

ДИНАМИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ ТЕПЛОГО ВЗРЫВА.  
III. ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ ПРИ НАГРЕВЕ  
И ВОПРОСЫ ПЕРЕХОДА ОТ САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ  
К ЗАЖИГАНИЮ

А. Г. Струнина, В. Т. Гонтковская, А. Г. Мержанов  
(Москва)

В работах [1, 2] проведен теоретический анализ явления теплового взрыва в условиях изменения температуры окружающей среды (нагрев, охлаждение) с постоянной скоростью. Для решения задачи была использована система уравнений, не рассматривающая распределение температуры в реагирующем веществе. В данной работе приводятся результаты численного решения уравнений теплового взрыва при нагреве, записанных с учетом распределения температуры. Постановка данной задачи представляет интерес как для обоснования полученных ранее решений, так и для рассмотрения вопроса о закономерностях перехода от самовоспламенения к зажиганию в динамических условиях.

Исходная система уравнений в безразмерных величинах имеет вид:

$$\omega \gamma \frac{\partial \theta}{\partial \theta_0} = \varphi(\eta) \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta} + \frac{1}{\delta_* (Bi)} \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \frac{\eta}{\xi} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right), \quad (1)$$

$$\omega \frac{\partial \eta}{\partial \theta_0} = \varphi(\eta) \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta}. \quad (2)$$

Граничные условия:  $\xi = 1, \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = -Bi(\theta - \theta_0); \xi = 0, \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0.$

Начальные условия:  $\theta_0 = \theta_n, \theta = \theta_n, \eta = 0.$

Величины  $\theta, \theta_0, \theta_n, \omega, \beta, \gamma$  имеют тот же смысл, что и в работе [1];  $\xi$  — относительное расстояние от центра системы ( $0 \leq \xi \leq 1$ );  $Bi$  — критерий Био ( $0 \leq Bi \leq \infty$ );  $\delta_*$  — критическое значение параметра Д. А. Франк-Каменецкого. Зависимость  $\delta_*(Bi)$  известна из стационарной теории теплового взрыва [3].

Система (1), (2) решалась численно на электронно-вычислительной машине для режима нагрева ( $\omega > 0, \theta_n < 0$ ) реакции 1-го порядка  $\varphi(\eta) = 1 - \eta$  и значениях параметров:  $n = 1$  (цилиндрическая область),  $\beta = 0,03, \gamma = 0,005$ . Проводился расчет температурного поля  $\theta = 0$  ( $\xi, \theta_0, \omega, Bi$ ) и некоторых связанных с ним величин.

Как известно, во взрывчатой системе в зависимости от условий могут быть осуществлены различные режимы воспламенения — самовоспламенение (тепловой взрыв) и зажигание. Вопрос о закономерностях

перехода от самовоспламенения к зажиганию был впервые поставлен в статье [4] и позднее подробно проанализирован. Эти исследования относились к статическим условиям воспламенения. Как показывает анализ и результаты численного решения, аналогичные закономерности воспламенения имеют место и в динамических условиях нагрева; при этом роль

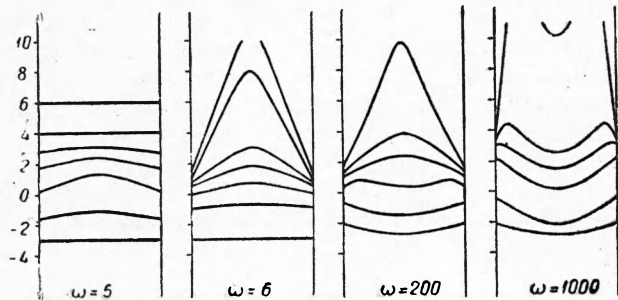


Рис. 1. Нестационарные профили температур для мономолекулярной реакции при  $Bi = \infty$  и разных значениях  $\omega$ .

основного параметра, определяющего смену режимов, играет величина скорости нагрева  $\omega$  (в статической задаче такой величиной является критерий Д. А. Франк-Каменецкого  $\delta$ ).

Результаты расчетов, проведенных по методологической схеме работы [4], проиллюстрированы для  $Bi = \infty$  на рис. 1—3.

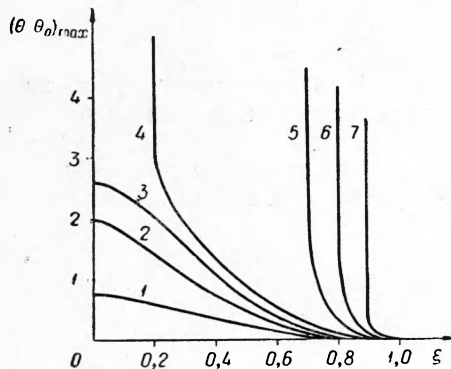


Рис. 2. Кривые перемещения максимума разогрева при  $Bi = \infty$   
1 —  $\omega = 400$ ; 2 —  $\omega = 500$ ; 3 —  $\omega = 525$ ; 4 —  $\omega = 550$ ;  
5 —  $\omega = 1000$ ; 6 —  $\omega = 1500$ ; 7 —  $\omega = 2500$ .

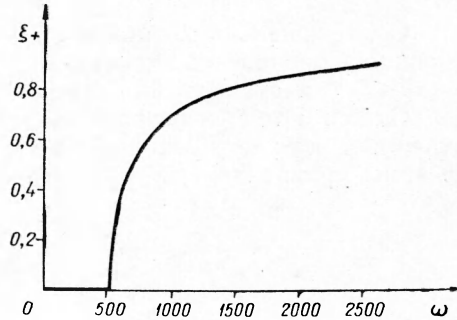


Рис. 3. Зависимость  $\xi_*$  от  $\omega$  при  $Bi = \infty$ .

В зависимости от величины  $\omega$  можно выделить четыре режима протекания явления:

- 1)  $\omega < \omega_*$  — воспламенения не происходит;
- 2)  $\omega_* < \omega < \omega'_*$  — область самовоспламенения. При нагреве вблизи поверхности зарождается максимум разогрева, который затем растет и перемещается к центру системы (воспламенение начинается в центре);
- 3)  $\omega > \omega'_*$  — переходная область к зажиганию. Максимум разогрева не успевает дойти до центра, и воспламенение начинается на некотором расстоянии от него, при увеличении  $\omega$  координата возникновения воспламенения перемещается к поверхности;

4)  $\omega \gg \omega'_*$  — предельная область зажигания. Для зажигания, как показывает анализ уравнений, проведенный на основе теории подобия<sup>1</sup>,  $\xi_+ \simeq 1 - \frac{\text{const}}{\sqrt{\omega}}$ . Это выражение является асимптотой для кривой  $\xi_+(\omega)$  (рис. 3) при  $\omega \rightarrow \infty$ .

Конкретные значения  $\omega_*$  и  $\omega'_*$  приведены в таблице. Как видно из таблицы, область самовоспламенения в динамических условиях значительно шире, чем в статических. Это связано с тем, что в динамическом режиме условия для формирования максимума разогрева вблизи поверхности менее благоприятны, чем в статических, из-за роста температуры на поверхности системы.

Значения  $\omega_*$ ,  $\omega'_*$  и ширина области воспламенения  $\frac{r'_*}{r_*}$  в зависимости от  $Bi$

$Bi$	Динамическая задача $\omega \sim \omega r^2$		Статическая задача $\delta \sim r^2 \exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right)$		$r'_*/r_*$	
	$\omega_*$	$\omega'_*$	$\delta_*$	$\delta'_*$	при $W = \text{const}$	при $T_0 = \text{const}$
$\infty$	$5,75 \pm 0,25$	$538 \pm 13$	2,07	12,2	9,7	2,43
5	$5,75 \pm 0,25$	$587 \pm 13$	1,44	9,2	10,4	2,53
1	$5,75 \pm 0,25$	$838 \pm 13$	0,595	8,1	21	3,7

С уменьшением  $Bi$  область самовоспламенения в динамических условиях расширяется, причем это расширение незначительно при  $5 < Bi < \infty$  и существенно при  $Bi < 5$ .

Сравним теперь результаты проведенных расчетов с решением, полученным без учета распределения температур, т. е. при интегрировании системы уравнений

$$\gamma \omega \frac{d\theta}{d\theta_0} = \varphi(\eta) \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta} - \frac{1}{\alpha_*} (\theta - \theta_0), \quad (3)$$

$$\omega \frac{d\eta}{d\theta_0} = \varphi(\eta) \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta} \quad (4)$$

с начальными условиями  $\theta_0 = \theta_n$ ,  $\theta = \theta_n$ ,  $\eta = 0$ . Эта система является предельным выражением общей задачи (1)–(2) при очень малых значениях  $Bi$ .

Как видно из таблицы,  $\omega_* = 5,75 \pm 0,25$  и от величины  $Bi$  не зависит. Решение (3)–(4) дает такое же значение критической скорости нагрева  $\omega_* = 5,65$ . Очевидно, что  $\omega_*$  не должно зависеть и от формы области. Такое постоянство  $\omega_*$  является следствием удачного выбора масштаба температуры (в качестве масштабной температуры при преобразовании к безразмерному виду выбиралось критическое значение температуры в статическом режиме [1]). Зависимость размерной величины скорости на-

<sup>1</sup> При проведении анализа пренебрегалось квадратичной зависимостью от температуры по сравнению с экспоненциальной.

грева от условий теплообмена проявляется только через величину критической температуры

$$\omega_* = 5,75 \cdot \frac{R T_*^2}{E} \cdot K_0 \exp\left(-\frac{E}{R T_*}\right).$$

Величина  $T_*$  определяется из формул стационарной теории теплового взрыва:

$$\frac{Q}{\lambda} \cdot \frac{E}{R T_*^2} r^2 K_0 \exp\left(-\frac{E}{R T_*}\right) = \delta_n \varphi(Bi),$$

где  $\delta_0=0,88$ ,  $\delta_1=2,00$ ,  $\delta_2=3,32$ , а

$$\varphi(Bi) = \frac{Bi}{2} (\sqrt{Bi^2+4} - Bi) \exp \frac{\sqrt{Bi^2+4} - Bi - 2}{Bi}.$$

Сравнение величин температуры, при которой наступает воспламенение  $\theta_{0+}$ , полученных из уравнений (1)—(2) и (3)—(4), приведено на рис. 4 (кривые 1 и 2). Из рисунка видно, что во всей области самовоспламенения расхождение кривых невелико (максимальное расхождение равно 0,17, что соответствует согласно [1]  $\sim 2^\circ \text{C}$ ).

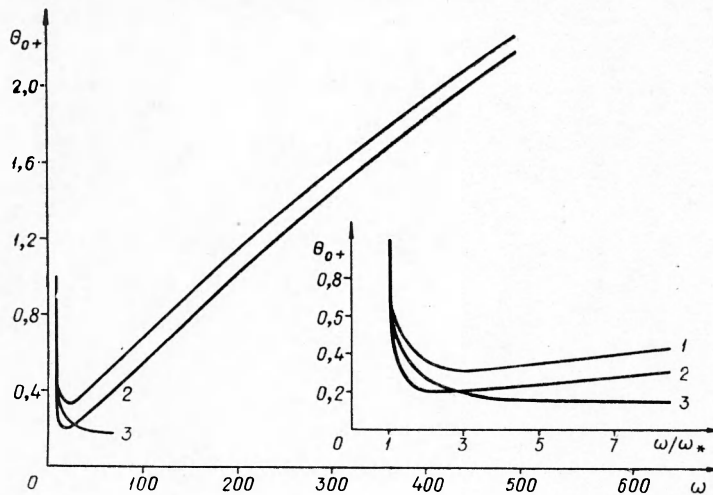


Рис. 4. Зависимость  $\theta_{0+}$  от  $\omega$  при различных значениях  $Bi$ .  
1 —  $Bi \rightarrow 0$ ; 2 —  $Bi = \infty$ ; 3 — квазистационарное решение.

Таким образом, расчет  $\theta_{0+}$  и  $\omega_*$  в режиме самовоспламенения можно производить с удовлетворительной точностью из решения системы уравнений (3)—(4).

Зависимость  $\theta_{0+} = j(\omega)$  (рис. 4, кривая 3), полученная из квазистационарного приближения системы (3)—(4), показывает, что вблизи критической скорости  $\theta_{0+}$  может быть рассчитана по аналитическим формулам, приведенным в статье [1].

В данной работе все исследования проводились для реакции 1-го порядка. Вдали от  $\omega_*$  (при  $\omega \gg \omega_*$ ) выгорание ничтожно мало, и для расчета температурного поля (и, следовательно,  $\theta_{0+}$  и  $\xi_+$ ) можно пользоваться моделью реакции нулевого порядка.

Поступила в редакцию  
22/1 1965

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов, А. Г. Струнина. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 1.
  2. А. Г. Мержанов, А. Г. Струнина, З. Б. Майофис. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 2.
  3. В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1958, 120, 6.
  4. А. Г. Мержанов, В. Г. Абрамов, В. Т. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 156.
-