

**ТУРБУЛЕНТНОЕ ГОРЕНИЕ ВОДОРОДА  
В ПРИСТЕННОЙ СТРУЕ,  
ИСТЕКАЮЩЕЙ В СПУТНЫЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОТОК ВОЗДУХА**

*В. Г. Громов, О. Б. Ларин, В. А. Левин*  
(Москва)

Проведен численный анализ процессов воспламенения и горения низкотемпературного водорода в турбулентной пристенной струе, истекающей через плоскую щель в спутный сверхзвуковой поток нагретого воздуха. Турбулентное химически неравновесное течение описывается системой осредненных уравнений движения Рейнольдса в приближении пограничного слоя, обобщенной на случай многокомпонентной реагирующей смеси [1]:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v_*}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v_* \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_* \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (2)$$

$$\rho u \frac{\partial I_0}{\partial x} + \rho v_* \frac{\partial I_0}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda_* \frac{\partial T}{\partial y} - \sum_i K_i^* I_i + \mu_* u \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (3)$$

$$\rho u \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v_* \frac{\partial c_i}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} K_i^* + \omega_i, \quad (4)$$

$$\sum_i c_i = 1, \quad \rho = \frac{pm}{RT}, \quad m = \left( \sum_i \frac{c_i}{m_i} \right)^{-1}, \quad c_p = \sum_i c_i c_{pi},$$

$$\mu_* = \mu + \rho \nu_t, \quad \lambda_* = \lambda + \frac{\rho \nu_t c_p}{Pr_t}, \quad K_i^* = K_i - \frac{\rho \nu_t}{Sm_t} \frac{\partial c_i}{\partial y}.$$

Здесь  $u$  и  $v$  — касательная и нормальная скорости;  $I_0 = \sum_i c_i I_i + u^2/2$  — полная энтальпия;  $T$  — температура;  $\rho$  — плотность;  $p$  — давление;  $c_i$ ,  $K_i$ ,  $I_i$ ,  $c_{pi}$ ,  $m_i$  и  $\omega_i$  — соответственно массовые концентрации и диффузионный поток, удельные энтальпии и теплоемкость при постоянном давлении, молекулярная масса и массовая скорость образования  $i$ -го компонента в результате химических реакций на единицу объема;  $\mu$  и  $\lambda$  — коэффициенты молекулярной вязкости и теплопроводности;  $\nu_t$  — кинематический коэффициент турбулентной вязкости;  $Pr_t$  и  $Sm_t$  — турбулентные числа Прандтля и Шмидта. Предполагается, что стенка химически нейтральна и имеет заданную температуру  $T_w$ . Характеристики спутного потока, отмеченные ниже индексом  $e$ , считаются известными.

Рассматриваемый подход к описанию свойств турбулентного течения связан с концепцией дополнительной турбулентной вязкости. При этом используются две модели турбулентности: разработанная для высокоскоростных пристенных струй многослойная алгебраическая модель [2], которая основана на гипотезе длины пути смешения Прандтля, и дифференциальная двухпараметрическая модель  $k-\epsilon$  Джонса и Лаундера [3]. Первая различает три последовательно расположенные вниз по потоку зоны, соответствующие трем различным стадиям релаксации течения.

В каждой из зон профиль длины пути смешения задается непрерывной кусочно-линейной функцией и содержит от 5 до 3 прямолинейных участков. Во втором случае система (1)–(4) дополняется уравнениями переноса кинетической энергии турбулентности  $k$  и скорости ее диссипации  $\varepsilon$  с нулевыми граничными условиями на поверхности:

$$\rho u \frac{\partial k}{\partial x} + \rho v_* \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[ \left( \mu + \frac{\rho v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + \rho v_t \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \rho \varepsilon - 2\mu \left( \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2, \quad (5)$$

$$\rho u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho v_* \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[ \left( \mu + \frac{\rho v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right] + \rho \frac{\varepsilon}{k} \left[ c_{\varepsilon 1} v_t \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - c_{\varepsilon 2} \varepsilon \right] + 2\mu v_t \left( \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)^2, \quad (6)$$

$$v_t = c_v \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad c_v = 0,09 \exp \left( -\frac{2,5}{1 + \text{Re}_t/50} \right),$$

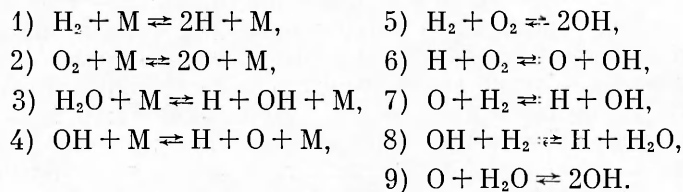
$$c_{\varepsilon 1} = 1,44, \quad c_{\varepsilon 2} = 1,92 \left[ 1 - 0,3 \exp \left( -\text{Re}_t^2 \right) \right],$$

$$\text{Re}_t = \frac{\rho k^2}{\mu \varepsilon}, \quad \sigma_k = 1, \quad \sigma_\varepsilon = 1,3.$$

На внешней границе потока характеристики турбулентности удовлетворяют соотношениям  $dk_e/dx = -\varepsilon_e/u_e$ ,  $d\varepsilon_e/dx = -c_{\varepsilon 2} \varepsilon_e^2/k_e u_e$ , описывающим затухание изотропной турбулентности за тонкой турбулизирующей решеткой в отсутствие внешнего подвода энергии. Для турбулентных чисел Прандтля и Шмидта принимаются постоянные значения:  $\text{Pr}_t = 0,9$ ,  $\text{Sm}_t = 0,9$ .

Коэффициенты молекулярной вязкости и теплопроводности смеси вычисляются по формулам, аппроксимирующим зависимости кинетической теории газов [4]. Диффузионные потоки компонентов по нормали к поверхности находятся из соотношений Стефана — Максвелла. При определении коэффициентов бинарной диффузии динамика столкновений частиц всех типов описывается потенциалом Леннарда — Джонса со значениями параметров потенциальной функции из [5]. Термодинамические характеристики компонентов определяются через значения приведенного термодинамического потенциала [6]. При этом используется модель, в которой атомы рассматриваются как твердые сферы, а молекулы описываются системой жесткого ротатора — гармонического осциллятора.

При моделировании течения учитывается семь компонентов газовой смеси: H(1), O(2), OH(3), H<sub>2</sub>O(4), O<sub>2</sub>(5), H<sub>2</sub>(6) и N<sub>2</sub>(7) (в скобках дана нумерация компонентов). Учитывается 9 обратимых химических реакций, протекающих в газовой фазе:



Кинетическая схема 1)–9), введенная Даффом [7], дает достаточно точную картину течений, содержащих фронт горения, а при давлениях, близких к атмосферному, и не слишком низких температурах вполне удовлетворительно описывает и индукционную фазу процесса [8].

Как известно, средние скорости химических реакций в условиях турбулентного смешения реагентов, вообще говоря, не определяются законами Аррениуса и действующих масс при средних значениях температуры и концентраций, а зависят также от пульсационных величин. Поэтому расчеты проведены как без учета влияния пульсаций («квазиламинарное» приближение), так и при помощи развитой для реагирующих

потоков струйного типа модели «несмешанности». Измерения концентраций в турбулентных диффузионных пламенах показывают, что осредненная по времени скорость реакции между горючим и окислителем меньше, чем величина, получающаяся из законов химической кинетики при осредненных значениях концентраций реагентов [9]. Высокий уровень локальных пульсаций концентраций может привести к тому, что горючее и окислитель не присутствуют одновременно в данной точке пространства и некотором временном интервале. Следовательно, осредненная по этому интервалу скорость химической реакции будет равна нулю, несмотря на ненулевые средние концентрации реагентов.

Эффект впервые описан в [9], где введен термин несмешанность. Модель, предложенная в [10], приближенно учитывает демпфирующее воздействие пульсаций концентраций на скорости химических реакций. Корректировка скоростей реакций с учетом несмешанности сводится к замене констант скоростей  $s$ -й реакции в прямом ( $k_{fs}$ ) и обратном ( $k_{bs}$ ) направлениях на  $k_{fs}(1 - U_{fs})$  и  $k_{bs}(1 - U_{bs})$ , где уровни несмешанности  $U_{fs}$  и  $U_{bs}$  можно выразить через средние значения концентраций компонентов и их среднеквадратичные пульсации. Последние находятся из алгебраических соотношений, выражающих условия баланса членов с производством и диссипацией в уравнениях для пульсаций концентраций компонентов смеси.

Однако используемые в [10] балансовые соотношения справедливы только для пульсаций концентраций пассивных примесей, так как в них не учитываются существенные в общем случае корреляции пульсаций химических источников  $\omega_i$  и концентраций  $c_i$ . В настоящей работе применяется модифицированная модель несмешанности [11], для построения которой используются среднеквадратичные пульсации  $\zeta_j$  консервативных скалярных величин  $Z_j$ , связанные с осредненными полями аналогично тому, как связывает гипотеза длины пути смешения Прандтля напряженное Рейнольдса с полем средней скорости. При этом уровни несмешанности имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 U_{fs} &= U_s (s = 1, 2), \quad U_{fs} = \min \{U_1 + U_2, 1\} \quad (s = 3, \dots, 9), \\
 U_{bs} &= U_{fs}, \quad U_j = \max \left\{ \frac{\zeta_j^2 - 0,233 Z_j^2}{\zeta_j^2 + Z_j^2}, 0 \right\} \quad (j = 1, 2), \\
 \zeta_j^2 &= \frac{1}{c_v \text{Sm}_t} \left( l_t \frac{\partial Z_j}{\partial y} \right)^2, \quad l_t = \nu_t k^{-1/2}, \\
 Z_1 &= \frac{c_1^* - c_{1e}^*}{c_{1w}^* - c_{1e}^*}, \quad Z_2 = \frac{c_2^* - c_{2w}^*}{c_{2e}^* - c_{2w}^*},
 \end{aligned} \tag{7}$$

где  $c_1^*$  и  $c_2^*$  — массовое содержание химических элементов Н и О.

При расчетах используется набор констант скоростей реакций в обратном направлении  $k_{bs}$ , приведенный в [12]. Принимается, что отношение  $k_{fs}/k_{bs}$  равно константе равновесия суммарной реакции, которая может быть вычислена через значения приведенного термодинамического потенциала [6].

Система определяющих уравнений с соответствующими граничными условиями решалась методом конечных разностей на основе неявной двухшаговой схемы второго порядка точности по шагам сетки  $\Delta x$  и  $\Delta y$ , позволяющей рассчитывать весь диапазон изменения переменных от замороженного до химически равновесного режимов течения и обладающей хорошими стабилизирующими свойствами [1, 13]. Решение аппроксимирующей системы нелинейных разностных уравнений находилось итерационным методом Ньютона с использованием векторной прогонки.

Проведенное с использованием настоящей методики сопоставление результатов численного анализа пристенной струи водорода, истекающей со звуковой скоростью в спутный сверхзвуковой поток, с данными непосредственных измерений [14] показывает, что модель несмешанности

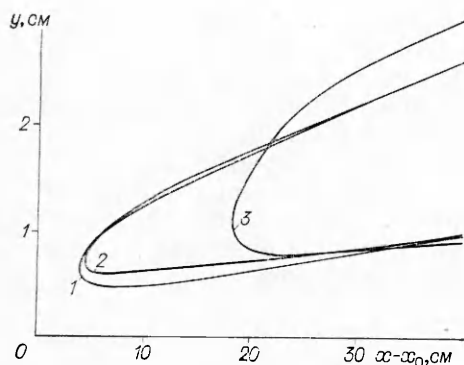


Рис. 1. Изотермы  $T = 1400$  К.  
1 — многослойная модель; 2 — модель  $k - \epsilon$ ;  
3 — модель несмешанности.

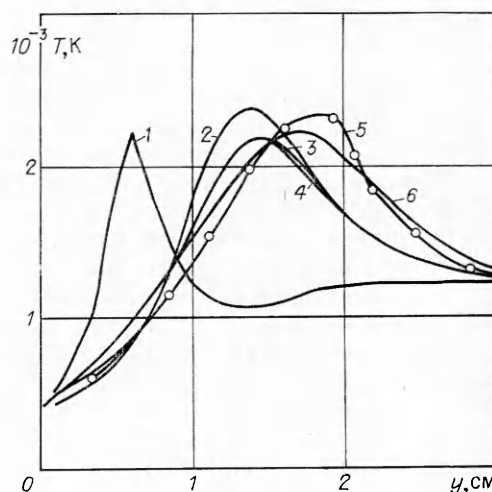


Рис. 2. Профили температуры в сечении  $x/h = 89$ .

верно оценивает длину зоны индукции. Напротив, многослойная алгебраическая модель и дифференциальная двухпараметрическая модель без учета влияния пульсаций на скорости химических реакций дают длины, значительно уступающие установленным по ультрафиолетовому излучению.

На рис. 1 представлены рассчитанные на основе трех моделей изотермы течения с тангенциальной инжекцией водорода для условий, близких к условиям экспериментов [14]: число Маха в спутном потоке  $M_e = 2,5$ ,  $T_e = 1220$  К, давление равно атмосферному, состав смеси:  $c_{i_e} = 0,36$ ,  $c_{s_e} = 0,28$ ,  $c_{f_e} = 0,36$ , полная высота щели  $0,476$  см при внутреннем размере  $h = 0,4$  см, температура стенки  $T_w = 300$  К. Высокая температура спутного потока создавалась в эксперименте за счет сжигания азотоводородной газовой смеси в жидком кислороде при высоком давлении. При этом обеспечивалось атмосферное объемное содержание кислорода ( $\sim 21\%$ ). Профили газодинамических величин в начальном сечении определялись из решения задачи о турбулентном пограничном слое на пластине. Продольная координата  $x_0$  выбиралась при этом таким образом, чтобы обеспечить наилучшее согласие с измеренными профилями полного давления и температуры торможения. Ввиду отсутствия данных о распределении локальных характеристик турбулентности начальные профили для  $k$  и  $\epsilon$  задавались из условия локального равновесия. Принималось, что на внешней границе при  $x = x_0$  степень турбулентности  $\sigma_{t_e} = 0,01$  ( $\sigma_t = \sqrt{\frac{2}{3}} k/u$ ) и  $Re_{t_e} \approx 180$ .

Ввиду незначительности тепловыделения в индукционной фазе показанные изолинии дают ясное представление о задержке воспламенения и расположении в потоке высокотемпературной области. Для многослойной модели длина зоны индукции составляет  $L_{ind} \sim 4$  см. Как известно, методы определения коэффициентов турбулентного переноса, основанные на гипотезе длины пути смешения, несколько занижают значение теплового потока вблизи локального экстремума профиля скорости. В результате может возникнуть дополнительное повышение температуры в этой области и ускорение процесса воспламенения. Однако учет переноса локальных характеристик турбулентности не вносит здесь существенных изменений (см. рис. 1, 2). Для модели несмешанности  $L_{ind} \sim 18$  см, что довольно хорошо согласуется с измеренными длинами, разбросанными в окрестности  $L_{ind} = 20$  см. Таким образом, влияние неполноты смешения на молекулярном уровне на продолжительность задержки воспламенения при условиях [14] является определяющим. Следует отметить, что использованная в [15] методика, основанная на несколько отличной модификации модели несмешанности, не предсказывает существование зоны

горения в сечении, удаленном от среза щели на расстояние 35,6 см. В действительности воспламенение смеси происходит значительно выше по потоку.

Сопоставление с результатами измерений профилей температуры в указанном сечении, полученных при помощи различных моделей турбулентного переноса и химической кинетики, приведено на рис. 2. Кривая 1 взята из [16], где предполагалось, что окисление водорода протекает с бесконечно большой скоростью на бесконечно тонкой по сравнению с толщиной пограничного слоя поверхности. Данным эксперимента соответствует кривая 5. Видно, что все модели хорошо предсказывают максимальную температуру в сечении. Модель диффузионного горения [16] резко занижает расстояние от тела до фронта экзотермических реакций. Для потоков, в которых нельзя пренебречь задержкой, использование моделей этого типа может привести к существенному искажению картины течения на больших расстояниях от места воспламенения смеси. Очень близки профили для многослойной алгебраической модели и модели  $k-\epsilon$  (кривые 4 и 3 соответственно), не учитывающих влияние пульсаций на скорости химических реакций. Наилучшее совпадение с экспериментальным распределением обеспечивает модель несмешанности (кривая 6), которая верно оценивает задержку воспламенения. Для сравнения на рис. 2 построен также профиль температуры для случая, когда газовая смесь во внешнем потоке представляет собой атмосферный воздух ( $c_{s,e} = 0,23$ ,  $c_{t,e} = 0,77$ , многослойная модель, кривая 2). При отсутствии паров воды в исходной смеси все модели предсказывают увеличение  $L_{ind}$  в 1,3—1,5 раза по сравнению с рассмотренным случаем, в котором диссоциация  $H_2O$  приводит к образованию дополнительного количества радикалов, а после образования фронта горения несколько сдерживает рост максимальной температуры в сечении.

Отметим, что поскольку многослойная алгебраическая модель и более обоснованная модель  $k-\epsilon$  дают малоразличающиеся результаты, а первая из них требует существенно меньших затрат времени счета, то можно считать целесообразным ее использование для оценки влияния различных факторов на характер процесса.

Рис. 3 иллюстрирует высокую чувствительность задержки воспламенения по отношению к изменению статической температуры во внешнем потоке ( $T_w = 300$  К,  $M_e = 2,5$ ,  $c_{t,e} = 0$ ). Изотермы  $T = 1400$  К соответствуют значениям  $T_e = 1220, 1123, 1034, 952$  К (кривые 1—4, алгебраическая модель). Как показывает рис. 3, при снижении  $T_e$  на 20% протяженность зоны индукции увеличивается в 4,5 раза. Изолинии рис. 4 относятся к случаю  $T_e = 1123$  К, для которого используемые в работе модели указывают на возрастание  $L_{ind}$  в 1,4—1,7 раза по сравнению со случаем  $T_e = 1220$  К. В условиях более длительных задержек воспламенения различие в расположении областей высоких температур для многослойной алгебраической модели и модели  $k-\epsilon$  становится заметным, причем во втором случае фронт горения находится дальше от поверхности пластины.

В отличие от температуры газа во внешнем потоке  $T_e$  температура инжектируемого водорода  $T_w$  слабо влияет на задержку воспламенения в данных условиях. На рис. 5 приведены изотермы  $T = 1400$  К (алгебраическая модель). Считается, что  $T_e = 1220$  К,  $M_e = 2,5$  и  $c_{t,e} = 0$ . Видно, что при увеличении температуры водорода в 2,3 раза длина индукционного участка сокращается всего лишь на 30%.

В [14], как это нередко имеет место, данные о степени турбулентности во внешнем потоке не приведены. Однако результаты ряда экспериментальных и теоретических исследований свидетельствуют о возможности сильного влияния высокого уровня турбулентности на характеристики течения. Рассматривались два различных уровня изотропной турбулентности на внешней границе при  $x = x_0$ :  $\sigma_{t,e} = 0,01$  и  $\sigma_{t,e} = 0,03$ . Скорость диссипации  $\epsilon_e(x_0)$  при этом не менялась. В первом случае продольный диссипативный масштаб турбулентности  $l_t$  на внешней границе

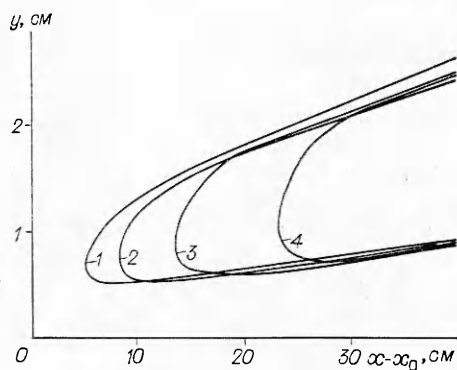


Рис. 3. Влияние температуры в спутном потоке (изотермы  $T = 1400$  К).

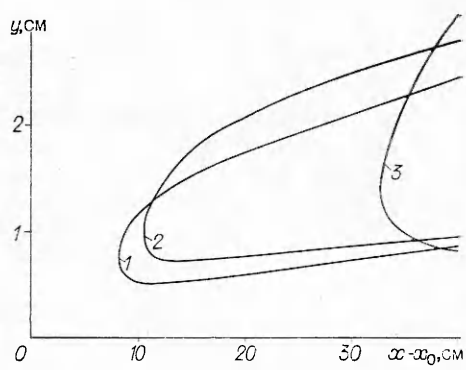


Рис. 4. Изотермы  $T = 1400$  К течения при  $M_e = 2,5$ ,  $T_e = 1123$  К,  $T_w = 300$  К,  $c_{se} = 0,23$ ,  $c_{te} = 0,77$  (обозначения аналогичны рис. 1).

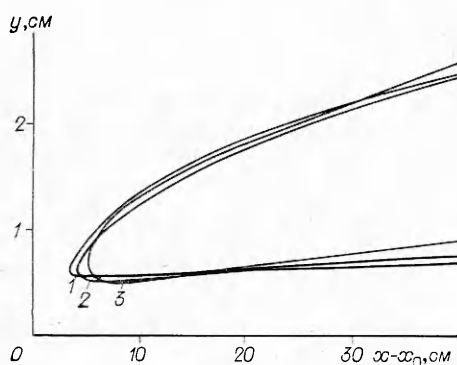


Рис. 5. Влияние температуры вдуваемого водорода.

$T_w$ , К: 1 — 700, 2 — 500, 3 — 300.

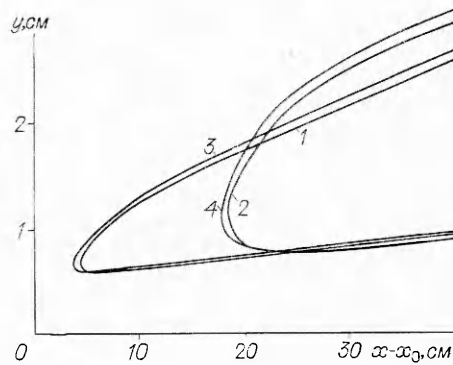


Рис. 6. Влияние степени турбулентности спутного потока (изотермы  $T = 1400$  К).

$\sigma_{te}$ : 1, 3 — модель  $k-\epsilon$ , 1 — 0,01, 3 — 0,03; 2, 4 — модель несмешанности, 2 — 0,01, 4 — 0,03.

мал по сравнению с толщиной слоя  $\delta$ , а турбулентная вязкость  $\nu_{te}$  значительно уступает турбулентной вязкости в ядре потока. Во втором же случае  $l_t \approx 0(\delta)$  и коэффициент турбулентной вязкости на внешней границе достигает своего максимального значения в слое. Представленные на рис. 6 изолинии, полученные на основе квазиламинарного приближения и модели несмешанности, показывают, что при увеличении  $\sigma_{te}$  задержка воспламенения немного сокращается ( $\Delta L_{ind} \approx -0,5$  см), а толщина области высоких температур возрастает, причем внешняя ее граница удаляется от поверхности тела. Расчеты также показывают, что воспламенение смеси сопровождается заметной турбулизацией потока.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Громов, О. Б. Ларин.— В кн.: Неравновесные течения газа и оптимальные формы тел в сверхзвуковом потоке. М.: Изд-во МГУ, 1978.
2. I. E. Beckwith, D. M. Bushnell. NASA Techn. Note. N 6221, 1971.
3. W. R. Jones, V. E. Launder. Int. J. Heat and Mass Transfer, 1972, 15, 2, 301.
4. Дж. Гиршфельдер, Ч. Кертисс, Р. Берд. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: ИЛ, 1962.
5. R. A. Suehla. NASA TR. N 132, 1962.
6. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Т. 1, 2. М.: Изд-во АН СССР, 1962.
7. R. W. Duff. J. Chem. Phys., 1958, 28, 6, 1193.
8. В. И. Головичев, В. И. Димитров, Р. И. Солоухин. ФГВ, 1973, 9, 1, 95.
9. W. R. Hawthorne, D. S. Weddell, H. C. Hottel. 3-rd Symp. (Intern.) of Combustion. Baltimore, 1949.
10. E. Spiegler, M. Wolfshtein, Y. Manheimer-Timnat. Acta Astron., 1976, 3, 3—4, 265.

11. В. Г. Громов, О. Б. Ларин, В. А. Левин. Хим. физика, 1984, 3, 8, 1190.
12. С. М. Гилинский, Т. С. Новикова, В. П. Шкадова.— В кн.: Тр. секции по численным методам в газодинамике 2-го Междунар. коллоквиума по газодинамике взрыва и реагирующих систем. Т. 3. М., 1971.
13. О. Б. Ларин. Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, 6, 33.
14. M. C. Burrows, A. P. Kurkov. AIAA Paper, 1971, 721.
15. J. S. Evans, C. J. Schexnayder. AIAA J., 1980, 18, 2, 188.
16. A. L. Murray, C. H. Lewis. AIAA Paper, 1976, 45.
17. О. Б. Ларин.— В кн.: Неравновесные течения газа с физико-химическими превращениями. М.: Изд-во МГУ, 1985.

*Поступила в редакцию 2/III 1987*

## ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

А. А. Сулимов, Б. С. Ермолаев, А. И. Коротков, В. А. Окунев,  
В. С. Посвянский, В. А. Фотеенков  
(Москва)

С помощью комплексной методики, позволяющей проводить одновременно оптическую и пьезометрическую регистрацию процесса, изучены закономерности конвективного горения зерновой нитрокетчатки насыпной плотности, помещенной в замкнутую толстостенную цилиндрическую стальную оболочку. Определялись следующие характеристики процесса: пространственно-временная диаграмма фронта свечения, скорость распространения пламени, скорость движения горящих зерен ВВ вблизи фронта, профили давления, диаграмма изменения давления у воспламеняемого торца заряда, толщина фронта волны давления и длина преддетонационного участка. Исследование выполнено при размерах зерна от 0,6 до 3,3 мм и двух уровнях константы скорости послыного горения ВВ. Экспериментальные данные сопоставлены с результатами численного моделирования.

Исследования, в которых ранее проводилась проверка теории [1—3], носили фрагментарный характер. Как правило, для сопоставления с расчетом использовалась какая-либо одна характеристика, измеряемая в эксперименте: диаграммы давление — время либо скорость пламени; начальные свойства системы не варьировались. Это не позволяло провести обобщение результатов, в полной мере оценить надежность теории и области ее применения, а в отдельных случаях [3] послужило причиной некорректных выводов.

В данной работе сравнение численного моделирования с экспериментом проведено в широком диапазоне начальных свойств изучаемой системы по совокупности измеряемых характеристик, что позволило сделать более обоснованный вывод о надежности теории и возможности ее использования для прогноза и объяснения закономерностей процесса, а также высказать некоторые соображения об области применимости теории.

### Методика эксперимента и результаты измерений

Опыты проводились в постановке, которая наиболее часто используется при исследовании перехода горения твердых ВВ в детонацию и воспроизводит наиболее взрывоопасную ситуацию, встречающуюся на практике [4]. Исследуемое вещество засыпалось в цилиндрический канал толстостенной стальной оболочки внутренним диаметром 10 или 15 мм и длиной от 200 до 800 мм. С одного торца оболочка закрывалась заглушкой, в которой монтировался воспламенитель, состоящий из электрозапала и 0,5 г мелкоизмельченного дымного пороха, другой торец закрывался заглушкой с вышибной мембраной.