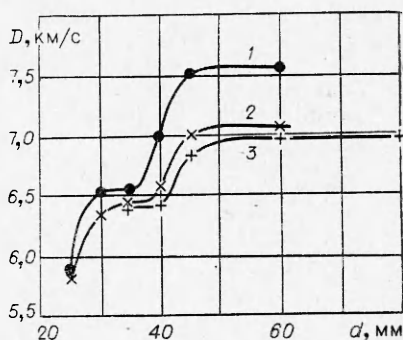


Рис. 3. Зависимость скорости детонации от диаметра заряда в наполненных системах гексогена с водой (1), четыреххлористым углеродом (2) и ацетоном (3).



Как видно из рис. 3, качественно зависимости  $D(d)$  для различных наполнителей подобны, и близки давления, при которых наблюдается плато. Это указывает на то, что поджигание ВВ за счет разогрева наполнителя, как и в опытах по торможению, не оказывает существенного влияния на разложение ВВ. Изменение механизма разложения, как и в опытах с тротилом, состоит в переходе от близкого к гомогенному взрыву (участок выше плато на зависимости  $D(d)$ ), к очаговому механизму разложения (область плато и ниже).

Таким образом, из полученных данных следует, что разложение наполненных систем в ударных и детонационных волнах определяется в основном характером и степенью нагрева самого ВВ. Поджигание частиц ВВ наполнителем не играет существенной роли. Возможно, оно будет существенно в системах, где полностью исключены дефекты внутри и по границам частиц.

Поступила в редакцию  
12/VIII 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. К. Шведов, А. Н. Дремин и др. ФГВ, 1974, 10, 4.
2. К. К. Шведов, А. Н. Дремин.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1977.
3. К. К. Шведов, С. А. Колдунов.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
4. А. Н. Афанасенков, В. М. Богомолов, И. М. Воскобойников.— В сб.: Взрывное дело, № 68/25. М., «Недра», 1970.
5. И. М. Воскобойников, А. Н. Афанасенков, В. М. Богомолов. ФГВ, 1967, 3, 4.
6. A. G. Merzhanov, A. E. Averson. Comb. and Flame, 1971, 16.
7. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964.
8. А. Н. Афанасенков, В. А. Даниленко. ФГВ, 1975, 11, 6.
9. В. И. Николаевский. ПМТФ, 1969, 3.
10. Г. А. Богачев. ПМТФ, 1973, 4.
11. А. Я. Апин, И. М. Воскобойников, Г. С. Соснова. ПМТФ, 1963, 5.
12. А. Я. Апин, Г. В. Димза. Докл. АН СССР, 1970, 192.

#### К СТАЦИОНАРНОЙ ТЕОРИИ ТЕПЛООВОГО ВЗРЫВА

Е. А. Еремин, А. К. Колесников

(Пермь)

В работе рассматривается обобщение известной задачи Д. А. Франк-Каменецкого о тепловом взрыве в среде, где протекает экзотермическая химическая реакция [1], на случай слоя с проницаемыми границами. Через одну из границ с постоянной скоростью осуществляется однородный вдув реагента, а через другую — отсасывание с такой же скоростью. Рассматривается бесконечный слой толщиной  $d$ , ограниченный проницаемыми плоскостями  $z=0$ ;  $d$  и заполненный химически активной

средой. В результате реакции нулевого порядка во всем объеме слоя выделяется тепло. Мощность тепловыделения зависит от температуры и определяется законом Аррениуса. Границы слоя поддерживаются при постоянной одинаковой температуре  $T_0$ . Вдоль поперечной координаты  $z$  осуществляется однородный продув реагента с постоянной скоростью  $\vec{v}$ . Направление поперечного продува не влияет на критические условия теплового взрыва; в дальнейшем для определенности полагаем, что вектор  $\vec{v}$  совпадает по направлению с осью  $z$ .

Как и в [1], предполагаем, что теплообмен в слое имеет кондуктивный характер и свободная конвекция отсутствует. Стационарные состояния реагирующей среды описываются нелинейным одномерным уравнением теплопроводности с источниками

$$\chi\Theta'' - v\Theta' + Q/\rho c_p \cdot k_0 \exp(-E/RT) = 0 \quad (1)$$

(штрихом обозначено дифференцирование по  $z$ ). Здесь  $\Theta = T - T_0$  — температура, отсчитываемая от ее значения на границах;  $\chi$  и  $c_p$  — коэффициент температуропроводности среды и теплоемкость при постоянном давлении;  $\rho$  — плотность при  $\Theta = 0$ ;  $Q$  — тепловой эффект реакции;  $k_0$  — предэкспоненциальный множитель;  $E$  — энергия активации;  $R$  — универсальная газовая постоянная.

В безразмерной форме уравнение (1) имеет вид

$$\Theta'' - \text{Pe} \Theta' + \delta \exp[\Theta/(1 \pm \beta\Theta)] = 0, \quad (2)$$

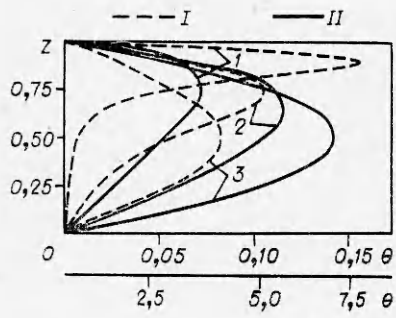
где  $\Theta$  — безразмерная температура. В качестве единиц измерения расстояния и температуры выбраны соответственно  $d$  и  $RT_0^2/E$ . На границах слоя выполняются условия

$$\Theta = 0 \text{ при } z = 0; 1. \quad (3)$$

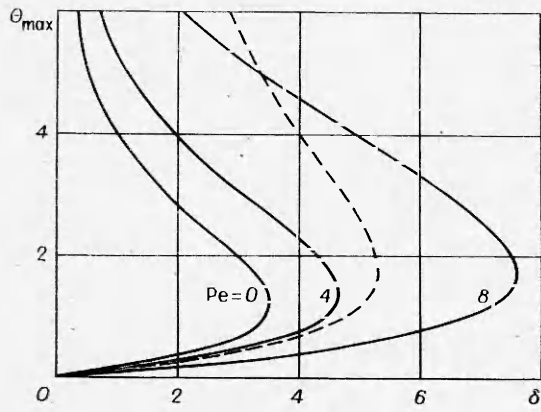
Уравнение (2) содержит три безразмерных параметра:  $\delta = QEd^2k_0 \exp \times \times (-E/RT_0) \times RT_0^2$  — параметр Франк-Каменецкого ( $\chi = \chi\rho c_p$  — коэффициент теплопроводности);  $\text{Pe} = vd/\chi$  — число Пекле, характеризующее продув;  $\beta = RT_0/E$ . Решение краевой задачи (2), (3) для различных значений параметров дает вид равновесных распределений и условий их существования.

В частном случае  $\text{Pe} = 0$  (отсутствие продува) (2) сводится к известному уравнению стационарной теории теплового взрыва Франк-Каменецкого, которое для граничных условий (3) решено в [1]. Согласно [1], в области  $0 \leq \delta < \delta_*$  в слое возможны два равновесных «теплопроводных» режима, которым соответствуют симметричные относительно середины слоя температурные распределения. При  $\delta > \delta_*$  стационарные состояния невозможны, и в системе происходит тепловой взрыв. Для бесконечного плоского слоя при  $\beta = 0$   $\delta_* = 3,514$  [1]. Влияние  $\beta$  на значение  $\delta_*$  проанализировано в [2, 3]. В работе [4] уравнение (2) решается для слоя, границы которого имеют конечную теплопроводность.

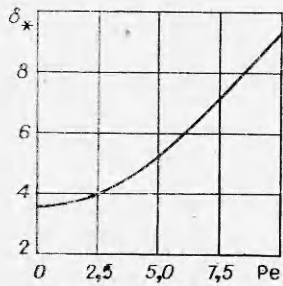
В общем случае ( $\text{Pe} \neq 0$ ) нелинейная краевая задача (2), (3) решалась численно методом Рунге — Кутты. Результаты решения показывают, что для фиксированного числа Пекле, как и при  $\text{Pe} = 0$ , существует интервал значений  $\delta$ , в котором в системе возможны два стационарных «теплопроводных режима». Верхняя граница этого интервала  $\delta_*$  по-прежнему определяет порог теплового взрыва. С увеличением интенсивности продува вид равновесных распределений температуры сильно изменяется: для обоих решений симметрия температурных профилей нарушается и зона наибольшего разогрева смещается к границе  $z = 1$ . На рис. 1 приведены распределения  $\Theta(z)$  для  $\beta = 0$ ,  $\delta = 1$  и  $\text{Pe}$ , равному 10 (1), 4 (2) и 0 (3). Профили первого (нижнего) решения, соответствующего меньшим разогревам, показаны на рис. 1, I; кривые на рис. 1, II



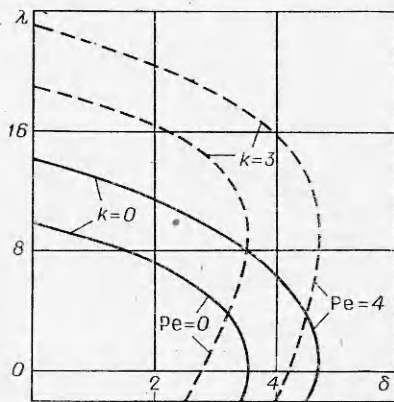
Puc. 1.



Puc. 2.



Puc. 3.



Puc. 4.

отвечают второму (верхнему) решению, характеризующему более высокими температурами внутри слоя.

Важной характеристикой стационарных тепловых процессов является максимальная температура в слое  $\Theta_{\max}$ . На рис. 2 изображено семейство кривых  $\Theta_{\max}(\delta)$  для нескольких чисел Пекле и  $\beta=0$ . При  $Pe=0$  получается известное решение Франк-Каменецкого [1]. С ростом  $Pe$  происходит увеличение порогового значения параметра Франк-Каменецкого  $\delta_*$  и предвзрывного разогрева  $\Theta_{\max}(\delta_*)$ . Штриховая линия на рис. 2 соответствует  $Pe=4$  и  $\beta=0,1$ . Малый параметр  $\beta$  (его значения, как правило, не превышают 0,1) слабо изменяет нижний стационарный режим и  $\delta_*$ , однако при переходе на верхнее равновесное решение его влияние становится более существенным.

Зависимость критической величины параметра Франк-Каменецкого от числа Пекле приведена на рис. 3. Видно, что продув приводит к значительному повышению порога теплового взрыва. Функцию  $\delta_*(Pe)$  при  $Pe < 4$  с точностью до 3% можно аппроксимировать полиномом

$$\delta_* = 3,514 + 0,0485Pe^2 + 0,0015Pe^4.$$

При больших  $Pe$  имеет место линейная зависимость  $\delta_*(Pe)$ .

Некоторые качественные выводы об устойчивости полученных равновесных режимов можно получить с помощью диаграмм Семенова, аналогично тому, как это делается при отсутствии продува [1]. Для более детального решения проблемы устойчивости следует рассмотреть поведение малых нормальных тепловых возмущений, т. е. возмущений, пропорциональных  $\exp[-\lambda t + i(k_1 x + k_2 y)]$ , где  $t$  — время (в единицах  $d^2/\chi$ );  $\lambda$  — декремент;  $k_1$  и  $k_2$  — волновые числа, характеризующие периодичность возмущений вдоль осевой  $x$  и  $y$ . Уравнение для безразмерных амплитуд возмущений  $\Theta(z)$  при  $\beta=0$  имеет вид

$$-\lambda\theta + Pe\theta' = (\theta'' - k^2\theta) + \delta\theta \exp \Theta \quad (4)$$

$$(k^2 = k_1^2 + k_2^2).$$

На границах слоя возмущения обращаются в нуль:

$$\theta = 0 \quad \text{при} \quad z = 0; 1 \quad (5)$$

Решение амплитудного уравнения (4) с граничными условиями (5) позволяет определить декременты  $\lambda(\delta, Pe, k)$ , являющиеся собственными значениями задачи устойчивости. Расчеты показывают, что все возмущения в системе монотонны и собственные значения вещественны. В этом случае неустойчивым состояниям отвечают  $\lambda < 0$ , устойчивым  $\lambda > 0$ , граница устойчивости определяется условием  $\lambda = 0$ .

При  $\delta=0$  собственные значения задачи положительны и уровни спектра  $\lambda_n$  определяются следующим выражением:

$$\lambda_n = n^2\pi^2 + k^2 + Pe^2/4, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Значения  $\lambda_n$  при  $\delta \neq 0$  находились численно. На рис. 4 изображены нижние уровни спектров тепловых возмущений для  $Pe=0$  и 4. Для других значений числа Пекле спектры имеют сходный вид. Верхняя ветвь каждого уровня соответствует первому равновесному решению, нижняя — второму. Из анализа спектров следует, что при всех  $Pe$  и  $k$  первое стационарное состояние оказывается устойчивым. Смена знака  $\lambda$  на нижнем уровне спектра соответствует наступлению неустойчивости второго «теплопроводного» режима. Значение  $\delta$ , отвечающее нейтральным возмущениям ( $\lambda=0$ ), зависит от волнового числа и при  $k \rightarrow 0$  приближается к значению  $\delta_*(Pe)$ . Таким образом, при любой интенсивности продува за неустойчивость верхнего стационарного режима ответственны плоскопараллельные возмущения.

Полученные результаты показывают, что поперечный продув реагента сильно влияет на стационарные тепловые процессы в реагирующих средах и, в частности, может служить эффективным средством повышения порога теплового взрыва.

Авторы благодарят Е. М. Жуховицкого за постановку задачи и внимание к работе.

Поступила в редакцию  
10/VIII 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
2. J. R. Parks. J. Chem. Phys., 1961, 34, 1.
3. D. R. Jones. Int. J. Heat Mass Transf., 1973, 16, 1.
4. В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1958, 120, 6.

### ВЛИЯНИЕ ПОБОЧНОЙ РЕАКЦИИ С МАЛЫМ ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИЕМ НА КРИТИЧЕСКОЕ УСЛОВИЕ ТЕПЛООВОГО ВЗРЫВА ОСНОВНОЙ АВТОКАТАЛИТИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ

В. Г. Абрамов, Н. И. Ваганова

(Черноголовка)

Одновременное протекание параллельно с основной реакцией, обладающей значительным тепловым эффектом и способной привести к тепловому взрыву, побочной реакции с малым тепловыделением приводит к тому, что характеристики теплового взрыва в довольно широкой области определяются параметрами обеих реакций. В работе [1] рассмотрен случай, когда обе реакции несамоускоряющиеся и их кинетика описывается уравнением первого порядка. В данной работе исследуется влияние побочной реакции на закономерности теплового взрыва в случае, когда основная реакция автокаталитическая. Реакции предполагаются независимыми, исходный реагент для побочной реакции — добавка или примесь, содержащаяся в основном веществе.

Систему уравнений материального и теплового баланса в предположении об отсутствии градиентов концентрации и температуры можно записать в виде

$$\gamma d\Theta/d\tau = e^{\Theta/(1+\beta\Theta)}(1-\eta_1)^n(\eta_0 + \eta_1)^m + Q_{21}k_{21}e^{E_{21}\Theta/(1+\beta\Theta)}(1-\eta_2) - \Theta/\chi, \quad (1)$$

$$d\eta_1/d\tau = e^{\Theta/(1+\beta\Theta)}(1-\eta_1)^n(\eta_0 + \eta_1)^m,$$

$$d\eta_2/d\tau = k_{21}e^{\Theta/(1+\beta\Theta)}(1-\eta_2),$$

где  $\Theta = E_1/RT_0 \cdot (T - T_0)$  — безразмерная температура;  $\tau = k_1(T_0)t$  — безразмерное время;  $\gamma = \frac{c_1m_1 + c_2m_2}{Q_1m_1} \frac{RT_0^2}{E}$ ;  $\beta = \frac{RT_0}{E}$ ;  $\chi = \frac{Q_1m_1}{\alpha s} \frac{E_1}{RT_0^2} k_1(T_0)$ ;  $Q_{21} =$

$= Q_2/Q_1$ ;  $k_{21} = k_2(T_0)/k_1(T_0)$ ;  $E_{21} = E_2/E_1$ ;  $k_i(T_0) = k_{0i}e^{-E_i/RT_0}$ ;  $\eta_1$  и  $\eta_2$  — степени превращения по первой и второй реакциям;  $m_1$  и  $m_2$  — массы исходных веществ.