, \quad \text{Pr} = c_p \mu_1 / \lambda_1$$

$$E_i = e_i + \frac{v_i^2}{2}$$

Здесь индексы 1, 2 относятся соответственно к газу и частицам; ρ_i° , α_i ($i=1, 2$) — истинные плотности и объемные содержания фаз; ρ_i , v_i , T_i , e_i , E_i — средние плотности, скорости, температуры, внутренние и полные энергии фаз; Q° — теплота химической реакции при $T_2 = T_0$, $p = p_0$; p — давление, n — число частиц в единице объема смеси; β — коволюм; c_p и c_2 — теплоемкости фаз; λ_1 и μ_1 — теплопроводность и вязкость газовой фазы соответственно; R_1 — газовая постоянная; C_d и Nu — коэффициент трения и число Нуссельта, определяемые числами Рейнольдса (Re) и Прандтля (Pr) относительного движения; d — диаметр частиц, u_s и φ — эмпирические константы, характеризующие скорость горения топлива. Уравнения (1.1) — уравнения неразрывности газа и частиц и уравнение сохранения числа частиц в единице объема смеси; (1.2) — уравнения импульса газа и частиц; (1.3) — уравнения энергии частиц и смеси в целом; (1.4) — уравнения состояния; (1.5) — уравнения, определяющие члены массового (J), теплового (q) и силового (f) взаимодействия между фазами.

Пусть в полубесконечной области $0 \leq x < \infty$ имеется аэровзвесь частиц унитарного топлива и в начальный момент времени в некоторой ее части $0 \leq x \leq x_0$ повышается температура газа $T_1 = T_* > T_0$ и частиц $T_2 = T_* < T_*$ и начинается горение. Таким образом, в газе при $x = x_0$ в начальный момент времени задается контактный разрыв, слева от которого начинается горение частиц. Начальные и граничные условия сформулированной задачи

имеют вид

$$t=0: \rho_2=\rho_{20}, n=n_0, v_1=v_2=0, p=p_0 \quad (0 \leq x < \infty)$$

$$T_1=T_*, T_2=T_s \quad (0 \leq x \leq x_0), T_1=T_2=T_0 \quad (x > x_0)$$

$$x=0: v_1=0 \quad (t \geq 0)$$

2. Результаты расчетов. В качестве примера рассматривается горение аэровзвеси пороха при термодинамических данных и условиях [13, 14]

$$\rho_{10}^0=1.29 \text{ кг/м}^3, \rho_{20}^0=1550 \text{ кг/м}^3, c_p=10^3 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \text{ град})$$

$$c_2=1466 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \text{ град}), Q^0=1.93 \cdot 10^6 \text{ дж/кг}, u_s=6.5 \cdot 10^{-4} \text{ м/сек}$$

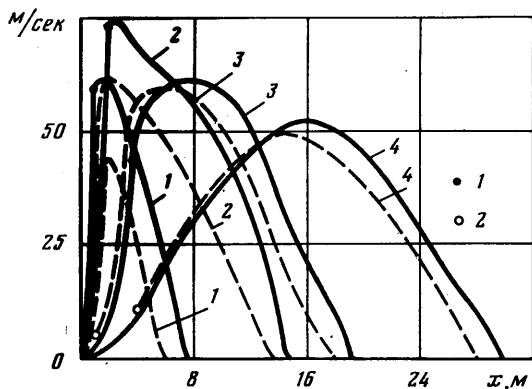
$$T_s=473^\circ \text{ К}, T_0=273^\circ \text{ К}, p_0=1.01 \cdot 10^5 \text{ кг/(м} \cdot \text{сек)}, \beta=10^{-3} \text{ м}^3/\text{кг}$$

$$\varphi=0.7$$

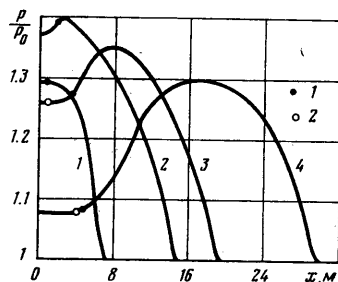
$$R_1=287 \text{ дж/(кг град)}, \lambda_1=2.57 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{м}/(\text{с}^3 \text{ град}),$$

$$\mu_1=1.7 \cdot 10^{-5} \text{ кг/(м} \cdot \text{сек)}$$

Для конечно-разностной аппроксимации (1.1)–(1.5) используется двухшаговый метод Лакса – Вендроффа [15]. Для обеспечения устойчивости



Фиг. 1



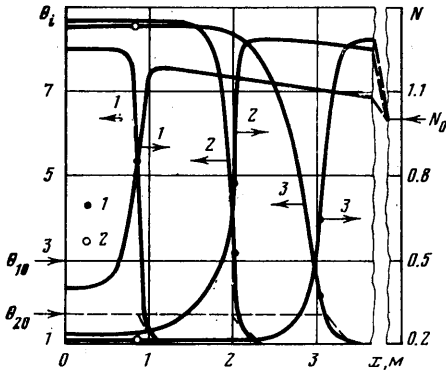
Фиг. 2

разностной схемы по отношению к звуковым возмущениям и по правой части шаг интегрирования выбирается из условия $\Delta t \leq \min(t_v, t_q, t_f, t_r)$, где t_v определяется критерием Куранта, t_q, t_f, t_r – характерные времена релаксационных процессов за счет силового, теплового и массового взаимодействия между фазами. Точность численного решения контролируется по выполнению интегралов массы, импульса и энергии.

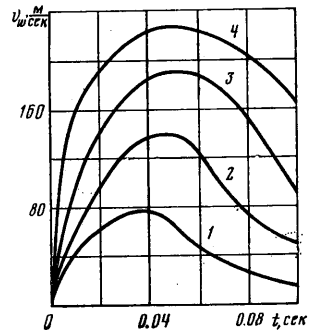
На фиг. 1–3 представлены результаты численного интегрирования, отображающие распределение давления, скоростей и температур фаз ($\theta_i = T_i/T_0$, $i=1, 2$), а также числа частиц в единице объема смеси ($N = n/n_0$) при горении аэровзвеси с исходной массовой концентрацией $\rho_{20} = 0.86 \text{ кг/м}^3$ и $d_0 = 100 \text{ мк}$, $T_* = 819^\circ \text{ К}$, $x_0 = 0.2 \text{ м}$ в различные моменты времени (1– $t=20$; 2– $t=42$; 3– $t=60$; 4– $t=92 \text{ мсек}$).

В результате газовойделения в области горения происходит рост давления. Под действием возникающего перепада давления начинается движение продуктов реакции, которые проникают за пределы зоны инициирования и образуют конвективный фронт (скорость фронта v_s при $t=0$ равна нулю). Положение фронта идентифицируется с точкой перегиба

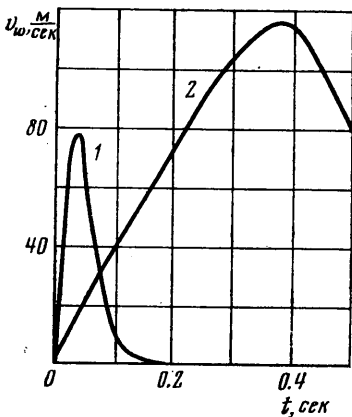
распределения $T_1(x)$. За фронтом после разогрева до температуры T , происходит воспламенение частиц (места воспламенения на графиках отмечены точками 1). Частицы увлекаются в движение газа с некоторой задержкой, поэтому в начальные моменты времени ($t \leq 30$ мсек) количество частиц, попадающих в зону горения, увеличивается и конвективный фронт движется ускоренно. Впереди конвективного фронта возникает возмущенная область, передняя граница которой распространяется со ско-



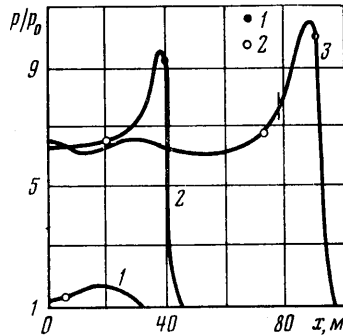
Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

ростью звука в невозмущенном газе (a_0). Размер возмущенной области, граница которой при $t=0$ совпадает с контактным разрывом ($x=x_0$), в дальнейшем постоянно увеличивается и по прошествии некоторого времени становится значительно больше размера зоны горения (см. фиг. 1, 2). В этой области частицы тормозят газ, поэтому в распределении скоростей $v_1(x)$, $v_2(x)$ образуется максимум (см. фиг. 1). При данной концентрации топлива распространение конвективного фронта не приводит к образованию в потоке сильной ударной волны.

На начальном этапе, в области горячих газов (кривые 1 на фиг. 1, 2), развитие конвективного горения характеризуется гомоборичностью (однородностью давления) и линейным распределением $v_1(x)$. Аналитическое исследование этой стадии дано в [4, 8].

За счет увлечения частиц газом в возмущенной области непосредственно перед фронтом происходит их накопление (см. фиг. 3). К моменту

прихода конвективного фронта количество частиц, попадающих в область горения, постепенно уменьшается (см. фиг. 3). При этом температура газа, при которой происходит воспламенение частиц, становится ниже. Это объясняется перетоком разогретых частиц в область холодных газов из области горячих, где они в эти моменты времени движутся быстрее.

В результате уменьшения поступления топлива во фронт горения с момента времени $t=40$ мсек происходит его замедление и к моменту времени $t=100$ мсек горение полностью прекращается (места полного выгорания частиц отмечены точками 2). Исследование движения среды после прекращения горения вплоть до установления гидродинамического и термодинамического равновесия не проводилось.

На фиг. 4 представлена зависимость скорости распространения конвективного фронта в аэровзвеси с указанными выше параметрами от времени при различных размерах зоны иницирования ($1-x_0=0.2$, $2-x_0=0.4$, $3-x_0=0.6$, $4-x_0=1.0$ м). Из представленных данных следует, что ускорение фронта в начальный момент времени не зависит от x_0 . В последующие моменты времени при увеличении x_0 фронт горения движется быстрее и скорость фронта достигает больших максимальных значений. Во всем исследованном диапазоне размеров ($x_0=0.2-1.0$ м) зоны иницирования, начиная с определенного момента времени, конвективное горение затухает.

На фиг. 5 представлена зависимость скорости распространения конвективного фронта ($x_0=0.2$ м) при различных размерах частиц в аэровзвеси тех же значений параметров ($1-d_0=100$, $2-d_0=500$ мк). Из представленных данных следует, что при увеличении размера частиц начальное ускорение фронта из-за уменьшения скорости реакции уменьшается. Однако, поскольку более крупные частицы вовлекаются в движение газа в возмущенной области с большей задержкой, ускоряющийся период развития конвективного горения и максимальная скорость фронта при увеличении размера частиц увеличиваются.

Затухание конвективного горения реализуется при достаточно низких концентрациях топлива [6]. При больших концентрациях скорость конвективного движения на начальном этапе увеличивается гораздо быстрее. Поэтому к моменту прихода фронта частицы в возмущенной области не успевают вовлечься в движение холодного газа и попадают в область горения, что приводит к ускоренному движению фронта. В определенный момент времени образуется плоскость Чепмена — Жуке (Ч — Ж), где скорость газа относительно волны совпадает с местной скоростью звука. Последующее ускорение волны горения и выход на режим стационарной детонации [8] полностью определяется энерговыделением, происходящим внутри зоны, ограниченной точкой воспламенения частиц и плоскостью Ч — Ж.

Отметим, что выход на режим стационарной детонации в плоском случае происходит асимптотически [16]. Примем за расстояние перехода горения в детонацию-расстояние, при котором отличие расчетной скорости волны от скорости идеальной детонации [7] составляет 1%. Тогда, как показывают расчеты, для массовых концентраций $\rho_{20}=11.6$ кг/м³, $\rho_{20}=3$ кг/м³ и зоны иницирования $x_0=0.2$ м расстояния перехода равны 27 и 58 м соответственно.

Для иллюстрации определяющей роли двухскоростного эффекта в реализации затухающего или детонационного режима конвективного горения аэровзвеси проведен модельный расчет при условии полной неподвижности частиц ($v_2=0$) и сравнение с результатами расчетов при заданном законе трения (1.5). На фиг. 6 представлены результаты расчетов ($\rho_{20}=0.86$ кг/м³, $d_0=100$ мк, $x_0=0.2$ м; кривая 1 — принятый закон трения

(1.5) $t=100$ мсек; кривые 2, 3 — $v_2=0$, $t=100$ и 160 мсек соответственно, вертикальным штрихом отмечено положение плоскости Ч—Ж). Как указывается выше, при реальном законе течения конвективное горение затухает. В случае, когда газ движется, обтекая фиксированную в пространстве решетку неподвижных частиц ($v_2=0$), распространение конвективного горения происходит ускоренно (сравни кривые 1 и 2 на фиг. 6), при этом процесс развивается так же, как при больших концентрациях топлива.

Критическая концентрация при размере зоны иницирования $x_0=0.2$ м составляет $\rho_{20*}=0.9$ кг/м³. Естественно, при увеличении x_0 значение ρ_{20*} уменьшается. Концентрационный предел распространения детонации при безударном иницировании, т. е. значение критической концентрации, не зависящее от x_0 , может быть определен из следующих соображений [6]. Как указывалось выше, начальное ускорение фронта не зависит от x_0 . Определяя по начальному ускорению фронта время образования в потоке ударной волны $t_s=\rho_{10}d_0a_0^2/3(\gamma^2-1)\rho_{20}u_sQ^0$ и приравнивая его характерному времени вовлечения частиц в движение газа по Стоксу $t_f=\rho_2^0d_0^2/18\mu_1$, для концентрационного предела получим

$$\rho_{20*}=\rho_2^0/\Pi, \quad \Pi=1+\frac{(\gamma^2-1)\rho_2^0u_sQ^0d_0}{6a_0^2\rho_{10}^0\mu_1}$$

В соответствии с этой формулой при значениях термодинамических параметров концентрационный предел составляет

$$\rho_{20*}=0.08 \text{ кг/м}^3.$$

Поступила 4 VII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И. Горение смесей газа с частицами. ПМТФ, 1971, № 4.
2. Вайнштейн П. Б. Радиационный фронт пламени в смеси газа с твердыми частицами. ПМТФ, 1973, № 3.
3. Озерова Г. Е., Степанов А. М. Влияние излучения на распространение пламени по газовзвеси частиц твердого горючего. Физ. горения и взрыва, 1973, т. 9, № 5.
4. Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И. О гомобарических (с однородным давлением) давлениях газовзвесей при наличии физико-химических превращений. Докл. АН СССР, 1979, т. 249, № 1.
5. Ионушас К. К., Проничева Н. М., Тодес О. М., Гольцикер А. Д., Водяник В. И., Кожушков Н. П. Развитие механизма распространения пламени в аэродисперсных системах. Физ. горения и взрыва, 1979, т. 15, № 5.
6. Вайнштейн П. Б. Конвективное горение аэровзвесей унитарного топлива. Изв. АН СССР. МЖТ, 1980, № 5.
7. Нигматулин Р. И., Вайнштейн П. Б., Ахатов И. Ш., Пыж В. А. Структура детонационных волн в двухфазных дисперсных средах. В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
8. Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И., Попов В. В. Переход конвективного горения аэровзвесей унитарного топлива в детонацию. Физ. горения и взрыва, 1980, № 5.
9. Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И. Гетерогенное горение смесей газов с частицами или каплями. В сб.: Избранные проблемы прикладной механики. М., 1974.
10. Беляев А. Ф., Боболев В. К., Коротков А. И., Сулимов А. А., Чуйко С. В. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М., «Наука», 1973.
11. Разматулин Х. А. Основы газодинамики взаимно проникающих движений сжимаемых сред. ПММ, 1956, т. 20, вып. 2.
12. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М., «Наука», 1978.
13. Беляев А. Ф. О горении нитрогликоля. Ж. физ. химии, 1940, т. 14, вып. 8.
14. Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б. Теория нестационарного горения пороха. М., «Наука», 1975.
15. Lax P., Wendroff V. Systems of conservation laws. Comm. Pure and Appl. Math., 1960, vol. 13, No. 2.
16. Левин В. А., Черный Г. Г. Асимптотические законы поведения детонационных волн. ПММ, 1967, т. 31, вып. 3.