

6. Griffiths J. F. Eighteenth Sympos. (Internat.) on Combustion.— Pittsburgh, Pennsylvania, 1981.
7. Скорodelов Д. И. Канд. дис.— М.: МАДИ, 1969.
8. Борисов А. А., Скачков Г. И. Кинетика и катализ, 1964, 5, 6, 968.
9. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Драгалова Е. В. и др. Хим. физика, 1983, 2, 6, 838.
10. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1967.

Поступила в редакцию 21/XI 1985,  
после доработки — 6/XI 1986

## РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФфуЗИОННОГО ГОРЕНИЯ ВОДОРОДА НАД ПОРИСТОЙ ПЛАСТИНОЙ

С. А. Зайцев, А. Б. Лебедев

(Москва)

Исследование вдува химически реагирующего вещества через пористую поверхность в турбулентный пограничный слой до- и сверхзвукового потока представляет важную прикладную задачу в связи с вопросами теплозащиты элементов летательных аппаратов, горения твердых и жидких топлив, разрушения аблирующих покрытий и т. д. [1, 2].

Рассмотрим вдув топлива через пористую или перфорированную пластину в образующийся на ней турбулентный пограничный слой сверхзвукового потока атмосферного воздуха. В качестве топлива выбран газообразный водород. Введем ряд допущений: поверхность абсолютно каталитическая; справедливы все упрощения теории пограничного слоя; существует установившийся турбулентный поток с нулевым градиентом давления; перенос лучистой энергии пренебрежимо мал; термо- и бародиффузия малы по сравнению с диффузией, обусловленной градиентами концентрации.

Сделанные предположения накладывают ограничения на значения интенсивности вдува  $\beta_w = \langle \rho \rangle_w \langle v \rangle_w / \langle \rho \rangle_\infty \langle u \rangle_\infty$  ( $\langle \rho \rangle$  — плотность,  $\langle u \rangle$ ,  $\langle v \rangle$  — продольная и поперечная компоненты скорости, индексами  $\infty$  и  $w$  обозначены параметры набегающего потока на внешней границе пограничного слоя и на стенке, величины в скобках — осредненные по времени). С одной стороны, коэффициент  $\beta_w$  должен быть невелик, чтобы из-за вдува не происходило оттеснения пограничного слоя от поверхности пластины, но с другой — интенсивность вдува не может быть очень мала, так как в этом случае горение происходит в порах поверхности.

Цель расчетного исследования — определение влияния вдува и диффузионного горения на характеристики турбулентного пограничного слоя сверхзвукового потока (профили параметров течения, коэффициент трения  $c_f = 2\tau_w / \langle \rho \rangle_\infty \langle u \rangle_\infty^2$ , формпараметр  $H = \delta^* / \delta^{**}$ ,  $\tau = \langle \rho \rangle v (\partial \langle u \rangle / \partial y)$ ,  $\delta^* = \int_0^\infty (\langle \rho \rangle_\infty \langle u \rangle_\infty - \langle \rho \rangle \langle u \rangle) dy / \langle \rho \rangle_\infty \langle u \rangle_\infty$ ,  $\delta^{**} = \int_0^\infty \langle \rho \rangle \langle u \rangle (\langle u \rangle_\infty - \langle u \rangle) dy / \langle \rho \rangle_\infty \langle u \rangle_\infty^2$ ,  $y$  — поперечная координата) и удельного импульса нормальной силы  $I = \int \Delta p dx / \beta_w$  (где  $\Delta p$  — разность давлений при вдуве и горении, а также со вдувом, но без горения,  $\beta_w$  — расход вдуваемого газа). Значение  $I$  позволяет оценить эффективность внешнего горения для создания боковых и продольных управляющих усилий. Величину удельного импульса нормальной силы можно определить из соотношения

$$I = \frac{\frac{H_\Gamma c_{f_\Gamma} - H_0 c_{f_0}}{2} + \frac{(H_\Gamma - H_0) \langle \rho \rangle_w \langle v \rangle_w}{\langle \rho \rangle_\infty \langle u \rangle_\infty} \frac{M_\infty \langle a \rangle_\infty}{g}}{\frac{\langle \rho \rangle_w \langle v \rangle_w}{\langle \rho \rangle_\infty \langle u \rangle_\infty} \sqrt{M_\infty^2 - 1}}, \quad (1)$$

где  $M_\infty$  и  $a_\infty$  — число Маха и скорость звука набегающего потока;  $g$  — ускорение силы тяжести;  $\langle v \rangle_w$  — скорость вдува; индексы г и 0 соответствуют характеристикам пограничного слоя при вдуве и горении, а также со вдувом, но без горения. Зависимость (1) можно получить, используя линеаризованные формулы для обтекания тонких тел, а также допущения, что  $d\delta^*/dx$  слабо меняется вдоль поверхности тела и  $\langle \rho \rangle_1 \approx \langle \rho \rangle_2$ ,  $\langle u \rangle_1 \approx \langle u \rangle_2$  (индексы 1 и 2 относятся к параметрам до скачка и за скачком, идущим от передней кромки пластины). Результаты последующих расчетов диффузионного горения водорода у пористой пластины, выполненные в диапазоне изменения определяющих параметров  $0 < M_\infty < 8$ ,  $10^4 < Re_0 = \langle u \rangle_\infty \delta_0 / \nu_\infty < 10^6$ ,  $10^{-5} < \beta_w < 3 \cdot 10^{-4}$  ( $\delta_0$  — толщина пограничного слоя в начальном сечении), показали, что предположение  $d\delta^*/dx$  вполне допустимо.

Рассмотрим систему уравнений, описывающую диффузионное горение в турбулентном пограничном слое. Предположим, что между топливом и окислителем происходит необратимая одностадийная реакция  $A + B + N \rightarrow C + N$  ( $A, B, C, N$  — топливо, окислитель, продукты сгорания и нейтральный компонент соответственно) и в каждой точке потока отмечается термодинамическое равновесие. Если коэффициенты молекулярной диффузии реагирующих веществ и температуропроводности равны, а граничные и начальные условия подобны, то имеет место подобие процессов тепло- и массопереноса [3, 4]. Тогда описание турбулентного диффузионного горения сводится к определению поля концентрации пассивной примеси  $z$ . При этом температура, плотность и концентрация реагирующих веществ выражаются через  $z$  (при  $M = 0$ ) или через  $z$  и  $u$  (при  $M \neq 0$ ). В рамках такой приближенной модели диффузионного горения влияние тепловыделения на процесс смешения проявляется только в различной зависимости плотности среды от концентрации  $z$  [5] или от  $z$  и  $u$  [6].

Система уравнений квазистационарного турбулентного пограничного слоя в безразмерной форме имеет вид

$$\frac{\partial \langle \rho \rangle \langle u \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle \rho \rangle \langle v_* \rangle}{\partial y} = 0, \quad (2)$$

$$\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \langle \rho \rangle \langle v_* \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \langle \rho \rangle (\epsilon + \nu) \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right\}, \quad (3)$$

$$\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \langle z \rangle}{\partial x} + \langle \rho \rangle \langle v_* \rangle \frac{\partial \langle z \rangle}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \langle \rho \rangle \left( \frac{\epsilon}{Sc_t} + \frac{\nu}{Sc} \right) \frac{\partial \langle z \rangle}{\partial y} \right\}, \quad (4)$$

$$\langle \rho \rangle = \rho \langle z \rangle, \quad \langle p \rangle, \quad \langle u \rangle. \quad (5)$$

Здесь  $x$  и  $y$  — продольная и поперечная координаты, отнесенные к начальной толщине пограничного слоя  $\delta_0$ ;  $\langle u \rangle$ ,  $\langle v_* \rangle = \langle \rho v \rangle / \langle \rho \rangle$  — продольная и поперечная компоненты скорости, отнесенные к  $\langle u \rangle_\infty$ ;  $\langle \rho \rangle = \langle \rho \rangle / \langle \rho \rangle_\infty$  — плотность;  $\langle p \rangle = \langle p \rangle / \langle \rho \rangle_\infty \langle u \rangle_\infty^2$  — давление;  $\epsilon$  и  $\nu$  — турбулентная и молекулярная вязкость ( $\epsilon = \epsilon / \langle u \rangle_\infty \delta_0$ );  $\langle z \rangle$  — среднemasсовая концентрация;  $Sc$  и  $Sc_t$  — ламинарное и турбулентное число Шмидта. В уравнениях (2) — (5) не учитываются пульсации скалярных параметров течения (кроме  $\langle \rho' v' \rangle$ ), а также тройные корреляции. В дальнейшем скобки осреднения характеристик течения опускаются.

Для замыкания определяющей системы уравнений используется однопараметрическая дифференциальная модель турбулентности для турбулентной вязкости  $\epsilon \sim \sqrt{e} L$  ( $e = \frac{1}{2} \sum_i \langle u_i'^2 \rangle$  — энергии турбулентности;  $L$  — интегральный масштаб турбулентности), которая широко применяется для анализа пристенных турбулентных течений около гладких и шероховатых поверхностей (7):

$$\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + \rho v_* \frac{\partial \epsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[ \rho (\kappa \epsilon + \nu) \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right] + \alpha \epsilon \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| - \frac{\gamma \epsilon (\beta \epsilon + \nu)}{S^2},$$

где  $S^2 = y^2 + 0,4 y k_s + 0,004 k_s^2$ ;  $k_s$  — эквивалентный размер песочной шероховатости. Принимались следующие значения коэффициентов:  $\kappa = 2$  Физика горения и взрыва № 1, 1988 г. 17

$$= 2; \quad \beta = 0,06; \quad \gamma = 50; \quad \alpha = 0,2[(\varepsilon/8\nu)^2 + 1,4(\varepsilon/8\nu) + 0,2][(\varepsilon/8\nu)^2 - 1,4(\varepsilon/8\nu) + 1]^{-1}.$$

В представленном здесь виде модельное уравнение для турбулентной вязкости разработано для описания течения несжимаемой жидкости. Такое приближение при моделировании процессов турбулентного переноса в потоках с горением использовалось в ряде теоретических работ для анализа смешения и горения в пограничном слое [4, 8—10].

При определении вида зависимости  $\rho(z, p, u)$  предполагалось, что удельные теплоемкости смешивающихся веществ при постоянном давлении  $c_{p_i}$  зависят не только от концентрации пассивной примеси  $z$  [7], но и являются линейными функциями температуры (см. например, [11]), т. е.  $c_{p_i} = a_i T + b_i$ ,  $c_p = \sum_i c_{p_i} c_i = \sum_i a_i c_i T + \sum_i b_i c_i$ , где  $a_i$ ,  $b_i$  — не зависящие от температуры аппроксимационные коэффициенты, которые определялись по данным из [12].

При задании молекулярной вязкости  $\nu$  необходимо учитывать, что при горении в пограничном слое фронт пламени может находиться вблизи стенки (в окрестности ламинарного подслоя). В этом случае молекулярная и турбулентная вязкости соизмеримы между собой по порядку величины, и требуется достаточно точно определять  $\nu$  для смеси газов при переменной температуре. Для расчета молекулярной вязкости смеси газов — исходных веществ и продуктов сгорания — используется аппроксимационное соотношение из [13]:

$$\nu = \frac{1}{\rho} \sum_{i=1}^N \mu_i c_i \left( c_i + \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^N c_j \left( \frac{M_i}{M_j} \right) \Phi_{ij} \right)^{-1};$$

$$\Phi_{ij} = \left[ 1 + \left( \frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{1/2} \left( \frac{M_j}{M_i} \right)^{1/4} \right]^2 \left[ 2,82 \left( 1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{1/2} \right]^{-1}.$$

Здесь  $\mu_i$  и  $M_i$  — молекулярная вязкость и молекулярная масса каждого из компонентов смеси. Значения  $\mu_i$  аппроксимировались по формуле Сазерленда.

Для решения системы уравнений (2) — (5) необходимо задать соответствующие граничные условия. При их постановке предполагается, что нормальная инжекция водорода осуществляется вслед за начальным непроницаемым участком поверхности ( $x \leq 10$ ), причем до участка вдува стенка гладкая, а на участке вдува может быть шероховатой. Граничные условия задавались на поверхности, где отдельные струйки горючего, вытекающие из пор, смешивались между собой. В этом сечении устанавливается равномерное (вдоль поверхности) распределение  $z$ .

Рассматривались два вида граничных условий на стенке (поверхность  $w$ ):

$$y = 0: \quad u = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = 0, \quad v_* = v_w, \quad z = z_w = \frac{\rho_w v_w + \rho_w D_w (\partial z / \partial y)_w}{\rho_w v_w}, \quad (6)$$

$$y = 0: \quad u = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = 0, \quad z = z_w, \quad v_* = v_w = \frac{-D_w (\partial z / \partial y)_w}{1 - z_w}. \quad (7)$$

Условие (6) соответствует задаче о вдуве с постоянным расходом топлива через пористую поверхность. При такой постановке возможно определение геометрии фронта пламени в пограничном слое. Выбор граничного условия (7) обусловлен спецификой задачи об определении максимального удельного избыточного импульса нормальной силы в зависимости от положения фронта пламени в пограничном слое. Соотношения для  $z_w$  (6) и  $v_w$  (7) получены в предположении отсутствия образования (исчезновения) массы компонентов смеси в области между стенкой и поверхностью  $w$ , а также при выполнении условия  $\rho v = \text{const}$  поперек пограничного слоя [14].

На внешней границе граничное условие имеет стандартный вид:

$$y \rightarrow \infty: \quad \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = 0, \quad z = 0. \quad (8)$$

Кроме граничных условий при  $y=0$  и  $y \rightarrow \infty$  для решения исходной системы уравнений необходимо задать начальные профили параметров  $u$ ,  $z$ ,  $\varepsilon$  ( $x=0$ ), знание которых позволяет определять профили  $v$  и  $\rho$  в начальном сечении [5]. Здесь распределение в начальном сечении аппроксимировалось на основании экспериментальных данных для профиля скорости в турбулентном пограничном слое из [15],  $\varepsilon$  — согласно экспериментальным данным из [16], а  $z$  — равномерным ( $z = 10^{-5}$ ).

Профиль поперечной скорости  $v$  в начальном сечении определялся из условия совместности для уравнений параболического типа [5] с учетом условий  $v_w=0$ . Выпишем выражение для поперечной компоненты скорости, сделав замену переменных  $\rho v = \rho_w v_w + \rho V$  при  $V_\infty = 0$ :

$$V = -u \int_0^y (\Pi/\rho u) dy, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \Pi = \frac{1}{\rho u} \left\{ \left( \rho + u \frac{\partial \rho}{\partial u} \right) \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho (\varepsilon + v) \frac{\partial u}{\partial y} \right) + u \frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \rho \left( \frac{\varepsilon}{Sc_t} + \frac{v}{Sc} \right) \frac{\partial z}{\partial y} \right\} + \right. \\ \left. + \rho_w v_w \left\{ \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial y} + \frac{1}{\rho u} \frac{\partial \rho u}{\partial u} \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{1}{u} \frac{\partial u}{\partial y} \right\} \right. \end{aligned}$$

Входящие в соотношения (9) производные  $\frac{\partial \rho}{\partial u}$ ,  $\frac{\partial \rho}{\partial z}$ ,  $\frac{\partial \rho}{\partial p}$  можно определить из уравнения состояния (5).

Определяющая система (2)–(5) с граничными условиями (6)–(8) интегрировалась численно с использованием двухслойной монотонной, неявной конечно-разностной схемы первого порядка точности [5]. Конечно-разностной аналог этих уравнений с соответствующими граничными условиями решался методом скалярной прогонки. Предложенная методика была прежде всего апробирована при расчете турбулентного пограничного слоя сверхзвукового внешнего потока без вдува топлива на гладкой поверхности. Расчеты проводились при  $T_w = 700$  К,  $T_\infty = 217$  К,  $Re_\delta = 10^4 \div 10^6$  ( $Re_\delta = \frac{u_\infty \delta_0}{\nu_\infty}$  — число Рейнольдса, вычисленное по толщине пограничного слоя в начальном сечении),  $M_\infty = 0 \div 8$ ,  $z_w = 0,029 \div 0,1$ . Оказалось, что данный метод позволяет отразить наиболее характерные особенности влияния  $M_\infty$  на характеристики пограничного слоя — меньшую наполненность профиля скорости  $u$ , возрастание толщины пограничного слоя и ламинарного подслоя  $\delta_\pi$ , возрастание значения формпараметра  $H$  и уменьшение  $c_f$  при увеличении  $M_\infty$ .

Вдув инертного газа ( $10^{-5} \leq \beta_m \leq 3 \cdot 10^{-4}$ ) качественно не меняет характер зависимости  $H$  и  $c_f$  от  $M_\infty$ . Даже при малом вдуве ( $\beta_m \approx 10^{-4}$ ) наблюдается уменьшение  $c_f$  по сравнению с коэффициентом трения без вдува  $c_{f_0}$ . Так, в случае  $M_\infty = 4$  и  $Re_\delta = 10^5$   $c_f/c_{f_0} = 0,93$  при  $x = 100$ , что соответствует экспериментальным данным [14], полученным со вдувом гелия в турбулентный пограничный слой сверхзвукового потока.

Результаты расчетов параметров течения с горением у гладкой пластины, выполненными с использованием граничного условия (6), показали, что с увеличением интенсивности вдува фронт пламени удаляется от поверхности, через которую осуществляется вдув, а зона горения смещается к передней кромке пластины. При уменьшении интенсивности вдува горение может переходить в поры. Эти результаты качественно соответствуют экспериментальным данным [17].

Горение чрезвычайно сильно сказывается на характере поведения как интегральных, так и локальных параметров пограничного слоя.

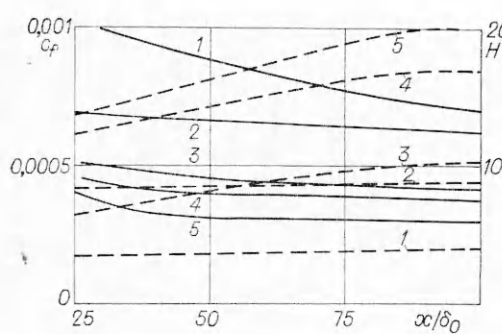


Рис. 1. Изменение  $c_f$  (сплошные линии) и  $H$  (штриховые) по длине пластины.  $M_\infty = 2$  (1, 3) и 4 (2, 4, 5);  $z_w = 0,029$  (1-4) и 0,05 (5); 1, 2 — вдув без горения.

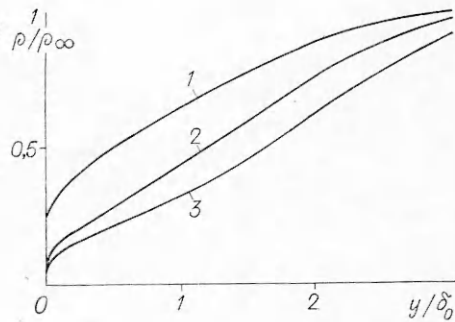


Рис. 2. Изменение плотности  $\rho$  по толщине пограничного слоя в потоках с горением и без ( $x = 100$ ,  $M_\infty = 4$ ,  $Re_\delta = 10^6$ ,  $T_w = 700$  К). 1 —  $z_w = 0,029$ , вдув без горения; 2 —  $z_w = 0,029$ ; 3 —  $z_w = 0,05$ .

На рис. 1 приведены кривые изменения  $c_f$  и  $H$  ( $c_f = \mu_w \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_w / \rho_\infty u_\infty^2$ ) по длине пластины при использовании условий (7). Оказалось, что с увеличением числа Маха внешнего потока при фиксированных значениях  $Re_\delta$  и  $z_w$  коэффициент трения  $c_f$  уменьшается почти в 1,5 раза, а значение  $H$  возрастает в 2,5 раза.

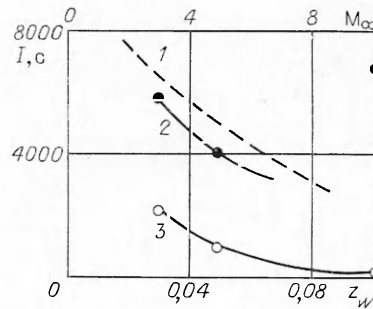
При росте  $z_w$  фронт пламени отходит от стенки, пограничный слой в среднем прогревается сильнее, плотность уменьшается. При этом  $c_f$  уменьшается, а  $H$  возрастает. Например, при  $Re_\delta = 10^6$ ,  $M_\infty = 4$  изменение  $z_w$  от 0,029 до 0,1 приводит к уменьшению  $c_f$  почти в 2 раза, а  $H$  возрастает на 25%. Указанные эффекты связаны с существенным отличием плотности в потоках с горением и без него (на рис. 2 приведены типичные профили  $\rho$  в потоках с горением и без горения).

Увеличение  $Re_\delta$  вызывает заметное снижение  $c_f$ . Особо необходимо выделить два режима течения, реализуемые при  $z_w = 0,1$ ,  $M_\infty = 4$ ,  $Re_\delta = 10^5$  и  $z_w = 0,05$ ,  $M_\infty = 8$ ,  $Re_\delta = 10^5$ . Здесь наблюдается переход от турбулентных режимов течения к ламинарным, что приводит к резкому падению  $c_f$  и возрастанию  $H$ .

Горение приводит к существенному изменению профилей не только плотности, но скорости и интенсивности турбулентности в пограничном слое. Результаты расчетов показали, что вблизи стенки значения  $du/dy$  в потоке с горением при всех  $z_w$  существенно меньше, чем в соответствующем изотермическом потоке, причем это различие возрастает с увеличением  $z_w$ .

Однако в области между фронтом пламени и границей пограничного слоя градиент скорости повышается и превосходит его величину в изотермическом потоке. Такой характер изменения градиента скорости в потоках с горением при умеренных числах  $Re_\delta$  связан с резким ростом толщины ламинарного подслоя. При увеличении  $Re_\delta$  толщина ламинарного подслоя  $\delta_{л}/y \sim Re_\delta^{-1}$  и описанные выше эффекты проявляются слабее. Отметим, что в данных расчетах не удалось получить немонопотное изменение профиля скорости в окрестности фронта пламени, которое наблюдалось в исследованиях диффузионного горения в пограничном слое при дозвуковых скоростях внешнего потока. Такую особенность течения не удалось получить и в расчетных исследованиях [10, 21]. Наличие немонопотного профиля скорости, по-видимому, связано с неизобаричностью течения в условиях экспериментов [17-20] и, следовательно, с необходимостью учета градиентов давления в определяющей системе уравнений. Увеличение  $z_w$  приводит к тому, что фронт пламени, где генерация турбулентности максимальна, удаляется от стенки и, как следствие, максимальное значение турбулентной вязкости также перемещается к внешней границе пограничного слоя. При  $y > \delta_\pi$

Рис. 3. Зависимость удельного импульса нормальной силы от  $z_w$  (сплошные линии) и  $M_\infty$  (штриховая);  $T_w = 700$  К,  $T_\infty = 216$  К,  $Re_\delta = 10^5$  (1, 2) и  $10^6$  (3);  $M_\infty = 4$  (2, 3),  $z_w = 0,029$  (1).



возрастает и уровень турбулентной вязкости. Аналогичный характер изменения характеристик турбулентности отмечен в экспериментальном исследовании диффузионного горения в пограничном слое [17—20].

Анализ результатов расчетов, выполненных для шероховатой поверхности ( $k_s \neq 0$ ), показал, что при увеличении  $k_s$  профиль скорости становится менее наполненным, а профиль температуры более наполненным, причем  $\varepsilon_w$  резко возрастает. Вместе с тем параметры  $c_f$  и  $H$  при  $0 \leq k_s \leq 0,05$  меняются на 20—25%. Полученные в расчетах эффекты имеют универсальный характер и не должны заметно зависеть от выбора модели турбулентности, так как горение происходит в окрестности ламинарного подслоя, если  $z_w \approx z_s$ .

Данные по интегральным параметрам  $c_f$  и  $H$  позволяют, используя зависимость (1), определить значение удельного импульса нормальной силы. На рис. 3, 2 и 3 показано изменение  $I$  в зависимости от  $z_w$  при вариации  $Re_\delta$ . Максимальное значение  $I$  достигается, если  $z_w \approx z_s$ , т. е. когда фронт пламени находится у самой пористой поверхности и уменьшается с ростом  $z_w$ . Увеличение  $Re_\delta$  приводит к очень заметному уменьшению  $I$ . Однако эти результаты получены для режимов развитой турбулентности. Если течение ламинарное, то значение  $I$  даже при  $z_w \approx 0,1$  может быть значительным. На рис. 3, 1 приведено изменение  $I$  в зависимости от  $M_\infty$  при фиксированных значениях  $Re_\delta$ . Видно, что наибольший удельный импульс нормальной силы получается при  $M_\infty \rightarrow 1$ .

В заключение следует подчеркнуть, что приближение, используемое в качестве модели горения, справедливо при наличии подобия процессов тепло- и массопереноса. Это подобие требует равенства коэффициентов диффузии  $D$  и температуропроводности  $k_T$  и одного типа граничных условий. Такие условия могут нарушаться внутри пористого материала, где  $D$  определяется особенностями диффузии внутри пористого материала, а  $k_T$  — характеристиками теплообмена горючего материала и пор. Однако при достаточно большой толщине пористой вставки несоблюдение указанных условий не нарушит подобия процессов тепло- и массопереноса.

При строгом выполнении условия подобия  $z$  и  $h^*$  ( $h^*$  — полная энтальпия) и расположении фронта пламени вблизи поверхности автоматически реализуется высокий уровень температуры стенки ( $T_w \approx 2000$  К). Этот факт, а также малый уровень скорости вдува ( $v_w \approx 10^{-4} u_\infty$ ) при конкретной реализации такой схемы могут существенно облегчить стабилизацию.

Таким образом, рассмотренная здесь схема диффузионного горения над пористой поверхностью может быть реализована практически, если удастся организовать вдув горючего через достаточно толстую вставку и обеспечить на ее поверхности температуру  $\sim 2000$  К.

Авторы благодарят А. Н. Секундова за полезное обсуждение постановки задачи и результатов расчета.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Баев В. К., Головичев В. И., Третьяков П. К. и др. Горение в сверхзвуковом потоке. — Новосибирск: Наука, 1984.
2. Ларин О. Б. Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, 6, 33.

3. Шваб В. А.— В кн.: Исследование процессов горения натурального топлива.— М.— Л.: Госэнергоиздат, 1948.
4. Зельдович Я. Б. ЖТФ, 1949, 19, 10.
5. Кузнецов В. Р., Лебедев А. Б., Секундов А. Н. и др. Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, 1, 30.
6. Мещеряков Е. А., Сабельников В. А. ФГВ, 1981, 17, 2, 55.
7. Абрамович Г. Н., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н. Турбулентные течения при воздействии объемных сил и неавтономности.— М.: Машиностроение, 1975.
8. Громов В. Г., Ларин О. Б. Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, 3, 189.
9. Громов В. Г., Ларин О. Б., Левин В. А. Хим. физика, 1984, 3, 8, 1190.
10. Sperng D. L., Tao C. C. Acta Astron., 1980, 7, 4—5, 619.
11. Khalil E. E., Spalding D. V., Whitelaw J. H. J. Heat and Mass Transfer, 1975, 18, 6, 775.
12. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей.— М.: Физматгиз, 1963.
13. Голубев И. Ф. Вязкость газов и газовых смесей.— М., 1959.
14. Лапин Ю. В. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа.— М.: Наука, 1970.
15. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика.— М.: Наука, 1976.
16. Хинце И. О. Турбулентность.— М.: Физматгиз, 1963.
17. Ueda T., Mizomoto M., Kobayashi T. e. a. Combust. Sci. Technol, 1982, 27, 133.
18. Wooldridge C. E., Muzzy R. J. AIAA J., 1960, 4, 11, 2009.
19. Jones W. J., Isaacson L. K., Vreeke S. A. AIAA, J., 1971, 9, 4, 1762.
20. Ueda T., Mizomoto M., Matsubayashi e. a. AIAA J., 1984, 22, 5, 664.
21. Артюх Л. Ю., Кашкаров В. П., Локтионова И. В.— В кн.: Методы и средства математического моделирования нелинейных процессов в физике и технике.— Алма-Ата, 1983.

*Поступила в редакцию 27/VI 1986,  
после доработки — 4/XI 1986*

## ДИФфуЗИОННО-ТЕПЛОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ НОРМАЛЬНОГО ГОРЕНИЯ ТРЕХКОМПОНЕНТНОЙ СМЕСИ ГАЗОВ

*А. М. Гришин, Е. Е. Зеленский*

*(Томск)*

Задача о диффузионно-тепловой неустойчивости (ДТН) ламинарного пламени в приближении бинарной диффузии рассматривалась в работах [1—8]. В [1] сделан вывод о неустойчивости фронта пламени по отношению к пространственным возмущениям при числе Льюиса  $Le > 1$  ( $Le = D/\kappa$ ;  $D$ ,  $\kappa$  — эффективные коэффициенты диффузии и температуропроводности). Впервые наличие зоны неустойчивости при  $Le < 1$  (ДТН-1) как для одномерных, так и для пространственных возмущений в рамках постановки задачи [1] аналитически и численно обнаружено в [2]. Эта неустойчивость носит колебательный характер и связана с выполнением условий  $t_x \ll t_r < t_d$ , где  $t_r$ ,  $t_d$ ,  $t_x$  — времена тепловой и диффузионной релаксации и характерное время химической реакции соответственно. В [3, 4] показано, что при  $Le > 1$  существует область монотонной неустойчивости по отношению к искривлениям фронта пламени (ДТН-2).

Таким образом, как отмечается в [4, 5], взаимоисключающие, на первый взгляд, выводы работ [1] и [6] получили логическое объяснение. В более поздних работах [7, 8], не использующих предположение о квазистационарности скорости возмущенного фронта пламени [1—5], получено хорошее согласование по границам устойчивости (расхождение не более 8%) с результатами [2—5]. В [9], обобщающей результаты [1—8] на случай горения двухреагентного пламени (горючее + окислитель) в приближении независимой диффузии компонентов, показано, что введение эффективного числа  $Le$  для смеси при некоторых допущениях позволяет свести задачу к исследованию устойчивости одnoreагентного пламени.

В настоящей работе дана постановка и проведено исследование задачи об устойчивости горения трехкомпонентной смеси газов (горю-