

6. Шидловский А. А. Основы пиротехники.— М.: Машиностроение, 1973.
7. Мержанов А. Г. // Физическая химия, современные проблемы.— М.: Химия, 1983.
8. Боровинская И. П., Новиков Н. П. // Процессы горения в химической технологии и металлургии.— Черноголовка, 1975.
9. Певзнер Р. Л. Термитовые огнеупоры.— М.: Промстройиздат, 1951.
10. Pietz J. Pat. 3895098, USA, 1975.
11. Калинин П. И., Цветков Ю. В. // Диффузия, сорбция и фазовые превращения в процессах восстановления металлов.— М.: Наука, 1981.
12. Подергин В. А., Корчагин М. А. // Там же.
13. Исманлов М. Б., Леонов А. Н., Ксандопуло Г. И. // Материалы I Всесоюз. симп. по макрокинетике и химической газодинамике.— Черноголовка, 1984.— Т. 2, ч. 1.
14. Ефимов А. И. Свойства неорганических соединений.— Л.: Химия, 1983.
15. Будников П. П., Гинстлинг А. М. Реакции в смесях твердых веществ.— М.: Стройиздат, 1971.
16. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
17. Кубашевский О., Олкок С. Металлургическая термохимия.— М.: Металлургия, 1982.
18. Бахман Н. Н., Беляев А. Ф. Горение гетерогенных конденсированных систем.— М.: Наука, 1967.
19. Хайкин Б. И. // Процессы горения в химической технологии и металлургии.— Черноголовка, 1975.

г. Алма-Ата

Поступила в редакцию 31/I 1989,
после доработки — 12/VI 1989

УДК 532.517.4

В. К. Баев, М. А. Гороховский, С. Ю. Рыбаков

РАСЧЕТ СТАЦИОНАРНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ДИФфуЗИОННЫХ ПЛАМЕН ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ КАНАЛАХ

1. В ряде технических устройств рабочие процессы связаны с течением жидкости и газа в роторной части механизмов. Течение в плоских каналах, вращающихся вокруг оси, параллельной его стенкам, исследовано в ряде работ (см., например, [1, 2]).

Дополнительный интерес к влиянию возникающих во вращающихся каналах эйлеровых сил инерции на процессы горения может возникнуть в связи с проблемами энергетики. Например, повышение температуры газа в следе за лопатками турбины (с последующим использованием теплосодержания газа) можно получить при организации горения непосредственно в межлопаточном канале. В этом случае кроме решения задач материаловедения, связанных с термоустойчивостью лопаток турбины, для практики необходимо построение предсказательной теории, описывающей стационарное и нестационарное поведение диффузионных пламен во вращающихся каналах.

В силу своего потенциального характера кориолисовы и центробежные эффекты изменяют гидродинамику слабосжимаемого течения во вращающемся канале только через турбулентные характеристики, не играя роль источника движения в осредненном уравнении импульса, а изменяя поле давления как противодействие этим силам. Поэтому во вращающихся каналах имеются стороны давления I и разряжения II (рис. 1). В этой связи необходим детальный анализ влияния неинерциальных эффектов на параметры турбулентных течений. При инженерном описании турбулентности в течениях с постоянной плотностью определенной известности достигли модели замыкания второго порядка [3—7]. Как правило, в рамках этих моделей соотношения для эффективной вязкости строятся с помощью уравнений переноса кинетической энергии турбулентности (КЭТ) и «изотропной» скорости ее вязкой диссипации ϵ с последующим привлечением техники алгебраического моделирования

(АМН) [3]. При этом действии массовых сил и градиента среднего давления учитывается в алгебраических соотношениях для напряжений и по необходимости в источнико-стоковых членах в транспортных уравнениях для КЭТ и ϵ [6—10]. Отметим, что явно эйлеровы силы инерции в уравнении для энергии турбулентных пульсаций отсутствуют, их влияние сказывается на КЭТ через поле осредненной скорости. Кроме того, механизм их действия заключается в перераспределении турбулентной энергии по осям координат. Формальное распространение моделей АМН на явления с существенно изменяющейся плотностью и горением проблематично. Однако проведенные в [8—10] сопоставления с экспериментами служат некоторым оправданием использования моделей АМН в расчетах диффузионных пламен при наличии массовых сил или внешнего градиента давления.

Дополнительное влияние градиента давления в течениях с горением заключается в том, что под действием одного и того же градиента фрагменты газа с разной плотностью приобретают разные ускорения; возникает взаимное перемещение тяжелых и легких фрагментов относительно друг друга. Это так называемая «турбулентная диффузия» за счет градиента давления [11, 12]. Во вращающихся химически реагирующих течениях подобные турбулентные потоки массы, связанные с пульсациями плотности, могут иметь существенное значение, так как «скольжение» тяжелых и легких фрагментов газа происходит за счет центробежной силы, пропорциональной квадрату скорости вращения. В настоящей работе использовался подход [8], позволяющий определить величины корреляций пульсаций скорости и плотности без привлечения дополнительного уравнения переноса.

2. На рис. 1 представлено сечение плоского канала, вращающегося с постоянной угловой скоростью Ω . При этом ось вращения совпадает с осью x , перпендикулярной плоскости рисунка. В центральной части канала располагалось топливоподающее сопло, которое вращалось вместе с каналом. Из сопла вытекала стационарная плоская струя, которая выгорала в спутном турбулентном потоке горячего воздуха. Система отсчета была жестко связана с вращающимся каналом.

Система уравнений Навье — Стокса осреднялась по Фавру:

$$\rho \tilde{v}_j \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} - \overline{\rho u_i u_j}) + 2 \epsilon^{ijk} \bar{\rho} \Omega_j \tilde{v}_k + \epsilon_{ijk} \epsilon^{jmn} \bar{\rho} \Omega_k \Omega_m x_n, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{v}_j) = 0, \quad (2)$$

где ϵ^{ijk} — тензор Леви — Чивета; символ $\sim$ — осреднение по Фавру; черта — осреднение по времени; суммирование подразумевалось по дважды повторяющемуся индексу. Граничные условия для скорости определялись из модификации [13] «пристенных» функций Сполдинга [14] и задания величин во входном сечении.

3. Диффузионное пламя горящего водорода моделировалось с помощью бесконечно быстрой одностадийной реакции [15]. В этих условиях обычно устанавливаются локальные соотношения между плотностью, температурой и составом для определения нормированной пассивной скалярной величины ξ , составленной из функций Шваба — Зельдовича [16]. Эти соотношения существенно нелинейны и для расчета средних величин необходимо ввести функцию плотности вероятности (ФПВ) распределения ξ

$$\langle \Phi \rangle = \int_0^1 \Phi(\xi) \tilde{P}(\xi) d\xi = \int_0^1 \frac{\rho^l(\xi)}{\bar{\rho}} P(\xi, \vec{r}) d\xi, \quad (3)$$

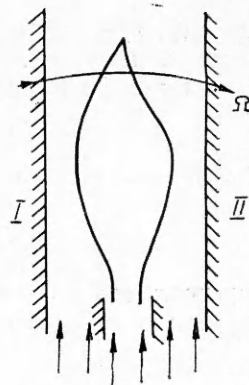


Рис. 1.

где $\vec{P}(\xi, \vec{r})$ — ФПВ Билджера [16]; $\vec{P}(\xi, \rho, \vec{r})$ — совместная ФПВ плотности и пассивного скаляра; $\rho'(\xi)$ — равновесное значение плотности. В настоящей работе использовалась ФПВ в виде трех δ -функций [17, 8]

$$P(\xi) = \gamma_1 \delta(\xi) + \gamma_2 \delta(\xi - \tilde{\xi}) + \gamma_3 \delta(\xi - 1). \quad (4)$$

Коэффициенты

$$\gamma_1 = \frac{\tilde{\xi}^2}{\xi}, \quad \gamma_2 = \frac{\tilde{\xi}^2}{\xi(1-\tilde{\xi})}, \quad \gamma_3 = \frac{\tilde{\xi}^2}{1-\tilde{\xi}} \quad (5)$$

определялись по первым двум моментам пассивного скаляра, рассчитываемым из следующих транспортных уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\tilde{\rho} \tilde{v}_i \tilde{\xi}) = \frac{\partial}{\partial x_i} (\tilde{\rho} \tilde{u}_i \tilde{\xi}^2), \quad (6)$$

$$\tilde{\rho} \tilde{v}_i \frac{\partial \tilde{\xi}^2}{\partial x_i} = -2 \tilde{\rho} \tilde{u}_i \tilde{\xi}^2 \frac{\partial \tilde{\xi}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(C_s \frac{\tilde{\rho} K}{\varepsilon} \tilde{u}_i \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{\xi}^2}{\partial x_j} \right) - C_D \tilde{\rho} \varepsilon \cdot \tilde{\xi}^2 / K. \quad (7)$$

Здесь C_s и C_D — константы модели турбулентности.

4. Уравнения (1), (2), (6) замыкались с помощью $K - \varepsilon - \tilde{\xi}^2$ модели турбулентности [18], дополненной алгебраическими соотношениями для рейнольдсовых напряжений $\tilde{u}_i \tilde{u}_j$ и корреляции $\tilde{u}_i \tilde{\xi}^2$. При этом в стандартных уравнениях переноса КЭТ и ε -генерация турбулентности записывались с учетом пульсаций плотности

$$G = -\tilde{u}_i \tilde{u}_j - \frac{1}{\rho} \tilde{u}_i \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i}. \quad (8)$$

Алгебраические соотношения для пульсационных моментов, полученные из дифференциальных уравнений переноса рейнольдсовых напряжений $\tilde{u}_i \tilde{u}_j$ и корреляций $\tilde{u}_i \tilde{\xi}^2$ с помощью техники АМН [3, 4], записывались следующим образом:

$$\tilde{v}^2 = \frac{2}{3} K \frac{C_1 - 1 + C_2 \frac{G}{\varepsilon} + \frac{3}{2\varepsilon} \left[4\Omega \tilde{u}'' \tilde{v}'' - \frac{\tilde{v}''}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} \right] - 2C_2 C_2' f \frac{G}{\varepsilon}}{C_1 - 1 + G/\varepsilon}, \quad (9)$$

$$\tilde{u}'' \tilde{v}'' = \frac{K^2}{\varepsilon} \frac{\tilde{v}^2}{K} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} \frac{1 + C_2 - \frac{3}{2} C_2 C_2' f}{C_1 - 1,5 C_1' f} - \frac{K}{\varepsilon} \frac{2\Omega (\tilde{u}^2 - \tilde{v}^2) + \frac{\tilde{u}''}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{\tilde{v}''}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}}{C_1 + 1,5 C_1' f}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \tilde{u}'' = \frac{2}{3} K \frac{C_1 - 1 + C_2 \frac{G}{\varepsilon} (1 + C_2' f) - \frac{3}{2} \frac{\tilde{v}^2}{K} C_1' f + \frac{3G}{\varepsilon} (1 - C_2)}{C_1 - 1 + G/\varepsilon} - \\ - \frac{K}{\varepsilon} \frac{4\Omega \tilde{u}'' \tilde{v}'' - \frac{\tilde{u}''}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}}{C_1 - 1 + G/\varepsilon}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\tilde{v}'' \tilde{\xi}'' = -\frac{K}{\varepsilon} \frac{\tilde{v}^2 \frac{\partial \tilde{\xi}}{\partial y} - 2\Omega \tilde{u}'' \tilde{\xi}'' (1 - C_{2c}) - C_{1c} \alpha_{12} \frac{\varepsilon}{K} \tilde{u}'' \tilde{\xi}''}{C_{1c} - 1 + C_{1c}' \alpha_{22} + G/\varepsilon}, \quad (12)$$

$$\tilde{u}'' \tilde{\xi}'' = \frac{K}{\varepsilon} \frac{-\tilde{u}'' \tilde{v}'' \frac{\partial \tilde{\xi}}{\partial y} - \left(\frac{K}{\varepsilon} C_{1c} \alpha_{12} - \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} - 2\Omega (1 - C_{2c}) \right) \tilde{v}'' \tilde{\xi}'' + \frac{\tilde{\xi}''}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y}}{C_{1c} - 1 + C_{1c}' \alpha_{11} + G/\varepsilon}, \quad (13)$$

где $\alpha_{ij} = \tilde{u}_i \tilde{u}_j / K - \frac{2}{3} \delta_{ij}$ (δ_{ij} — символ Кронекера); коэффициенты $C_1, C_1', C_{1c}, C_2, C_2', C_{2c}$ взяты из [4, 19]; f — функция, моделирующая демпфи-

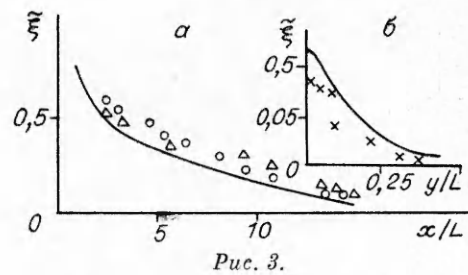
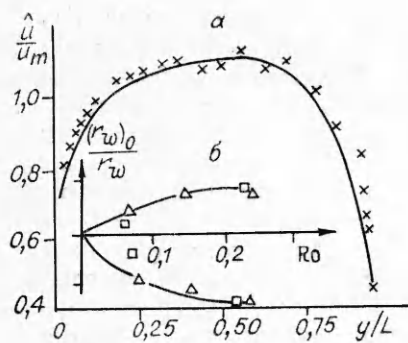


Рис. 2.

рующее влияние стенки на нормальную компоненту турбулентных пульсаций [4]. Отличие приведенных формул (9) — (13) от ранее известных [3] состояло в появлении членов, отражающих влияние на турбулентность вращения канала и наличия пульсаций плотности. Полагая, что молекулярные эффекты и перенос, связанный с градиентом давления, не влияют на энергосодержащую часть спектра пульсаций, и постулируя, что временные изменения ξ отражают временные флуктуации поля скорости, в [8] для ФПВ в виде трех δ -функций получены аналитические выражения для турбулентных корреляций

$$\overline{u_i} = - \frac{\overline{u' \rho'}}{\overline{\rho}} = \frac{\overline{\rho R}}{C_p \overline{\rho}} \overline{u_i \xi''} (C_{p1} T_1 - C_{p0} T_0) |_{x=0}, \quad (14)$$

$$\overline{\xi''} = - \frac{\overline{\xi' \rho'}}{\overline{\rho}} = \frac{\overline{\rho R}}{C_p \overline{\rho}} \overline{\xi'' \xi''} (C_{p1} T_1 - C_{p0} T_0) |_{x=0}, \quad (15)$$

где C_{p1} , C_{p0} , T_1 , T_0 — соответственно теплоемкости топлива и окислителя, температуры топлива и окислителя, взятые во входном сечении канала.

Знак выражения в круглых скобках (14) и (15) показывает, как направлен турбулентный поток массы $\overline{u''}$ по отношению к направлению турбулентного потока $\overline{u_i \xi''}$. Численная процедура, использованная для интегрирования исходных дифференциальных уравнений Навье — Стокса, переноса пассивной скалярной величины ξ и ее дисперсии ξ''^2 , подробно описана в [20].

5. На рис. 2 представлено сопоставление расчетных (линии) и экспериментальных (точки) распределений продольной компоненты скорости (рис. 2, а) и поверхностного трения (рис. 2, б) при течении в плоском вращающемся канале турбулентного потока воздуха без химических реакций. На рис. 2, а приведено сопоставление профиля скорости с данными эксперимента [1] при числе Росби $Ro = 0.1$. На рис. 2, б для разных Ro дано сопоставление с экспериментальными данными [2] отношения значений поверхностного напряжения вращающегося канала к поверхностному напряжению покоящегося канала для сторон давления $((\tau_w)_r/\tau_w > 1)$ и разрежения $((\tau_w)_r/\tau_w < 1)$. Видно, что математическая модель турбулентного химически инертного течения во вращающемся канале хорошо описывает экспериментальные данные.

В литературе отсутствуют экспериментальные исследования диффузионных пламен во вращающихся каналах. В качестве экспериментального теста выбраны исследования турбулентных диффузионных пламен в покоящемся канале, проведенные в [24] (рис. 3). На рис. 3, а сопоставлены численные (линии) и экспериментальные (точки) значения на оси канала скалярной величины ξ . На рис. 3, б приведены сравнения поперечных профилей ξ в сечении $x/L = 5$. Достаточная точность модельных предположений и вычислительного алгоритма для инертных течений в радиально вращающихся каналах и диффузионных пламен в покоящихся каналах позволила провести расчетные исследования турбу-

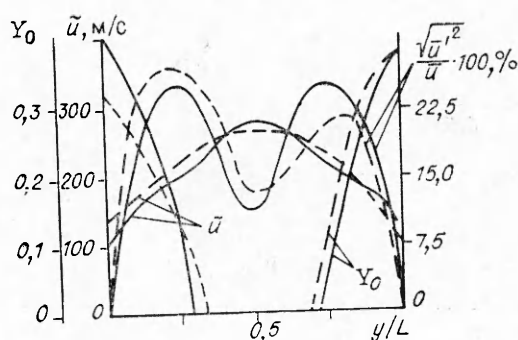


Рис. 4.

режения течение ламинаризуется, а в области повышенного давления увеличивается интенсивность турбулентности. Как следствие этого факта, в зоне повышенного давления топливо выгорает более интенсивно, длина факела незначительно сокращается, а его граница сдвигается к стороне давления. Перечисленные эффекты для стационарных течений во вращающемся со скоростью $\Omega = 600$ рад/с канале не превышают 15 %.

леитных диффузионных факелов во вращающихся каналах.

Некоторые результаты численного анализа приведены на рис. 4 в виде профилей продольной компоненты скорости, ее пульсаций и концентраций окислителя в сечении $x/L = 5,3$ для покоящегося (сплошные) и вращающегося со скоростью $\Omega = 600$ рад/с (штриховые линии) каналов. Видно, что под действием вращения происходит перестройка поля турбулентных пульсаций: в зоне раз-

ЛИТЕРАТУРА

1. Johnston J. P., Halleen K. M., Lezius D. K. J. Fluid Mech., 1972, 56, 3, 533.
2. Хауэрд Д., Патанкар С., Бординюк Р. ТОИР, 1980, 102, 4, 134.
3. Rodi W. ZAMM, 1976, 56, 219.
4. Любая М., Роди В. ТОИР, 1980, 102, 3, 157.
5. Launder B. E., Reece G. J., Rodi W. J. Fluid Mech., 1975, 68, 537.
6. Gibson M. M., Rodi W. J. Fluid Mech., 1981, 103, 161.
7. Амреев Б. А., Гороховский М. А. Магнитная гидродинамика, 1986, 2, 130.
8. Баев В. К., Гороховский М. А., Шпильберг И. Г. Расчет турбулентных диффузионных пламен при наличии внешних воздействий.— Новосибирск, 1986.— (Препр./СО АН СССР. ИТПМ; № 10).
9. Гороховский М. А., Саламатия А. М., Шпильберг И. Г. // Материалы VIII Всесоюз. симп. по горению и взрыву. Горение гетерогенных и газовых систем.— Черноголовка, 1986.
10. Gorochovsky M. A., Ribakov S. Y., Shpilberg I. G. // 12th IMACS World Congress on Sci. Comput.— Paris, 1988.
11. Spalding D. B. AIAA, 1986, 24, 876.
12. Кузнецов В. Р. Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, 14, 328.
13. Рыбаков С. Ю. Численное моделирование инертных и химически реагирующих течений в неинерциальных системах отсчета: Дис. ... канд. физ.-мат. наук.— Алма-Ата, 1986.
14. Patankar S. V., Spalding D. B. Heat and Mass Transfer on Boundary Layers.— London: Intertext Books, 1970.
15. Bilger R. W. Progr. Energ. Combust. Sci., 1976, 1, 87.
16. Турбулентные течения реагирующих газов/Под ред. П. Либби, Ф. Вильямса.— М.: Мир, 1983.
17. Janicka J., Kollman W. Comb. Flames, 1982, 44, 319.
18. Джонс У. // Методы расчета турбулентных течений.— М.: Мир, 1984.
19. Launder B. E., Reynolds W. G. Phys. Fluids, 1983, 26, 1157.
20. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкост.— М.: Энергоиздат, 1984.
21. Бурико Ю. Я., Лебедев А. Б. Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, 4, 25.

гг. Новосибирск, Алма-Ата

Поступила в редакцию 9/III 1989,
после доработки — 30/V 1989