

ДИФфуЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ СИСТЕМЫ ПЛОСКИХ СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙ ВОДОРОДА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

У. К. Жапбасбаев, Е. П. Макашев

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, 480078 Алматы, Казахстан, nich7@kazsu.kz

Приведены результаты расчета диффузионного горения системы плоских сверхзвуковых водородных струй в сверхзвуковом потоке. Расчеты выполнены с использованием параболизированных уравнений Навье — Стокса, замкнутых однопараметрической $(k - l_\omega)$ -моделью турбулентности и многостадийным механизмом окисления водорода. Анализируется влияние состава воздушно-го потока и способов подачи топлива на форму фронта пламени и полноту сгорания водорода.

Ключевые слова: водород, сверхзвуковой поток, горение, моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Закономерности горения в сверхзвуковом потоке определяются интенсивностью процессов турбулентного обмена, скоростями химических реакций и влиянием газодинамических эффектов, сопровождающих тепловыделение. В экспериментальных исследованиях диффузионного горения водорода в нерасчетной сверхзвуковой струе высокоэнthalпийного воздуха было выявлено чередование зон интенсивного горения водорода с зонами замедления горения, обусловленное газодинамической структурой течения. В частности, отмечалось влияние различных способов подачи топлива на длину зоны индукции водорода. Регистрация излучения радикала ОН по длине факела позволила оценить интенсивность горения и полноту сгорания [1]. Чередование зон интенсивного горения и зон замедления горения может оказывать влияние на эффективность рабочего процесса при организации сверхзвукового горения водорода в камерах сгорания и требует детального изучения.

Ниже приведены результаты расчетно-теоретического исследования диффузионного горения системы сверхзвуковых плоских струй водорода в спутном сверхзвуковом потоке.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕЧЕНИЯ

Рассматривается диффузионное горение в области турбулентного смешения системы сверхзвуковых плоских струй водорода со сверхзвуковым потоком воздуха. Из плоских щелей высотой h_1 , расположенных на рассто-

янии h_3 друг от друга, вытекает струя водорода параллельно или под небольшим углом θ в сверхзвуковой поток воздуха. Ось OX направлена вдоль плоскости симметрии течения, а ось OY — перпендикулярно к ней. Так как система плоских струй периодически повторяющаяся, можно выделить полосу шириной L , ограниченную плоскостями симметрии, и рассматривать решение задачи в этой области, заменив отброшенную часть условиями симметрии вдоль граничных плоскостей.

Течение во всей области предполагается сверхзвуковым, газ считается вязким, теплопроводным, химически реагирующим, а режим течения — турбулентным.

Для описания осредненного течения используется система параболизированных осредненных по времени уравнений Навье — Стокса, включающая уравнения сохранения массы, импульса, энергии и уравнения переноса для компонентов смеси [2].

Коэффициент турбулентной динамической вязкости μ_t определяется по однопараметрической $(k - l_\omega)$ -модели турбулентности, в которой кинетическая энергия турбулентности k находится из дифференциального уравнения кинетической энергии турбулентности, а путь смешения l_ω определяется согласно эмпирической зависимости, полученной на основе экспериментальных данных [3]:

$$l_\omega = (u_{\max} - u_{\min}) / \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\max}. \quad (1)$$

Скорость горения водорода в воздухе описывается по многостадийному механизму, включающему девять обратимых химических

реакций, в которых участвуют шесть веществ — Н, О, ОН, Н₂О, О₂, Н₂. Подробную количественную информацию об этих элементарных реакциях и константах можно найти в [4].

Влияние эффектов перемежаемости на осредненные скорости химических реакций учитывалось с помощью модифицированной модели несмешанности Шпиглера [5, 6], которая приближенно определяет демпфирующее воздействие пульсаций концентрации на скорость химических реакций. Определение скоростей реакций с учетом несмешанности сводится к замене констант скоростей j -х реакций в прямом (k_f^j) и обратном (k_b^j) направлениях константами $k_f^j(1 - U_f^j)$ и $k_b^j(1 - U_b^j)$, в которых уровни несмешанности прямых (U_f^j) и обратных (U_b^j) реакций ($j = 1 \div 9$) выражаются через средние значения концентраций компонентов и их среднеквадратичные пульсации [6]:

$$U_f^j = U_j, \quad j = 1, 2,$$

$$U_f^j = \min\{U_1 + U_2, 1\}, \quad j = 3, \dots, 9,$$

$$U_b^j = U_f^j, \quad U_j = \max\left\{\frac{\xi_i^2 - 0,232Z_i^2}{\xi_i^2 + Z_i^2}, 0\right\},$$

$$i = 1, 2, \quad (2)$$

$$\xi_i^2 = \frac{1}{c_\omega Sc_t} \left(l_\omega \frac{\partial Z_i}{\partial y} \right)^2,$$

где $c_\omega = 0,07$, $Sc_t = 0,9$, Z_i — массовые доли химических элементов Н ($i = 1$) и О ($i = 2$) в реагирующей смеси.

Хотя эта модель и считается наиболее простой, ее использование обеспечивает хорошее согласование результатов расчетов и экспериментов [6, 7].

Система уравнений совместно с граничными условиями решалась численным методом. Конечно-разностные выражения конвективных членов и членов с градиентами давления в продольном направлении получены с левосторонними разностями в силу положительности собственных значений матрицы Якоби $A = \partial F / \partial U$, а в поперечном направлении —

с разностями «против потока» с учетом знака собственных значений матрицы Якоби $B = \partial G / \partial U$ по схеме расщепления векторов потока [8]. Вязкие напряжения сдвига и тепловой поток описывали центральными разностями. Разностные аналоги уравнений сохранения массы, импульса и энергии решали совместно методом матричной прогонки [9]. Апробация метода численного расчета системы уравнений газодинамики подробно изложена в [10]. В общем итерационном процессе решение уравнений переноса для активных компонентов находили отдельно от основной системы. При интегрировании уравнений химической кинетики учтены рекомендации работы [11].

Для верификации обобщенной математической модели горения водорода была рассмотрена задача истечения пристенной плос-

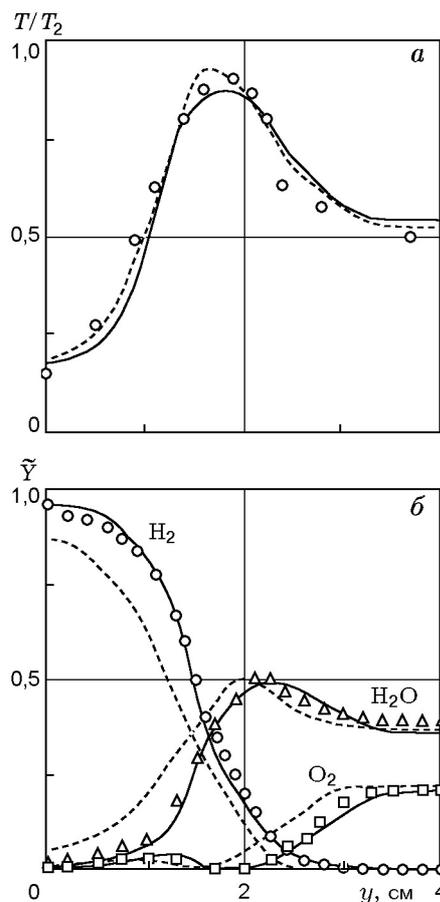


Рис. 1. Распределения температуры (а) и объемных концентраций водорода, кислорода и водяного пара (б) в сечении $x/h_1 = 89$:

точки — эксперимент [12], штриховые линии — расчеты [7], сплошные — расчеты авторов

Исходные параметры исследуемых режимов течения

Параметры	Режим 1	Режим 2	Режим 3	Режим 4
M_1	1,8	1,8	1,8	1,8
M_2	4,5	4,5	4,5	4,5
T_1 , К	254	254	254	254
T_2 , К	1270	1270	1270	1270
θ , град	0	30	0	0
α	1,23	1,23	4,3	1,23
n	1,0	1,0	1,0	1,0
$C_{O_2}^0$	0,232	0,232	0,266	0,232
C_{OH}^0	0	0	0	0
$C_{H_2O}^0$	0	0	0,256	0
C_H^0	0	0	0	0
C_O^0	0	0	0	0,000025
$C_{N_2}^0$	0,768	0,768	0,478	0,767975

кой струи водорода в спутный сверхзвуковой поток в камере сгорания в соответствии с условиями опытов [12]. В работе [12] исследовалось горение пристенной звуковой струи холодного водорода ($T_1 = 254$ К), инжектируемого через щель в стенке аэродинамической трубы высотой $h_1 = 4$ мм в сверхзвуковой поток подогретого воздуха ($M_2 = 2,44$, $T_2 = 1270$ К). Тангенциальный вдув водорода осуществлялся при статическом давлении, примерно равном статическому давлению набегающего потока (10^5 Н/м²). Воздушный поток состоял из кислорода, водяного пара и азота с начальными концентрациями $C_{O_2}^0 = 0,266$, $C_{H_2O}^0 = 0,256$, $C_{N_2}^0 = 0,478$. Были измерены профили температуры, молярные концентрации реагентов (H_2 , O_2) и продуктов сгорания (H_2O) в выходном сечении камеры сгорания ($x/h_1 = 89$). Зона горения определялась по максимальному значению концентрации H_2O .

Поскольку граничные условия существенно не влияют на длину зоны индукции и распределение давления вдоль стенки в тонком пограничном слое, в расчетах вместо условия прилипания ставились условия скольжения. Как показано на рис. 1, распределения температуры и концентраций водорода, кислорода и водяного пара в выходном сечении канала удовлетворительно согласуются с данными

опытов [12]. Полученные в расчетах координата начала воспламенения ($x/h_1 = 45$) и монотонный рост давления вниз по течению также хорошо согласуются с экспериментом. Давление в выходном сечении ($x/h_1 = 89$) на 20 % превышает давление в точке воспламенения.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА

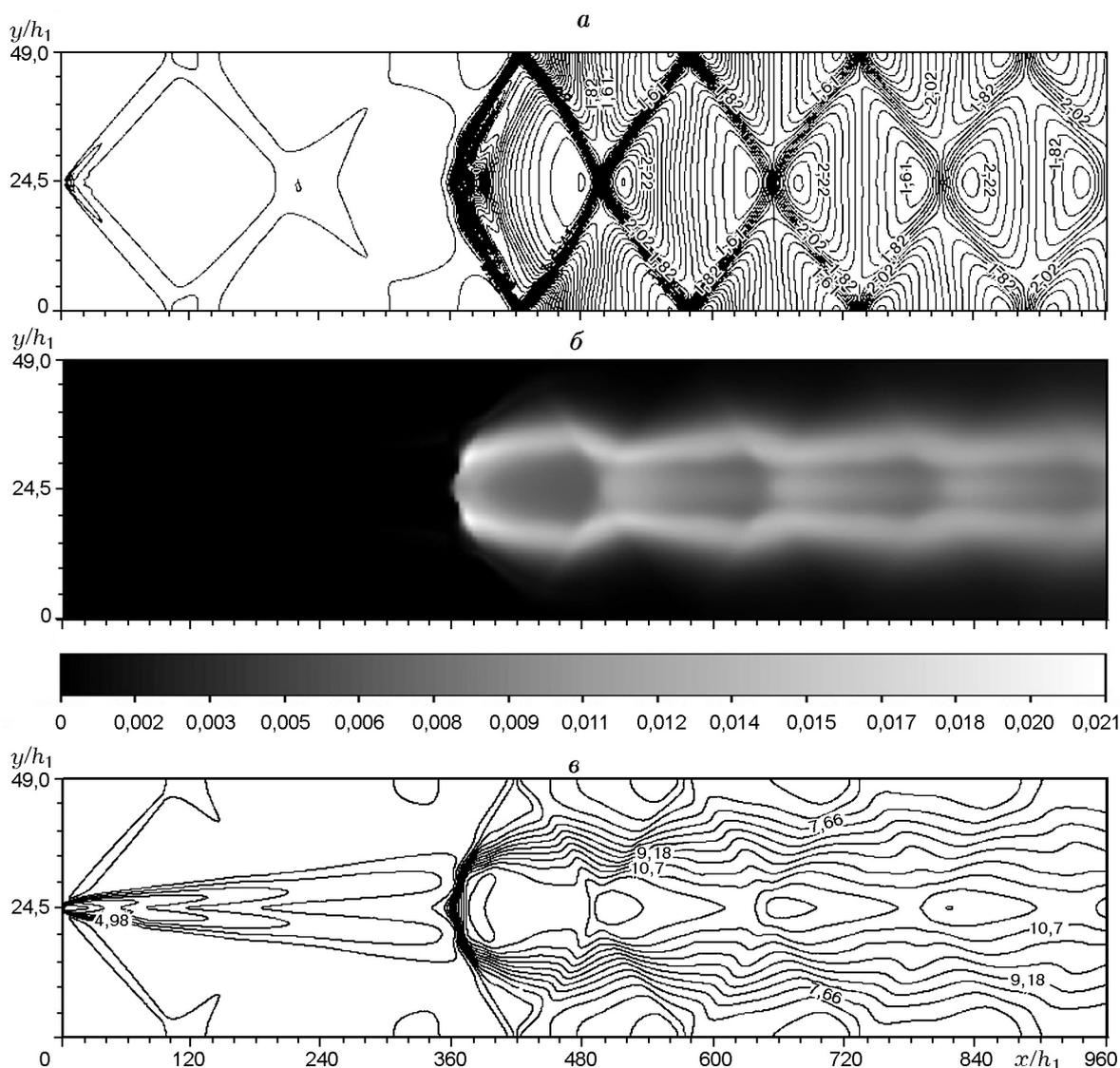
Основные режимные параметры течения: $n = p_1/p_2$ — степень нерасчетности струи, где p_1 и p_2 — давление струи и потока; M_1 , M_2 — числа Маха струи и потока; T_1 , T_2 — температуры струи и потока; α — коэффициент избытка воздуха; θ — угол истечения струи. В численном эксперименте было изучено влияние этих параметров на закономерности воспламенения и горения. Характеристики режимов приведены в таблице. Одним из интегральных параметров, определяющих закономерности горения, является полнота сгорания водорода, вычисляемая по формуле

$$\eta = 1 - \alpha \int_0^L \rho u C_{H_2} dy / Q, \quad (3)$$

где Q — расход водорода в начальном сечении струи.

На рис. 2 представлены результаты расчета горения сверхзвуковой струи водорода в спутном сверхзвуковом потоке воздуха, исходные параметры течения соответствуют режиму 1. Нетрудно заметить, что воспламенение водородно-воздушной смеси начинается на расстоянии $x/h_1 = 360$ от начала истечения струи. Задержка воспламенения приводит к тому, что струя водорода смешивается с потоком воздуха, образуя гомогенную реагирующую смесь, которая не воспламеняется из-за невысокой температуры струи. В результате смешения холодной струи с горячим потоком температура водородно-воздушной смеси повышается до 900 К, и тем самым обеспечиваются необходимые кинетические условия для протекания цепных химических реакций. Слабые волны возмущения, возникающие на кромке сопла, отражаясь от границы потока, способствуют воспламенению реагирующей смеси (см. рис. 2, а).

Распределение концентрации гидроксила ОН показывает, как формируется поверхность фронта горения (см. рис. 2, б), но особенно хорошо это заметно из распределений концент-



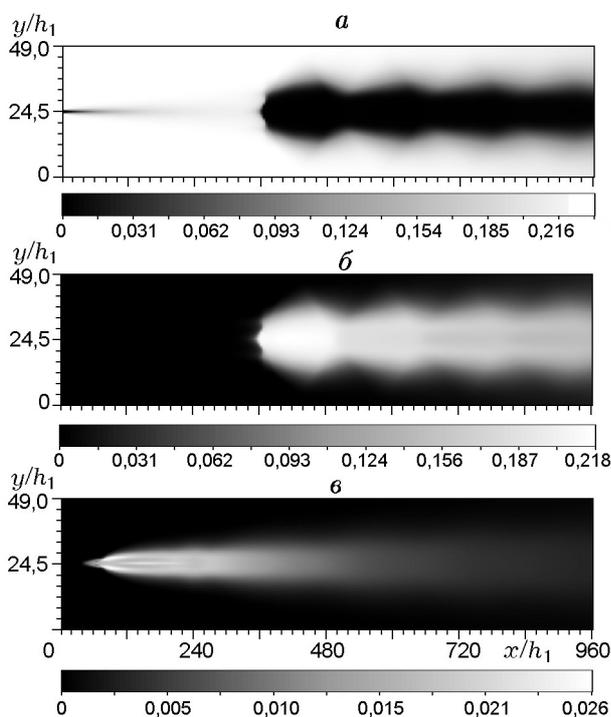


Рис. 3. Поле концентраций O_2 (*a*, режим 1), H_2O (*б*, режим 1), OH (*в*, режим 3):

тоновая шкала — относительные массовые концентрации

щений. Волны возмущения, распространяющиеся от фронта пламени, отражаются от границы течения и, взаимодействуя между собой, образуют волновую структуру с зонами сжатия и разрежения, разделенными косыми скачками уплотнения (см. рис. 2, *a*). В зонах разрежения скорость смеси возрастает, а в зонах сжатия, наоборот, смесь тормозится и диффузионный фронт пламени имеет ячеистую структуру в соответствии с волновой структурой течения. Это подтверждают распределения концентрации гидроксила OH (см. рис. 2, *б*) и температуры (см. рис. 2, *в*). Диффузионный фронт пламени имеет конечную толщину, зона цепных реакций не локализована в тонкой поверхности. Концентрация гидроксила OH достигает максимального значения во фронте пламени (см. рис. 2, *б*), а пары воды распределены по всему объему внутренней части факела (см. рис. 3, *б*). Профиль температуры подобен распределению концентрации паров воды (см. рис. 2, *в*). На косых скачках уплотнения наблюдается рост температуры.

В базовом режиме 1 длина зоны индукции

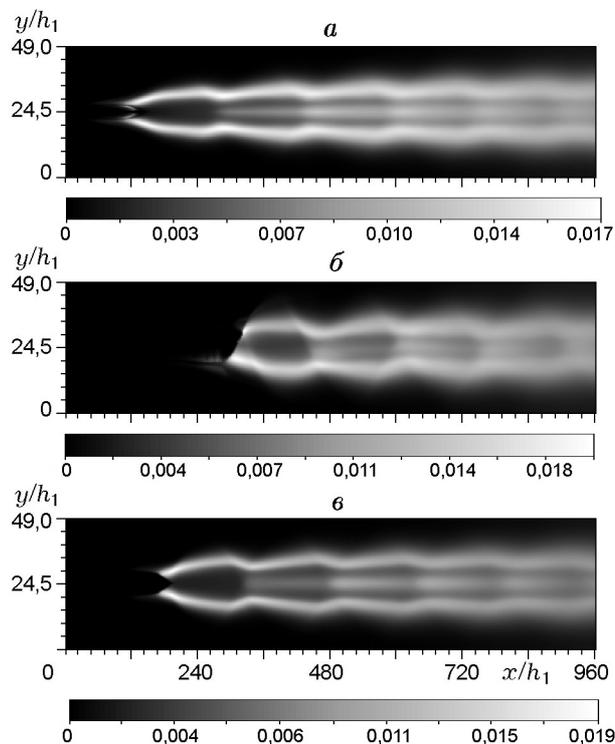


Рис. 4. Поле концентрации OH :

a — режим 4, *б* — режим 2, *в* — режим 1; тоновая шкала — относительные массовые концентрации

сильно увеличивается (практически в шесть раз) по сравнению со случаем, когда в составе смеси потока содержатся кислород, водяной пар и азот (см. режим 3 в таблице). На рис. 3, *в* приведено поле концентрации гидроксила OH для режима 3. Как видно из этого рисунка, воспламенение начинается на расстоянии $x/h_1 = 60$ от начала истечения струи. Резкое сокращение длины зоны индукции объясняется, прежде всего, увеличением коэффициента избытка воздуха с $\alpha = 1,23$ до $\alpha = 4,3$ и наличием в составе потока паров воды, которая является активным компонентом, инициирующим цепные реакции. Все это приводит к тому, что на расстоянии $x/h_1 = 480$ горение практически завершается.

Влияние активных частиц на воспламенение реагирующей смеси известно из многочисленных экспериментальных и расчетно-теоретических исследований [13]. Для подтверждения общеизвестного факта нами был проведен расчет с параметрами, соответствующими режиму 4 (см. таблицу). В этом случае в составе потока имеется атомарный кислород, который, являясь активным компонентом, ини-

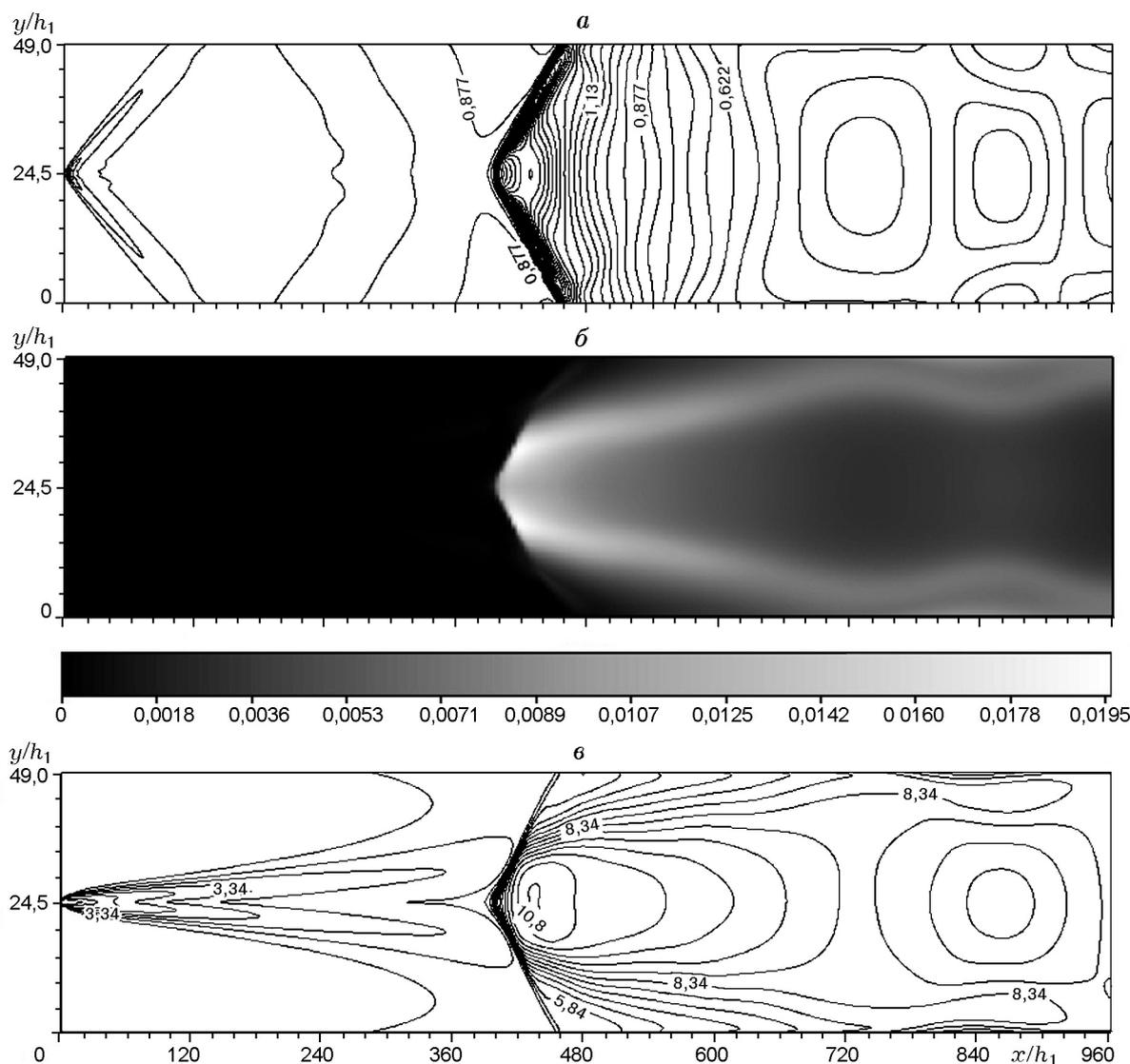


Рис. 5. Развитие одиночной плоской сверхзвуковой струи водорода в слутном сверхзвуковом потоке воздуха:

a — изобары, относительное давление p/p_1 , где p_1 — давление в начальном сечении струи; *б* — поле концентрации ОН, тоновая шкала — относительные массовые концентрации; *в* — изотермы, относительная температура T/T_1 , где T_1 — температура в начальном сечении струи

цирует цепную реакцию окисления водородно-воздушной смеси. Воспламенение началось на расстоянии $x/h_1 = 100$ (рис. 4, *a*). По сравнению с базовым режимом 1 длина зоны индукции уменьшилась в 3,6 раза.

Следует отметить, что в режиме 4 форма факела диффузионного горения значительно отличается от той, что соответствует значению $\alpha = 4,3$. В случае $\alpha = 1,23$ внешняя часть факела, представляющая собой волнообразную поверхность, не укладывается в преде-

лы расчетной области ($x/h_1 = 960$), ширина факела в два раза больше, чем при $\alpha = 4,3$. Данный факт качественно согласуется с выводом теории диффузионного горения о влиянии коэффициента избытка воздуха на структуру факела [14].

Длину зоны индукции можно сократить также путем подачи струи водорода под углом к потоку, за счет интенсификации смешения холодного топлива с горячим потоком окислителя. На рис. 4, *б* приведено распределение

концентрации гидроксила OH , соответствующее режиму 2. Видно, что на внутренней стороне струи воспламенение начинается раньше ($x/h_1 = 280$), чем на теневой ($x/h_1 = 320$), т. е. фронт пламени водородно-воздушной смеси расположен под углом к направлению потока. В первой ячейке диффузионный фронт пламени несимметричен (см. рис. 4, б), а в дальнейшем ячейчатая структура фронта пламени мало отличается от формы, соответствующей спутной подаче струи (см. рис. 2, б).

Как указано выше, модифицированная модель несмешанности [5, 6] качественно правильно описывает длину зоны индукции водородно-воздушной смеси. Все приведенные выше расчетные данные получены с использованием модифицированной модели несмешанности [2]. Для оценки принятой модели горения были проведены расчеты с теми же параметрами, но без учета влияния пульсаций концентрации на скорости цепных химических реакций. Результаты представлены на рис. 4, в, исходные параметры соответствуют базовому режиму 1. Видно, что длина зоны индукции уменьшается почти в три раза и воспламенение начинается на расстоянии $x/h_1 = 160$ от начала истечения. Форма факела соответствует диффузионному горению. В численном эксперименте были рассмотрены варианты без учета влияния пульсаций концентрации на скорость горения и для всех случаев было показано, что применение модифицированной модели несмешанности приводит к снижению скоростей химических реакций и увеличению длины зоны индукции водородно-воздушной смеси.

Как видно из рис. 2, ячейчатые структуры связаны с отражением волн возмущений, возникающих при моделировании развития системы плоских сверхзвуковых струй водорода в спутном сверхзвуковом потоке. Для сравнения были проведены расчеты без отражения волн возмущения. На рис. 5 приведены результаты расчета плоской сверхзвуковой струи водорода в спутном сверхзвуковом потоке. Нетрудно заметить, что ударная волна, отходящая от фронта пламени, уходит в поток, поэтому ячейчатые структуры отсутствуют в поле газодинамических, тепловых и концентрационных характеристик.

Для случая, когда воспламенение происходит на расстоянии $x/h_1 = 400$ от начала истечения, характерно сильное расширение зоны горения за фронтом пламени. Она охватывает

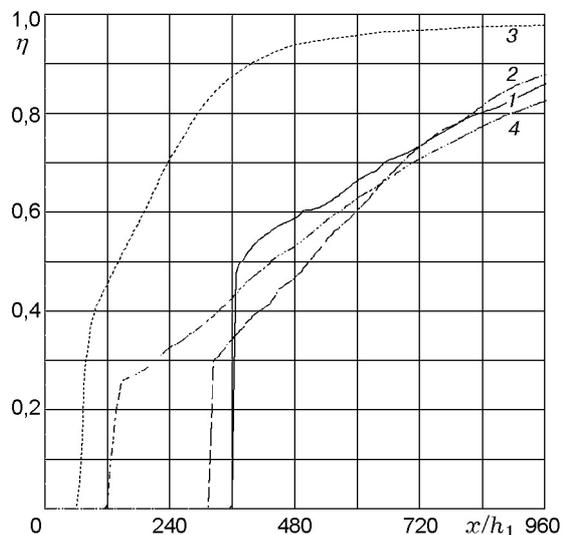


Рис. 6. Полнота сгорания водорода по длине факела:

номера кривых соответствуют номерам режимов течения в таблице

всю ширину потока, вытесняя окислитель за границу расчетной области течения. Давление в продуктах сгорания падает, а скорость газа растет. Недостаток окислителя приводит к тому, что полнота сгорания топлива составляет всего 76 % в пределах расчетной области.

На рис. 6 приведены результаты расчета изменения полноты сгорания водорода по длине факела. Во всех режимах с $\alpha = 1,23$ интенсивное горение происходит на длине $x/h_1 = 480$, а в дальнейшем лимитируется смешением топлива с окислителем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты дают представление о структуре течения и описывают закономерности диффузионного горения перемешанных газов при расчетном истечении системы плоских сверхзвуковых струй водорода в спутный сверхзвуковой поток воздуха.

В отсутствие активных компонентов в исходном потоке (режим 1) фронт пламени формируется на большом расстоянии от начала истечения водорода в области гомогенной смеси нормально к набегающему потоку. При наличии активных частиц происходит инициирование горения в слое смешения. Часть кислорода, смешанного со струей водорода, реагирует во внутренней части зоны горения, а внешняя часть расположена в слое смешения. Горение

не завершается в исследуемой области. Диффузионный факел имеет ячеистую бочкообразную форму в соответствии с волновой структурой течения, возникающей в результате горения водорода. С ростом коэффициента избытка воздуха ($\alpha = 4,3$) горение завершается в пределах расчетной области. Полученные данные о структуре фронта пламени качественно согласуются с теорией диффузионного горения перемешанных газов.

Подтверждено, что наличие активных частиц в составе потока инициирует раннее воспламенение водородно-воздушной смеси, способствует протеканию цепных химических реакций и сокращает длину зоны индукции.

Диффузионное горение водородно-воздушной смеси при коэффициенте избытка воздуха $\alpha = 1,23$ характеризуется двумя зонами: в первой происходят интенсивные химические реакции с активным тепловыделением энергии, во второй — медленное выгорание водорода, лимитируемое смешением топлива с окислителем.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Воронцов С. С., Забайкин В. А., Пикалов В. В. и др.** Исследование структуры диффузионного факела водорода в сверхзвуковой высокоэнтальпийной струе воздуха // *Физика горения и взрыва*. 1999. Т. 35, № 5. С. 3–5.
2. **Жапбасбаев У. К., Макашев Е. П.** Газодинамические структуры при сверхзвуковом горении водорода в системе плоских струй в сверхзвуковом потоке // *ПМТФ*. 2001. Т. 42, № 1. С. 25–32.
3. **Крашенинников С. Ю.** К расчету осесимметричных закрученных и незакрученных турбулентных струй // *Изв. АН СССР. МЖГ*. 1972. № 3.
4. **Dimitrow V. I.** The maximum kinetic mechanism and rate constants in the H_2-O_2 system // *React. Kinet. Catal. Lett.* 1977. V. 7, N 1.
5. **Spiegler E., Wolfsntein M., Manheimer-Timnat Y.** A model of unmixedness for turbulent reacting flows // *Acta Astronaut.* 1976. V. 3, N 3–4. P. 265–280.
6. **Громов В. Г., Ларин О. Б., Левин В. А.** Турбулентное горение водорода в пристенной струе, истекающей в спутный сверхзвуковой поток воздуха // *Физика горения и взрыва*. 1987. Т. 23, № 6. С. 3–9.
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. **Steger J. L. and Warming R. F.** Flux vector splitting of the inviscid gas dynamics equations with application to finite difference methods // *J. Comput. Phys.* 1981. V. 40, april. P. 263.
9. **Anderson D. A., Tannehil J. C., Pletcher R. H.** *Computational fluid mechanics and heat transfer*. New York: McGraw-Hill, 1984.
10. **Ершин Ш. А., Жапбасбаев У. К.** Исследование диссипативных структур в газодинамическом участке сверхзвуковых струйных течений // *Докл. МН АН РК*. 1997. № 4.
11. **Мещеряков Е. А., Сабельников В. А.** Роль смешения и кинетики в уменьшении тепловыделения при сверхзвуковом горении перемешанных газов в расширяющихся каналах // *Физика горения и взрыва*. 1988. Т. 24, № 5. С. 23–32.
12. **Burrows M. C., Kurkov A. P.** Supersonic combustion of hydrogen in a vitiated air stream using stepped-wall injection // *AIAA Paper*. 1971. N 71–721.
13. **Басевич В. Я., Когарко С. М., Динабург Е. И., Каменомостская С. Л.** Горение и стабилизация пламени водорода в осесимметричном потоке // *Физика горения и взрыва*. 1968. Т. 4, № 2. С. 220–233.
14. **Вулис Л. А., Ершин Ш. А., Ярин Л. П.** *Основы теории газового факела*. Л.: Энергия, 1968.

*Поступила в редакцию 23/IV 2002 г.,
в окончательном варианте — 09/I 2003 г.*