

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ И КИНЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НА ДИНАМИКУ СГОРАНИЯ ГАЗА В СФЕРИЧЕСКОМ СОСУДЕ

В. С. Бабкин, В. И. Бабушок, Л. Г. Михайлова
(Новосибирск)

Распространение пламени в закрытом сферическом сосуде с центральным зажиганием — простейшая модель аварийной ситуации при воспламенении газовой среды в химических аппаратах, хранилищах топлив, производственных помещениях. Поэтому в методах расчета систем предупреждения и подавления внезапных воспламенений, расчета на взрывные нагрузки строительных и технологических конструкций широко используются закономерности сгорания газа в сферическом сосуде [1—6].

Ввиду отсутствия строгого аналитического решения задачи о динамике сгорания газа в закрытом сосуде на практике обычно используются различные приближенные уравнения, требующие теоретического и экспериментального обоснования. Этот вопрос рассмотрен в работе [7], где проанализированы отдельные случаи приближенных решений. В [7], однако, не затронут ряд важных аспектов задачи — закономерности начальной стадии процесса, существование различных форм уравнений, вопрос о скорости нарастания давления и др. В настоящей работе сообщаются результаты классификации часто используемых в литературе предположений и исходных дифференциальных уравнений при едином теоретическом подходе. Приводятся также результаты сравнительной оценки решений соответствующих уравнений при различных термодинамических и кинетических параметрах горючего газа.

Многopараметричность задачи обуславливает существование большого разнообразия уравнений динамики. Однако для целей, которые ставятся в настоящей работе, достаточно воспользоваться уравнениями одного типа — с производной давления [8]. Решение этих уравнений, во-первых, дает наиболее важную временную зависимость давления $p(t)$, причем анализ других зависимостей: радиуса $r_b(t)$, температуры $T(t)$, плотности $\rho(t)$ не представляет трудности. Во-вторых, обеспечивает корректность сравнений решений различных уравнений при однотипных предположениях. Поскольку предположения разных авторов касаются, как правило, параметров, характеризующих процесс, анализ этих предположений и сравнение решений соответствующих уравнений сводится к оценке влияния этих параметров на динамические характеристики сгорания, такие как время достижения заданного давления τ , полное время сгорания τ_e , максимальная скорость нарастания давления $(dp/d\tau)_e$, максимальное давление p_e .

Уравнения динамики. Рассмотрим сферически-симметричное распространение ламинарного пламени при центральном поджигании. Предположим, что давление p изменяется только от времени t . В течение процесса остаются постоянными отношения теплоемкостей $\gamma = c_p/c_v$, общая масса газа и объем. Введем обозначения: $\pi = p/p_i$, $s = S_u/S_{ui}$, $\tau = tS_{ui}/a$, $E_i = \rho_{ui}/\rho_{bi}$, $r = r_b/a$, E_i — коэффициент расширения продуктов сгорания, S_u — нормальная скорость пламени, a — радиус сосуда. Индексы u, b относятся соответственно к свежему газу и продуктам сгорания i, e — начальному и конечному состояниям.

Кроме приведенных общих предположений в работах далее принимаются различные частные предположения в отношении теплоемкостей, термодинамических параметров E_i , π_e и нормальной скорости S_u . Рассмотрим три случая.

Случай 1. Предполагается, что $\gamma_b \neq \gamma_u$. Уравнение динамики с краевыми условиями

$$\begin{aligned} t=0, \quad r=0, \quad n=0, \quad \pi=1; \\ t=t_e, \quad r=1, \quad n=1, \quad \pi=1+\gamma_b(E_i-1) \end{aligned}$$

можно получить, исходя из общего соотношения для доли продуктов сгорания

$$n = \frac{\frac{1}{\pi^{\gamma_u}} + \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_u - 1} \left(1 - \pi^{\frac{1-\gamma_u}{\gamma_u}} \right) - 1}{\gamma_b \left[E_i - \frac{\gamma_u}{\gamma_b} \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_u - 1} \right] \pi^{\frac{1-\gamma_u}{\gamma_u}} - \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_u - 1}}$$

и соотношений для радиуса пламени и скорости выгорания свежего газа [8]. Тогда

$$\frac{d\pi}{d\tau} = \frac{3s\pi^{\frac{4}{3\gamma_u}} \left(\frac{1}{\pi^{\gamma_u}} - b \right)^{\frac{2}{3}} \left(\gamma_b E_i - \gamma_u \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_u - 1} - \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_u - 1} \right) \pi^{\frac{\gamma_u - 1}{\gamma_u}}}{\frac{1}{\pi} - \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_u} b}, \quad (1)$$

где

$$b = \frac{\gamma_b (E_i - 1) - \pi + 1}{\gamma_b E_i - \gamma_u \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_u - 1} - \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_u - 1} \pi^{\frac{\gamma_u - 1}{\gamma_u}}}$$

Отсюда выражение для максимальной скорости нарастания давления запишется в виде

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\pi}{d\tau} \right)_e = 3s_e [\gamma_b (E_i - 1) + 1]^{\frac{1}{\gamma_u}} \left[\gamma_b E_i - \gamma_u \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_u - 1} - \right. \\ \left. - \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_u - 1} (\gamma_b (E_i - 1) + 1)^{\frac{\gamma_u - 1}{\gamma_u}} \right]. \quad (2) \end{aligned}$$

Случай 2. Предполагается, что $\gamma_b = \gamma_u$. Этот случай характеризует равенство прироста относительной температуры на фронте пламени приросту температуры свежего газа в результате адиабатического сжатия. Из (1) и (2) получим

$$\frac{d\pi}{d\tau} = 3s\pi^{\frac{1}{3\gamma_u}} \left[\pi^{\frac{1}{\gamma_u}} + \frac{\pi - 1}{\gamma_u (E_i - 1)} - 1 \right]^{\frac{2}{3}} \gamma_u (E_i - 1), \quad (3)$$

$$\left(\frac{d\pi}{d\tau} \right)_e = 3s_e \gamma_u (E_i - 1) \left[\gamma_u (E_i - 1) + 1 \right]^{\frac{1}{\gamma_u}}. \quad (4)$$

Случай 3. Предполагается, что $\gamma_b = \gamma_u = 1$. Это предположение означает, что процесс сжатия газа протекает изотермично. Из (3) и (4) следует

$$\frac{d\pi}{d\tau} = 3s \left[\pi (E_i - 1) \right]^{\frac{1}{3}} \left[E_i (\pi - 1) \right]^{\frac{2}{3}}, \quad (5)$$

$$\left(\frac{d\pi}{d\tau} \right)_e = 3s_e E_i (E_i - 1). \quad (6)$$

Уравнения (1), (3), (5), содержащие термодинамический параметр E_i , будем называть E_i -уравнениями. В них конечное давление определено краевыми условиями и в общем случае [8]

$$\pi_e = \gamma_b(E_i - 1). \quad (7)$$

Вместе с тем в уравнениях (1) — (6) можно использовать другой термодинамически определяемый параметр π_e и, выражая E_i через π_e по формуле (7), записать их в следующем виде:

при $\gamma_b \neq \gamma_u$

$$\frac{d\pi}{d\tau} = \frac{3s\pi^{\frac{4}{3}} \left(\frac{1}{\gamma_u} - c \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\pi_e - \pi}{c} \right)}{\pi^{\frac{1}{\gamma_u}} - \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_u} c}, \quad (8)$$

где

$$c = \frac{\pi_e - \pi}{\pi_e - \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_u - 1} - \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_u - 1} \pi^{\frac{\gamma_u - 1}{\gamma_u}}}, \quad (9)$$

$$\left(\frac{d\pi}{d\tau} \right)_e = 3s_c \pi^{\frac{1}{\gamma_u}} \left(\pi_c - \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_u - 1} - \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_u - 1} \pi_c^{\frac{\gamma_u - 1}{\gamma_u}} \right);$$

при $\gamma_b = \gamma_u$

$$\frac{d\pi}{d\tau} = 3s\pi^{\frac{1}{3}} \left(\frac{1}{\pi^{\frac{1}{\gamma_u}}} - \frac{\pi_e - \pi}{\pi_e - 1} \right)^{\frac{2}{3}} (\pi_e - 1), \quad (10)$$

$$\left(\frac{d\pi}{d\tau} \right)_e = 3s_e \pi^{\frac{1}{\gamma_u}} (\pi_e - 1); \quad (11)$$

при $\gamma_b = \gamma_u = 1$

$$d\pi/d\tau = 3s[\pi(\pi_e - 1)]^{1/3} [\pi_e(\pi - 1)]^{2/3}, \quad (12)$$

$$(d\pi/d\tau)_e = 3s_e \pi_e (\pi_e - 1). \quad (13)$$

Уравнения (8), (10) и (12), содержащие термодинамический параметр π_e , будем называть π_e -уравнениями. Очевидно, что (10) и (12) не эквивалентны соответствующим E_i -уравнениям (3) и (5).

Некоторые из приведенных выше уравнений известны в литературе: (10) рассматривалось в [7, 9—11], (12) — в [11], (13) — в [12]. Однако они получены авторами различными путями. Здесь эти уравнения рассматриваются как частные случаи решения общей задачи.

Решение уравнений. Наиболее простые уравнения (5), (12) имеют аналитические решения во всем диапазоне изменения давления при условии постоянства нормальной скорости [11]. Уравнения (3), (10) допускают приближенное аналитическое решение на начальной стадии процесса ($\pi < 2$) [13], которое имеет вид

$$\tau = \left[\frac{\pi - 1}{\gamma_u E_i^2 (E_i - 1)} \right]^{\frac{1}{3}} (1 - \varphi), \quad (14)$$

где функция $\varphi(s, \gamma_u, \pi)$ обычно вносит небольшую поправку и ею можно пренебречь.

В остальных случаях уравнения динамики решаются численно. При этом необходимо знать величину относительной нормальной скорости пламени s . Нормальная скорость S_u — единственный параметр в

уравнениях динамики, включающий всю необходимую кинетическую информацию о горючем газе. Эта скорость, как известно, зависит от давления и температуры и, следовательно, изменяется в процессе горения. Для адиабатического процесса она может быть представлена в виде

$$s = \pi^{\frac{m+n-m}{\gamma_u}} = \pi^\varepsilon, \quad (15)$$

где m и n — температурный и барический показатели степеней в зависимости нормальной скорости от температуры и давления.

Отсюда видно, что в изотермическом случае $s = \pi^n$. Но использование этого соотношения в уравнениях (5), (12) не оправдано ввиду более сильной зависимости s от температуры и значительного усложнения уравнений, основное достоинство которых — простота и возможность аналитического решения при $s = 1$. Поэтому в дальнейшем во всех случаях решения уравнений (5), (12) принималось $s = 1$. Результаты численных решений на ЭВМ уравнений (1), (3), (5), (8), (10), (12), при различных значениях термодинамических (E_i , π_e , γ_u , γ_b) и кинетических (m , n) параметров приведены в табл. 1—3.

Анализ решений. Рассмотрим роль различных параметров в E_i -уравнениях. Влияние γ_b проследим при сравнении решений уравнений (1) и (3) по табл. 1. Видно, что изменение γ_b при постоянстве остальных параметров слабо влияет на время достижения фиксированного давления. На начальной стадии процесса это влияние практически отсутствует. С ростом давления погрешность, обусловленная γ_b , монотонно увеличивается и в примерах, приведенных в табл. 1, составляет в конце процесса 2—5%. В табл. 2 даны значения τ из решения уравнения (1) и погрешность расчета τ по уравнениям (3) и (14) относительно этого решения. Сравнение решений (1) и (3), (1) и (14) при $\varphi = 0$ и наблюдаемое при этом хорошее согласие еще раз подтверждает отсутствие влияния γ_b на τ при малых π . В общем случае увеличение γ_b приводит к уменьшению τ .

Величина γ_b , как видно из соотношения (7), определяет значения конечных давлений, соответствующих решениям уравнений (1), (3), (5). В примере из табл. 1 изменение γ_b от 1,2 в уравнении (1) до 1 в уравнении (5) и до 1,4 в уравнении (3) приводит к соответствующему уменьшению и увеличению π_e на 15%.

Наибольшее влияние γ_b наблюдается на максимальную скорость нарастания давления $(d\pi/d\tau)_e$. Так, изменение γ_b от 1,2 до 1,4 в уравнениях (1) и (3) приводит к возрастанию $(d\pi/d\tau)_e$ на 38% (см. табл. 1). Все выводы относительно γ_b подтверждаются при различных значениях γ_u , m и n . Анализ роли γ_u в E_i -уравнениях показывает (табл. 1, ур. (1), (b, c)), что γ_u слабо влияет на τ . Максимальное различие в данном примере — около 5%. Однако в отличие от γ_b это влияние имеет не только в конце горения, но и на начальной стадии. С другой стороны, в конце процесса влияние γ_u меньше, чем γ_b : π_e остается неизменным, а разница в $(d\pi/d\tau)_e$ составляет всего 13%.

Таким образом, тенденции влияния γ_u и γ_b одинаковы: с увеличением γ время τ незначительно уменьшается, конечное давление остается постоянным (в случае изменения γ_u) или возрастает (при изменении γ_b), максимальная скорость нарастания давления возрастает, причем в большей степени она зависит от γ_b . Эти особенности позволяют понять роль γ в уравнении (3) как результат совместного влияния γ_u и γ_b : увеличение γ эквивалентно росту γ_b и γ_u (см. табл. 1, b, c). В уравнении (5) изменения в динамических характеристиках эквивалентны эффекту уменьшения γ_u и γ_b в уравнении (1). Однако в силу дополнительного предположения в (5), которое отмечалось ранее ($n = 0$), наблюдаются отклонения в значениях $(d\pi/d\tau)_e$ от общей тенденции.

Сравниваемая величина	Урав					
	(1) и (8)			(3)		
	a	b	c	a	b	c
$\tau_{\pi=1,1}$	0,05711	0,06268	0,05987	0,05691	0,06257	0,05959
τ_e	0,2250	0,2100	0,1990	0,2170	0,2060	0,1880
$(d\pi/d\tau)_e$	125	164	189	172	202	311
$\delta\tau_{\pi=1,1}, \%$	—	—	—	-0,4	-0,2	-0,5
$\delta\tau_e, \%$	—	—	—	-3,5	-2,0	-5,5
$\delta(d\pi/d\tau)_e, \%$	—	—	—	+38	+23	+65

Примечание. а) $E_i = 7,6$ для (1) — (5), $\pi_e = 8,92$ для (8) — (12), $\varepsilon = 0,07$, $\gamma_u = 1,4$, $\gamma_e = 1,2$, $= 1,25$, $m = 1,8$, $n = 0,25$; с) $E_i = 7,0$ для (1) — (8), $\pi_e = 8,5$ для (8) — (12), $\varepsilon = 0,39$, $\gamma_u = 1,55$.

Влияние нормальной скорости на динамические характеристики показывают данные табл. 3. Видно, что оно значительно в уравнениях (1) и (3) и отсутствует в уравнении (5). Максимальная разница в τ_e при данных ε составляет по (1) и (3) $\sim 30\%$. Существенная роль S_u ранее отмечена в [7]. Особенно сильно S_u влияет на $(d\pi/d\tau)_e$. Значения $(d\pi/d\tau)_e$ при различных ε , как видно из табл. 3, могут отличаться в несколько раз.

Влияние коэффициента расширения E_i на динамические параметры характеризуют данные табл. 4. Видно, что при больших коэффициентах расширения процесс горения развивается быстрее, т. е. время горения меньше, а конечное давление и особенно максимальная скорость нарастания давления больше. По тенденции влияния E_i эквивалентен γ_u . Таким образом, коэффициент расширения — важный термодинамический параметр в уравнениях динамики сгорания. В качестве примера на рисунке приведены решения уравнения (1) (кривая 2), уравнения (3) (кривая 1), уравнения (5) (кривая 4), соответствующих случаю сгорания стехиометрической метано-воздушной смеси при $p_i = 1$ атм, $T_i = 292$ К в сферическом сосуде с радиусом 8,01 см, и экспериментальные данные для этого случая [14] (кривая 3). Для расчета было принято $E_i = 7,67$, $\pi_e = 9,03$, $\gamma_u = 1,39$, $\gamma_e = 1,2$, $\varepsilon = 0,26$.

Рассмотрим π_e -уравнения. В рамках сделанных допущений (8) тождественно (1). Остальные уравнения не тождественны соответствующим E_i -уравнениям. Сравнение решений уравнений (8) и (10) (см. табл. 1) показывает, что изменение γ_e при постоянных остальных параметрах слабо влияет на время достижения фиксированного давления. Однако

Таблица 2

π	τ по (1)	$\delta\tau$ (%) по уравнениям		
		(3)	(14)	(14), $\varphi=0$
1,01	0,02655	0	0	0
1,02	0,03345	-0,1	-0,1	0
1,05	0,04537	-0,2	-0,2	+0,1
1,10	0,05711	-0,4	-0,5	+0,2
1,20	0,07181	-0,7	-1,1	+0,4
1,40	0,09014	-1,2	-2,4	+0,7
1,60	0,1028	-1,7	-3,5	+1,2
1,80	0,1127	-2,0	-5,1	+1,2
2,0	0,1210	-2,5	-5,8	+1,7

Таблица 3

ε	τ			$(d\pi/d\tau)_e$		
	(1)	(3)	(5)	(1)	(3)	(5)
0	0,238	0,229	0,202	107	146	150
0,07	0,225	0,217	0,202	125	172	150
0,57	0,162	0,156	0,202	374	552	150

Примечание. $E_i = 7,6$, $\gamma_u = 1,4$; для (1), (3) и (5) γ_e равно соответственно 1,2, 1,4 и 1,0.

Примечание. $\varepsilon = 0,07$, $\gamma_u = 1,4$, $\gamma_e = 1,2$, $E_i = 7,6$.

Таблица I

нения								
(5)			(10)			(12)		
a	b	c	a	b	c	a	b	c
0,0636	0,0900	0,0900	0,06542	0,06705	0,07222	0,05366	0,05643	0,05643
0,2021	0,2200	0,2200	0,2393	0,2178	0,2196	0,1813	0,1885	0,1885
150	126	126	133	175	205	212	191	191
+11	+44	+50	+15	+7	+21	-6	-10	-6
-10	+5	+10	+6	+4	+10	-19	-10	-5
+20	-22	-34	+6	+5	+8	+70	+16	+1

$m = 2,0$, $n = -0,5$; $b) E_i = 7,0$ для (1) — (5), $\pi_e = 8,5$ для (8) — (12), $\varepsilon = 0,22$, $\gamma_u = 1,35$, $\gamma_b = \gamma_v = 1,25$, $m = 1,8$, $n = -0,25$.

погрешность в τ_e приблизительно в 2 раза больше, чем в E_i -уравнениях. В отличие от E_i -уравнений γ_b оказывает некоторое влияние на начальной стадии и в общем случае увеличение γ_b приводит к росту τ . Тенденция влияния γ_b на максимальную скорость нарастания давления сохраняется — с увеличением γ_b растет $(d\pi/d\tau)_e$. При этом очень существенно, что влияние γ_b по абсолютной величине значительно ниже, чем в E_i -уравнениях. Что касается роли γ_u , то из сравнения решений уравнений (8) и (10) (см. табл. 1, b, c) видно, что влияние γ_u на τ , τ_e и $(d\pi/d\tau)_e$ аналогично влиянию γ_u в E_i -уравнениях.

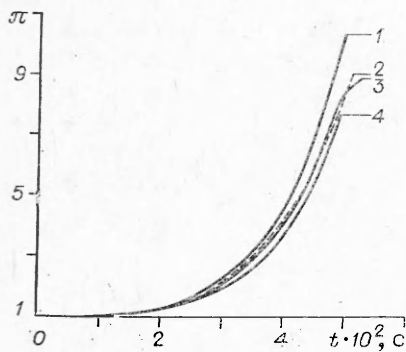
Сравнение решений E_i - и π_e -уравнений приведено в табл. 1. Видно, что E_i -уравнения в случае $\gamma_b = \gamma_u$ дают высокую точность по τ при малых π и хорошую точность в конце процесса горения ($\delta\tau_e < 6\%$). Однако при этом получается сильно завышенное значение $(d\pi/d\tau)_e$ (отклонение — несколько десятков процентов). Существующие π_e -уравнения дают удовлетворительную точность на начальной стадии и в конце горения. Отклонение в τ_e от решения по уравнению (8) до 10%, т. е. примерно в 2 раза больше, чем по E_i -уравнениям. Однако величина $(d\pi/d\tau)_e$ рассчитывается по (10) с хорошей точностью ($\delta(d\pi/d\tau)_e \leq 10\%$). Точность уравнений, соответствующих случаю $\gamma_b = \gamma_u = 1$, по всем характеристикам ниже, чем уравнений случая $\gamma_b = \gamma_u$.

Таким образом, в данной работе показано, что уравнения динамики сгорания газа в закрытом сосуде могут быть классифицированы по входящим термодинамическим параметрам — коэффициенту расширения продуктов сгорания E_i и конечному давлению π_e , а также по основным предположениям относительно теплоемкостей свежего газа и продуктов сгорания. Важнейшими параметрами, определяющими динамику сгорания, являются коэффициент расширения (или конечное давление) и

Таблица 4

E_i	$\tau_{\pi=1,1}$		τ_e		π_e		$(d\pi/d\tau)_e$	
	(1)	(5)	(1)	(5)	(1)	(5)	(1)	(5)
7,6	0,05711	0,0636	0,2250	0,2021	8,92	7,6	125	150
8,7	0,04957	—	0,2036	—	10,24	—	164	—
10,24	—	0,0467	—	0,1606	—	10,24	—	164

Примечание. $\gamma_u = 1,4$; $\gamma_b = 1,2$, $m = 2$, $n = -0,5$.



скорость пламени. Отношения теплоемкостей γ_u и γ_b оказывают относительно слабое влияние на время сгорания, но определяют значение конечного давления в E_i -уравнениях и поэтому существенно влияют на максимальную скорость нарастания давления. Чем выше значения γ_b и γ_u , тем меньше время сгорания и больше скорость нарастания давления. Величина γ_b практически не влияет на начальной стадии горения в E_i -уравнениях,

что дает возможность значительно упростить уравнения динамики (в предположении $\gamma_b = \gamma_u$) без существенной потери точности. В целом приближенные E_i -уравнения лучше описывают начальные стадии горения, а π_e -уравнения — конечные. С практической точки зрения удовлетворительные результаты расчета τ и $d\pi/d\tau$ для процесса в целом дает π_e -уравнение в предположении $\gamma_b = \gamma_u$.

Поступила в редакцию
23/IV 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Абдурагимов. ЖВХО им. Д. И. Менделеева, 1974, 19, 5.
2. В. И. Водяник. Предохранительные устройства для защиты химического оборудования. М., «Химия», 1975.
3. Г. Г. Орлов. ЖВХО им. Д. И. Менделеева, 1976, 21, 4.
4. C. Donat. Staub-Reinhalt. Luft., 1971, 31, 4.
5. G. Richenstorf, G. Heidensohn. Bauzeitung, 1972, 12.
6. H. R. Maisey. Chem. and Proc. Engin., October, 1965, p. 527.
7. D. Bradley, A. Mitcheson. Comb. a. Flame, 1976, 26, 201.
8. В. С. Бабкин, Ю. Г. Кононенко. ФГВ, 1967, 3, 2.
9. В. С. Бабкин. Канд. дис., Новосибирск, ИХКИГ, 1965.
10. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн, Л. С. Козаченко. ФГВ, 1967, 3, 3.
11. J. Nagy, J. W. Conn, H. C. Verakis. U. S. Department of Interior, Bureau of Mines, RI 7279, 1969.
12. J. Nagy, E. C. Sieler et. al. U. S. Department of Interior, Bureau of Mines, RI 7507, 1971.
13. В. С. Бабкин, В. И. Бабушок. ФГВ, 1977, 13, 1.
14. A. M. Gartorth. University of the Wittwatersrand, School of Mechanical Engineering, Johannesburg, Rep. 57, 1974.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ ПО СМЕСИ, РЕАГИРУЮЩЕЙ ПРИ НАЧАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

А. П. Алдушин, Я. Б. Зельдович, С. И. Худяев
(Черноголовка)

Реакция при начальной температуре меняет характеристики взрывчатой смеси перед фронтом пламени и вносит элемент нестационарности в процесс распространения волны горения. Предложенный в [1] способ описания этого эффекта заключается в замене исходной нестационарной задачи на квазистационарную с адиабатически растущей начальной температурой $T_a(t)$ и учитывающим этот рост эффективным источником тепловыделения. Ниже приводится апробирование этой методики путем прямого сопоставления с результатами численного решения исходной нестационарной задачи.