

ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧИ
О ТЕПЛОВИМ ВЗРЫВЕ
ПРИ НАЛИЧИИ СТАДИИ ПРОГРЕВА

А. Г. Мержанов, Ю. М. Григорьев
(Москва)

Расчеты характеристик теплового взрыва при наличии стадии прогрева (начальная температура системы меньше температуры окружающей среды) проводилась в работах [1—4] методами численного интегрирования на ЭВМ.

В данной работе для простейших режимов, описываемых элементарным нестационарным уравнением теплового баланса вида

$$c_p dT/dt = Qk_0 \exp(-E/RT) - \alpha(T - T_0)S/V \quad (1)$$

с начальным условием $t=0$, $T=T_n < T_0$, развита приближенная теория, основанная на стадийных представлениях о протекающем процессе, и получены формулы для расчета периода индукции. Как известно, уравнение (1) справедливо для термически безградиентных процессов и широко применяется в различных конкретных случаях (жидкое вещество в сосуде с мешалкой [5, 6], образец вещества в малотеплоемкой оболочке с большим термическим сопротивлением [7], реагирующая частица в газе [4, 8] и т. д.).

Здесь приняты обозначения: T — температура системы (текущее значение); T_n — начальная температура системы; T_0 — температура окружающей среды; t — время; V — объем системы; S — поверхность; α — коэффициент теплопередачи; Q — тепловой эффект реакции; E — энергия активации; k_0 — предэкспоненциальный фактор; c — теплоемкость вещества; ρ — плотность.

1. Основная цель решения (1) — расчет периода индукции, определяемого интегралом

$$t_{\text{инд}} = \int_{T_n}^{T_\infty} f(T) dT, \quad (2)$$

где $f(T) = [Qk_0 \exp(-E/RT) - \alpha(T - T_0)S/V]^{-1}$, а T_∞ — достаточно большая величина, при которой значение интеграла фактически перестает зависеть от верхнего предела.

Зависимость $t_{\text{инд}}$ от T_n в общем случае достаточно сложна. Однако для наиболее интересных режимов, когда реакция при T_n несуществен-

на, вид этой зависимости легко может быть получен. Для этого выражение (2) перепишем в виде

$$t_{\text{инд}} = \int_0^{T_{\infty}} f(T) dT - \int_0^{T_{\text{н}}} f(T) dT.$$

Производя вычисление второго интеграла при $f(T) \approx \alpha(T - T_0)S/V$, нетрудно получить

$$t_{\text{инд}} = A + B \ln(T_0 - T_{\text{н}}), \quad (3)$$

где A и B не зависят от $T_{\text{н}}$.

Формула (3) удобна для экспериментальной проверки. Для этого нужно проводить опыты при $\alpha S/V = \text{const}$, $T_0 = \text{const}$ и $T_{\text{н}} = \text{var}$, а также выбрать объекты, для которых отсутствуют фазовые превращения в рассматриваемом интервале температур ($T_{\text{н}} \div T_{\infty}$).

Интересно выяснить место теорий, рассматривающих равенство начальной температуры системы и температуры окружающей среды ($T_{\text{н}} = T_0$) [9—12]. С этой целью представим выражение (2) в виде

$$t_{\text{инд}} = t_1 + t_2, \quad (4)$$

где

$$t_1 = \int_{T_{\text{н}}}^{T_0} f(T) dt, \quad \text{а} \quad t_2 = \int_{T_0}^{T_{\infty}} f(T) dT.$$

Величина t_2 представляет собой период индукции, который рассматривается в этих теориях. При $T_0 \rightarrow T_{\text{окр}}$ (где $T_{\text{окр}}$ — критическая температура теплового взрыва) $t_2 \rightarrow \infty$ [10], а t_1 стремится к конечной величине. Отсюда ясно, что формулы классических теорий справедливы лишь вблизи предела теплового взрыва. По мере удаления от предела роль величины t_1 возрастает и при значительном удалении $t_1 \gg t_2$ (при увеличении T_0 величина t_1 медленно растет, а t_2 быстро падает), т. е. взрыв (а вернее, прогрессивное самоускорение реакции) возникает во время стадии прогрева, когда температура вещества еще не достигла значения температуры в окружающей среде. Поэтому анализ теплового взрыва при наличии стадии прогрева в общем случае не сводится к расчету поправки на время прогрева, а имеет принципиальное значение.

2. Произведем выбор масштабной температуры и преобразуем (1) к безразмерному виду.

Как следует из вышеизложенного, температура окружающей среды определяет протекание процесса лишь вблизи критических условий и для данной задачи не может быть с физической точки зрения использована в качестве масштабной. Для этой цели выберем температуру перегиба T_* на кривой $T(t)$, т. е. темпера-

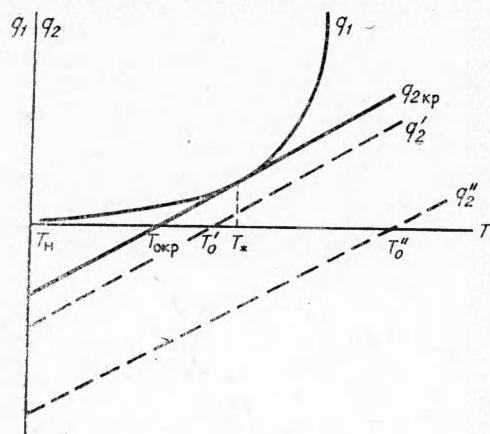


Рис. 1. Диаграмма Н. Н. Семенова [13].

туру в точке касания на диаграмме Семенова [13] (рис. 1). Выражение для T_* имеет вид

$$\frac{QV}{\alpha S} \frac{E}{RT_*^2} k_0 \exp(-E/RT_*) = 1. \quad (5)$$

Выбранная таким образом масштабная температура определяется свойствами вещества и условиями теплообмена и не зависит от T_0 и T_n . Заметим, что в качестве масштабной температуры можно было бы также выбрать критическую температуру теплового взрыва

$$T_{0\text{кр}} = T_* - RT_*^2/E.$$

Вводя обычные безразмерные переменные $\Theta = (T - T_*) E / RT_*^2$ и $\tau = t (QE / c_p RT_*^2) k_0 \exp(-E/RT_*)$ перепишем (1) в виде

$$\begin{aligned} d\Theta/d\tau &= \exp(\Theta/1 + \beta\Theta) - (\Theta - \Theta_0)/\kappa, \\ \tau = 0, \quad \Theta &= \Theta_n < 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $\Theta_n = (T_n - T_*) E / RT_*^2$; $\Theta_0 = (T_0 - T_*) E / RT_*^2$; $\beta = RT_* / E$; $\kappa = (QVE / \alpha SRT_*^2) k_0 \exp(-E/RT_*)$.

Учитывая, что, согласно (5), $\kappa=1$, и производя преобразование экспоненциального члена по Франк-Каменецкому, получаем

$$\begin{aligned} d\Theta/d\tau &= \exp \Theta + \Theta_0 - \Theta, \\ \tau = 0, \quad \Theta &= \Theta_n < 0. \end{aligned} \quad (7)$$

В этих обозначениях критическое условие теплового взрыва Семенова [13] имеет вид: $\Theta_{0\text{кр}} = -1$.

Ниже приведены результаты приближенного решения уравнения (7).

3. Очевидно, что в общем случае протекающий предвзрывной процесс можно представить в виде четырех последовательно протекающих стадий:

а) прогрев вещества только от внешнего источника (за счет тепла, поступившего из окружающей среды); реакция в веществе практически еще не протекает;

б) прогрев вещества как от внешнего, так и от внутреннего (за счет тепловыделения при реакции) источников;

в) саморазогрев вещества с теплотерями в окружающую среду;

г) адиабатический саморазогрев вещества.

Представление об этих стадиях положено в основу приближенного метода решения задачи. Определенная трудность получения результатов связана с тем, что между стадиями нет четких границ, а некоторые стадии в зависимости от условий могут отсутствовать.

Схема расчета заключается в следующем. Каждая стадия, на которую разбивается предвзрывной процесс, описывается приближенно в соответствии с физической картиной явления. В общем виде для i -ой стадии можно записать

$$d\Theta / d\tau = \Phi_i(\Theta_i, \Theta_0), \tau = a \quad \Theta_i = b_i. \quad (8)$$

Функции Φ_i , естественно, для каждой стадии различны. Граница между стадиями (значения величин a_i и b_i) находится из условия «сшивки» решений, которые запишем в виде

$$\begin{aligned} \Theta_{i-1}(a_i) &= b_i, \\ d\Theta_{i-1}/d\tau|_{\tau=a_i} &= d\Theta_i/d\tau|_{\tau=a_i}. \end{aligned} \quad (9)$$

Решая уравнение (8) для каждой стадии и используя (9), можно описать нестационарную картину протекания теплового взрыва и получить формулы для периода индукции.

Аналогичный метод «сшивки» приближенных решений использовался ранее в задачах по распространению пламени [14, 15] и зажиганию [16].

4. Перейдем к математическому описанию рассмотренных стадий. Для стадии прогрева без реакции ($e^\Theta \ll \Theta - \Theta_0$) имеем

$$d\Theta/d\tau = \Theta_0 - \Theta, \quad \tau = 0 \quad \Theta = \Theta_n. \quad (10)$$

Отсюда $\tau = \ln \frac{\Theta_0 - \Theta_n}{\Theta_0 - \Theta}$.

При совместном действии тепловыделения за счет реакции и теплообмена (прогрев с реакцией, саморазогрев с теплоотводом) стадии могут быть приближенно описаны комбинацией случаев, в которых экспоненциальная функция заменяется разложением в ряд в окрестности температуры среды $\Theta = \Theta_0$ и температуры перегиба $\Theta = 0$. Здесь рассмотрим три случая.

а) $e^\Theta \approx e^{\Theta_0} (1 + \Theta - \Theta_0)$ — линейзация в окрестности $\Theta = \Theta_0$:

$$d\Theta/d\tau = e^{\Theta_0} - (e^{\Theta_0} - 1)\Theta_0 + (e^{\Theta_0} - 1)\Theta, \quad \tau = a_i \quad \Theta = b_i. \quad (11)$$

Решение (11): $\tau - a_i = (e^{\Theta_0} - 1)^{-1} \ln \frac{e^{\Theta_0} - (e^{\Theta_0} - 1)\Theta_0 + (e^{\Theta_0} - 1)\Theta}{e^{\Theta_0} - (e^{\Theta_0} - 1)\Theta_0 + (e^{\Theta_0} - 1)b_i}$.

б) $e^\Theta \approx 1 + \Theta$ — линейзация в окрестности точки перегиба

$$d\Theta/d\tau = 1 + \Theta_0, \quad \tau = a_i \quad \Theta = b_i. \quad (12)$$

Решение (12): $\tau - a_i = (\Theta - b_i) / (1 + \Theta_0)$.

в) $e^\Theta \approx 1 + \Theta + \Theta^2/2$ — квадратичная аппроксимация в окрестности точки перегиба [10]

$$d\Theta/d\tau = 1 + \Theta_0 + \Theta^2/2, \quad \tau = a_i \quad \Theta = b_i. \quad (13)$$

Решение (13): $\tau - a_i = \frac{2}{\sqrt{2(1 + \Theta_0)}} \left[\arctg \frac{\Theta}{\sqrt{2(1 + \Theta_0)}} - \arctg \frac{b_i}{\sqrt{2(1 + \Theta_0)}} \right]$.

Для адиабатического протекания реакции ($e^\Theta \gg \Theta - \Theta_0$) имеем

$$d\Theta/d\tau = \exp \Theta, \quad \tau = a_i \quad \Theta = b_i. \quad (14)$$

Решение (14): $\tau - a_i = e^{-b_i} - e^{-\Theta}$.

Период индукции $\tau_{\text{инд}}$ определяется как $\tau_{\text{инд}} = \sum_i \tau_i$, где τ_i — вре-

мя протекания каждой стадии. Для последней стадии в качестве верхнего предела интегрирования можно взять значение Θ , равное ∞ .

Картина предвзрывного нарастания температуры вблизи и вдали от предела существенно различна (рис. 2). Вблизи от предела, как показал Франк-Каменецкий [10], период индукции определяется временем

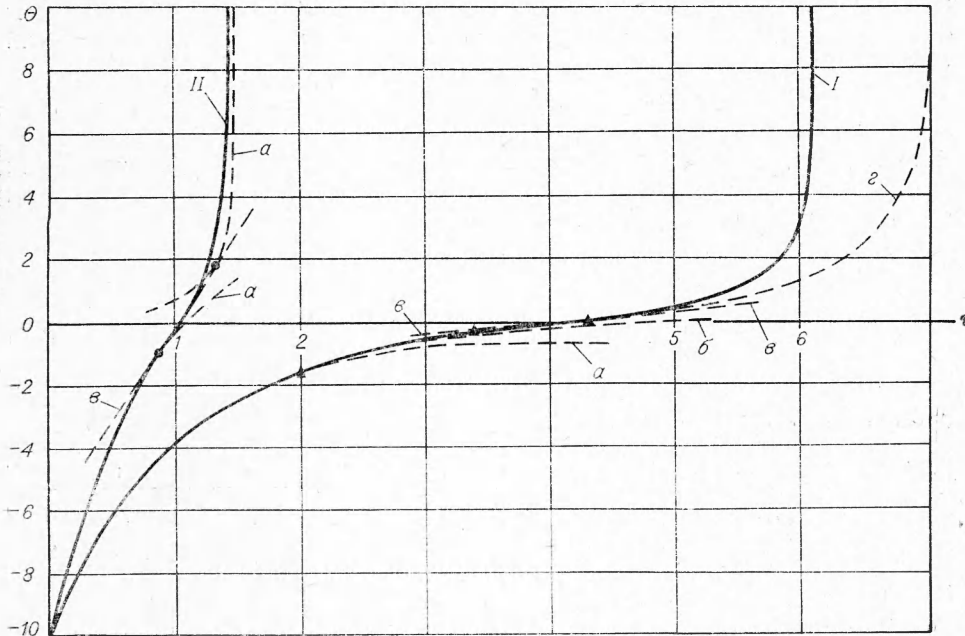


Рис. 2. Характер нарастания температуры вещества со временем при наличии стадии прогрева (точками отмечены границы стадий). Расчет на ЭВМ: I— $\Theta_n = -10$, $\Theta_0 = -0,45$; II— $\Theta_n = -10$, $\Theta_0 = 5,36$. Расчетные зависимости: а — решение (10); б — (11); в — (12); з — (13); д — (14).

прохождения узкого зазора между кривыми теплоприхода и теплоотвода на диаграмме Семенова (см. рис. 1), т. е. основной стадией протекания процесса является саморазогрев вещества с теплотерями в окружающей среду. Вдали же от предела эта стадия вообще отсутствует. Поэтому получить единую формулу для периода индукции не удастся.

Вблизи от предела ($T_0 \text{ кр} < T_0 < T_*$; q_2 на рис. 1) для описания процесса используем следующие стадии: прогрев без реакции (10), нагрев с линейной аппроксимацией экспоненты в окрестности точки $\Theta = \Theta_0$ (11) и саморазогрев с теплотерями, описываемый стадиями (12) и (13). В результате «сшивки» решений (10)—(13) получаем для температур b_i на границе стадий и периода индукции следующие выражения:

$$b_1 = \Theta_0 - 1, \quad b_2 = [1 + (\Theta_0 - 1) e^{\Theta_0}] / (e^{\Theta_0} - 1), \quad b_3 = 0,$$

$$\tau_{\text{инд}} = \ln(\Theta_0 - \Theta_n) + \frac{\ln(1 + \Theta_0)}{\exp \Theta_0 - 1} + \frac{\pi}{\sqrt{2(1 + \Theta_0)}} +$$

$$+ \frac{1 + (\Theta_0 - 1) \exp \Theta_0}{(1 + \Theta_0)(1 - \exp \Theta_0)}. \quad (15)$$

Область применимости формулы (15) определяется условиями:

$$-1 < \Theta_0 < 0 \text{ и } \Theta_n \leq \Theta_0 - 1.$$

Отметим, что вблизи предела может быть осуществлен также иной подход к расчету периода индукции. В соответствии с выражением (4) период индукции представим в виде

$$\tau_{\text{инд}} = \tau_1 + \tau_2.$$

Величина τ_1 является временем прогрева вещества до температуры окружающей среды и может быть найдена с использованием стадий (10) и (11)

$$\tau_1 = \ln(\Theta_0 - \Theta_n) + \Theta_0 / (\exp \Theta_0 - 1). \quad (16)$$

Величина τ_2 , представляющая собой период индукции при отсутствии стадии прогрева, может быть рассчитана с использованием имеющихся в литературе данных.

Так, например, применяя [12], имеем

$$\tau_2 = e^{-\Theta_0} \left[1 + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{m!}{(m+1)^{m+1}} e^{-\Theta_0 m} \right], \quad (\Theta_0 \gg -1). \quad (17)$$

Аналогично из [11] следует

$$\tau_2 = \frac{2 \exp(-\Theta_0)}{\sqrt{4 - [0,72 - \exp(-\Theta_0)]^2}} \left[\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} \frac{0,72 - \exp(-\Theta_0)}{\sqrt{4 - [0,72 - \exp(-\Theta_0)]^2}} \right] \quad (18)$$

Зная τ_1 и τ_2 , находим $\tau_{\text{инд}}$.

Вдали от предела ($T_0 > T_*$; q_2 (см. рис. 1)) при расчете периода индукции используем стадии прогрева без реакции (10), прогрева с линейной аппроксимацией экспоненты в окрестности точки перегиба (12) и адиабатического саморазогрева (14). В этом случае

$$b_1 = -1, \quad b_2 = \ln(1 + \Theta_0),$$

$$\tau_{\text{инд}} = \ln \frac{\Theta_0 - \Theta_n}{1 + \Theta_0} + \frac{2 + \ln(1 + \Theta_0)}{1 + \Theta_0}. \quad (19)$$

Формулы (19) справедливы при $\Theta_0 > 0$ и $\Theta_n \leq -1$. Эта формула позволяет рассчитывать $\tau_{\text{инд}}$ и при очень большом удалении от предела ($\Theta_0 \gg 1$). Однако следует заметить, что в этом случае использование в качестве масштабной температуры T_* нестрого, так как перегиб кривой $T(t)$ вырождается и заметное протекание реакции начинается при более высоких температурах. При больших T_0 можно пренебречь T по сравнению с T_0 во втором члене уравнения (1), т. е. полагать, что за период индукции интенсивность нагрева вещества внешним источником не меняется. Фактически имеет место тепловой взрыв при линейном нагреве вещества. В этом случае масштабную температуру T_* удобно выбрать из условия равенства интенсивности нагрева внешним источником и теплотприхода за счет реакции

$$Q k_0 \exp(-E/RT_*) = \alpha T_0 S/V, \quad (20)$$

$$T_* = \left[\ln \frac{Q V k_0}{\alpha S T_0} \right]^{-1} E/R.$$

Здесь уже масштабная температура зависит от температуры источника T_0 .

Вводя безразмерные величины (таким же способом, как это сделано выше) с новой масштабной температурой T'_* , получаем

$$d\Theta'/d\tau' = \exp \Theta' + 1$$

при

$$\tau' = 0 \quad \Theta' = \Theta_n, \tag{21}$$

отсюда

$$\tau'_{\text{инд}} = \int_{\Theta_n}^{\infty} (\exp \Theta' + 1)^{-1} d\Theta' = \ln(1 + e^{-\Theta_n}). \tag{22}$$

5. Проанализируем различные стадии в процессе протекания теплового взрыва на диаграмме Θ ; Θ_0 . Как уже отмечалось, строгих границ между стадиями нет. Для определения условных границ возможны разные подходы. Один из них связан с использованием координат точек «сшивки» приближенных решений (рис. 3, 1). Условные границы для двух предельных режимов — прогрева без реакции и адиабатического саморазогрева — могут быть получены также исходя из соотношения

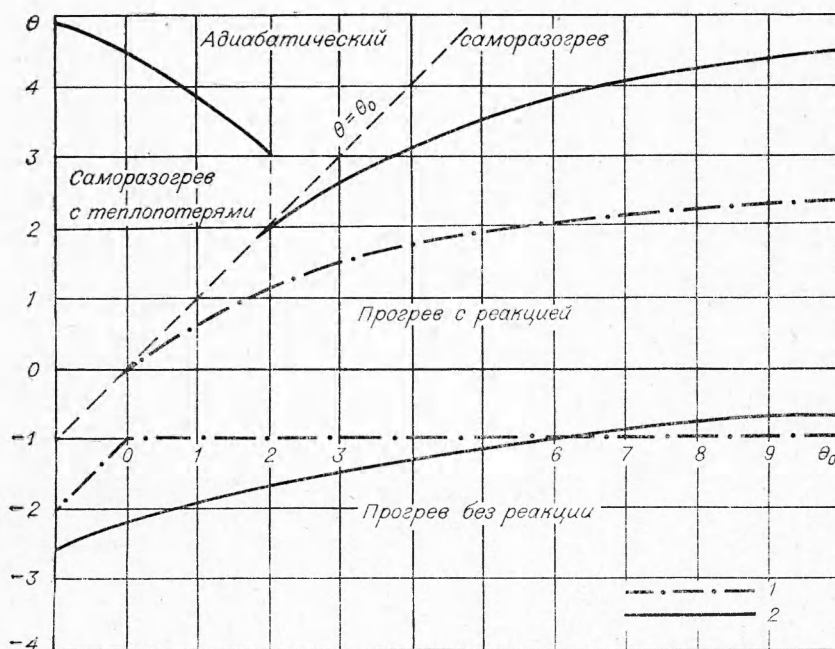


Рис. 3. Различные стадии в процессе протекания теплового взрыва.

между скоростями тепловыделения q_1 и теплообмена (телоприхода или теплоотвода) q_2 . Согласно (7), $q_1/q_2 = e^{\Theta} / |\Theta - \Theta_0|$ или $q_1/q_2 = e^{\Theta_0} (\exp \vartheta) / |\vartheta|$, где $\vartheta = \Theta - \Theta_0$. Вид функции $f(\vartheta) = e^{\vartheta} / |\vartheta|$ изображен на рис. 4. Для стадии прогрева без реакции $q_1/q_2 = \omega$, для стадии адиабатического саморазогрева $q_1/q_2 = \omega^{-1}$, где $\omega \ll 1$. На рис. 3, 2 про-

ведены условные границы для значения $\omega = e^{-3}$. Граница адиабатической стадии (рис. 3) при $-1 < \Theta_0 < 2$ соответствует третьей ветви пересечения $f(\vartheta)$ с прямой $f(\vartheta) = \text{const}$, а при $\Theta_0 > 2$ с первой ветвью.

Промежуточные стадии (прогрев с реакцией, разогрев с теплотерями) разделены на рис. 3 линией $\Theta = \Theta_0$.

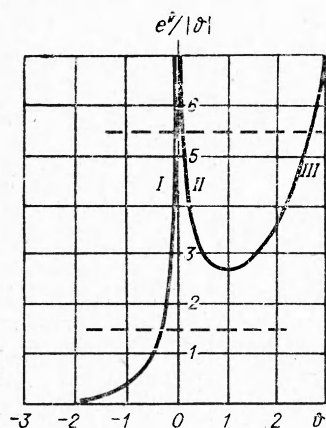


Рис. 4. Зависимость $f(\vartheta) = e^{\vartheta} / |\vartheta|$.

Диаграмма рис. 3 в первом приближении позволяет проанализировать, какие стадии протекания теплового взрыва имеют место при любых начальных температурах. Например, для значений $\Theta_0 = 4$ получаем, что при $\Theta_n = -4$ реакция при начальной температуре несущественна, при $\Theta_n = 0$ идет прогрев вещества внешним источником с одновременным тепловыделением за счет реакции, при $\Theta_n = 4$ с самого начала реакция протекает адиабатически. Протекание процесса соответствует на диаграмме перемещению вверх от точки с ординатой $\Theta = \Theta_n$.

6. С целью проверки полученных приближенных формул для периода индукции было проведено численное интегрирование уравнения (6) при $\kappa \equiv 1$ на ЭВМ. Результаты сравнения точных (расчеты на ЭВМ) и приближенных решений для периодов индукции приведены в табл. 1, 2.

Как видно из таблиц, точность формулы (15) $\sim 14\%$, формулы (16) в комбинации с (17) $\sim 2\%$, формулы (16) в комбинации с (18) $\sim 11\%$ и формулы (19) $\sim 3\%$.

В работах [12, 17] показано, что зависимость $\tau_{\text{инд}}$ от β для случая $T_n = T_0$ имеет вид $\tau_{\text{инд}} = \tau_{\text{инд}}^0 (1 + \epsilon\beta)$, где $\epsilon = 2$. При наличии стадии

Таблица 1

Значение параметров		Точное решение		Приближенное решение по формулам		
Θ_0	$-\Theta_n$	$\beta = 0$	$\beta = 0,03$	(15)	(16) и (18)	(16) и (17)
$-1 < \Theta_0 < 0$						
-0,76	25	10,30	10,50	11,77	11,77	10,28
	20	10,00	10,29	11,53	11,54	10,05
	15	9,73	9,93	11,23	11,23	9,75
	10	9,30	9,55	10,80	10,80	9,31
-0,68	25	9,00	9,22	10,35	10,24	9,10
	20	8,77	8,99	10,12	10,00	8,87
	15	8,47	8,69	9,83	9,71	8,57
	10	8,04	8,26	9,40	9,28	8,14
-0,45	25	7,03	7,20	8,20	7,90	7,29
	20	6,80	6,97	7,98	7,58	6,97
	15	6,51	6,67	7,68	7,29	6,68
	10	6,09	6,25	7,25	6,87	6,26
-0,20	25	5,94	6,07	7,06	6,96	6,15
	20	5,72	5,85	6,83	6,73	5,92
	15	5,42	5,56	6,54	6,44	5,63
	10	5,01	5,15	6,13	6,03	5,22

Таблица 2

Значение параметров		Точное решение		Приближенное решение по формуле (19)
Θ_0	$-\Theta_H$	$\beta=0$	$\beta=0,03$	
$\Theta_0 > 0$				
0,096	25	5,12	5,23	5,04
	20	4,90	5,01	4,82
	15	4,61	4,73	4,53
	10	4,21	4,32	4,13
5,36	25	2,10	2,14	2,17
	20	1,92	1,97	1,99
	15	1,70	1,74	1,77
	10	1,41	1,46	1,48
23,5	25	0,864	0,884	0,895
	20	0,755	0,776	0,783
	15	0,633	0,654	0,663
	10	0,494	0,515	0,525
46,7	25	0,513	0,527	0,528
	20	0,441	0,455	0,459
	15	0,363	0,377	0,378
	10	0,279	0,292	0,305
98,0	25	0,275	0,283	0,282
	20	0,233	0,242	0,241
	15	0,190	0,198	0,198
	10	0,145	0,153	0,153

прогрева зависимость $\tau_{нд}(\beta)$ при соответствующем выборе масштабной температуры является более слабой, так как время прогрева от β практически не зависит. Из данных, приведенных в таблицах, следует, что при $\Theta_0 < 0$ величина $\varepsilon \sim 0,8$, при $\Theta_0 > 0$ $\varepsilon \sim 1,3$.

В заключение авторы благодарят С. А. Бостанджияна за помощь в составлении программы расчетов на ЭВМ.

Поступила в редакцию
28/1 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Zinn, C. L. Mader. J. Appl. Phys., 1960, 31, 2, 323.
2. А. Г. Мержанов, В. Г. Абрамов, В. Т. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 1, 156.
3. В. Г. Абрамов, В. Т. Гонтковская, А. Г. Мержанов. Изв. АН СССР, сер. хим., 1966, 3, 429; Изв. АН СССР, сер. хим., 1966, 5, 823; Изв. АН СССР, сер. хим., 1967, 1, 26.
4. Ю. М. Григорьев, Э. И. Максимов, А. Г. Мержанов. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 1, 93.
5. Ф. И. Дубовицкий, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. Изв. АН СССР, ОХН, 1960, 6, 1124.
6. А. Г. Мержанов, В. В. Барзыкин и др. ЖФХ, 1961, 35, 9, 2083.
7. В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. ЖФХ, 1964, 38, 11, 2640.
8. Ю. М. Григорьев, Э. И. Максимов, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1966, 157, 6, 1427.
9. О. М. Тодес. ЖФХ, 1939, 3, 7, 868.
10. Д. А. Франк-Каменецкий. ЖФХ, 1946, 20, 2, 139.

11. P. Gray, M. J. Haugre. *Trans. Far. Soc.*, 1959, **55**, 436, 581.
12. А. Г. Мержанов, Ю. М. Григорьев. Докл. АН СССР, 1967.
13. Н. Н. Семенов. *ЖРФХО*, ч. физ., 1928, **60**, стр. 241.
14. Я. Б. Зельдович. *ЖФХ*, 1948, **22**, 1.
15. О. А. Цуханова. Сб. «Кинетика и распространение пламени». М., Изд-во АН СССР, 1959.
16. В. Н. Вилунов. *ФГВ*, 1966, **2**, 77.
17. В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская и др. *ПМТФ*, 1964, **3**, 118.