

ВЛИЯНИЕ НЕПЕРЕМЕШАНОСТИ В БОЛЬШИХ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУРАХ НА ВОСПЛАМЕНЕНИЕ И ГОРЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ ГОРЮЧЕГО В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

О. М. Колесников

Центральный аэрогидродинамический институт им. Н. Е. Жуковского, 140160 Жуковский
citro11@mail.cnt.ru

Представлены метод и результаты расчета влияния неперемешанности в больших вихревых структурах, порожденных неустойчивостью контактного разрыва, на воспламенение и горение турбулентных струй горючего в сверхзвуковом потоке. Базовая система уравнений — осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье — Стокса. Влияние неперемешанности на скорости химических реакций воспроизводится с использованием генератора случайных чисел, настроенного в соответствии с вычисляемой в каждом узле расчетной сетки вероятностью возникновения благоприятных условий для протекания химических реакций. В качестве примера рассмотрена задача о горении плоской струи водорода, выдуваемой в сверхзвуковой поток вдоль поверхности пластины. Показано, что в случае, когда исходные параметры потока и струи благоприятны для самовоспламенения, учет неперемешанности приводит к замедлению тепловыделения, появлению пульсаций давления и температуры. Когда параметры приближаются к границе самовоспламенения, эти пульсации возрастают и горение становится прерывистым.

Ключевые слова: горение, турбулентность, неперемешанность, большие вихри, численное моделирование, сверхзвуковой поток.

В настоящее время при численных расчетах турбулентного горения неперемешанных газов в сверхзвуковом потоке обычно используются осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье — Стокса (RANS). Поскольку в этих условиях время химических реакций больше или сопоставимо с временными масштабами турбулентных пульсаций, проблемы разрешения тонких фронтов пламени на расчетных сетках, как правило, не возникает. Здесь приходится иметь дело скорее с объемным, чем с поверхностным горением, и наиболее сложным является вопрос вычисления осредненных скоростей химических реакций. Смещение в среднем совсем не означает смещения на молекулярном уровне, после которого только и могут начаться химические реакции. RANS — система уравнений для осредненных переменных. Поэтому для задач, где имеет место значительная неперемешанность на молекулярном уровне (так называемое «черно-белое» смещение), использование этой системы представляется малооправданным.

Основной вклад в проблему неперемешанности вносят большие вихревые структуры, возникающие в слое смещения вследствие

неустойчивости контактного разрыва [1]. Только в последние годы удалось получить фотографии этих структур в сверхзвуковых потоках (см., например, [2, 3]) с помощью новейших методов лазерного сканирования в наносекундном диапазоне выдержек. Эти фотографии обнаруживают удивительное сходство с картиной выхода дыма из обычной дымовой трубы. Структура крупных вихрей напоминает рулет, состоящий из чередующихся слоев воздуха и горючего (рис. 1). По мере продвижения вниз по потоку состав вихрей выравнивается в результате действия мелкомасштабной турбулентности. Свертывание вихревой пелены и последующие процессы турбулентной диссипации составляют главную трудность при численном моделировании воспламенения и горения неперемешанных газов. Соответствующий обзор литературы представлен в работе [4].

Без каких-либо дополнительных гипотез все вопросы можно решить только на основе полных нестационарных уравнений Навье — Стокса и методов DNS (direct numerical simulation), когда на очень мелкой сетке разрешаются все пространственные и временные масштабы турбулентности. Однако такая воз-

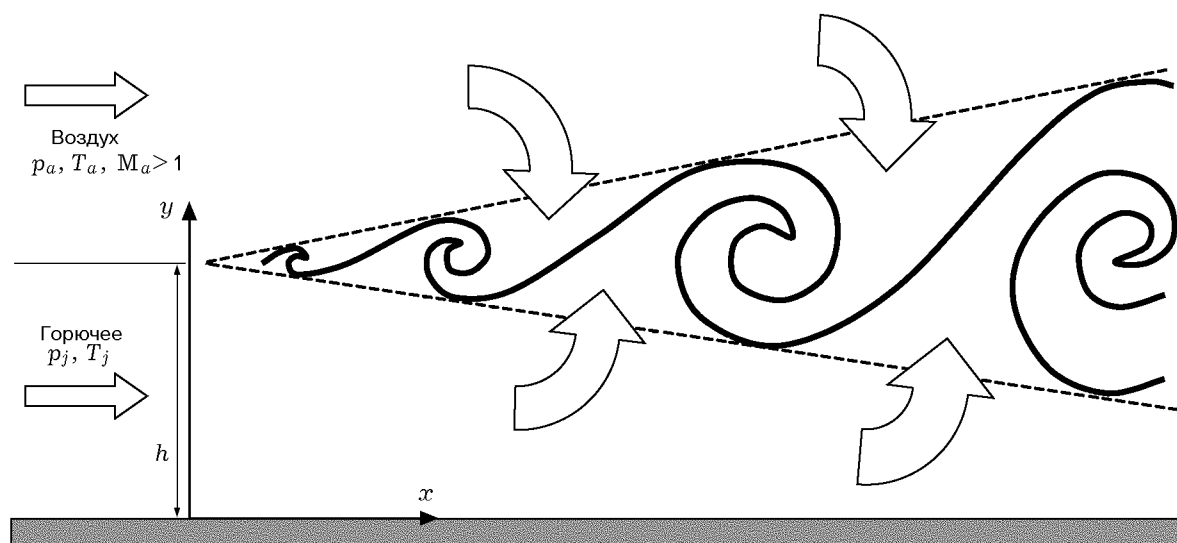


Рис. 1. Схематическое изображение крупномасштабных вихревых структур в слое смешения

возможность в случае больших чисел Рейнольдса относится более к разряду гипотетических, чем реальных, несмотря на все достижения современной вычислительной техники. Этот подход в настоящее время используется для решения модельных задач со специфическими граничными условиями, главным образом, для апробирования гипотез замыкания в методах LES (large eddy simulation), позволяющих воспроизвести динамику крупных вихрей уже при реальных числах Рейнольдса.

Методы LES, в отличие от DNS, требуют подсеточных моделей турбулентности, так как основаны на осредненных с фильтром нестационарных уравнениях Навье — Стокса. Затраты компьютерного времени также велики, как и при использовании DNS. Применение этих методов для расчета реагирующих течений со сложной кинетикой в настоящее время практически невозможно. Расчетные исследования с горением доступны только при использовании простейших моделей горения (подробнее см. [4]) с дополнительными моделями замыкания (например, морщинистости (wrinkling) пламени).

Так, благодаря использованию моделей горения flamelet удастся избежать решения уравнений сохранения компонентов с источниковыми членами. Кинетика извлекается из заблаговременно подготовленных flamelet-библиотек. Разработанные для случаев поверхностного горения, эти модели неприменимы в случае, ко-

гда длина зоны индукции больше или сопоставима с расстояниями, на которых степень смешения струи топлива с окружающим окислителем значительна (типичная ситуация для сверхзвуковых течений). Горение становится объемным, и кинетику необходимо считать точно. Решение таких задач с помощью методов LES невозможно.

Неперемешанность в некоторой точке слоя смешения можно определить через долю времени Δt ($0 \leq \Delta t \leq 1$), в течение которого химические реакции прекращаются из-за того, что окислитель и горючее присутствуют порознь:

$$\Delta t = \Delta t_a + \Delta t_f,$$

где Δt_a , Δt_f — доли времени, в течение которого локальная концентрация соответственно воздуха или горючего равна нулю. Для учета этого эффекта в [5] было предложено в системе уравнений RANS скорости химических реакций \bar{W} , вычисляемые по осредненным значениям концентраций и температуры ($\bar{W} = W(\bar{Y}, \bar{T})$), заменить соотношениями

$$\bar{W} = UW(\bar{Y}, \bar{T}), \quad (1)$$

где коэффициент $U \equiv 1 - \Delta t$ ($0 \leq U \leq 1$) — доля времени, в течение которого в рассматриваемой точке присутствует моль подготовленной смеси. То есть U можно рассматривать как вероятность возникновения благоприятных условий для протекания химических реакций.

Если задаться какой-либо формой профиля мгновенной концентрации $Y_i(t)$, то Δt_i (где $i = a$ или f) можно выразить через отношение среднеквадратичной пульсационной составляющей (дисперсии) к квадрату осредненной составляющей $\lambda_i = \overline{Y_i'^2} / \overline{Y_i^2}$. Так, для пилообразного или синусоидального профиля

$$\Delta t_i = \max(0, (\lambda_i - c) / (\lambda_i + 1)),$$

где c — константа, равная в первом случае $1/3$, во втором — 0.233 .

К такому виду осредненных скоростей химических реакций можно прийти и другим путем, если для осреднения воспользоваться одноточечной функцией плотности вероятности. В случае присутствия крупных вихрей в потоке она должна состоять из двух частей — δ -функции, описывающей неперемешанность (или перемежаемость), и функции Гаусса, описывающей мелкомасштабную часть пульсаций концентраций [6, с. 120]. Пренебрегая мелкомасштабными пульсациями, после интегрирования также приходим к (1).

В струйных задачах для нахождения λ_i можно воспользоваться простейшей алгебраической моделью, вытекающей из гипотезы пути смешения Прандтля:

$$Y_i' = c_1 l \frac{\partial Y_i}{\partial y}$$

(черта осреднения опущена). Тогда

$$\lambda_i = c_2 l^2 \left(\frac{\partial Y_i}{\partial y} \right)^2 / Y_i^2, \quad (2)$$

где l — длина пути смешения Прандтля, c_1 (≈ 1) и $c_2 \equiv c_1^2$ — константы. Для вычисления λ_i можно также воспользоваться дифференциальным уравнением переноса, аналогичным моментным уравнениям k - ε -модели турбулентности (или vt -90 модели Секундова). Тогда соотношение (2) будет частным случаем этого уравнения переноса в предположении локального равновесия между диссипацией и порождением турбулентности, а константу c_2 можно выразить через константы, входящие в соответствующие члены уравнения. Если руководствоваться разными литературными источниками, то для c_2 можно получить значения, различающиеся в $1.5 \div 2$ раза. Здесь, как и в [7], принималось $c_2 = 1.75$. В итоге система осредненных уравнений Навье — Стокса замыкается.

Однако напрямую использовать этот подход для расчета течений с неустойчивым горением, где существование пульсаций, обусловленных крупномасштабной турбулентностью, является определяющим в зажигании (или гашении) горючих смесей, нельзя. В таких задачах из-за сильной нелинейности, присущей исходным уравнениям, не приходится рассчитывать на получение адекватного результата с помощью алгоритмов, манипулирующих только осредненными параметрами. Каждая крупная вихревая структура, возникающая на границе воздушного потока со струей, по своему составу уникальна. Как следствие, различаются и условия для воспламенения. Эти случайные факторы в данной работе предлагается воспроизвести с помощью генератора случайных чисел, учитывая, что вероятность возникновения благоприятных условий для протекания химических реакций U можно рассчитать.

Пусть для определенности в некоторой точке слоя смешения $U = 0.8$. Это означает, что если в этой точке взять 100 проб, то в 80 случаях будет обнаружена подготовленная смесь, и в (1) необходимо положить $U = 1$. В остальных 20 случаях будет обнаружено либо горючее, либо окислитель и реакция прекратится ($U = 0$). Поэтому предлагается вместо одного расчета с осредненным коэффициентом U провести серию расчетов с дискретным коэффициентом. Конкретное значение U (1 или 0) в каждом расчете выбирается с соответствующим образом настроенного генератора случайных чисел.

Исходя из этой идеи вся область интегрирования в продольном направлении разбивается на ряд подобластей, содержащих по одному вихрю. Для каждой подобласти вычисляется дискретный вектор U , размерность которого равна числу узлов в поперечном направлении. Процедура формирования этого вектора состоит в следующем. Стандартный генератор случайных чисел выдает случайное число r_i (i — номер узла в поперечном направлении), лежащее в диапазоне $0 \div 1$. Согласно выпавшему значению r_i и предварительно вычисленной вероятности U_i переопределим U_i следующим образом:

$$\begin{aligned} U_i &= 1, & \text{если } r_i \leq U_i, \\ U_i &= 0, & \text{если } r_i > U_i. \end{aligned}$$

Сформированный таким образом дискретный

вектор U позволяет моделировать неоднородность вихря, чередование в нем благоприятных и неблагоприятных для химических реакций слоев. Необходимое осреднение можно провести после получения достаточного количества реализаций (здесь 100). Каждую реализацию можно интерпретировать как фотографию течения, сделанную в некий случайный момент времени.

Определить характерное расстояние между вихрями, оставаясь в рамках уравнений RANS, нельзя (это прерогатива методов LES). Однако порядок этой достаточно условной величины может быть получен из оценок. Имеются и экспериментальные данные.

В данной работе рассматривается задача о горении плоской струи водорода в сверхзвуковом потоке, выдуваемой вдоль поверхности пластины. Для этой задачи известны надежные и простые модели турбулентности, например, модель Себеси — Смита [8]. Во внешней части пограничного слоя коэффициент турбулентной вязкости ε и длина пути смещения l вычисляются следующим образом [8, 9]:

$$\varepsilon = 0.0168u_e\delta^*\gamma, \quad \delta^* = \int \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy, \quad (3)$$

$$\gamma = \frac{1}{1 + 5.5(y/\delta)^6};$$

$$l = 0.085\delta, \quad (4)$$

во внутренней —

$$\varepsilon = l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|,$$

$$l = 0.4y \left(1 - \exp\left(-\frac{y^*}{26}\right)\right),$$

$$y^* = \frac{yu_\tau}{\nu}, \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}; \quad \tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_w,$$

где индексы w и e обозначают параметры на стенке и внешней границе пограничного слоя; ν — коэффициент кинематической вязкости, $\nu = \mu/\rho$, μ — коэффициент вязкости, ρ — плотность; δ — толщина пограничного слоя; γ — коэффициент перемежаемости; u , v — скорости в продольном и поперечном направлениях.

Расстояние между крупными вихрями можно получить из оценок на основании гипотезы Прандтля [10] о длине пути смещения l . Согласно этой гипотезе

$$u' = v' = l \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|,$$

$$\rho u'v' = \rho \varepsilon \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right) = \rho l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial u}{\partial y},$$

где штрихом обозначены пульсационные компоненты, $\rho u'v'$ — турбулентное напряжение трения. Тогда время, за которое энергосодержащий турбулентный моль потеряет свой избыточный импульс при перемещении в поперечном направлении на расстояние l , равно

$$t = l/v' = l^2/\varepsilon.$$

За это время он переместится в продольном направлении на расстояние

$$L = t(u_e/2) = u_e l^2 / 2\varepsilon.$$

Подставляя в последнее выражение (3) и (4) и предполагая в турбулентной части пограничного слоя $\gamma \approx 1$, находим

$$L = 0.22\delta^2/\delta^*.$$

Используя для пограничного слоя закон 1/7, окончательно получим

$$L = 1.7\delta.$$

Эта оценка расстояния между крупными вихрями вполне согласуется с экспериментальными данными [1], согласно которым $L = 1.5 \div 2.7\delta$, где δ — толщина сдвигового слоя. В расчетную схему этот разброс вводится с помощью генератора случайных чисел.

Следует отметить, что здесь большие вихри рассматриваются как двумерные образования, что в экспериментальных исследованиях двумерных слоев смещения наблюдается достаточно часто (см., например, [6, с. 120] и [11]).

Для учета влияния перемежаемости следует модифицировать выражение (2), введя в него коэффициент γ по аналогии с (3):

$$\lambda_i = c_2 \gamma l^2 \left(\frac{\partial Y_i}{\partial y}\right)^2 / Y_i^2.$$

Решение поставленной задачи основывается на численном интегрировании параболизированных осредненных уравнений Навье — Стокса, которые получаются из полных путем отбрасывания несущественных для рассматриваемого типа задач вязких членов с производными в продольном направлении. Для расчета горения используется детальная схема водородовоздушной кинетики, согласно которой

в химических превращениях участвуют следующие компоненты: O_2 , H_2 , H_2O , O , H , OH , HO_2 , H_2O_2 , азот считается инертным. Используется та же методика решения параболизированных уравнений Навье — Стокса, что и в работах [12, 13], где анализировались сопротивление трения и структура псевдоскачка в канале в условиях воспламенения пристенной водородной струи.

Для апробирования методики явного моделирования неперемешанности (ЯМН) привлекались известные экспериментальные данные [14]. В этих экспериментах плоская звуковая струя водорода выдувалась из щели высотой $h = 0.4$ см в сверхзвуковой поток ($Ma = 2.44$) вдоль стенки трубы при том же статическом давлении, что и в набегающем потоке ($p_a = 10^5$ Па). Высокотемпературный внешний поток ($T_a = 1270$ К) создавался путем сжигания азотоводородной газовой смеси в жидком кислороде. Расходы компонентов горючей смеси регулировались таким образом, чтобы получить заданную температуру торможения при объемном содержании кислорода $\approx 21\%$. Массовые концентрации кислорода, азота, паров воды равны 0.266, 0.478, 0.256. Параметры потока в поперечном направлении измерялись на расстоянии $x = 35.6$ см ($x/h = 89$) от места вдува водорода.

В работе [14] приведены данные экспериментов и без горения. Внешний поток в этом случае не содержал кислорода. Массовые концентрации азота и паров воды равны 0.768 и 0.232. Результаты сравнения профилей молярных (объемных) концентраций для экспериментов без горения приведены на рис. 2,а. Совпадение расчетных и экспериментальных профилей еще раз свидетельствуют о пригодности используемой здесь двухслойной модели турбулентной вязкости Себеси — Смита для задач тангенциального вдува в сверхзвуковой пограничный слой.

Вначале расчеты с горением проводились в квазиламинарном приближении, т. е. без какого-либо учета эффектов неперемешанности ($U = 1$). Совпадение с экспериментальными профилями концентраций (рис. 2,б) и температуры было получено уже в первых расчетах. В то же время обнаружилось, что длина задержки воспламенения (в экспериментах она равна 18 см) очень чувствительна к выбору начальных профилей скорости, температуры, а также концентрации химически активных ра-

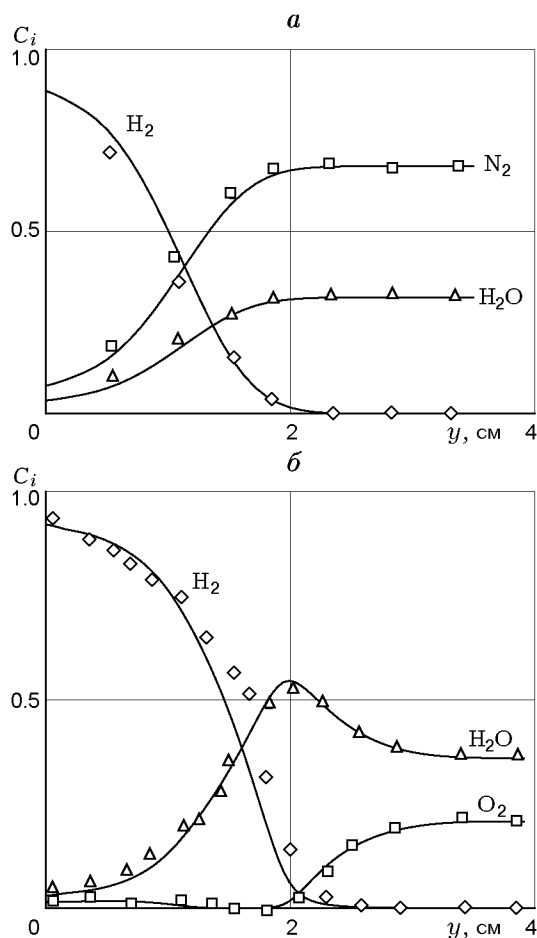


Рис. 2. Профили молярной концентрации в сечении $x = 39$ см в экспериментах без горения (а) и с горением (б):

линии — расчет, значки — эксперимент [14]

дикалов во внешнем потоке. О начальных профилях известна только их толщина — 1 см.

Добиться согласования расчетов и экспериментов по распределению давления в квазиламинарном приближении не удалось. В качестве иллюстрации на рис. 3,б показано распределение давления при двух начальных профилях температуры, приведенных на рис. 3,а. Если в расчетах после начала воспламенения наблюдался ярко выраженный пик, то в экспериментах — плавное повышение давления.

Только учет неперемешанности позволил получить хорошее совпадение с экспериментальными данными и даже, что более интересно, их разброс. На рис. 3,б показана расчетная дорожка среднестатистического отклонения давления от среднего $\bar{p} \pm p'$, полученная в результате осреднения по 100 реализациям

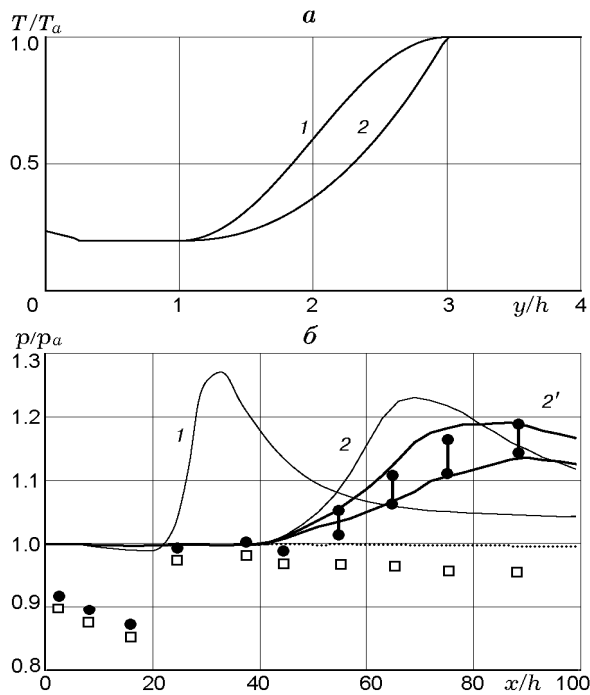


Рис. 3. Начальные профили температуры (а) в двух вариантах (линии 1, 2) и соответствующие распределения давления вдоль стенки (б):

1, 2 — расчет с горением в квазиламинарном приближении, 2' — методом ЯМН (кривые $\bar{p} \pm p'$), пунктирная линия — без горения; точки — эксперимент [14]: ● — с горением, □ — без горения

для начального профиля температуры 2, для которого получено совпадение с экспериментом по задержке воспламенения. Время расчета на персональном компьютере этих 100 реализаций не превышает 20 мин.

Влияние неперемешанности сводится к замедлению скорости тепловыделения по сравнению с квазиламинарным приближением. В то же время оно не сказывается на длине задержки воспламенения благодаря тому, что воспламенение начинается вблизи границы пограничного слоя, практически во внешнем высокотемпературном потоке, где $U \approx 1$.

В следующих примерах рассматривается вдув высокотемпературной разбавленной струи водорода высотой 0.8 см в холодный сверхзвуковой поток ($M_a = 2.44$, $T_a = 300$ К, $p_a = 10^5$ Па). Температура струи в этих примерах последовательно уменьшалась, начиная с $T_j = 1320$ К до уровня, когда горение прекращалось. Отношение скорости струи к скорости воздушного потока во всех случаях выбиралось одним и тем же — $u_j/u_a = 1.2$. Массовые кон-

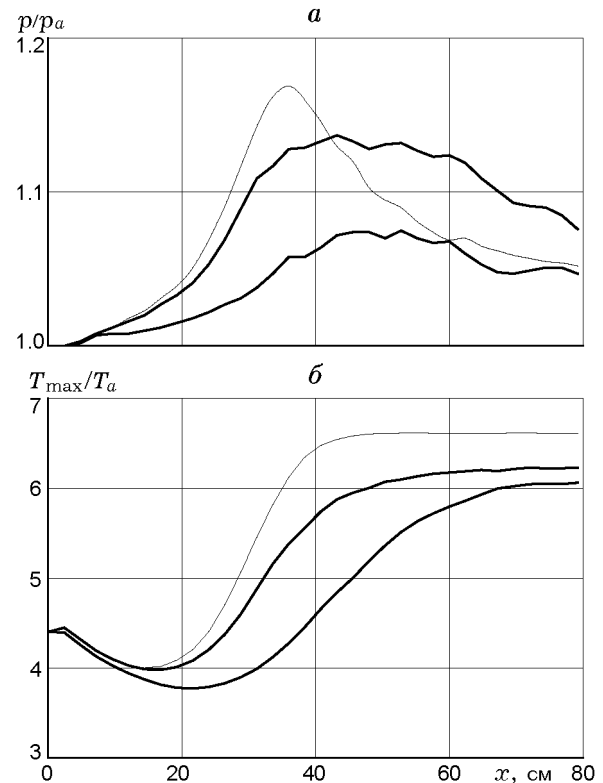


Рис. 4. Расчеты распределения давления вдоль стенки (а) и максимальной статической температуры (б) при температуре струи $T_j = 1320$ К:

сплошная тонкая линия — в квазиламинарном приближении, толстые линии — методом ЯМН ($\bar{p} \pm p'$ и $\bar{T}_{max} \pm T'$)

центрации водорода, паров воды, азота в струе равны соответственно 0.1, 0.25, 0.65, температура стенки 750 К.

На рис. 4 показаны распределения давления на стенке и максимальной статической температуры в струе в продольном направлении при температуре струи $T_j = 1320$ К. Как видно, каких-либо качественных изменений в сравнении с предыдущим примером не наблюдается. Учет неперемешанности приводит к замедлению скорости тепловыделения и, как следствие, меньшему повышению давления (до 10 вместо 15 %) и температуры (до 1850 вместо 1980 К). Наибольшие пульсации наблюдаются на участке с наибольшим тепловыделением, после начала воспламенения.

Уменьшение температуры выдуваемой струи приводит к уменьшению \bar{T}_{max} . В конце рассматриваемого участка для $T_j = 1240$ К она равна 1500 К (рис. 5). Ширина дорожки давлений $\bar{p} \pm p'$ и особенно ширина дорожки

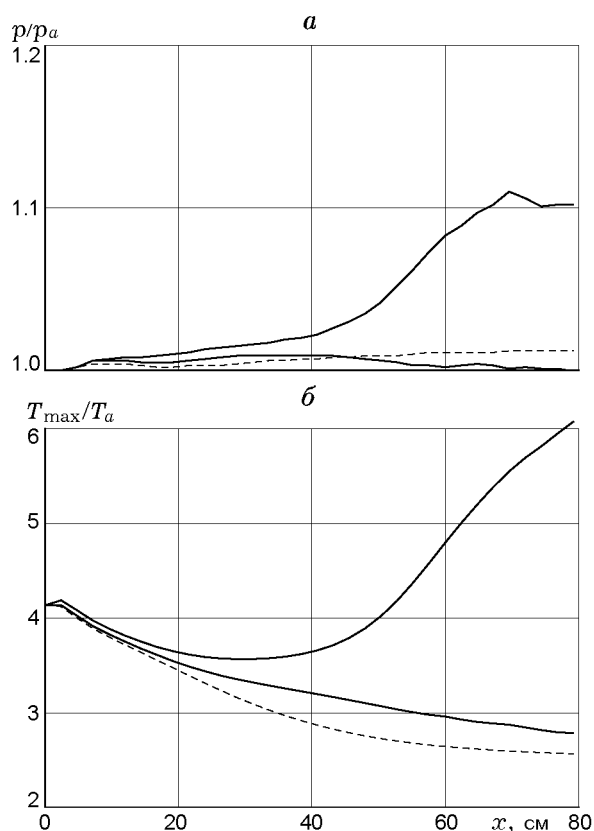


Рис. 5. Расчеты распределения давления вдоль стенки (а) и максимальной температуры (б) при температуре струи $T_j = 1\,240$ К:

сплошные линии — методом ЯМН ($\bar{p} \pm p'$ и $\bar{T}_{\max} \pm T'$), штриховая — без горения

температур $\bar{T}_{\max} \pm T'$ резко увеличиваются. В отличие от верхней границы дорожки температур ее нижняя граница (кривая $\bar{T}_{\max} - T'$) не только не растет, но даже падает, ведет себя так же, как и зависимость $T_{\max}(x)$, полученная при замороженных скоростях химических реакций. Горение здесь носит прерывистый характер, воспламенение наблюдается в половине реализаций. Если на рис. 5,б нанести кривые $T_{\max}(x)$ для всех реализаций, то к концу рассматриваемого участка ($x = 80$ см) половина кривых расположится у верхней границы дорожки температур (1800 К), а вторая (отсутствие воспламенения) у нижней (840 К).

Дальнейшее уменьшение температуры струи приводит к уменьшению числа реализаций с воспламенением водорода, и при $T_j = 1\,200$ К они исчезают совсем.

Итак, в работе рассмотрена задача о расчете влияния неперемешанности в больших

упорядоченных вихревых структурах, возникающих в слоях смешения, на процессы горения в типичной для сверхзвуковых потоков ситуации, когда время химических реакций больше временных масштабов турбулентных пульсаций (объемное горение). Методика расчета основана:

- а) на численном интегрировании осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса;
- б) на использовании генератора случайных чисел при вычислении источников членов (осредненных скоростей химических реакций);
- в) на использовании известных экспериментальных данных о расстоянии между крупными вихрями в слоях смешения.

Внесение в процедуру решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса контролируемого хаоса (при вычислении вектора U) позволяет воспроизвести в больших вихрях многообразие случайных комбинаций слоев с подготовленным и неподготовленным составом. Такая процедура позволяет решать задачи, которые в принципе должны решаться (что в настоящее время нереально) методами LES или DNS.

В качестве примера рассмотрена задача о горении плоской струи водорода, выдуваемой в сверхзвуковой поток вдоль поверхности пластины. Показано, что в случае благоприятных для самовоспламенения условий учет неперемешанности в больших вихрях приводит к замедлению тепловыделения, появлению пульсаций давления, температуры. Когда исходные параметры потока и струи приближаются к границе самовоспламенения, пульсации возрастают и горение становится прерывистым.

ЛИТЕРАТУРА

1. Heiser W. H., Pratt D. T. Hypersonic Airbreathing Propulsion. Washington: Amer. Inst. of Aeronaut. and Astronaut., Inc., 1994.
2. Ben-Yakar A., Hanson R. K. Experimental investigation of flame-holding capability of hydrogen transverse jet in supersonic cross-flow // 27th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1998. P. 2173–2180.
3. Smith M. W., Northam G. B., Drummond J. P. Application of absorption filter planar doppler velocimetry to sonic and supersonic jets // AIAA Journal. 1996. V. 34, N 3. P. 434–441.
4. Vervisch L. Using numerics to help the understanding of non-premixed turbulent

- flames // Proc. of the Combustion Inst. 2000. V. 28. P. 11–24.
5. **Spiegler E., Wolfshtein M., Manheimer-Timnat Y.** A model of unmixedness for turbulent reacting flows // Acta Astronaut. 1976. V. 3, N 3–4.
 6. **Турбулентные течения реагирующих газов /** Под ред. П. А. Либби, Ф. А. Вильямса. М.: Мир, 1983.
 7. **Колесников О. М.** Влияние пульсаций концентраций на воспламенение пристенной струи водорода в сверхзвуковом потоке // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21, № 1. С. 53–58.
 8. **Cebeci T., Smith A. M. O.** Analysis of turbulent boundary layer. New York; London: Academic Press, 1974.
 9. **Gupta R. N., Moss J. N., Zoby E. V., Simmonds A. L.** An evaluation of turbulence models for massively blown surfaces // AIAA Paper N 82-0875. 1982.
 10. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. С. 520–535.
 11. **Nottin C., Knikker R., Boger M., Veynante D.** Large eddy simulations of an acoustically excited turbulent premixed flame // Proc. of the Combustion Inst. 2000. V. 28. P. 67–73.
 12. **Колесников О. М.** Влияние горения водорода в сверхзвуковом пограничном слое на коэффициент трения // Учен. зап. ЦАГИ. 1988. Т. XIX, № 3. С. 104–109.
 13. **Колесников О. М.** Численное моделирование псевдоскачка в плоском канале, вызванного сгоранием пристенных водородных струй // Механика жидкости и газа. 1997. Т. 32, № 2. С. 196–200.
 14. **Barrows M. C., Kurkov A. P.** Analytical and experimental study of supersonic combustion of hydrogen in a vitiated airstream // NASA TMX-2828, 1973.

*Поступила в редакцию 12/V 2003 г.,
в окончательном варианте — 2/III 2004 г.*
