

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ДОГОРАНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ

К. Б. Галицейский

Московский авиационный институт (государственный технический университет), 125993 Москва  
heat@mail.ru

Численно исследован процесс теплообмена высокоскоростной недорасширенной турбулентной струи. Определены профили основных газодинамических и тепловых параметров: скорости, температуры, концентрации компонентов газовой смеси. Исследован процесс догорания высокоскоростной струи в воздухе. Установлены основные параметры, влияющие на этот процесс.

Ключевые слова: моделирование, химические реакции, догорание, струя, турбулентность.

### ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа направлена на разработку моделирования процесса догорания сверхзвуковых струй. Современные силовые установки, в частности реактивные двигатели, как правило, работают при коэффициенте избытка окислителя меньше единицы. В соплах таких двигателей продукты горения сильно охлаждаются, в результате чего их состав замораживается. Это приводит к тому, что в выхлопной струе силовых установок может произойти догорание выхлопных газов, частично за счет окислителя струи, но в основном за счет кислорода воздуха.

В настоящей работе для моделирования процесса истечения турбулентного высокоскоростного химически реагирующего струйного потока использована параболизированная система уравнений тепло- и массообмена.

### 1. МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ

Основной особенностью истечения сверхзвуковой струи является наличие сложной системы разрывов: присоединенный, висячий, центральный отраженный скачки уплотнения. Истечение таких струй неизобарическое, что существенно усложняет процесс расчета. Для моделирования сверхзвукового осесимметричного струйного потока используется математическая модель, основанная на следующих допущениях:

— в осесимметричной сверхзвуковой турбулентной струе имеет место локальная изотропная турбулентность;

— турбулентное число Шмидта  $Sc_t$  постоянно для всех компонентов;

— турбулентные числа Прандтля ( $Pr_t$ ) и Шмидта равны единице.

При принятых допущениях с достаточной степенью точности для расчета сверхзвуковых турбулентных струй можно использовать параболизированную систему уравнений тепло- и массообмена [1]. Эту систему уравнений для стационарного течения многокомпонентной смеси, состоящей из  $\nu$  элементов и  $n$  компонентов, между которыми протекают химические реакции, можно представить в следующем виде [2]:

уравнение количества движения в проекции на ось  $X$ :

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{y^j} \frac{\partial}{\partial y} \left( y^j \mu_t \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (1)$$

уравнение количества движения в проекции на ось  $Y$ :

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{4}{3} \frac{1}{y^j} \frac{\partial}{\partial y} \left( y^j \mu_t \frac{\partial v}{\partial y} \right), \quad (2)$$

уравнение энергии:

$$\rho u \frac{\partial I_0}{\partial x} + \rho v \frac{\partial I_0}{\partial y} = \frac{1}{y^j} \frac{\partial}{\partial y} \left( y^j \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial I_0}{\partial y} \right), \quad (3)$$

уравнение неразрывности для смеси:

$$\frac{\partial}{\partial x} (y^j \rho u) + \frac{\partial}{\partial y} (y^j \rho v) = 0, \quad (4)$$

уравнение диффузии для  $\nu - 1$  элементов:

$$\rho u \frac{\partial C_\tau}{\partial x} + \rho v \frac{\partial C_\tau}{\partial y} = \frac{1}{y^j} \frac{\partial}{\partial y} \left( y^j \frac{\mu_t}{Sc} \frac{\partial C_\tau}{\partial y} \right), \quad (5)$$

$$\sum_{i=1}^{\nu} C_\tau = 1 \quad (\tau = 1, 2, \dots, \nu - 1),$$

уравнение диффузии для  $n - \nu$  компонентов:

$$\rho u \frac{\partial C_k}{\partial x} + \rho v \frac{\partial C_k}{\partial y} = \frac{1}{y^j} \frac{\partial}{\partial y} \left( y^j \frac{\mu_t}{Sc} \frac{\partial C_k}{\partial y} \right) + w_k \quad (6)$$

$$(k = 1, 2, \dots, n - \nu).$$

Здесь  $\rho$  — плотность;  $u, v$  — проекции скорости вдоль осей  $X, Y$ ;  $\nu$  — количество элементов;  $n$  — число компонентов; для плоской струи  $j = 0$ , для осесимметричной струи  $j = 1$ ;  $C_\tau$  — концентрация элементов смеси;

$$I_0 = \sum_{k=1}^n C_k I_k + \frac{u^2}{2} + \frac{v^2}{2} \text{ — полная энтальпия смеси; } C_k \text{ — концентрация компонентов смеси;}$$

$I_k = i_k + h_k$  — полная энтальпия  $k$ -го компонента, где  $i_k = \int_{T_0}^T c_{p,k} dT$  — термодинамическая энтальпия  $k$ -го компонента,  $h_k$  — теплота образования  $k$ -го компонента,  $c_{p,k}$  — удельная теплоемкость  $k$ -го компонента.

Турбулентная вязкость смеси  $\mu_t$  согласно  $(k - \varepsilon)$ -модели турбулентности определяется из соотношения

$$\mu_t = C_\mu \rho K^2 / \varepsilon, \quad (7)$$

где кинетическая энергия  $K$  и скорость диссипации турбулентных пульсаций  $\varepsilon$  определялись из решения дифференциальных уравнений [3, 4]

$$\rho u \frac{\partial K}{\partial x} + \rho v \frac{\partial K}{\partial y} = \frac{1}{y^j} \frac{\partial}{\partial y} \left( y^j \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial K}{\partial y} \right) + \mu_t \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - (1 + C_\alpha M_t) \rho \varepsilon, \quad (8)$$

$$\rho u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{1}{y^j} \frac{\partial}{\partial y} \left( y^j \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + \frac{\varepsilon}{k} \left[ C_{\varepsilon 1} \mu_t \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon \right]. \quad (9)$$

Здесь эмпирические константы равны:  $C_\mu = 0.09$ ;  $C_{\varepsilon 1} = 1.44$ ;  $C_{\varepsilon 2} = 0.92$ ;  $C_\alpha = 0.2$ ;  $\sigma_k = 1$ ;  $\sigma_\varepsilon = 1.3$ .

В отличие от стандартной  $(k - \varepsilon)$ -модели турбулентности в данной модели учтено влияние сжимаемости на турбулентные характеристики струи посредством введения в уравнение для кинетической энергии турбулентных пульсаций дополнительного члена  $C_\alpha M_t \rho \varepsilon$ , где  $M_t = \sqrt{K}/a$  — турбулентное число Маха,

$a$  — скорость звука. Этот член характеризует изменение кинетической энергии турбулентных пульсаций вследствие генерации и последующей диссипации акустических колебаний в турбулентной сжимаемой среде.

Для замыкания данной системы уравнений необходимо дополнить ее уравнением сохранения массы компонентов газовой смеси  $\sum_{k=1}^N C_k = 1$ , уравнением состояния смеси  $P = \rho RT \sum_{k=1}^N C_k / M_k$  ( $M_k$  — молярная масса  $k$ -го компонента) и уравнениями химической кинетики. Полагаем, что в газовой смеси протекает  $N$  реакций с участием  $n$  компонентов:

$$\sum_{i=1}^n \nu'_{ij} A_i \Leftrightarrow \sum_{i=1}^n \nu''_{ij} A_i \quad (10)$$

$$(i = 1, 2, \dots, n; \quad j = 1, 2, \dots, n).$$

Для данной системы химических реакций скорость образования  $i$ -го компонента  $w_i$  определяется соотношением

$$w_i = M_i \sum_{j=1}^N (\nu''_{ij} - \nu'_{ij}) \left[ K_j^+ \prod_{i=1}^n \left( \frac{\rho C_i}{M_i} \right)^{\nu'_{ij}} - K_j^- \prod_{i=1}^n \left( \frac{\rho C_i}{M_i} \right)^{\nu''_{ij}} \right]. \quad (11)$$

Коэффициенты скоростей прямой ( $K_f^+$ ) и обратной ( $K_f^-$ ) реакций определялись по соотношению Аррениуса

$$K = B(T) \exp(-E_0/RT) = BT^{-\beta} \exp(-T_0/T). \quad (12)$$

Значения параметров  $B, \beta$  и  $T_0$  взяты из [5, 6] (см. таблицу).

### АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ

Для численного решения исходной системы уравнений введем новые независимые переменные  $x, \xi$ , где

$$\xi = (y - y_{\min}(x)) / (y_{\max}(x) - y_{\min}(x)). \quad (13)$$

Номенклатура и параметры, определяющие константы скоростей химических реакций при догорании углеводородных топлив в воздухе

Номер реакции	Реакция	Прямая реакция			Обратная реакция		
		$\beta$	$B, \left(\frac{\text{М}^3}{\text{КМОЛЬ}}\right)^{n-1} \cdot \text{с}^{-1}$	$T_0, \text{К}$	$\beta$	$B, \left(\frac{\text{М}^3}{\text{КМОЛЬ}}\right)^{n-1} \cdot \text{с}^{-1}$	$T_0, \text{К}$
1	$\text{CO} + \text{O} + \text{M} \leftrightarrow \text{CO}_2 + \text{M}$	0	$3.9 \cdot 10^4$	$2.2 \cdot 10^3$	0	$7.68 \cdot 10^{12}$	$6.46 \cdot 10^4$
2	$\text{CO} + \text{OH} \leftrightarrow \text{CO}_2 + \text{H}$	1.3	33.8	$-3.3 \cdot 10^2$	1.3	$3.5 \cdot 10^3$	$1.047 \cdot 10^4$
3	$\text{OH} + \text{H} \leftrightarrow \text{H}_2 + \text{O}$	1	$6.04 \cdot 10^4$	$3.5 \cdot 10^3$	1	$2.35 \cdot 10^4$	$4.54 \cdot 10^3$
4	$\text{H} + \text{H} + \text{M} \leftrightarrow \text{H}_2 + \text{M}$	-1	$1.7 \cdot 10^7$	0	-1	$7.4 \cdot 10^{13}$	$5.26 \cdot 10^4$
5	$\text{H} + \text{OH} + \text{M} \leftrightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	-2	$1.4 \cdot 10^{11}$	0	-2	$2.6 \cdot 10^{18}$	$6.01 \cdot 10^4$
6	$\text{OH} + \text{H}_2 \leftrightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{H}$	1.3	$1.7 \cdot 10^3$	$1.82 \cdot 10^3$	1.3	$7.4 \cdot 10^3$	$9.3 \cdot 10^3$
7	$\text{OH} + \text{OH} \leftrightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}$	0	$7.8 \cdot 10^6$	$5.5 \cdot 10^2$	0	$7.7 \cdot 10^7$	$9.1 \cdot 10^3$
8	$\text{O} + \text{H} + \text{M} \leftrightarrow \text{OH} + \text{M}$	0	$5.5 \cdot 10^4$	0	0	$1.04 \cdot 10^{11}$	$5.16 \cdot 10^4$
9	$\text{O} + \text{O} + \text{M} \leftrightarrow \text{O}_2 + \text{M}$	-1	$4.6 \cdot 10^6$	$1.7 \cdot 10^2$	-1	$1.08 \cdot 10^{14}$	$5.97 \cdot 10^4$
10	$\text{OH} + \text{O} \leftrightarrow \text{O}_2 + \text{H}$	0	$2.63 \cdot 10^7$	0	0	$3.26 \cdot 10^8$	$8 \cdot 10^3$

Примечание. Размерность константы  $B$  зависит от числа реагирующих компонентов: для бимолекулярных реакций  $n = 2$ , для тримолекулярных реакций  $n = 3$ .

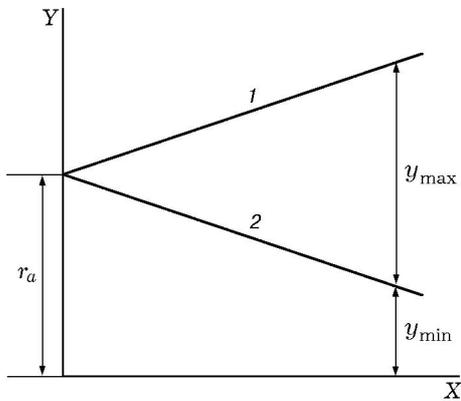


Рис. 1. Координатная плоскость (X, Y):  
1 — верхняя граница струи, 2 — нижняя граница струи

координат исходная система уравнений (1)–(6) в векторной форме запишется в виде

$$\frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial \xi} = \frac{b^2}{y^j} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \mu_t y^j \frac{\partial f}{\partial \xi} \right) - Q, \quad (14)$$

где

$$F = \begin{vmatrix} \rho u \\ eP + \rho u^2 \\ \rho v \\ \rho u I_0 \\ \rho u C_\tau \\ \rho u C_k \\ \rho u K \\ \rho u \varepsilon \end{vmatrix}, \quad G = b \begin{vmatrix} \rho v \\ \rho v \\ \rho v^2 + P \\ \rho v I_0 \\ \rho v C_v \\ \rho v C_k \\ \rho v K \\ \rho v \varepsilon \end{vmatrix} - aF,$$

Здесь  $y_{\max}(x)$  и  $y_{\min}(x)$  — соответственно координаты границ волновой структуры струйного течения, зависящие в общем случае в сверхзвуковой струе от геометрии тангенциальных разрывов (рис. 1). Эти границы могут быть определены согласно расчетным или эмпирическим зависимостям для идеальной струи [7, 8]. Переменная  $\xi$  позволяет представить расчетную область струи в виде прямоугольной области, что существенно упрощает построение расчетной сетки. В новой системе

$$Q = \begin{vmatrix} j\rho v/y \\ j\rho v/y + (1-e) \frac{\partial P}{\partial x} \\ j\rho v^2/y \\ j\rho v I_0/y \\ j\rho v C_\tau/y \\ j\rho v C_k/y + w_k \\ j\rho v K/y + S_k \\ j\rho v \varepsilon/y + S_\varepsilon \end{vmatrix} + a_x F,$$

$$f = \begin{pmatrix} 0 \\ u \\ (4/3)v \\ I_0 \\ C_\tau \\ C_k \\ K/\sigma_k \\ \varepsilon/\sigma_\varepsilon \end{pmatrix}.$$

Здесь

$$-S_k = \mu_t \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - (1 + C_\alpha M_t) \rho \varepsilon,$$

$$-S_\varepsilon = \frac{\varepsilon}{K} \left[ C_{\varepsilon 1} \mu_t \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon \right],$$

$$a(x, \xi) = [(1 - \xi) y'_{\max}(x)] / [y_{\max}(x) - y_{\min}(x)],$$

$$b(x) = 1 / [y_{\max}(x) - y_{\min}(x)],$$

$$a_x = \frac{\partial a}{\partial x} = [y'_{\max}(x) - y'_{\min}(x)] / [y_{\max}(x) - y_{\min}(x)].$$

Для чисел Маха  $M > 1$   $e = 1$ , а для  $M \leq 1$   $e = 0$ . Граничные условия для данной задачи записываются в виде:

$$x = 0: f = f_a; y = 0: \frac{\partial f}{\partial y} = 0; y = \infty: f = f_e.$$

Для численного решения системы уравнений (14) использовалась явная численная схема по методу «предиктор — корректор» [9]. На плоскости  $(x, \xi)$  строятся основная прямоугольная сетка  $x = n\Delta x$ ,  $\xi = i\Delta\xi$  ( $n, i = 0, 1, 2, \dots$ ) и вспомогательная сетка  $x = n\Delta x$ ,  $\xi = (i - 1/2)\Delta\xi$ . Основная служит для определения искомых функций, а вспомогательная — для вычисления турбулентной вязкости и коэффициентов, входящих в систему уравнений:

предиктор —

$$\begin{aligned} \bar{F}_i = F_{n,i} - \frac{\Delta x}{\Delta\xi} [(1 - \alpha)G_{n,i+1}^* - \\ - (1 - 2\alpha)G_{n,i}^* - \alpha G_{n,i-1}^*] - Q_{n,i}^* \Delta x + \\ + \frac{\Delta x b^2}{\Delta\xi^2} [\mu_{t,n,i+1/2}(f_{n,i+1} - f_i) - \\ - \mu_{t,n,i-1/2}(f_{n,i} - f_{n,i-1})], \end{aligned} \quad (15)$$

корректор —

$$\begin{aligned} 2F_{n+1,i} = F_{n,i} + \bar{F}_i - \frac{\Delta x}{\Delta\xi} [\alpha \bar{G}_{n,i+1}^* + \\ + (1 - 2\alpha)\bar{G}_{n,i}^* + (\alpha - 1)\bar{F}_{n,i-1}] - \\ - \bar{Q}_{n,i}^* \Delta x + \frac{\Delta x b^2}{\Delta\xi^2} [\mu_{t,n,i+1/2}(\bar{f}_{n,i+1} - \bar{f}_i) - \\ - \mu_{t,n,i-1/2}(\bar{f}_{n,i} - \bar{f}_{n,i-1})]. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь  $\alpha$  — параметр, изменяющийся в общем случае в пределах  $0 \div 1$ . Приведенный алгоритм позволяет моделировать тепло- и массоперенос в сверхзвуковых и дозвуковых струйных потоках при наличии и отсутствии химических реакций. Например, при  $e = 1$  и  $\mu = 0$  приведенный алгоритм позволяет определять геометрию тангенциальных разрывов для идеальной сверхзвуковой струи, при  $e = 0$  может использоваться для расчета дозвукового течения.

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Горение топлива в окислителе — довольно сложный процесс, происходящий за счет цепочки взаимодействующих реакций диссоциации, обмена и рекомбинации. Этот процесс можно условно разделить на две стадии: индукция и горение. В начальный промежуток времени (период индукции) преобладают реакции диссоциации, обеспечивающие разложение топлива на радикалы. После накопления достаточного количества радикалов (типа CO, OH, H, O для углеводородных топлив) преобладающими становятся реакции рекомбинации, превращающие названные радикалы в продукты горения. Такие реакции идут с выделением тепла и обеспечивают горение. Для углеводородных топлив (например, керосин + кислород) к ним относятся реакции 1, 2, 5–7, приведенные в таблице.

Процесс догорания струи в значительной степени может повлиять на распределение температуры, а следовательно, и на другие ее термодинамические параметры. Для определения влияния химических реакций на эти параметры были проведены расчеты сверхзвуковых струй с учетом химических реакций и при замороженном составе. Считалось, что струя истекала из сопла на высоте  $H = 20$  км, ее начальные параметры:  $n = P_a/P_e = 20$ ;  $u_a = 2880$  м/с;  $u_e = 1150$  м/с;  $T_a = 1760$  К;  $T_e = 216$  К;  $P_a = 10^5$  Па;  $C_{N_2} = 0.35$ ;  $C_{CO_2} = 0.237$ ;

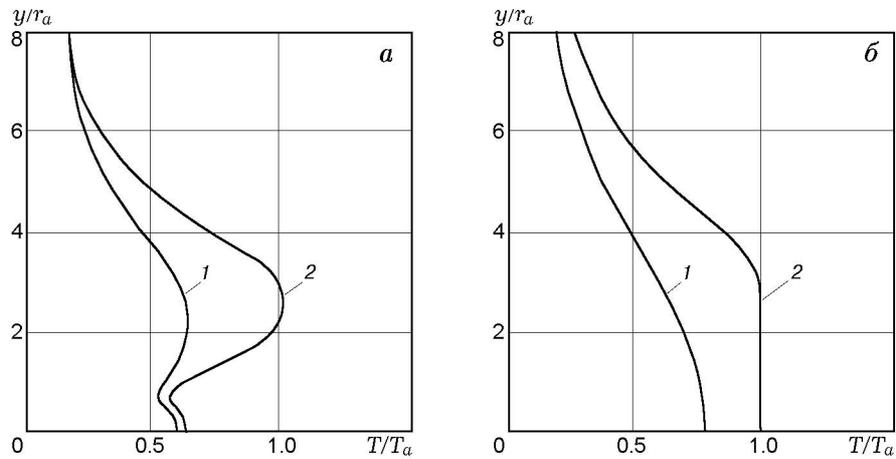


Рис. 2. Распределение температуры  $T/T_a$  в поперечном сечении замороженной (1) и химически реагирующей (2) струи при  $x/r_a = 18$  (а) и 50 (б)

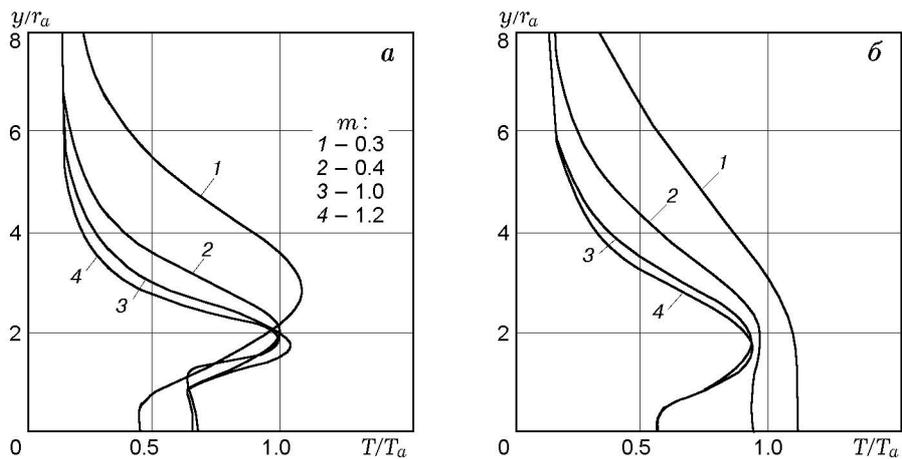


Рис. 3. Распределение температуры  $T/T_a$  в поперечных сечениях химически реагирующей струи при различных значениях параметра спутности и значениях продольной координаты  $x/r_a = 18$  (а) и 50 (б)

$C_{CO} = 0.121$ ;  $C_{H_2} = 0.0066$ ;  $C_{H_2O} = 0.285$  (индекс  $a$  относится к параметрам на срезе сопла,  $e$  — к параметрам внешнего потока).

На рис. 2 представлены распределения относительной температуры  $T/T_a$  в поперечных сечениях. Видно, что вследствие процесса догорания температура повышается в первую очередь в слое смешения и может превышать температуру замороженной струи примерно на 30 %. В ядре струи температура практически нечувствительна к химическим реакциям во внешней области течения. Однако когда слой смешения достигает оси струи, повышение температуры в центральной зоне струи

становится значительным.

Влияние скорости внешнего потока на процесс догорания в струе исследовалось при тех же исходных параметрах струи. Параметр спутности  $m = u_e/u_a$  изменялся в пределах  $0.3 \div 1.3$ . Результаты расчетов представлены на рис. 3. Отклонение параметра спутности от единицы приводит к утолщению слоя смешения, причем при увеличении значения  $m$  слой смешения смещается к центру струи. В области  $m < 1$  с увеличением параметра спутности виская ударная волна оттесняется к оси струи, а присоединенная ударная волна — в сторону спутного потока. В области  $m > 1$

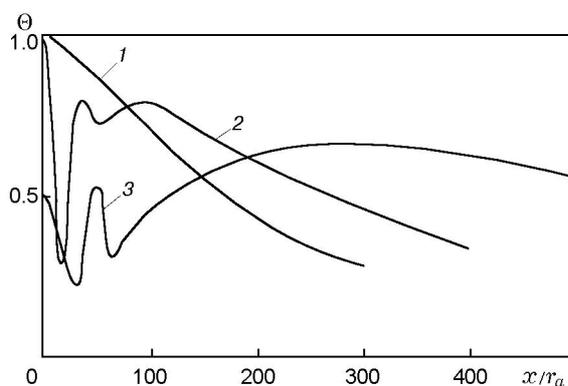


Рис. 4. Изменение относительной температуры  $\Theta$  вдоль оси замороженной струи при различных значениях степени нерасчетности:

1 —  $n = 1$ ,  $H = 6.5$  км; 2 —  $n = 8$ ,  $H = 21$  км; 3 —  $n = 38$ ,  $H = 30$  км

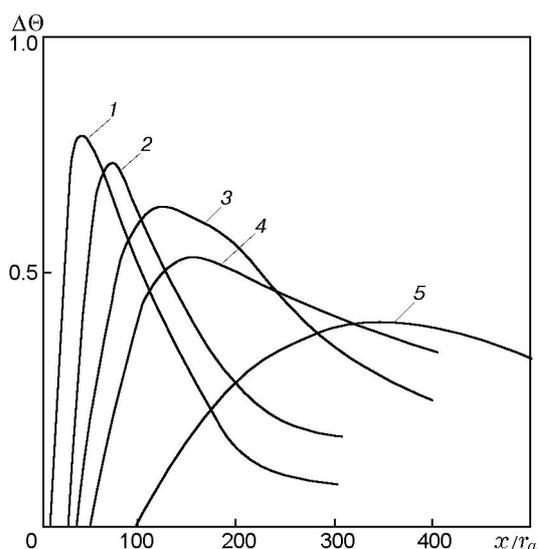


Рис. 5. Изменение относительного приращения температуры  $\Delta\Theta$  вдоль оси струи на различных высотах:

1 —  $n = 1$ ,  $H = 6.5$  км; 2 —  $n = 1.7$ ,  $H = 11$  км;  
3 —  $n = 3.7$ ,  $H = 17$  км; 4 —  $n = 8$ ,  $H = 21$  км;  
5 —  $n = 38$ ,  $H = 30$  км

увеличение параметра спутности приводит к отеснению присоединенной ударной волны в сторону набегающего потока, а всячий скачок уплотнения практически не смещается. Влияние степени нерасчетности струи  $n = P_a/P_e$  на ее догорание исследовалось на примере выхлопной струи с начальными параметрами  $u_a = 2800$  м/с;  $T_a = 1300$  К;  $T_e = 216$  К;  $P_a = 0.4 \cdot 10^5$  Па;  $C_{N_2} = 0.3$ ;  $C_{CO_2} = 0.260$ ;  $C_{CO} = 0.106$ ;  $C_{H_2} = 0.012$ ;  $C_{H_2O} = 0.316$ . Степень

нерасчетности струи изменялась в пределах  $n = 1 \div 37.7$ , что соответствовало высоте полета  $H = 6.5 \div 30$  км, параметр спутности изменялся с увеличением высоты полета в пределах  $m = 0.1 \div 0.3$ . На рис. 4 приведено изменение относительной температуры  $\Theta = (T_{s0} - T_e)/(T_a - T_e)$  ( $T_{s0}$  — температура на оси замороженной струи) вдоль оси замороженной струи  $x/r_a$  (при отсутствии ее догорания) для различных значений степени нерасчетности. С увеличением степени нерасчетности (высоты полета) длина начального участка и дальность струи возрастают. Это объясняется тем, что с ростом степени нерасчетности понижается давление окружающей среды, что приводит к уменьшению массы воздуха, поступающего из атмосферы в слой смешения. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению потери кинетической энергии струи, а следовательно, и к увеличению ее дальности.

Влияние высоты полета на процесс догорания сверхзвуковой струи иллюстрирует рис. 5, на котором показана зависимость относительного приращения температуры  $\Delta\Theta = (T_0 - T_{s0})/(T_{s0} - T_e)$  на оси струи в результате ее догорания от безразмерной продольной координаты  $x/r_a$ . Параметр  $\Delta\Theta$  представляет собой приращение температуры на оси струи в результате ее догорания по сравнению с температурой на оси замороженной струи (см. рис. 4). Видно, что максимум температуры на оси струи реализуется в сечении, в котором слой смешения достигает оси струи. С увеличением высоты полета максимум температуры на оси струи уменьшается и смещается вниз по потоку. Как показал анализ, процесс догорания струи практически является равновесным на сравнительно низких высотах полета ( $H \leq 20$  км). С увеличением высоты полета степень нерасчетности увеличивается, а давление окружающей среды падает, что приводит к уменьшению скорости химических реакций, и процесс догорания становится неравновесным. На сравнительно больших высотах характерное время газодинамических процессов больше характерного времени химических реакций, что приводит к замораживанию химических реакций, и процесс догорания практически не реализуется.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана методика численного моделирования тепло- и массообмена в сверхзвуковой

химически реагирующей струе. В результате численного моделирования определено влияние давления окружающей среды, степени нерасчетности и параметра спутности на процесс догорания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Галицейский К. Б.** Исследование теплообмена в химически реагирующих струйных течениях // Тр. 2-й Российской национальной конференции по теплообмену. М.: МЭИ, 1998. Т. 3. С. 177–180.
2. **Галицейский К. Б.** Моделирование радиационно-конвективного теплообмена в химически реагирующих струйных потоках // Теплообмен. ММФ-2000. Минск: ИТМО, 2000. Т. 4. С. 151–158.
3. **Галицейский К. Б.** Моделирование теплообмена в химически-реагирующих струях // Тр. 3-й Российской национальной конференции по теплообмену. М.: МЭИ, 2002. Т. 3. С. 193–196.
4. **Глебов Г. А., Молчанов А. М.** Модель турбулентности для расчета высокоскоростных реагирующих струй // Исследование теплообмена в летательных аппаратах: Тематический сб. науч. тр. МАИ. М.: МАИ, 1982. С. 6–11.
5. **Кондратьев В. Н.** Кинетика и механизмы газофазных реакций. М.: Наука, 1974.
6. **Термодинамические** и теплофизические свойства продуктов сгорания: Справочник / В. Е. Алемасов и др. М.: Изд-во АН СССР, 1972. Т. 1.
7. **Сверхзвуковые** неизобарические струи газа / В. С. Авдучевский, Э. А. Ашратов и др. М.: Машиностроение, 1985.
8. **Сверхзвуковые** струи идеального газа / Г. И. Аверенкова, Э. А. Ашратов, А. Т. Волхонская и др. М.: МГУ, 1970. Ч. 1; 1971. Ч. 2.
9. **Dash S. M., Pergament H. S.** A computational system for the analysis of mixing chemical shock processes in supersonic internal and exhaust plume flowfields // AIAA Paper N 80-1255. 1980.

*Поступила в редакцию 27/XII 2004 г.*

---