

МРНТИ 27.35.14

Численное решение и анализ пространственного сверхзвукового горения водородно-воздушной смеси

Матаев К.Т., Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Институт математики и математического моделирования, г. Алматы, Республика Казахстан, +77022643813, E-mail: Matayev.K@gmail.com

Моисеева Е.С., Казахский национальный университет имени аль-Фараби, г. Алматы, Республика Казахстан, +77013954777, E-mail: K.Moisseyeva@gmail.com

В данной статье производится анализ численного моделирования сверхзвукового пространственного горения водородно-воздушной смеси. Рассматривается проблема жесткости при совместном численном решении уравнения Навье-Стокса и химической кинетики. Произведена верификация предлагаемой методики решения системы конечно-разностных уравнений Навье-Стокса, замкнутых $k - \omega$ моделью турбулентности, путем численного решения задачи вдува поперечной звуковой струи водорода в сверхзвуковой воздушный поток в трехмерном канале. Проведен вычислительный эксперимент горения водородно-воздушной смеси в сверхзвуковом турбулентном течении. Были получены крупномасштабные вихревые структуры и их рост вниз по потоку для свободного сдвигового течения многокомпонентных газов без введения нестационарных возмущений на входе. Из численных экспериментов следует, что процесс зажигания и диффузионного горения предварительно не перемешанной водородно-воздушной смеси для свободного сдвигового течения появляется в слое смешения, в зоне образования интенсивных вихрей с выделением тепла за счет химических реакций. Приведены результаты численного эксперимента и подробный анализ результатов.

Ключевые слова: Уравнения Навье-Стокса, ENO-схема, сверхзвуковое горение, многокомпонентный сжимаемый газ.

Сутегі-ауа қоспасының кеңістіктік дыбыстан жылдам жануын сандық есептеу және сараптау

Матаев К.Т., Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Математика және математикалық модельдеу институты, Алматы қ., Қазақстан Республикасы, +77022643813, E-mail: Matayev.K@gmail.com

Моисеева Е.С., Ph.D. Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан Республикасы, +77013954777, E-mail: K.Moisseyeva@gmail.com

Осы мақалада сутегі-ауа қоспасының кеңістікте жылдамдығы дыбыс жылдамдығынан жылдам жануының сандық модельдеуі сарапталады. Навье-Стокс теңдеулері мен химиялық кинетиканың сандық есептеу кезіндегі қатаңдық мәселелері қарастырылады. $k - \omega$ турбуленттілік моделі арқылы тұйықталған шекті-айырымды Навье-Стокс теңдеулер жүйесін үш өлшемді арнада жылдамдығы дыбыс жылдамдығындай сутегі ағыншасын көлденең жылдамдығы дыбыс жылдамдығынан жоғары ауа ағысына үрлеу есебін сандық шығару арқылы расталған шешу әдістемесін тексеру жүргізілді. Дыбыстан жылдам турбулентті ағында сутегі-ауа қоспасының жануының есептік тәжірибесі жүргізілді. Кірісінде тұрақсыз ауытқулар енгіздірілмей ірі масштабты құйындар жүйесі айқындалды және көп құрамды газдың еркін ығыспалы ағыны үшін ағын бойынша төмен осы құйындардың өсуі көрсетілді. Сандық тәжірибелерден еркін ығыспалы алдын-ала араласпаған сутегі-ауа қоспасы ағыны үшін тұтану және диффузионды жану үрдісі араласу аумағында, қарқынды құйындар түзілу аймағында химиялық реакциялар есебінен жылу бөле жүретіні анықталды. Сандық тәжірибе нәтижелері келтірілген және нәтижелерді талдау жүргізілген.

Түйін сөздер: Навье-Стокс теңдеуі, ENO-сұлба, дыбыстан жылдам жану, көп құрамды сығылмалы газ.

Numerical solution and analysis of spatial supersonic combustion of a hydrogen-air mixture

Mataev K.T., Kazakh National University named after al-Farabi, Institute of Mathematics and Mathematical Modeling, Almaty, Republic of Kazakhstan, +77022643813, E-mail: Matayev.K@gmail.com

Moiseeva Ye.S., Kazakh National University named after al-Farabi, Almaty, Republic of Kazakhstan, +77013954777, E-mail: K.Moisseyeva@gmail.com

In this paper, we analyze the numerical simulation of supersonic spatial combustion of a hydrogen-air mixture. The problem of stiffness is considered in the simultaneous numerical solution of the Navier-Stokes equation and chemical kinetics. Verification of the proposed method for solving the system of finite-difference Navier-Stokes equations closed by the $k - \omega$ turbulence model has been performed by numerically solving the problem of injecting a transverse sound jet of hydrogen into a supersonic airflow in a three-dimensional channel. A computational experiment was carried out for the combustion of a hydrogen-air mixture in a supersonic turbulent flow. Large-scale vortex structures and their downstream growth were obtained for the free shear flow of multicomponent gases without introducing nonstationary perturbations at the inlet. It follows from numerical experiments that the process of ignition and diffusion combustion of a previously unmixed hydrogen-air mixture for free shear flow appears in the mixing layer, in the zone of formation of intense vortices with the release of heat due to chemical reactions. The results of a numerical experiment and a detailed analysis of the results are presented.

Key words: Navier-Stokes equations, ENO-scheme, supersonic combustion, multicomponent compressible gas.

1 Введение

Одной из важных современных задач авиационной техники является создание гиперзвуковых (число Маха $M = 7 - 20$) летательных аппаратов (ЛА) с прямоточно-воздушными реактивными двигателями (ВРД), использующих воздух как окислитель. Одной из главных проблем при проектировании таких двигателей является обеспечение максимальной полноты сгорания топлива в камере сгорания (КС), что является необходимым условием получения нужной тяги. Для достижения этой цели необходимо увеличить скорость смешения топливно-воздушной смеси и, соответственно, сжигания. Чтобы детально изучить процесс смешения, необходимо изучить нестационарное образование закручивающихся вихрей в слое смешения и их развитие. Кроме этого, в слое смешения появляются обширные дозвуковые зоны, изучение которых позволит определить механизмы стабилизации пламени. Так как процессы смешения и горения в сверхзвуковой камере сгорания проходят при очень больших скоростях, для детальной визуализации и изучения вихревой структуры необходимо использовать схемы высокого порядка точности как по времени, так и по пространству. Данный факт является одной из главных задач настоящей работы.

2 Обзор литературы

Из существующих работ по численному изучению сверхзвукового турбулентного горения в сдвиговом слое можно отметить труды Тахсини (Tahsini., 2011, 2012) и Чакраборти и др. (Chakraborty D., 2000). В представленных статьях основные усилия были направлены на изучение влияния различных эффектов, таких, как входная закрутка, начальное отношение температур, скоростей и давлений на время задержки воспламенения. Детальный механизм химических реакций был использован в работах (Tahsini.,

2011, 2012). В этих работах проведено численное изучение процесса зажигания сверхзвукового турбулентного водородно-воздушного слоя смешения с использованием метода расщепления адвекции против потока (AUSM+) совместно с турбулентной моделью Спаларта-Алмараса и детальной химической кинетикой. Из результатов следует, что если использовать закрутку в потоке топлива и окислителя, время задержки воспламенения значительно уменьшается посредством изменения угла закрутки. Во всех этих работах не было уделено внимания вихревой природе развития слоя смешения.

3 Материалы и методы

Рассматривается перпендикулярный вдув струи водорода из круглых сопел, расположенных симметрично на нижней и верхней стенках канала, в воздушный сверхзвуковой турбулентный поток в трехмерном канале. Для удобства вычисления рассматривается вдув только с нижней стенки, схема течения представлена на рисунке 1.

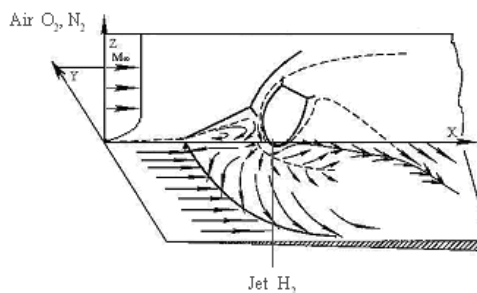


Рисунок 1 – Схема течения

3.1 Постановка задачи

Исходными уравнениями для рассматриваемой задачи является система трехмерных уравнений Навье-Стокса для сжимаемого турбулентного газа, записанная в декартовой системе координат в консервативной форме:

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \frac{\partial (\vec{E} - \vec{E}_v)}{\partial x} + \frac{\partial (\vec{F} - \vec{F}_v)}{\partial y} + \frac{\partial (\vec{G} - \vec{G}_v)}{\partial z} = \vec{S}, \quad (1)$$

$$\vec{U} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho w, E_t, \rho Y_k)^T, \quad \vec{E} = (\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, \rho uw, (E_t + p)u, \rho u Y_k)^T,$$

$$\vec{F} = (\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, \rho vw, (E_t + p)v, \rho v Y_k)^T, \quad \vec{G} = (\rho w, \rho uw, \rho vw, \rho w^2 + p, (E_t + p)w, \rho w Y_k)^T.$$

$$\vec{E}_v = (0, \tau_{xx}, \tau_{xy}, \tau_{xz}, u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} - q_x, J_{kx})^T,$$

$$\vec{F}_v = (0, \tau_{xy}, \tau_{yy}, \tau_{yz}, u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} - q_y, J_{ky})^T,$$

$$\vec{G}_v = (0, \tau_{xz}, \tau_{yz}, \tau_{zz}, u\tau_{xz} + v\tau_{yz} + w\tau_{zz} - q_z, J_{kz})^T,$$

$$\vec{S} = (0, 0, 0, 0, 0, \dot{W}_k)^T,$$

где τ , \vec{q} и \vec{J}_k - тензоры вязких напряжений, тепловой поток и диффузионная скорость, соответственно.

Давление и полная энергия определяются как:

$$p = \frac{\rho T}{\gamma_\infty M_\infty^2} \sum_{k=1}^N \frac{Y_k}{W_k}, \quad E_t = \frac{\rho}{\gamma_\infty M_\infty^2} \sum_{k=1}^N Y_k h_k - p + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2 + w^2)$$

В системе уравнений (1) u , v , w , ρ , T представляют компоненты вектора скорости плотности и температуры, соответственно. Y_k , W_k и h_k - это массовые доли, молекулярный вес и удельная энтальпия k -ой компоненты, соответственно, где $Y_1, Y_2, Y_3, Y_4, Y_5, Y_6, Y_7$ обозначают массовые доли $H_2, O_2, H_2O, OH, H, O, N_2$, соответственно. γ - это показатель адиабаты, M - число Маха. Параметры с индексом 0 относятся к параметрам струи, а с индексом ∞ к параметрам потока. Система уравнений (1) написана в безразмерной форме. В качестве определяющих параметров приняты параметры потока на входе ($u_\infty, \rho_\infty, T_\infty$). Характерным размером длины является диаметр круглого отверстия d . Система уравнений (1) замыкается двухпараметрической $k-\omega$ моделью турбулентности (?).

Как видно из системы (1), в правой части присутствует источниковый член \dot{W}_k , отвечающий за протекание химической реакции или горения.

$$\dot{W}_k = W_k \sum_{j=1}^{nr} (\nu''_{kj} - \nu'_{kj}) \dot{\omega}_j \quad (2)$$

где $\dot{\omega}_j$ - скорость химической реакции:

$$\dot{\omega}_j = f_j \left(k_j^f \prod_{i=1}^{ns} \left(\rho \frac{Y_i}{W_i} \right)^{\nu'_{ij}} - k_j^b \prod_{i=1}^{ns} \left(\rho \frac{Y_i}{W_i} \right)^{\nu''_{ij}} \right) \quad (3)$$

где f_j , $j = 6, 7$ - влияние катализатора; ν'_{ij} и ν''_{ij} - стехиометрические коэффициенты прямой и обратной реакции, соответственно; ns , nr - число компонент и число реакции, соответственно.

Начальные и граничные условия задаются в следующем виде. На входе задаются параметры потока. В струе задаются параметры вдуваемого газа. На нижней стенке задаются условия прилипания и теплоизоляции. На верхней стенке задается условие симметрии, а на боковых стенках мягкие граничные условия. На выходной границе задается условие неотражения (Poinsot., 1992).

3.2 Модель окисления водорода

Химические реакции моделируются с использованием семистадийного механизма Джачимовского с семью компонентами (таблица 1). В зависимости от скорости химических реакций были установлены три типа числа Дамкелера. Используется уравнение состояния совершенного газа для многокомпонентной смеси. Термодинамические свойства потока (удельная теплоемкость при постоянном давлении, энтальпия и энтропия) вычисляются согласно полиномиальной зависимости четвертого порядка по температуре. Температура вычисляется с помощью итерационной формулы Ньютона-Рафсона.

Таблица 1 – Химическая модель окисления водорода

№	Реакция	A	β_j	T_a
1	$H_2 + O_2 \rightarrow OH + OH$	0.170×10^{14}	0.0	24233
2	$H + O_2 \rightarrow OH + O$	0.142×10^{15}	0.0	8254
3	$OH + H_2 \rightarrow H_2O + H$	0.316×10^8	1.8	1525
4	$O + H_2 \rightarrow OH + H$	0.207×10^{15}	0.0	6920
5	$OH + OH \rightarrow H_2O + O$	0.550×10^{14}	0.0	3523
6	$H + OH \rightarrow H_2O + M$	0.221×10^{23}	-2.0	0.0
7	$H + H \rightarrow H_2 + M$	0.653×10^{18}	-1.0	0.0

Коэффициенты скоростей прямых реакций ($k_j^f, j = 1, 7$) определяются Аррениусовыми зависимостями: $k_j^f = A_j T^{\beta_j} \exp\left(-\frac{E_j}{RT}\right)$, а коэффициенты скоростей обратных реакций определяются из принципа детального равновесия: $k_j^b = \frac{k_j^f}{k_j^c(T)}$, где $k_j^c(T)$ - коэффициент равновесия, определяемый с использованием энергии Гиббса для каждой реакции: $\Delta G_j^0 = \frac{\Delta H_j}{T} - \Delta S_j$. Исходя из этого: $k_j^c = \left(\frac{1}{RT}\right)^{\Delta \nu_j} \exp\left(-\frac{\Delta G_j^0}{RT}\right)$. Здесь $\Delta H_j, \Delta S_j$ - это молярная энтальпия и энтропия j -ой реакции, соответственно и определяются по формулам: $\Delta H_j = \sum_{i=1}^{ns} (\nu''_{ij} - \nu'_{ij}) H_i$, $\Delta S_j = \sum_{i=1}^{ns} (\nu''_{ij} - \nu'_{ij}) S_i$. Где H_i, S_i - это молярная энтальпия и энтропия i -ой компоненты, соответственно. Данные параметры вычисляются по эмпирической зависимости от температуры:

$$\frac{H_k}{T} = \sum_{i=1}^5 \frac{\bar{a}_{ki} T^{i-1}}{i} + \frac{\bar{a}_{k6}}{T} \quad S_k = \bar{a}_{k1} \ln T + \sum_{i=2}^5 \frac{\bar{a}_{ki} T^{i-1}}{i-1} + \bar{a}_{k7},$$

где эмпирические константы \bar{a}_{ki} приняты согласно таблице JANAF (McBride B.J., 1993).

3.3 Метод решения

Метод решения основан на следующей схеме расщепления по физическим процессам. Для более детального моделирования турбулентного пограничного слоя, процесса смешения и горения используется сгущение расчетной сетки вблизи стенки и на уровне вдува струи. На первом этапе для системы (1) с нулевой правой частью была применена существенно неосциллирующая ENO-схема 3-го порядка точности (Moiseyeva., 2014), где значения массовых концентраций Y_k вычисляются на промежуточном временном слое Y_k^* . На втором этапе решается матричное уравнение кинетических членов, где массовые концентрации Y_k вычисляются на новом временном слое Y_k^{n+1} .

$$\frac{\Delta \rho Y_k}{\Delta t} = \dot{W}_k, \quad (4)$$

где источниковый член \dot{W}_k^{n+1} аппроксимируется со следующим весовым коэффициентом λ :

$$\dot{W}_k^{n+1} = (1 - \lambda) \dot{W}_k^n + \lambda \dot{W}_k^{n+1} \quad (5)$$

Рассматриваются три характеристических значения λ :

1. если $\lambda = 0$, метод является явным, т.е. значения \dot{W}_k на временном слое $n + 1$ зависят только от значений \dot{W}_k с предыдущего временного слоя n ;
2. если $\lambda = 1/2$, метод называется центрированным или неявным методом Кранка-Никольсона, т.е. значения \dot{W}_k на временном слое $n + 1$ зависят от значений \dot{W}_k с предыдущего временного слоя n и нового временного слоя $n + 1$ в равной доле;
3. если $\lambda = 1$, метод получается полностью неявным, который является устойчивым.

Такой метод раздельного решения части газодинамики и химической кинетики позволяет избежать трех проблем:

1. жесткость, получающаяся при численном решении системы (1).
2. разреженность матрицы, получающаяся при численном решении системы (1);
3. сложность отладки кода.

Система уравнений (4) является нелинейной относительно источникового члена (2). Существуют три способа линеаризации системы (4). Одним из способов линеаризации, использованный в данной работе, это разложение в ряд Тейлора. Поскольку из формул (2) и (3) видно, что источниковый член является функцией от ρ , Y_k , T , его разложение в ряд Тейлора, если отбросить члены второго порядка и выше, пренебрежимо малые на всем протяжении шага по времени: $\dot{W}_k^{n+1} = \dot{W}_k^n + \frac{\partial \dot{W}_k}{\partial Y_m} \Delta Y_m + \frac{\partial \dot{W}_k}{\partial T} \Delta T + \frac{\partial \dot{W}_k}{\partial \rho} \Delta \rho$, где $\Delta Y_m = Y_m^{n+1} - Y_m^n$, $\Delta T = T^{n+1} - T^n$, $\Delta \rho = \rho^{n+1} - \rho^n$.

Далее, если полученную линеаризацию подставить в (5), то получаем:

$$\dot{W}_k^{n+1} = \dot{W}_k^n + \lambda \left(\frac{\partial \dot{W}_k}{\partial Y_m} \Delta Y_m + \frac{\partial \dot{W}_k}{\partial T} \Delta T + \frac{\partial \dot{W}_k}{\partial \rho} \Delta \rho \right)$$

Для сохранения высокого порядка точности значение λ было выбрано равным $1/2$, таким образом был использован неявный метод Кранка-Никольсона.

4 Результаты и обсуждение

Численное изучение горения водорода, перпендикулярно впрыскиваемого в канал в пространстве с геометрическими параметрами: длина канала – 20 калибров, ширина – 15 калибров, высота – 10 калибров, диаметр сопла – 1 калибр, центр сопла находится на расстоянии 10 калибров от входного участка. Струя водорода дувается из нижней стенки канала. Параметры струи и потока соответствуют эксперименту (Rogers., 1971): $M_0 = 1$, $T_0 = 1000K$ и $M_\infty = 4$, $T_\infty = 1000K$, $n = 15.61$ – параметр нерасчетности. Расчетная сетка составляет $161 \times 101 \times 101$ узлов. В начальный состав воздушного потока входит: $Y(H_2) = 0$, $Y(O_2) = 0.2$, $Y(N_2) = 0.8$, в струе: $Y(H_2) = 1.0$, $Y(O_2) = 0$, $Y(N_2) = 0$.

На рисунке 2а представлено распределение давления в плоскости симметрии, нормальной к оси y . Вследствие торможения потока перед струей повышается давление и возникает головной (основной) скачок уплотнения (отмечен цифрой 1 на рисунке 2а).

Далее, как следует из графика, вверх по течению от него отходит косой скачок уплотнения 2, за которым наблюдается зона сверхзвукового течения. Последующее торможение потока сопровождается повышением давления и появлением ударной волны – замыкающего скачка уплотнения 3, параллельного оси струи. Также на рисунке видно, что вследствие пересечения ударных волн, а именно головной 1, косой 2 и замыкающей 3, образуется сложная λ -образная структура волн. В передней застойной зоне давление понижается ввиду наибольшей скорости возвратного течения. Затем наблюдается рост давления с максимумом ($p_{max} = 0.398$) в области, лежащей за точкой пересечения ударных волн 1, 2 и 3, а именно за замыкающим скачком. Давление за струей существенно ниже, чем перед ней, что свидетельствует о наличии зоны разрежения. В результате вдува недорасширенной струи в поток давление в струе стремится выровняться с давлением окружающей среды, вследствие чего происходит расширение струи и образуются волны разрежения, которые движутся к границам струи. Семейство отраженных от границы струи волн разрежения формирует всячий скачок 4, замыкающийся диском Маха 5.

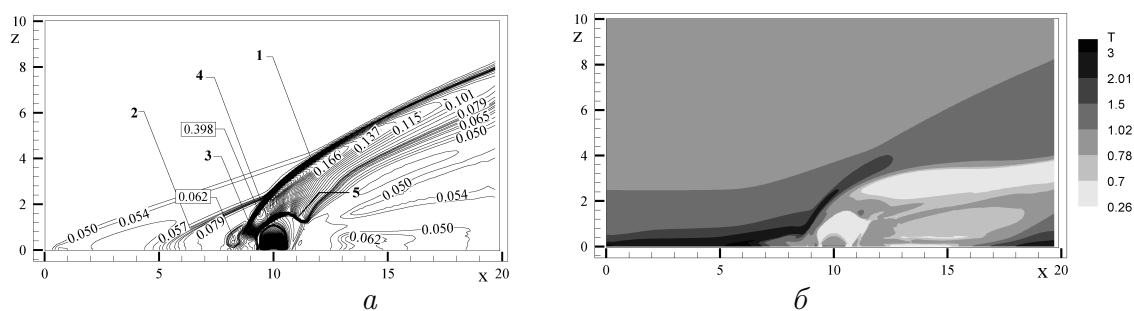
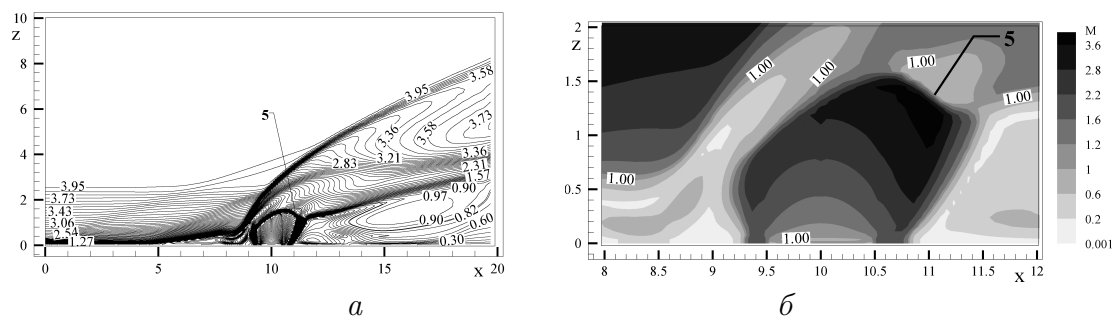


Рисунок 2 – Изобары (а) и поле температуры (б) в плоскости симметрии xz

Поле температуры представлено на рисунке 2б. Резкое изменение температуры происходит на скачках уплотнения, значения температуры превышают начальную температуру струи и потока (безразмерные $T_{\infty} = 1$, $T_0 = 1.3$). Из рисунка 2б следует, что максимальная температура концентрируется в области образования λ -образной ударно-волновой структуры, в пограничном слое и вблизи нижней стенки у выходной границы. В области пересечения струи с основным потоком безразмерная температура равна 2.1 (2100 К) при начальной максимальной температуре 1000 К, т.е. наблюдается повышение в два раза.

Образование прямого скачка 5 и излом всячего скачка 4 также демонстрируют изолинии числа Маха (рисунок 3а). Из графика также видно, что в области за струей значения числа Маха понижаются, что свидетельствует о возникновении области торможения вследствие существования зоны разрежения. Из детальной картины в области вдува (рисунок 3б) видно, что струя, вдуваясь со звуковой скоростью, ускоряется и на некотором расстоянии становится существенно сверхзвуковой. Затем граница образовавшейся сверхзвуковой зоны замыкается, очерчивая круг, который соответствует «бочке», разделяющей сверхзвуковую и дозвуковую зоны. Далее за диском Маха 5 течение замедляется и становится дозвуковым, после чего течение в струе вновь ускоряется до скорости основного потока.

В зоне перед струей формируются два противоположно вращающихся вихря (V_1, V_2), образующие линию растекания R_1 (Рисунок 4а). Здесь линия стекания S_1 соответствует



а)общая картина, б)детальная картина в области вдува

Рисунок 3 – Изомахи в плоскости симметрии xz

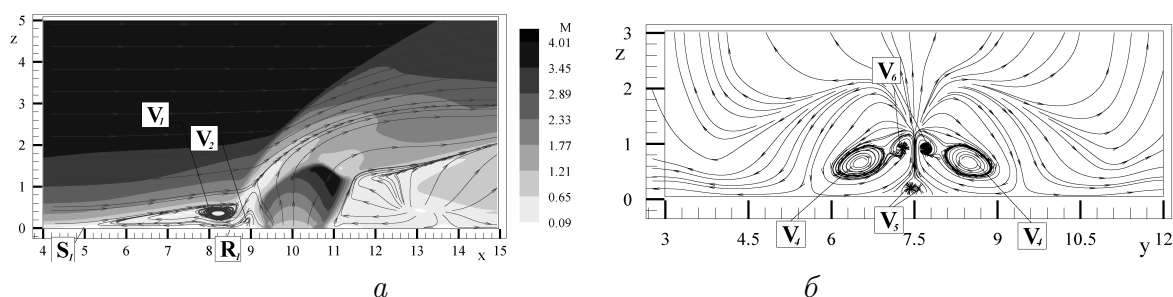


Рисунок 4 – Изомахи и проекции линий тока в плоскости симметрии xz (а), проекции линий тока в плоскости yz в сечении $x = 12.19$ (б)

линии отрыва пограничного слоя перед струей, вызванного косым скачком уплотнения 2. Первый вихрь V_1 формируется вследствие отрыва пограничного слоя перед струей. Взаимодействие расширяющейся струи и замыкающего скачка уплотнения приводит к появлению второго вихря V_2 . На рисунке 4б представлена картина проекции линий тока в плоскости yz. Симметричная вихревая пара V_4 формируется перед струей и генерируется вихрем V_2 . Численные эксперименты показывают, что после окончания бочкообразной структуры за струей вихри V_4 с центрами вращения в слое смешения струи и потока смещаются к плоскости симметрии и увеличиваются в размерах по мере их сноса вниз по потоку, и происходит существенная интенсификация этих вихрей. Вихрь V_4 наблюдается до конца расчетной области. Вихри V_5 являются следствием смещения осей вращения симметричной пары вихрей, которые сформировались в результате огибания струи потоком и поворота потока в направлении к плоскости симметрии. Поскольку за струей (рисунок 2а) образуется область пониженного давления, туда и устремляется натекающий поток, частично поворачивая обратно к соплу и растекаясь в разных направлениях, что и приводит к возникновению симметричной пары вихрей - вихревого следа V_5 . Формирование вихря V_6 обусловлено взаимодействием натекающего потока у основания диска Маха и восходящего потока за струей.

Влияние вихревой системы перед струей на процесс смешения струи и потока демонстрирует картина распространения массовых концентраций водорода в плоскости симметрии, нормальной к оси y (рисунок 5а). Рисунок 5б представляет распределение массовой концентрации продукта сгорания, а именно паров воды в плоскости симметрии

XZ . Так, из графиков видно, что часть водорода, в области перед струей захватывается подковообразными вихрями $V_1 - V_2$ и распределяется вверх по потоку вплоть до линии стекания S_1 .

Из сравнения рисунка 2б (температура), можно заключить следующее. Протекание химических реакций окисления водорода описывается за счет аррениусовой зависимости скорости реакций от температуры. Повышение температуры за ударными волнами способствует быстрому горению. В свою очередь, горение водорода, вызвав интенсивное тепловыделение, приводит к росту температуры в зонах горения. Начало увеличения концентрации паров воды и достижение максимального ее значения за ударными волнами оказывают заметное влияние на горение.

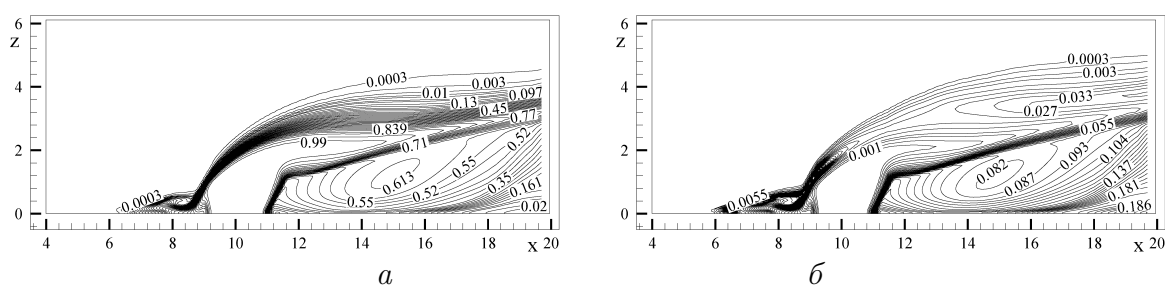


Рисунок 5 – Распространение массовой концентрации водорода (а) и паров воды (б) в плоскости симметрии xz

На рисунке 6 представлена картина распределения массовых концентраций водорода и паров воды в плоскостях yz в сечении перед струей (а, б), сразу за струей (в, г) и вниз по потоку (д, е).

На передней кромке сопла ($x = 9.08$) струя начинает расширяться. На задней кромке сопла ($x = 10.75$) область смешения увеличивается вследствие увеличения подковообразных вихрей V_4 . Последующее накопление водорода и паров воды вниз по потоку можно увидеть на рисунках бд-е ($x = 17.04$). Из графиков видно, что с удалением от вдува вниз по потоку ядро максимальных концентраций уменьшается, но область смешения расширяется. Из сравнения рисунка 4б с рисунком 6 в следует, что водород в основном скапливается в области вихрей V_4 , что является дополнительным подтверждением того, что вихри V_4 локализованы в слое смешения. Здесь также можно увидеть уменьшение концентрации водорода в контрасте с увеличением концентрации паров воды за счет горения. Перед струей в зоне максимальных температур (рисунок 6б) и вниз по потоку (рисунок 6г, е) происходит образование продуктов сгорания. При этом в нижней части слоя смешения за струей наблюдается присутствие обширных дозвуковых зон (рисунок 3), что позволяет водородно-воздушной смеси гореть стабильно.

5 Заключение

Механизм окисления водорода носит цепной характер, что является следствием зарождения в зоне смешения струи и основного потока активных центров – атомов и радикалов: H, O, OH . Дальнейшая диссоциация молекулярных компонентов смеси, а также обменные реакции горения приводят к накоплению активных центров. Поскольку ре-

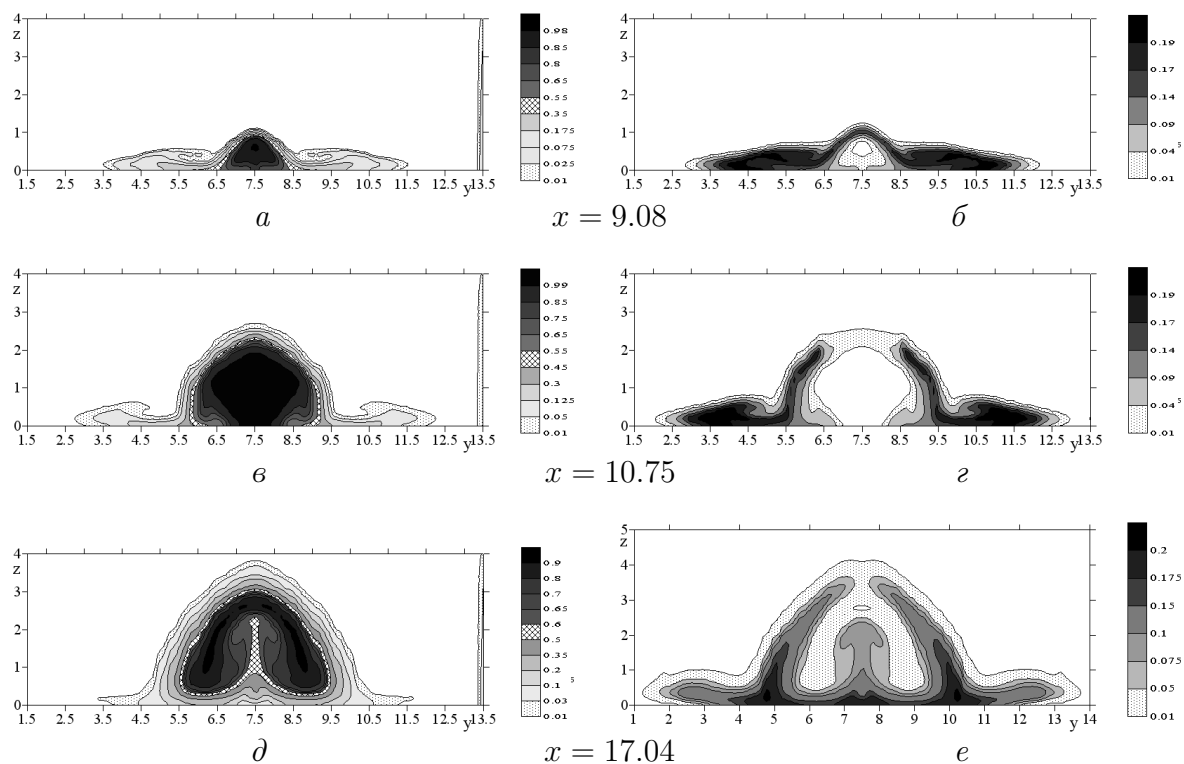


Рисунок 6 – Распространение массовой концентрации водорода (a , $в$, $д$) и паров воды ($б$, $г$, $е$) в плоскостях yz

акции инициирования и обменные реакции эндотермичны, то эта стадия окисления водорода проходит без значительного выделения тепла, что говорит о наличии периода индукции, характеризующегося постоянством температуры гомогенной смеси.

Список литературы

- Chakraborty D., Paul P. J., Mukunda H. S.* Evaluation of Combustion Models for High Speed H₂/Air Confined Mixing Layer Using DNS Data // *Combustion and Flame*. – 2000. – Vol. 121. – p. 195-209.
- McBride B.J., Gordon S., Reno M.A.* Coefficients for calculating thermodynamic and transport properties of individual species // *NASA Technical Memorandum 4513*, October 1993.
- Moiseyeva Ye.* Analysis of ENO scheme slope limiters // *Вестник КазНУ, сер. мат., мех., инф.*, № 80, Issue 1, 2014, pp. 10–20.
- Poinsot T.J., Lele S.K.* Boundary conditions for direct simulation of compressible viscous flows // *J. Comp. Phys.* 1992. Vol. 101. pp. 104–129.
- Rogers R.C.* A study of the mixing of hydrogen injected normal to a supersonic airstream // *NASA Report TN D-6114*. – Washington, United States, 1971. – 53 p.
- Tahsini A.M.* Ignition Analysis in Supersonic Turbulent Mixing Layer // *World Academy of Science, Engineering and Technology*. – 2011. – №57. – p. 353-357.
- Tahsini A.M.* Ignition Time Delay in Swirling Supersonic Flow Combustion // *World Academy of Science, Engineering and Technology*. – 2012. – №70. – p. 623-627.
- Wilcox D. C.* Formulation of the $k - \omega$ Turbulence Model Revisited // *AIAA J.* – 2008. – Т. 46. – №. 11. – p. 2823-2838.

References

- Chakraborty D., Paul P. J., Mukunda H. S.* Evaluation of Combustion Models for High Speed H₂/Air Confined Mixing Layer Using DNS Data // *Combustion and Flame*. – 2000. – Vol. 121. – p. 195-209.
- McBride B.J., Gordon S., Reno M.A.* Coefficients for calculating thermodynamic and transport properties of individual species // *NASA Technical Memorandum 4513*, October 1993.
- Moissejeva Ye.* Analysis of ENO scheme slope limiters // *Vestnik KazNU, ser. mat., meh., inf.*, № 80, Issue 1, 2014, pp. 10–20.
- Poinsot T.J., Lele S.K.* Boundary conditions for direct simulation of compressible viscous flows // *J. Comp. Phys.* 1992. Vol. 101. pp. 104–129.
- Rogers R.C.* A study of the mixing of hydrogen injected normal to a supersonic airstream // *NASA Report TN D-6114*. – Washington, United States, 1971. – 53 p.
- Tahsini A.M.* Ignition Analysis in Supersonic Turbulent Mixing Layer // *World Academy of Science, Engineering and Technology*. – 2011. – №57. – p. 353-357.
- Tahsini A.M.* Ignition Time Delay in Swirling Supersonic Flow Combustion // *World Academy of Science, Engineering and Technology*. – 2012. – №70. – p. 623-627.
- Wilcox D. C.* Formulation of the $k - \omega$ Turbulence Model Revisited // *AIAA J.* – 2008. – T. 46. – №. 11. – p. 2823-2838.