

On two-dimensional numerical modeling of the Burrows – Kurkov experimental data on hydrogen combustion in a supersonic air flow using NS/RANS equations

Sergey T. Surzhikov

*Ishlinskyi Institute for Problems in Mechanics Russian Academy of Sciences (IPMech RAS),
Moscow, 119526, Russia*

*All Russia Scientific Research Institute of Automatics,
Moscow, Russia
surg@ipmnet.ru*

Abstract

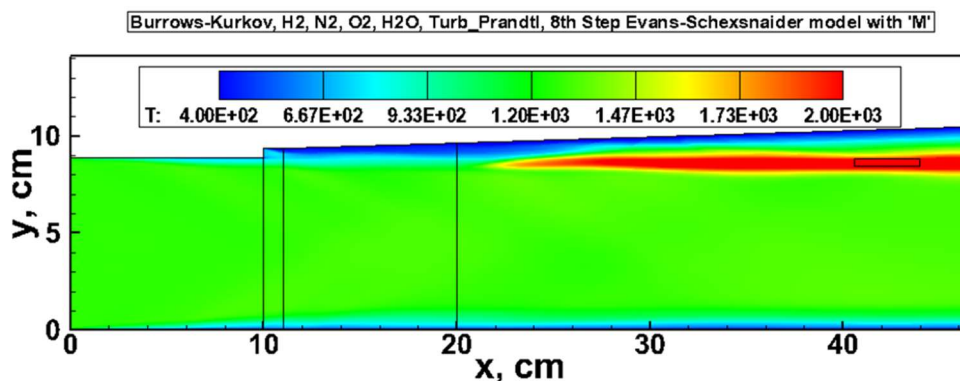
Using the two-dimensional computer code NERAT-2D, a computational analysis of experimental data on the ignition of a hydrogen jet in a concurrent flow of moist air has been performed. For a numerical study, experimental data were selected [Burrows M.C., Kurkov A.P.] An analytical and experimental study of supersonic combustion of hydrogen in the vitiated air stream. AIAA J. 1973. No.11. Pp. 1217–1218], which have been used for several decades to validate computer codes and physicochemical models of hydrogen combustion in air.

Used computer code NERAT-2D implements the numerical integration of two-dimensional Navier – Stokes equations on structured multi-block grids. The problem is solved on a sequence of calculation grids without and using Reynolds averaging. The 8-reaction kinetic Evans – Schexnayder model of combustion of molecular hydrogen in hot humid air was used.

It is shown that on relatively coarse computational grids, the calculated limit of ignition of a hydrogen jet in an airflow significantly exceeds that measured in the experiment. On detailed computational grids, an unsteady motion of an ignitable hydrogen jet is observed, and the ignition boundary corresponds with good accuracy to the experimental one.

As an appendix to the article, a number of animation files are presented that illustrate the unsteady combustion of a hydrogen jet in a co- currents flow of moist air.

Keywords: supersonic combustion, hydrogen jet, ignition delay, vitiated air stream.



A snapshot of the temperature distribution while simulating the RANS equations with an algebraic turbulent mixing model

УДК 533.92:533.6.01

О двухмерном численном моделировании экспериментальных данных Берроуса – Куркова по горению водорода в сверхзвуковом потоке воздуха с использованием уравнений Навье – Стокса

С. Т. Суржиков

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук
Россия, Москва, 119526, проспект Вернадского, д. 101-1
Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова
Россия, Москва
surg@ipmnet.ru*

Аннотация

С использованием двухмерного компьютерного кода NERAT-2D выполнен расчетный анализ экспериментальных данных по воспламенению водородной струи в спутном потоке влажного воздуха. Для численного исследования выбраны экспериментальные данные [Burrows M.C., Kurkov A.P., An analytical and experimental study of supersonic combustion of hydrogen in the vitiated air stream. AIAA J. 1973. No. 11. Pp. 1217–1218], которые несколько десятилетий используются для валидации компьютерных кодов и физико-химических моделей горения водорода в воздухе.

В компьютерном коде NERAT-2D реализовано численное интегрирование двухмерных уравнений Навье – Стокса на структурированных многоблочных сетках. Задача решена на последовательности измельчаемых сеток без использования и с использованием усреднения по Рейнольдсу (RANS). Использована 8-ми реакционная кинетическая модель Эванса – Шекснайдера горения молекулярного водорода в горячем влажном воздухе. Турбулентное смешение моделировалось посредством алгебраической и $k-\varepsilon$ - моделей турбулентности.

Показано, что на относительно грубых расчетных сетках определяемая в расчетах граница воспламенения водородной струи в потоке воздуха значительно превышает измеренную в эксперименте. На подробных расчетных сетках наблюдается нестационарное движение воспламеняемой струи водорода, а граница воспламенения с хорошей точностью соответствует экспериментальной. Использование моделей турбулентного смешения также позволяет получить удовлетворительное описание экспериментальных данных. В качестве приложения к статье представлен ряд анимационных файлов, иллюстрирующих нестационарный процесс горения водородной струи в спутном потоке влажного воздуха.

1. Введение

Гиперзвуковые прямоточные воздушно-реактивные двигатели (ГПВРД) имеют принципиальную схему работы существенно проще, чем другие типы силовых энергетических установок летательных аппаратов. Однако практическая реализация ГПВРД весьма сложна из-за ряда пока нерешенных проблем фундаментального и прикладного характера, на изучение которых, судя по современному состоянию исследований процессов в этих типах двигателей, придется потратить еще немалое время. К ряду первоочередных проблем создания ГПВРД относятся организация горения топлива в камере сгорания, основная часть которых занята

сверхзвуковым потоком, организация эффективного воспламенения компонентов топлива, неустойчивость процессов воспламенения и горения по отношению к различным газодинамическим возмущениям, среди которых одними из важных являются возмущения высокоскоростного потока воздуха на входе в воздухозаборник. Важной проблемой функционирования ГПВРД является поддержание теплового режима его конструкции на протяжении многих минут функционирования.

Методы численного моделирования газодинамических процессов в двигательных установках типа ПВРД и ГПВРД активно развивались последние годы. В работе [1] можно найти подробный анализ текущих тенденций в разработке численных методов для анализа широкого класса стационарных и импульсных систем схем горения. Значительное число исследований посвящено изучению закономерностей взаимодействия ударных волн с пограничными слоями, поскольку такой вид взаимодействия является одним из важных в сверхзвуковых камерах сгорания. Большое число работ посвящено исследованию моделей химической кинетики, используемых в термогазодинамических расчетах. Проблема организации поджига и обеспечения полноты сгорания в камерах ГПВРД является также исключительно важной, поэтому в большинстве работ эти проблемы подробно обсуждаются.

Конвективно-диффузионное смешение и взаимодействие водорода и воздуха при высоких температурах были исследованы в экспериментах Берроуза – Куркова [2–4]. Звуковой поток водорода впрыскивали в предварительно нагретый влажный воздушный поток под небольшим углом наклона от стены. Схема для экспериментов Берроуза – Куркова приведена на рис. 1.

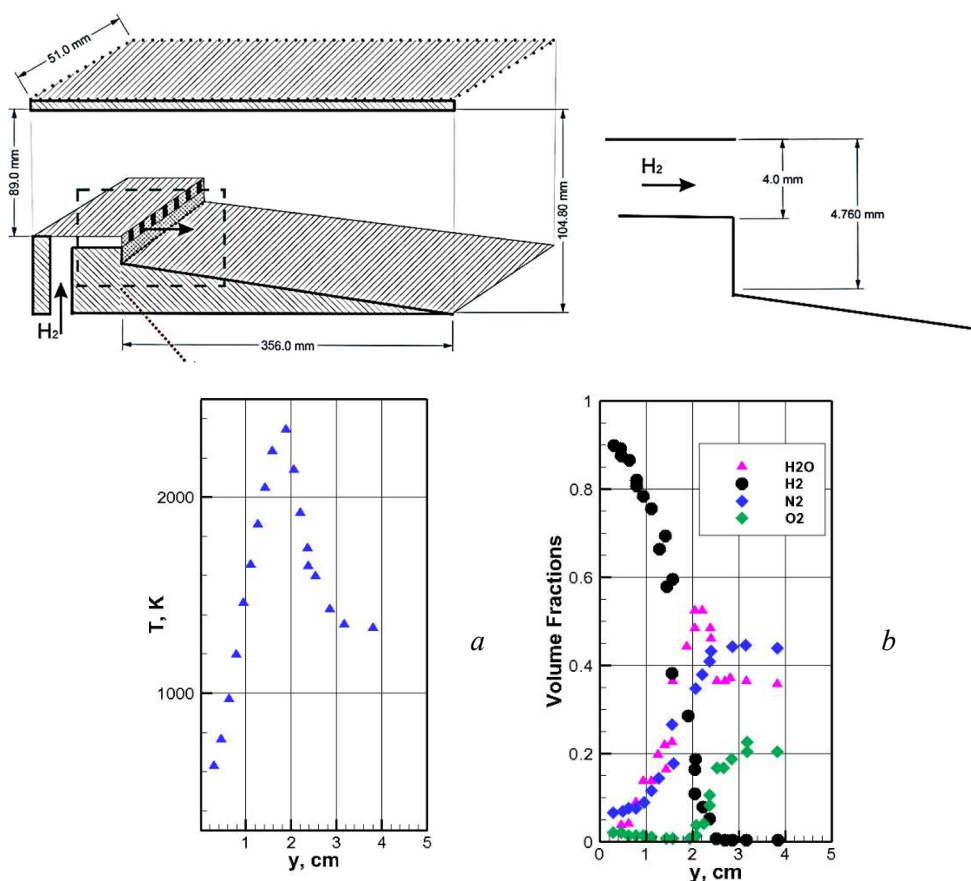


Рис. 1. Схема эксперимента Берроуза – Куркова [2–4] по сверхзвуковому горению молекулярного водорода во влажном воздушном потоке и экспериментальные данные по распределению температуры (a) и мольных долей (b) по высоте камеры сгорания (измеряется от нижней поверхности) в сечении $X_{\text{fix}} = 35.6$ см (расстояние от форсунок, см. схему эксперимента)

Условия поля течения приведены в таблице 1, в которой обобщены все эксперименты, проведенные с горением и без него. На предварительном этапе численного моделирования были исследованы оба экспериментальных случая. Для случая воспламенения водород впрыскивали параллельно потоку влажного воздуха со скоростью звука через семь сопел шириной 0.078 см и высотой 0.4 см, расположенных на вертикальной поверхности ступени. Для случая без воспламенения влажный воздушный поток состоял из 76.8 % N_2 и 23.3 % H_2O , в то время как для реагирующего случая входящий воздушный поток состоял из 48.6 % N_2 , 25.8 % O_2 и 25.6 % H_2O . В указанных экспериментах измерялись объемные концентрации H_2 , O_2 , N_2 и H_2O возле стенки на выходе из камеры сгорания ($X_{\text{fix}} = 35.6$ см, где X_{fix} – расстояние, определенное от места впрыска до точки измерения). Обратим внимание, что в расчетах данной работы сопловой блок размещен вблизи верхней границы.

Таблица 1

Условия проведения экспериментов [2–4]

Исходные данные	Реагирующая смесь	Нереагирующая смесь
Число Маха воздушного потока	2.44	2.44
Давление воздушного потока, атм	1.0	1.0
Температура воздушного потока, К	1200.0 ÷ 1220.0	1150.0
Давление в струе горючего, атм	1.0	–
Температура в струе горючего, К	300.0 ÷ 800.0	–
Скорость струи горючего, число Маха	1.0	–

Кроме того, для реагирующего случая были зарегистрированы распределения температуры около стенки в различных поперечных сечениях в камере сгорания ($x = 0, 18.3, 35.6$ см). Для нереагирующего случая температурные распределения были измерены только при $x = 35.6$ см. Распределения давления на стенке и расстояния воспламенения при двух разных температурах впрыска водорода ($T = 300$ К и $T = 700$ К) были записаны вместе с распределениями давления на стенке камеры сгорания для различных температур поступающего воздуха. Числа Маха и распределение статической температуры на выходе из камеры сгорания также были измерены.

Этот эксперимент был одним из первых, который предоставил опытные данные по горению водорода в сверхзвуковом потоке воздуха в условиях близких тем, которые могут быть реализованы в камерах сгорания ГПВРД, поэтому он широко использовался для проверки компьютерных кодов. Некоторым недостатком экспериментов Берроуза – Куркова является неполнота измеренных данных о пограничном слое вблизи стенок камеры. Из-за больших размеров трубок Пито (0.81 мм) не удалось разрешить профили пограничного слоя. Тем не менее, если акцентировать внимание на слое смешения и воспламенения водородной струи в спутном сверхзвуковом потоке, то указанные экспериментальные данные заслуженно пользуются среди специалистов высокой степенью доверия.

При анализе экспериментальных данных [2–4] в работе [5] была предложена кинетическая модель горения молекулярного водорода в воздухе, состоящая из 25 реакций между 12 компонентами реагирующей смеси (H , O , H_2O , OH , O_2 , H_2 , N_2 , N , NO , NO_2 , HO_2 , HNO_2). Здесь же предложена сокращенная кинетическая модель из 8 химических реакций между 7-ю реагентами (H , O , H_2O , OH , O_2 , H_2 , N_2). Заметим, что предложенные в [5] кинетические схемы горения водорода в воздухе до настоящего времени широко используются в расчетных работах в области термогазодинамики ПВРД и ГПВРД. Кроме подбора кинетических моделей в работе [5] выполнен анализ 3-х серий экспериментальных данных по горению водородной струи в спутном потоке воздуха с числами Маха $M = 1.9$ (тестовая задача 1), $M = 1.86$ (тестовая задача 2) и $M = 2.44$ (тестовая задача 3). При этом температура воздушного потока составляла

соответственно 1495 К, 1140 К и 1270 К. Тестовая задача 3 соответствовала как раз экспериментам [2–4]. При численном моделировании использовались параболизированные двухмерные усредненные по Рейнольдсу уравнения Навье – Стокса. Помимо уравнений неразрывности, сохранения моментов и энергии решалась система уравнений для переноса кинетической энергии турбулентных пульсаций k и скорости диссипации кинетической энергии пульсаций ε (уравнения $k - \varepsilon$ модели в формулировке Патанкара и Сполдинга [6]). Дополнительно к указанной системе уравнений интегрировались еще два уравнения для переноса флуктуаций концентраций горючего и окислителя, которые были аналогичны уравнению для скорости диссипации кинетической энергии пульсаций скорости. При числах Маха больше единицы использовалась поправка [7], которая носила эмпирический характер. Рассчитанная турбулентная вязкость уменьшалась до 4-х раз. Примечательно, что авторы [5] отказались в указанной работе от модели расчета скорости химических реакций с использованием рассчитанной величины пульсаций реагирующих компонент [8] в пользу решения уравнений химической кинетики с использованием предложенных кинетических моделей. В работе [5] отмечается, что основное отличие 8-ми реакционной модели от 25-ти реакционной модели состоит в том, что химические компоненты, учитываемые в более подробной модели, оказываются важными для воспламенения при низких температурах.

Интерпретация экспериментальных данных Берроуза – Куркова с использованием усредненных по Рейнольдсу параболизированных уравнений Навье – Стокса выполнена также в работе [9], где использовалась кинетическая модель Даффа [10] и две модели турбулентного смешения: модели длины смешения Прандтля и $k - \varepsilon$ модель турбулентности в формулировке Джонса и Лаундера [11]. Значительное внимание в данной статье уделяется обсуждению вариантов модели «несмешанности», в рамках которой ряд авторов пытались модифицировать расчетные модели диффузионного горения, учитывая экспериментальный факт отличия (в меньшую сторону) скорости реакции между горючим и окислителем по сравнению с тем, что предсказывает модель, основанная на законах химической кинетики при усредненных значениях концентраций реагентов. Тем не менее, в работе [9] показано, что использование алгебраической модели турбулентности и $k - \varepsilon$ модели без учета пульсаций на скорость химических реакций и модели авторов [9], учитывающей эти пульсации, дают весьма близкие результаты. Учитывая относительную простоту реализации, авторы рекомендуют использование алгебраической модели турбулентности.

В работе [12] экспериментальные данные Берроуза – Куркова используются для валидации пространственного (трехмерного) компьютерного кода Wind-US. Показательным является то, что для адекватного описания указанных экспериментальных данных авторы [12] используют модификацию кинетической модели Эванса – Шекснайдера с использованием данных по реакциям с участием третьей частицы из модели Якимовского [13]. После валидации кода Wind-US на примере экспериментальных данных [2–4] в указанной работе выполнены расчеты процессов горения углеводородного топлива типа JP-7 применительно к одной из модификаций демонстратора гиперзвукового летательного аппарата X-43В. Этот процесс моделируется 3-х стадийной реакцией (кинетическая модель приведена в [12]) и одно стадийной брутто реакцией горения этилена в воздухе [14]. Важным результатом тестирования компьютерного кода явилось также то, что использование разных моделей турбулентного смешения приводит к весьма заметным различиям в расчетных данных по задержке воспламенения и профилям температуры и концентраций молекул H_2O в выходном сечении камеры сгорания.

Отметим весьма хорошее описание экспериментальных данных [2–4] в работе [15], где использовался вариант уравнений $k - \varepsilon$ модели турбулентности в формулировке ренормгруппового анализа [16]. Использовался конечно-объемный метод, в рамках которого реализовано решение системы уравнений химической кинетики с использованием 8-ми реакционной модели Эванса – Шекснайдера. Сравнение распределения температуры и мольных долей в выходном сечении проводилось для температуры водородного потока равной 254 К. (Заметим,

что вызывает удивление публикация указанных авторов практически той же самой работы в другом журнале [17] год спустя).

В работах [18, 19] предлагается некоторая методология улучшения результатов, даваемых $k-\varepsilon$ моделью турбулентности, путем модификации турбулентных чисел Прандтля и Шмидта. Путем подбора некоторых констант модели удастся продемонстрировать хорошее описание экспериментальных данных [2–4]. Однако, по нашему мнению, такую методологию нельзя признать конструктивной, поскольку подгон констант модели под фиксированные результаты эксперимента не дают ничего нового в понимании и описании изучаемого явления.

В работе [20] при моделировании экспериментальных данных, полученных на испытательном стенде по сверхзвуковому горению в университете Вирджинии использовался компьютерный код Wind-USv полной трехмерной формулировке. Также, как и в работе [12] экспериментальные данные Берроуза – Куркова использовались в качестве предварительного тестирования расчетной модели с различными формулировками моделей турбулентного смешения и кинетических моделей горения (на основе модели Эванса – Шекснайдера). Подчеркнуто, что обнаружено сильное влияние параметров входного потока на совпадение расчетных и экспериментальных данных. На данный факт указывал также автор работы [21]. Отмечается, что для моделирования экспериментальных данных на стенде сверхзвукового горения выбрана модифицированная модель Эванса – Шекснайдера.

В работе [22] усредненная по Рейнольдсу модель Навье – Стокса в двухмерной постановке используется для анализа экспериментальных данных [2–4]. Применяется 8-ми реакционная кинетическая модель с поправкой на несмешиваемость [23]. В качестве модели турбулентного смешения используется SST-модель Ментора.

В работе [24] представлены результаты численного моделирования экспериментальных данных Берроуза – Куркова с использованием LES/RANS (Large-Eddy Simulation/Reynolds Averaged Navier – Stokes) подходов. Главной особенностью работы [24], отличающей ее от ранее цитированных работ и имеющей непосредственное отношение к данной работе является то, что здесь в явном виде показана нестационарность изучаемого процесса.

В целом хорошее соответствие с экспериментальными данными получены для мольных долей, температуры торможения и профилей давления, измеренных трубкой Пито, получены для безреактивного смешивания водородной струи со спутным потоком воздуха. Поднятое пламя, стабилизированное между 10 и 22 см. При моделировании реагирующей смеси стабилизация пламени происходит ближе к месту впрыска водорода, когда решается полностью трехмерная задача с разрешением пограничного слоя на всех стенках. Показано, что объемное расширение слоя смешения сопровождается образованием крупных вихрей, которые сильно взаимодействуют с зоной реакции. Среднее время задержки воспламенения зоны реакции показывают недооценку пика концентрации воды и температуры торможения относительно экспериментальных данных и результатов расчета по усредненной по Рейнольдсу модели Навье – Стокса. Строгий анализ полученных результатов указывает на то, что реализованный метод LES/RANS неправильно отражает каскад масштабов турбулентности, что, по всей вероятности, связан с несовершенством используемой расчетной сетки.

Таким образом, анализ ряда работ, посвященных интерпретации экспериментов Берроуза – Куркова показал значительный интерес к этим экспериментальными данным, а также дает возможность рассматривать их как один из достоверных тестовых случаев для валидации компьютерных кодов, предназначенных для изучения процессов сверхзвукового горения. Вместе с этим, многократно показано, что достоверность описания основных опытных данных Берроуза – Куркова в части начальных координат фронта пламени (фактически – задержки воспламенения водородной пристенной струи в спутном потоке), распределения температуры и мольных концентраций продуктов сгорания в выходном сечении камеры сгорания зависит от большого количества факторов, которые в той или иной степени учитываются в расчетных моделях: кинетическая модель воспламенения и горения, учет возможного влияния эффектов несмешивания на скорость процессов горения в турбулентных потоках, используемые модели

турбулентного смешения для кинетической энергии турбулентных пульсаций и скорости их диссипации, пространственный характер решаемой задачи, нестационарность исследуемого процесса и др.

Задачей настоящего исследования является тестирование (валидации) термогазодинамической модели сгорания в воздухе водородного горючего, реализованной в авторском компьютерном коде NERAT-2D. Задача решается в двухмерной постановке. Для заданной геометрии камеры сгорания экспериментальной установки, условий во входном сечении канала и условий вдува компонент горючего – решается задача о сверхзвуковом движении вязкого и теплопроводного газа, смешения и воспламенения струи молекулярного водорода с нагретым влажным воздухом. Рассматриваются условия возникновения численной нестационарности течения горящего газа в камере сгорания без использования какой-либо модели турбулентности.

Выполнено численное моделирование процесса смешения и воспламенения в рамках RANSмоделей совместно с алгебраическими и $k-\varepsilon$ моделями смешения. Лучшего описания экспериментальных данных удастся достичь при использовании простейшей алгебраической модели турбулентного смешения.

2. Расчетная модель

Для численного моделирования использовалась компьютерная программа NERAT-2D [26–29], которая реализует численное интегрирование системы уравнений механики вязкого теплопроводного химического реагирующего газа. На каждом шаге по времени последовательно интегрировались система уравнений Навье – Стокса, уравнения сохранения массы химических соединений, уравнения сохранения энергии

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div}(\mathbf{V}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V} \mathbf{V} + \hat{\mathbf{\Pi}}) = 0, \quad (2)$$

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} = \operatorname{div} \left(\lambda \operatorname{grad} T - \sum_{i=1}^{N_s} h_i \mathbf{J}_i - \mathbf{q}_R \right) + \frac{dp}{dt} + \Phi_\mu - \sum_{i=1}^{N_s} h_i \dot{w}_i, \quad (3)$$

$$\frac{d\rho_i}{dt} + \rho_i \operatorname{div} \mathbf{V} = -\operatorname{div} \mathbf{J}_i + \dot{w}_i, \quad i = 1, 2, \dots, N_s, \quad (4)$$

где $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \vec{\nabla}$; t – время; $\mathbf{V} = iu + jv$ – скорость; u, v – компоненты скорости вдоль осей декартовой системы координат x, y (в осесимметричном случае y – радиус); p, ρ – давление и плотность; T – поступательная температура; μ, λ – коэффициенты вязкости и теплопроводности; c_p – удельная теплоемкость газовой смеси; $c_p = \sum_i^{N_s} Y_i c_{p,i}$; $Y_i = \frac{\rho_i}{\rho}$, $X_i = \frac{p_i}{p} = \frac{M_\Sigma}{M_i} Y_i$ – относительная массовая и мольная концентрация i -й компоненты; $c_{p,i}, h_i$ – удельная теплоемкость при постоянном давлении и удельная энтальпия i -й компоненты; ρ_i, \mathbf{J}_i – плотность и плотность потока i -й компоненты; $\mathbf{J}_i = -\rho D_i \operatorname{grad} Y_i$; D_i – эффективный коэффициент диффузии i -й компоненты; N_s – количество компонентов смеси газов; \dot{w}_j, W_j – массовая и мольная скорость образования i -й компоненты:

$$\dot{w}_i = M_i W_i = M_i \dot{X}_i = M_i \sum_{n=1}^{N_r} (\dot{X}_i)_n = M_i \sum_{n=1}^{N_r} (b_{i,n} - a_{i,n}) (S_{f,i}^n - S_{r,i}^n) =$$

$$= M_i \sum_{n=1}^{N_r} \left[(b_{i,n} - a_{i,n}) \left(k_{f,n} \prod_{j=1}^{N_s} X_j^{a_{j,n}} - k_{r,n} \prod_{j=1}^{N_s} X_j^{b_{j,n}} \right) \right], i = 1, 2, \dots, N_s; \quad (5)$$

$k_{f,n}$, $k_{r,n}$ – константы скоростей прямой и обратной n -й реакции; $S_{f,i}^n$, $S_{r,i}^n$ – скорости прямой и обратной реакции, каждая из которых записывается в следующем символическом виде:

$$\sum_{j=1}^{N_s} a_{j,n} [X_j] = \sum_{j=1}^{N_s} b_{j,n} [X_j], \quad N_r = 1, 2, \dots, N_r,$$

$[X_j]$ – химический символ реагентов и продуктов реакций; N_r – количество химических реакций; $a_{j,n}$, $b_{j,n}$ – стехиометрические коэффициенты; N_r – число химических реакций;

$M_i, M_\Sigma = \sum_i M_i X_i = \left(\sum_i \frac{Y_i}{M_i} \right)^{-1}$ – молекулярный вес i -й компоненты и суммарный молекулярный вес;

$\hat{\Pi}$ – тензор напряжений с компонентами

$$\Pi_{i,j,k} = -p\delta_{i,j,k} + \mu \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{i,j} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right], i, j, k = 1, 2, 3; \quad (6)$$

диссипативная функция

$$\Phi_\mu = \mu \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] \quad (7)$$

Используется термическое уравнение состояния идеального газа

$$p = \rho \frac{R_0}{M_\Sigma} T, \quad (8)$$

где R_0 – универсальная газовая постоянная.

Для расчета скорости образования химических компонент необходимо рассчитать константы скоростей каждой из N_r прямой и обратной реакции, которые записывались в виде обобщенной формулы Аррениуса

$$k_{f(r),n} = A_{f(r),n} T^{n_{f(r),n}} \exp \left(-\frac{E_{f(r),n}}{kT} \right), \quad (9)$$

где $A_{f(r),n}$, $n_{f(r),n}$, $E_{f(r),n}$ – аппроксимирующие постоянные прямой (f) и обратной (r) реакции.

Для нахождения констант скоростей обратных химических реакций, использовалось условие

$$K_n = \frac{k_{f,n}}{k_{r,n}}, \quad (10)$$

где K_n – константа равновесия n -й химической реакции. Условие (14) должно выполняться при локальном термодинамическом равновесии.

С использованием полиномиального представления термодинамического потенциала Гиббса для каждой i -й компоненты в виде

$$G_i = \varphi_{1,i} + \varphi_{2,i} \ln x + \varphi_{3,i} x^{-2} + \varphi_{4,i} x^{-1} + \varphi_{5,i} x + \varphi_{6,i} x^2 + \varphi_{7,i} x^3, \quad x = T \times 10^{-4}, \quad (11)$$

рассчитывались энтальпия, удельная теплоемкость при постоянном давлении и константа равновесия

$$h_n = xT \left(\frac{dG}{dx} \right)_n + \varphi_{8,n} \times 10^3, \text{ Дж/моль}, \quad (12)$$

$$c_{p,n} = 2x \left(\frac{dG}{dx} \right)_n + x^2 \left(\frac{d^2G}{dx^2} \right)_n, \text{ Дж/моль}\cdot\text{К}, \quad (13)$$

$$\ln K_n (p/p_0) = \frac{1}{R_0T} \sum_{j=1}^{N_s} (a_{j,n} - b_{j,n}) (-T\varphi_j + \varphi_{8,j} \times 10^3), \quad (14)$$

где $\varphi_{k,i}$ – аппроксимирующие коэффициенты из [30]; $\varphi_{8,i}$ – энергия образования i -й компоненты в стандартных условиях.

Коэффициенты вязкости и теплопроводности газовых смесей рассчитывались по следующим комбинаторным формулам [31]

$$\mu = \frac{1}{\sum_{i=1}^{N_c} (Y_i/\mu_i)}, \quad \lambda = 0.5 \left[\frac{\sum_{i=1}^{N_c} x_i \lambda_i + \frac{1}{\sum_{i=1}^{N_c} (x_i/\lambda_i)}}{\sum_{i=1}^{N_c} (Y_i/\mu_i)} \right], \quad (15)$$

$$\mu_i = 2.67 \times 10^{-5} \frac{\sqrt{M_i T}}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}}, \text{ Г/см}\cdot\text{с}, \quad (16)$$

$$\lambda_i = 8330 \sqrt{\frac{T}{M_i}} \frac{1}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}}, \text{ эрг/см}\cdot\text{К}, \quad (17)$$

где σ_i – радиус частицы i -го типа, А; $\Omega_i^{(2,2)*} = f(T_i)$ – интеграл столкновений для вязкости и теплопроводности; $T_i = kT/\varepsilon_i$, ε_i – параметр потенциала Ленарда – Джонса, характеризующий глубину потенциальной ямы. Эффективный коэффициент диффузии для i -й компоненты рассчитывался по формуле Уилки [31]

$$D_i = \frac{1 - x_i}{\sum_{j \neq i} (x_j/D_{ij})}, \text{ см}^2/\text{с}, \quad (18)$$

$$D_{i,j} = 1.858 \times 10^{-3} \sqrt{T^3 \frac{M_i + M_j}{M_i M_j}} \frac{1}{p \sigma_{i,j}^2 \Omega_{i,j}^{(1,1)*}}, \quad (19)$$

где $D_{i,j}$ – бинарные коэффициенты диффузии.

Интегралы столкновений для вязкости и диффузии рассчитывались по аппроксимациям Анфимова [32]

$$\Omega_i^{(2,2)*} = 1.157 T_i^{-0.1472}, \quad \Omega_{i,j}^{(1,1)*} = 1.074 T_{i,j}^{-0.1604} \quad (20)$$

В расчетах функций, определяющих вязкость, теплопроводность и диффузию также использовались комбинаторные формулы следующего вида:

$$T_{i,j} = \frac{kT}{\varepsilon_{i,j}}, \quad \varepsilon_{i,j} = \sqrt{\varepsilon_i \varepsilon_j}, \quad \sigma_{i,j} = \frac{1}{2} (\sigma_i + \sigma_j) \quad (21)$$

При использовании усредненных по Рейнольдсу уравнений Навье – Стокса решалась система уравнений, представленная в следующем разделе. Подробности компьютерной реализации системы интегрируемых уравнений приведены в книге [26].

2.1. Усредненные по Рейнольдсу уравнения Навье – Стокса

В соответствии с феноменологической гипотезой Буссинеска вместо системы уравнений движения вязкого, теплопроводного, химически реагирующего газа использовалась система усредненных по Рейнольдсу уравнений, в которой введены эффективные коэффициенты

$$\mu_{\Sigma} = \mu + \mu_T, \lambda_{\Sigma} = \lambda + \lambda_T, D_{i,\Sigma} = D_i + D_T, \quad (22)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (23)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{\Sigma} \operatorname{div} \mathbf{V}) + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_{\Sigma} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{\Sigma} \frac{\partial u}{\partial x} \right), \quad (24)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} (\mu_{\Sigma} \operatorname{div} \mathbf{V}) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{\Sigma} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{\Sigma} \frac{\partial v}{\partial y} \right), \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho u c_p \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v c_p \frac{\partial T}{\partial y} = \operatorname{div} \left(\lambda_{\Sigma} \operatorname{grad} T + \sum_{i=1}^{N_s} h_i \rho D_{i,\Sigma} \operatorname{grad} Y_i \right) + \\ + \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{V} \operatorname{grad} p + \Phi_{\mu} - \sum_{i=1}^{N_s} h_i \dot{w}_i, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i v}{\partial y} = \operatorname{div}(\rho D_{i,\Sigma} \operatorname{grad} Y_i) + \dot{w}_i, \quad i = 1, 2, \dots, N_s, \quad (27)$$

В усредненных по Рейнольдсу уравнениях применялись две модели турбулентного смешения: алгебраическая и $k - \varepsilon$ модели смешения.

Простейшая модель турбулентного смешения Прандтля одна из первых и наиболее исследованных моделей. В разных вариациях данная модель излагается, например, в [33]. В этой модели турбулентная вязкость определяется по хорошо известному феноменологическому соотношению

$$\mu_T = \rho L_m^2 |\Omega|, \quad (28)$$

где L_m – длина смешения Прандтля; Ω – функция завихренности скорости.

В случае простейшего двумерного течения вблизи поверхности приближенно полагают

$$|\Omega| = \left| \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right| \quad (29)$$

Для определения длины смешения рассматриваются разные варианты. Самые грубые оценки можно сделать, полагая $L_m = \text{const}$. Большое распространение в инженерных расчетах получила двухслойная модель, в которой делается попытка учесть структуру пристеночного пограничного слоя. В этой модели длина пути смешения Прандтля определяется по формуле [33]

$$L_m = \begin{cases} L_m^{in} = \kappa y \left[1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right) \right], & \text{при } \frac{y}{\delta} < 0.2; \\ L_m^{out} = 0.085 \delta, & \text{при } \frac{y}{\delta} > 0.2, \end{cases} \quad (30)$$

где δ – толщина динамического пограничного слоя; $\kappa = 0.43$ – эмпирическая константа; $A^+ = 26$;

$$y^+ = \frac{y}{\nu_w} u_\tau, \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}}, \quad \tau_w = \mu_w \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_w, \quad (31)$$

где ν_w – кинематическая вязкость вблизи поверхности.

Воспользуемся связью между кинематической и динамической вязкостью $\mu = \rho \nu$, тогда

$$y^+ = \frac{y}{\mu_w} \rho_w u_\tau = \frac{y}{\mu_w} \sqrt{\rho_w \tau_w} = y \sqrt{\frac{\rho_w}{\mu_w} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_w} \quad (32)$$

Главным преимуществом данной модели является ее эвристический характер, ориентированный на течения вблизи поверхности и струйные течения. Эта модель не предусматривает введения значительного количества эмпирических констант, что не имеет никакого смысла для анализа экспериментов, рассматриваемых в данной работе.

Более сложная модель турбулентного смешения, основанная на двух уравнениях в частных производных, применялась здесь для проверки ее работоспособности при анализе указанных экспериментальных данных, хотя необходимости ее применения не было. Стандартная модель $k - \varepsilon$ турбулентного смешения использовалась в следующем формате [33]:

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho u \frac{\partial k}{\partial x} + \rho v \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{\Sigma k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{\Sigma k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \Psi_{\mu_\Sigma} - \frac{2}{3} \rho k \operatorname{div} \mathbf{V} - \rho \varepsilon \quad (33)$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{\Sigma \varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{\Sigma \varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + \mathbb{C}_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} \left(\Psi_{\mu} - \frac{2}{3} \rho k \operatorname{div} \mathbf{V} \right) - \mathbb{C}_{\varepsilon_2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (34)$$

где

$$\Psi_{\mu} = 2\mu_T \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) + \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right) \right]^2 \right\}, \quad \operatorname{div} \mathbf{V} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y},$$

$$\mu_{\Sigma k} = \mu + \mu_T, \quad \mu_{\Sigma \varepsilon} = \mu + \frac{\mu_T}{1.3}, \quad \mu_T = \mathbb{C}_{\mu} f_{\mu} \rho \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad f_{\mu} = 1 - e^{-\Lambda y^+}, \quad (35)$$

$$\mathbb{C}_1 = 1.44, \quad \mathbb{C}_2 = 1.92, \quad \mathbb{C}_{\mu} = 0.09. \quad (36)$$

3. Граничные условия

Поверхность экспериментальной камеры сгорания ГПВРД принималась либо каталитической, когда на поверхности достигалось равновесие в реагирующей смеси газов, соответствующее текущему давлению и заданной температуре стенки камеры сгорания T_w , либо некаталитической, т.е. равенство нулю диффузионных потоков

$$\frac{\partial (Y_i)_w}{\partial n} = 0, \quad i = 1, 2, 3, \dots, N_s \quad (37)$$

Было установлено, что задание этих граничных условий не приводило к качественному изменению решения (по крайней мере, к изменению времени задержки воспламенения, к положению и величине максимальной температуры в выходном сечении измерительной секции).

Граничные условия на входе в канал (на рис. 1 при $x = 0$, поток слева-направо) задавались в соответствии с работой [2–4] и приведены в табл. 1.

4. Результаты численного моделирования

Исходные данные моделирования термогазодинамики и горения водородного топлива в экспериментальной камере даны в табл. 1. В расчетах использовалась 8-ми реакционная модель Эванса – Шекснайдера [5]. Модификация констант скоростей реакций при участии третьей частицы, как в некоторых цитированных выше работах, не проводилась.

Главные критерии, по которым оценивались результаты численного моделирования были следующие:

- 1) расстояние от соплового блока вдува молекулярного водорода в спутную сверхзвуковую струю влажного воздуха (это расстояние, $X_{\text{ign}} \sim 25$ см, фиксировалось в экспериментах);
- 2) распределение температуры по высоте камеры сгорания в сечении $X_{\text{fix}} = 35.6$ см, дающее представление о высоте зоны горения;
- 3) распределение мольных долей продуктов сгорания, молекулярного кислорода и азота по высоте камеры сгорания в сечении $X_{\text{fix}} = 35.6$ см, дающее представление об эффективности процесса сгорания молекулярного водорода в спутной сверхзвуковой струе влажного воздуха.

Как уже отмечалось, многочисленные исследования показали, что процесс горения водорода в рассматриваемых условиях является существенно нестационарным процессом, поэтому об указанных критериях успешного совпадения с экспериментальными данными следует говорить с учетом возможного усреднения расчетных данных.

Сначала дадим формулировку назначений выполненных расчетных серий, а затем обсудим основные результаты более подробно. Полная матрица выполненных расчетов приведена в таблице 2.

Первая серия расчетных данных получена при использовании модели Навье – Стокса на разных расчетных сетках. Расчеты проводились на последовательности 4-х расчетных сеток:

- 1-я сетка: 41×21 ; 55×5 , 55×21 , 55×35 ,
- 2-я сетка: 81×41 ; 109×9 , 109×41 , 109×69 ,
- 3-я сетка: 161×81 ; 217×17 , 217×81 , 217×137 ,
- 4-я сетка: 321×161 ; 433×33 , 433×161 , 433×273 .

Здесь и далее первый индекс относится к расчетной сетке в поперечном направлении, а второй индекс – в продольном.

Вторая серия расчетных данных получена при использовании модели усредненных по Рейнольдсу уравнений Навье – Стокса с использованием алгебраической модели Прандтля (28)–(32). Расчеты проводились на сетке $\{49 \times 41$; 69×9 , 69×41 , $69 \times 81\}$. В этих расчетах длина смещения Прандтля L_m полагалась постоянной. В расчетных сериях Var02 – Var04 исследовано влияние задаваемой величины этой постоянной. Поверхность камеры сгорания полагалась некаталитической.

В третьей расчетной серии анализировалось влияние каталитических свойств поверхности камеры сгорания. В расчетной серии Var05 для заданной величины $L_m = 0.04$ поверхности камеры сгорания задавались абсолютно каталитической.

В четвертой расчетной серии использовалась модель смещения Прандтля с использованием двухслойной модели (30)–(32) в которой постоянная Кармана полагалась равной $\kappa = 0.43$. В расчетной серии Var08 поверхность полагалась каталитической, а в расчетной серии Var09 – некаталитической. Для некаталитической поверхности выполнены расчеты на двух сетках, полученных укрупнением расчетных ячеек (Var06) и измельчением расчетных ячеек (Var07).

В пятой расчетной серии использовалась модель турбулентного смещения $k - \varepsilon$. Учитывая, что в этой модели турбулентного смещения присутствует ряд эмпирических констант, были выполнены расчеты при разных Λ и C_μ . Указанные расчеты не преследовали цели достичь лучшего согласия с экспериментальными данными, но проводились с целью изучения чувствительности данной расчетной модели к указанным постоянным.

Таблица 2

Матрица расчетных вариантов

	Модель	Сетка		Поверхность
VAR01	NS	25 × 21 49 × 41 97 × 81 193 × 161		
VAR02	RANS	49 × 41	$L_m = 0.04$	некаталитическая
VAR03	RANS	49 × 41	$L_m = 0.02$	некаталитическая
VAR04	RANS	49 × 41	$L_m = 0.08$	некаталитическая
VAR05	RANS	49 × 41	$L_m = 0.04$	каталитическая
VAR06	RANS	25 × 25	$L_m = 0.04$	некаталитическая
VAR07	RANS	97 × 81	$L_m = 0.04$	некаталитическая
VAR08	RANS	97 × 81	$\kappa = 0.43$	каталитическая
VAR09	RANS	97 × 81	$\kappa = 0.43$	некаталитическая
VAR10	RANS	97 × 81	$\Lambda = 0.00115$	некаталитическая
VAR11	RANS	97 × 81	$\Lambda = 0.00115$	некаталитическая
VAR12	RANS	97 × 81	$\Lambda = 1.15$	некаталитическая
VAR13	RANS	97 × 81	$\Lambda = 115.$	некаталитическая
VAR14	RANS	97 × 81	$\Lambda = 115.$ $C = 0.009$	некаталитическая
VAR15	RANS	97 × 81	$\Lambda = 115.$ $\mu_{T_{\max}} = 50$	некаталитическая
VAR16	RANS	97 × 81	$\Lambda = 115.$ $\mu_{T_{\max}} = 500$	некаталитическая

На рис. 2 показаны расчетные сетки, которые применялись в расчетах по модели Навье – Стокса. На рис. 3–8 показаны поля газодинамических функций, полученных на этих сетках. Главным результатом данной расчетной серии установление того факта, что на первых трех сетках получалось установившееся решение, а на 4-й сетке решение носило ярко выраженный нестационарный характер. Примечательно, что с измельчением сетки уменьшается расстояние, на котором происходит воспламенение водорода во влажном воздухе.

Второй особенностью получаемого по данной модели решения является заметно более тонкая зона повышенной температуры и концентраций продуктов горения водорода во влажном воздухе, чем это наблюдается в эксперименте. Толщина зоны горения и центральная координата ее местоположения хорошо устанавливается из экспериментальных данных, полученных в сечении 35.6 см, представленных на рис. 1, *a* и 1, *b*. На уровне $T \sim 2000$ К высота зоны горения составляет порядка 1 см, а максимальная температура приходится на координату $y \sim 2$ см. Аналогичные выводы можно сделать относительно распределения мольных долей H_2O . Характерная толщина реакционной зоны, получаемая в расчетах по модели Навье – Стокса (рис. 3 и 7) меньше 1 см, а расстояние зоны максимальной температуры от поверхности примерно 1 см.

Совсем иная ситуация наблюдается для нестационарного решения, получаемого на 4-й расчетной сетке (рис. 3, *d*): максимальная температура достигается на расстоянии 1 ÷ 3 см. На анимационных файлах серии AF_01.avi хорошо видна нестационарная структура течения и распределений продуктов сгорания. Примечательно, что реакционная зона начинается на расстоянии $\sim 20 \div 25$ см от форсунок, что хорошо коррелирует с экспериментальными данными.

Вторая расчетная серия, основанная на простейшей алгебраической модели турбулентного смешения с постоянной величиной L_m , показала наилучшее совпадение с экспериментальными данными при минимальном числе подгоночных параметров. На рис. 9–10 показаны профили температуры, числа Маха и продольной скорости потока, а также мольных долей H_2 , H_2O и OH , полученных при использовании указанной модели. В данном случае также получено нестационарное решение, поэтому здесь приведены мгновенные фотографии процесса, а сам нестационарный процесс представлен в анимационных файлах серии AF_02.avi (в расширенных названиях файлов указана демонстрируемая функция).

Особо необходимо обратить внимание на то, что указанная простейшая модель турбулентного смешения, которая является хорошим представителем эвристических моделей механики жидкости и газа, использует только одну эмпирическую постоянную $L_m = 0.04$ см. При этом указанной постоянной можно сопоставить вполне определенный физический смысл, определяемый из представленных распределений температуры и скорости, то есть – эта постоянная задает масштаб типичного фронта неоднородности газодинамических функций в пограничном слое у поверхности и у края струи. Сама же модель отражает вполне понятный физический факт увеличения вязкости турбулентного смешения в областях с повышенным вихреобразованием.

На рис. 11 дано сравнение расчетных и экспериментальных данных. Здесь также показаны мгновенные распределения газодинамических функций. Однако следует обратить внимание на то, что распределение температуры и концентраций H_2O в области максимальных величин, оказываются достаточно консервативными, что видно на анимационных презентациях AF_02_Burr-Kurkov_Turb_Prandtl_004_49×41_T.avi и AF_02_Burr-Kurkov_Turb_Prandtl_004_49×41_H2O.avi.

Местоположение максимальных величин указанных функций по отношению к стенке камеры сгорания обозначено на рис. 9 (в правой верхней части рисунка). При анализе полученных расчетных данных возникает несколько очевидных вопросов вычислительного характера:

- 1) степень чувствительности в распределениях газодинамических функций к величине L_m ;
- 2) очень высокая концентрация молекулярного водорода в эксперименте у поверхности камеры сгорания, которая не достигается в расчетах;
- 3) чувствительность результатов к расчетным сеткам.

Исследованию этих вопросов посвящены три последующие расчетные серии.

Результаты расчетов с постоянной длиной смешения $L_m = 0.02$ см и 0.08 см представлены на сериях анимационных файлов соответственно AF_03.avi и AF_04.avi. Видно, что качественных изменений в полученных распределениях не получено, однако по мере увеличения L_m наблюдается незначительное утолщение основной зоны горения. Это хорошо видно также на мгновенных фотографиях распределений температуры и объемных долей по высоте камеры сгорания на рис. 12 и 13. Таким образом, можно сделать заключение об относительно слабом влиянии эмпирического параметра L_m (в физически разумных пределах) на расчетные распределения температуры и относительных мольных долей в зоне горения.

На рис. 14 представлены результаты расчетов с использованием допущения о полной каталитичности стенки камеры сгорания по отношению к H_2 . Как и следовало ожидать концентрация молекул H_2 близка к единице. Однако следует признать, что вопрос о концентрации реагентов в непосредственной близости от поверхности остается открытым, поскольку к представленным экспериментальным данным тоже имеется ряд вопросов о точности измерения относительных мольных долей. На анимационных файлах серии AF_05.avi хорошо видно, что температура в зоне горения ведет себя также, как для некаталитической поверхности. Из сравнения полей продольной и поперечной скорости становится наглядной картина вихреобразования в реакционной зоне.

Заключительная расчетная серия с использованием простейшей алгебраической модели с постоянной длиной смешения $L_m = 0.04$ см была посвящена исследованию влияния используемой расчетной сетки на параметры зоны горения. Напомним, что расчетные данные на рис. 9–14 получены на сетке $\{49 \times 41; 69 \times 9, 69 \times 41, 69 \times 81\}$. На рис. 15 даны примеры результатов расчетов на дважды укрупненной сетке, а на рис. 16 – на дважды измельченной сетке. Отметим слабое влияние значительного изменения параметров расчетной сетки на результаты численного моделирования. На анимационных файлах серии AF_07.avi показана нестационарная картина течения для наиболее подробной расчетной сетки.

Результаты расчетов с использованием двухслойной алгебраической модели с постоянной Кармана $\kappa = 0.43$ показаны на рис. 17 и 18. В первом случае использовалась каталитическая модель поверхности, а во втором случае – некаталитическая. Для каталитической модели нестационарное решение показано на анимационных файлах серии AF_08.avi. Расчетные данные свидетельствуют о хорошем описании экспериментальных данных и о каком-либо качественном отличии от простейшей модели с постоянной длиной смешения.

Пятая расчетная серия проводилась с использованием классической $k - \varepsilon$ модели в изложении [29]. Как уже отмечалось, эта модель турбулентного смешения содержит ряд подгоночных констант (см. (35), (36)), среди которых две, C_μ и Λ в явном виде определяет абсолютную величину турбулентной вязкости и масштаб (размеры) пристеночной области, в которой вводится модификация турбулентной вязкости при приближении к поверхности (так называемая пристеночная функция).

В принципе, эти постоянные, равно как и остальные, можно подобрать надлежащим образом для лучшего удовлетворения экспериментальным данным. Однако, в применении к решаемой задаче это вряд ли имеет какую-либо ценность. Имеется несколько качественных соображений.

Во-первых, структура пристеночной струи в экспериментах Бэрроуза – Куркова имеет ту особенность, что здесь имеется два ярко выраженных взаимодействующих пограничных слоя: непосредственно у поверхности и на границе слоя смешения вдуваемого водорода со сверхзвуковым потоком влажного воздуха. Заметим, что здесь используется некоторое качественное описание структуры течения в слое смешения и горения, которое ни в коем случае не претендует на какую-либо классификацию. В этом смысле при феноменологическом описании изучаемого явления простейшая алгебраическая модель выглядит предпочтительнее.

При выполнении завершающей стадии численного исследования с использованием $k - \varepsilon$ модели ставилась целью изучить влияние констант C_μ и Λ на структуру зоны смешения и горения, а также сопоставить эти и экспериментальные данные. Расчеты выполнены на сетке $\{97 \times 84, 121 \times 401\}$. В данном случае использовалась двухблочная модель расчетной области. Переход от четырех блочной к двух блочной расчетной области объясняется более сложной реализацией аккуратной процедуры интегрирования RANS уравнений с $k - \varepsilon$ моделью смешения.

Анимационные файлы AF_10.avi и AF_13.avi демонстрируют нестационарные распределения температуры и мольных долей H_2O в расчетах при увеличении пространственного масштаба для заданной пристеночной функции в диапазоне $\Lambda = 0.00115 \div 115$.

Расчетные данные серии AF_14.avi отвечают уменьшенной на порядок константе C_μ , т.е. фактически уменьшению на порядок величины турбулентной вязкости. Хорошо видно, что в целом влияние на структуру реакционной зоны не сильное. Хотя заметим, что в среднем зона максимальной температуры располагается регулярно несколько ближе к поверхности, чем в эксперименте и в расчетах по алгебраической модели турбулентности.

При численном моделировании было обнаружено незакономерное (спонтанное) появление в расчетном поле локальных максимумов турбулентной вязкости, связанных, как было установлено, с локальным воспламенением горючей смеси (и соответствующим локальным изменениям плотности смеси газов). Поэтому в завершающих двух сериях расчетов (см. ани-

мационные файлы AF_15.avi и AF_16.avi) вводилось искусственное ограничение на максимальную величину турбулентной вязкости: $\mu_{T \max} = 50$ (серия AF_15) и $\mu_{T \max} = 500$ (серия AF_16). Видно, что вводимое ограничение не оказало заметного влияния на полученные результаты.

5. Заключение

Экспериментальные данные Берроуза – Куркова были выбраны для исследования возможностей авторского компьютерного кода NERAT-2D для описания процессов воспламенения и горения струй горючего в сверхзвуковых спутных потоках нагретого воздуха.

Численное моделирование эксперимента Берроуза – Куркова проводилось с использованием следующих моделей:

- 2D модель Навье – Стокса на последовательности многоблочных расчетных сеток при $T_{inj} = 700$ К с использованием каталитических и некаталитических граничных условий для реагирующих компонент газовой смеси;
- 2DRANS модели с алгебраической моделью турбулентности, с каталитическими и некаталитическими граничными условиями для реагирующих компонент, $T_{inj} = 700$ К;
- 2DRANS модель с $k - \varepsilon$ моделью турбулентного смешения.

Поля концентраций химических веществ, давления и температуры рассчитаны по двумерной вычислительной модели, основанной на нестационарных уравнениях Навье – Стокса, сохранения энергии и уравнений диффузии совместно с системой уравнений химической кинетики.

Решена задача о воспламенении водородного топлива и о термогазодинамической структуре продуктов сгорания.

Установлено, что при использовании модели Навье – Стокса на относительно грубых расчетных сетках, определяемая в расчетах граница воспламенения водородной струи в потоке воздуха не совпадает с измеренной в эксперименте. На подробных расчетных сетках наблюдается нестационарное движение воспламеняемой струи водорода, а граница воспламенения с хорошей точностью соответствует экспериментальной.

Главные полученные результаты:

- 1) Модель N-S на относительно грубых расчетных сетках дает заметное отличие от опытных данных по расстоянию воспламенения и распределениям температуры и продуктов сгорания в выходном сечении камеры сгорания.
- 2) Использование модели N-S на подробной сетке дает нестационарное решение, которое неплохо коррелирует с опытными данными.
- 3) Применение RANS модели на подробных сетках дает также нестационарные решения.
- 4) Использование разных кинетических моделей приводит к различающимся расчетным результатам.

Отметим особенности решаемой задачи:

- развитие пограничного слоя вдоль поверхности;
- наличие зоны отрывного течения;
- струя в спутном потоке с горением.

Это означает, что ориентированные на конкретные газодинамические структуры модели турбулентности могут оказаться неадекватными. В этих условиях именно эвристические алгебраические модели могут оказаться предпочтительными.

В целом, оказывается более удачным адекватное предсказание опытных данных с использованием простейших алгебраических моделей по сравнению с эмпирическим подбором констант для более сложных моделей турбулентности (типа $k - \varepsilon$ модели).

Благодарности и ссылки на гранты

Работа выполнена по теме государственного задания РАН (№ гос. регистрации АААА-А20-120011690135-5) и частично при поддержке РФФИ (грант № 19-01-00515).

Литература

1. Seleznev, R. K., Surzhikov, S. T., Shang, J. S., "A review of the scramjet experimental database," *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 106, 2019, pp. 43–70. <https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2019.02.001>
2. Burrows, M. C., Kurkov, A. P., "Supersonic Combustion of Hydrogen in a Vitiated Air Stream Using Stepped-Wall Injection," NASA TM X-67840, 1971, p. 15.
3. Burrows, M. C., Kurkov, A. P., "An analytical and experimental study of supersonic combustion of hydrogen in vitiated air stream," NASA TM X-2828. 1973, 24 p.
4. Burrows, M. C., Kurkov, A. P., "An analytical and experimental study of supersonic combustion of hydrogen in vitiated air stream," *AIAA J.*, Vol. 11, 1973, pp. 1217–1218. <https://doi.org/10.2514/3.50564>
5. Evans, J. S., Schexnayder, C. J., "Influence of chemical kinetics and unmixedness on burning in supersonic hydrogen flames," *AIAA J.*, Vol. 18, 1980, pp. 188–193. <https://doi.org/10.2514/3.50747>
6. Patankar, S. V., Spalding, D. B. *Heat and Mass Transfer in Boundary Layers*. 2nd Edition, 1970. International Textbook Co., Ltd., London.
7. Dush, S., Weilerstein, G., Vaglio-Laurin, R., "Compressibility Effects in Free Turbulent Shear Flows," AFOSR TR-75-1436. 1975.
8. Evans, J.S., Schexnayder C.J., Beach H.L. Application of a Two-Dimensional Parabolic Computer Program to Prediction of Turbulent Reacting Flows. NASA TP-1169. 1978.
9. Громов, В. Г., Ларин, О. Б., Левин, В. А. Турбулентное горение водорода в пристенной струе, истекающей в спутный поток// ФГВ. 1987. № 6. С. 3–9.
10. Duff, R. E., "Calculation of Reaction Profiles behind Steady-State Shock Waves. I. Application to Detonation Waves," *J. Chem. Phys.*, Vol. 28, No. 6, 1958, p. 1193.
11. Jones, W. P., Launder, B. E., "The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence," *Int. Journal Heat and Mass Transfer*, Vol. 15, 1972, pp. 301–314.
12. Engblom, W., Frate, F., Nelson, C., "Progress in Validation of Wind-US for Ramjet/ Scramjet Combustion," *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA Paper 2005-1000, Jan. 2005. <https://doi.org/10.2514/6.2005-1000>
13. Jachimowski, C. J., "An Analytical Study of the Hydrogen-Air Reaction Mechanism with Application to Scramjet Combustion," NASA Technical Paper 2791, 1988.
14. Westbrook, C. K., Dryer, F. L., "Simplified Reaction Mechanisms for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames," *Combustion Science and Technology*, Vol. 27, 1981, pp. 31–43.
15. Deepu, M. N., Gokhale, S. S., Jayaraj, S., "Numerical simulation of supersonic combustion using unstructured point implicit finite volume method," *J. Combust. Soc. of Japan*, Vol. 48, 2006, pp. 187–197, <https://doi.org/10.1142/S0219876207001060>
16. Yakhot, V., Orszag S., A., Thangam, S., Gatski, T. B., and Speziale, C. G., "Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique," *Phys. Fluids A 4*, 1992, p. 1510. doi: 10.1063/1.858424
17. Deepu, M. N., Gokhale, S. S., Jayaraj, S., "Numerical modelling of scramjet combustor," *Defence Science Journal*, Vol. 57, No. 4, 2007, pp. 367–379.
18. Brinckman, K. W., Calhoon, W. H., Mattick, Jr. S. J., Tomes, J., Dash, S. M., "Scalar variance model validation for high-speed variable composition flows," *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA Paper 2006-715, Jan. 2006. <https://doi.org/10.2514/6.2006-715>
19. Calhoon, W. H., Brinckman, K. W., Tomes, J., Mattick, Jr. S. J., Dash, S. M., "Scalar fluctuation and transport modeling for application to high speed reacting flows," *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA Paper 2006-1452, Jan. 2006. <https://doi.org/10.2514/6.2006-1452>

20. Bhagwandin, V. A., Engblom, W. A., Georgiades, N. J., “Numerical simulation of a hydrogen-fueled dual-mode scramjet engine using Wind-US,” *45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, AIAA Paper 2009-5382, August 2009. <https://doi.org/10.2514/6.2009-5382>
21. Ebrahimi, H. B., “CFD validation of scramjet combustor and nozzle flows. Part 1,” *29th Joint Propulsion Conference and Exhibit*, AIAA Paper 93-1840, June 1993. <https://doi.org/10.2514/6.1993-1840>
22. Gao, Z., Jiang, C., Pan, S., Lee, C.-H., “Combustion heat-release effects on supersonic compressible turbulent boundary layers,” *AIAA Journal*, Vol. 53, 2015, pp. 1–20. <https://doi.org/10.2514/1.J053585>
23. Spiegler, E., Wolfshtein, M., Manheimer-Timnat, Y., “A model of unmixedness for turbulent reacting flows,” *Acta Astronautica*, Vol.3, 1976, pp. 265–280.
24. Menter, F. R., “Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications,” *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8, 1994, pp. 1598–1605. doi: 10.2514/3.12149
25. Edwards, J. R., Boles, J. A., Baurle, R. A., “Large-eddy/Reynolds-averaged Navier – Stokes simulation of a supersonic reacting wall jet,” *Combust. Flame*, Vol. 159, 2012, pp. 1127–1138. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2011.10.009>
26. Суржиков С. Т. Компьютерная аэрофизика спускаемых космических аппаратов. Двухмерные модели. М.: Физматлит, 2018. 543 с.
27. Суржиков С.Т. Моделирование радиационно-конвективного нагрева модельных камер ПВРД на водородном и углеводородном топливе//Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2014. Т. 15, вып. 3. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-3/articles/230/>
28. Суржиков С. Т. Анализ экспериментальных данных по конвективному нагреву модели марсианского спускаемого аппарата с использованием алгебраических моделей турбулентности // МЖГ, 2019, № 6, С. 129–140.
29. Суржиков С.Т. Турбулентный теплообмен на поверхности острой пластины при сверхзвуковом обтекании при $M = 6 \div 8$ //Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2019 Т. 20, вып. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2019-20-4/articles/890/>
30. Гурвич Л.В., Вейц И.В., Медведев В.А. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. М.: Наука. 1978. 495 с.
31. Берд Р., Стьюарт В., Лайтфут Е. Явления переноса. М.: Изд-во «Химия». 1974. 687 с.
32. Анфимов Н.А. Ламинарный пограничный слой в многокомпонентной смеси газов// Изв. АН СССР. Механика и машиностроение. 1962. № 1. С. 25–31.
33. Tannehill J.C., Anderson D.A., Pletcher R.H. Computational Fluid Mechanics and Heat transfer. 1997. Taylor&Francis. 792 p.

References

1. Seleznev, R. K., Surzhikov, S. T., Shang, J. S., “A review of the scramjet experimental database,” *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 106, 2019, pp. 43–70. <https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2019.02.001>
2. Burrows, M. C., Kurkov, A. P., “Supersonic Combustion of Hydrogen in a Vitiated Air Stream Using Stepped-Wall Injection,” *NASA TM X-67840*, 1971, p. 15.
3. Burrows, M. C., Kurkov, A. P., “An analytical and experimental study of supersonic combustion of hydrogen in vitiated air stream,” *NASA TM X-2828*. 1973, 24 p.
4. Burrows, M. C., Kurkov, A. P., “An analytical and experimental study of supersonic combustion of hydrogen in vitiated air stream,” *AIAA J.*, Vol. 11, 1973, pp. 1217–1218. <https://doi.org/10.2514/3.50564>
5. Evans, J. S., Schexnayder, C. J., “Influence of chemical kinetics and unmixedness on burning in supersonic hydrogen flames,” *AIAA J.*, Vol. 18, 1980, pp. 188–193. <https://doi.org/10.2514/3.50747>
6. Patankar, S. V., Spalding, D. B. Heat and Mass Transfer in Boundary Layers. 2nd Edition, 1970. International Textbook Co., Ltd., London.

7. Dush, S., Weilerstein, G., Vaglio-Laurin, R., "Compressibility Effects in Free Turbulent Shear Flows," AFOSR TR-75-1436. 1975.
8. Evans, J.S., Schexnayder C.J., Beach H.L. Application of a Two-Dimensional Parabolic Computer Program to Prediction of Turbulent Reacting Flows. NASA TP-1169. 1978.
9. Gromov, V. G., Larin, O. B., Levin, V. A., "Turbulentnoe gorenie vodoroda v pristennoj strue, istekajushhej v sputnyj potok," *FGV*, Vol. 6, 1987, pp. 3–9.
10. Duff, R. E., "Calculation of Reaction Profiles behind Steady-State Shock Waves. I. Application to Detonation Waves," *J. Chem. Phys.*, Vol. 28, No. 6, 1958, p. 1193.
11. Jones, W. P., Launder, B. E., "The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence," *Int. Journal Heat and Mass Transfer*, Vol. 15, 1972, pp. 301–314.
12. Engblom, W., Frate, F., Nelson, C., "Progress in Validation of Wind-US for Ramjet/ Scramjet Combustion," 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA Paper 2005-1000, Jan. 2005. <https://doi.org/10.2514/6.2005-1000>
13. Jachimowski, C. J., "An Analytical Study of the Hydrogen-Air Reaction Mechanism with Application to Scramjet Combustion," NASA Technical Paper 2791, 1988.
14. Westbrook, C. K., Dryer, F. L., "Simplified Reaction Mechanisms for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames," *Combustion Science and Technology*, Vol. 27, 1981, pp. 31–43.
15. Deepu, M. N., Gokhale, S. S., Jayaraj, S., "Numerical simulation of supersonic combustion using unstructured point implicit finite volume method," *J. Combust. Soc. of Japan*, Vol. 48, 2006, pp. 187–197, <https://doi.org/10.1142/S0219876207001060>
16. Yakhot, V., Orszag S., A., Thangam, S., Gatski, T. B., and Speziale, C. G., "Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique," *Phys. Fluids A* 4, 1992, p. 1510. doi: 10.1063/1.858424
17. Deepu, M. N., Gokhale, S. S., Jayaraj, S., "Numerical modelling of scramjet combustor," *Defence Science Journal*, Vol. 57, No. 4, 2007, pp. 367–379.
18. Brinckman, K. W., Calhoon, W. H., Mattick, Jr. S. J., Tomes, J., Dash, S. M., "Scalar variance model validation for high-speed variable composition flows," 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA Paper 2006-715, Jan. 2006. <https://doi.org/10.2514/6.2006-715>
19. Calhoon, W. H., Brinckman, K. W., Tomes, J., Mattick, Jr. S. J., Dash, S. M., "Scalar fluctuation and transport modeling for application to high speed reacting flows," 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA Paper 2006-1452, Jan. 2006. <https://doi.org/10.2514/6.2006-1452>
20. Bhagwandin, V. A., Engblom, W. A., Georgiades, N. J., "Numerical simulation of a hydrogen-fueled dual-mode scramjet engine using Wind-US," 45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, AIAA Paper 2009-5382, August 2009. <https://doi.org/10.2514/6.2009-5382>
21. Ebrahimi, H. B., "CFD validation of scramjet combustor and nozzle flows. Part 1," 29th Joint Propulsion Conference and Exhibit, AIAA Paper 93-1840, June 1993. <https://doi.org/10.2514/6.1993-1840>
22. Gao, Z., Jiang, C., Pan, S., Lee, C.-H., "Combustion heat-release effects on supersonic compressible turbulent boundary layers," *AIAA Journal*, Vol. 53, 2015, pp. 1–20. <https://doi.org/10.2514/1.J053585>
23. Spiegler, E., Wolfshtein, M., Manheimer-Timnat, Y., "A model of unmixedness for turbulent reacting flows," *Acta Astronautica*, Vol.3, 1976, pp. 265–280.
24. Menter, F. R., "Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications," *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8, 1994, pp. 1598–1605. doi: 10.2514/3.12149
25. Edwards, J. R., Boles, J. A., Baurle, R. A., "Large-eddy/Reynolds-averaged Navier–Stokes simulation of a supersonic reacting wall jet," *Combust. Flame*, Vol. 159, 2012, pp. 1127–1138. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2011.10.009>
26. Surzhikov, S. T., *Komp'yuternaja ajerofizika spускаemyh kosmicheskikh apparatov. Dvuhmernye modeli*, M.: Fizmatlit, 2018. 543 p.

27. Surzhikov, S. T., "Simulation of radiation-convective heating of model cameras of ramjets on hydrocarbon and hydrogen fuels," *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, Vol. 15, No. 3, 2014. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-3/articles/230/>
28. Surzhikov, S. T., "Analiz jeksperimental'nyh dannyh po konvektivnomu nagrevu modeli marsianskogo spuskaemogo apparata s ispol'zovaniem algebraicheskikh modelej turbulentnosti," *MZhG*, No. 6, 2019, pp. 129–140.
29. Surzhikov, S. T., "Turbulentnyj teploobmen na poverhnosti ostroj plastiny pri sverhzvukovom obtekanii pri $M=6 \div 8$," *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, Vol. 20, No. 4, 2019. <http://chemphys.edu.ru/issues/2019-20-4/articles/890/>
30. Gurvich, L. V., Vejc, I. V., Medvedev, V. A. i dr., *Termodinamicheskie svojstva individual'nyh veshhestv*, M.: Nauka. 1978. 495 p.
31. Berd, R., St'juart, V., Lajftut, E. *Javlenija perenosa*, M.: Izd-vo «Himija». 1974. 687 p.
32. Anfimov, N. A., "Laminarnyj pograničnyj sloj v mnogokomponentnoj smesi gazov," *Izv. AN SSSR. Mehanika i mashinostroenie*. No. 1, 1962, pp. 25–31.
33. Tannehill J.C., Anderson D.A., Pletcher R.H., *Computational Fluid Mechanics and Heat transfer*, 1997. Taylor&Francis. 792 p.

Статья поступила в редакцию 26 августа 2021 г.

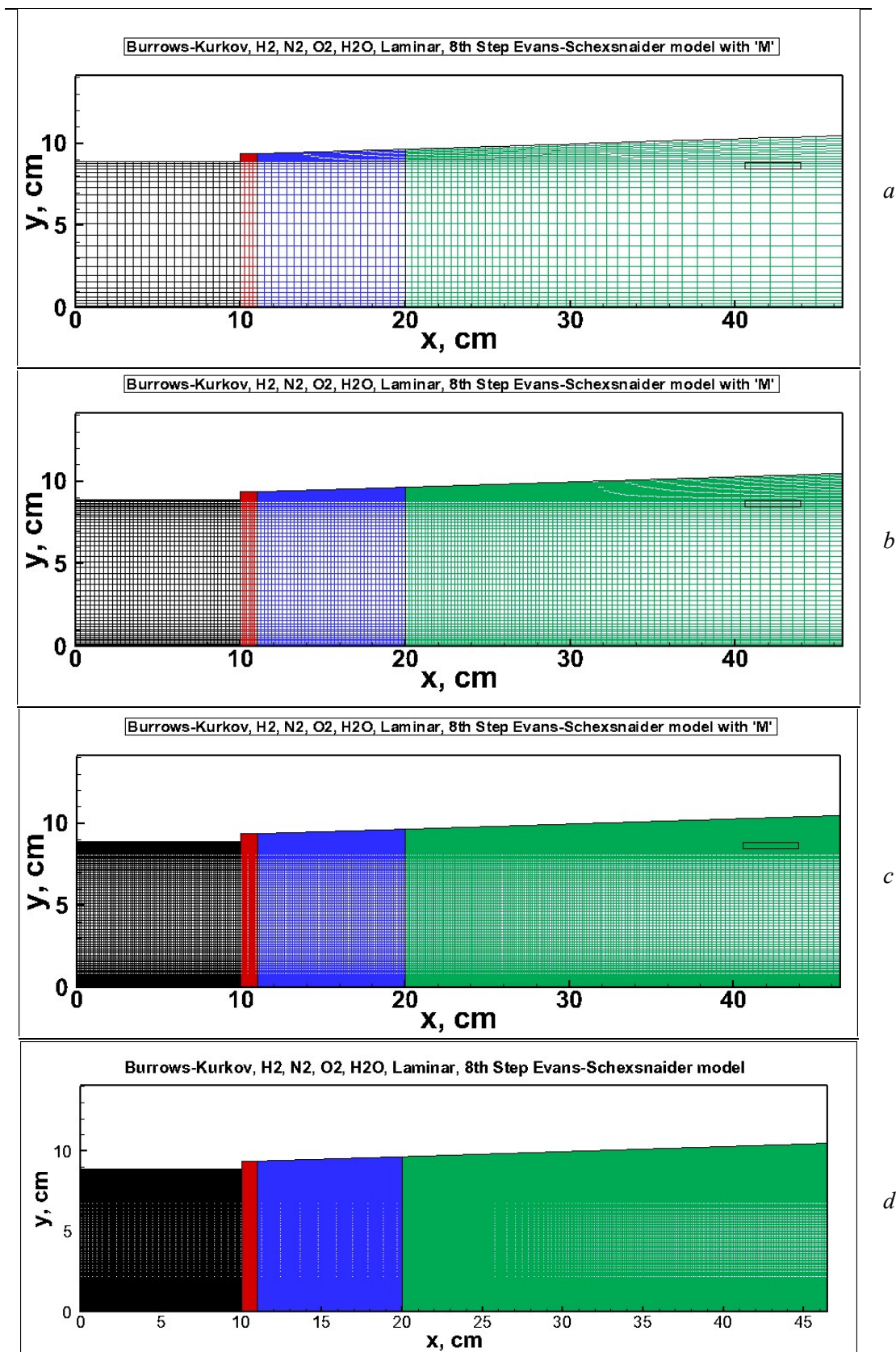


Рис. 2. Расчетные сетки, использовавшиеся при численном интегрировании уравнений Навье – Стокса

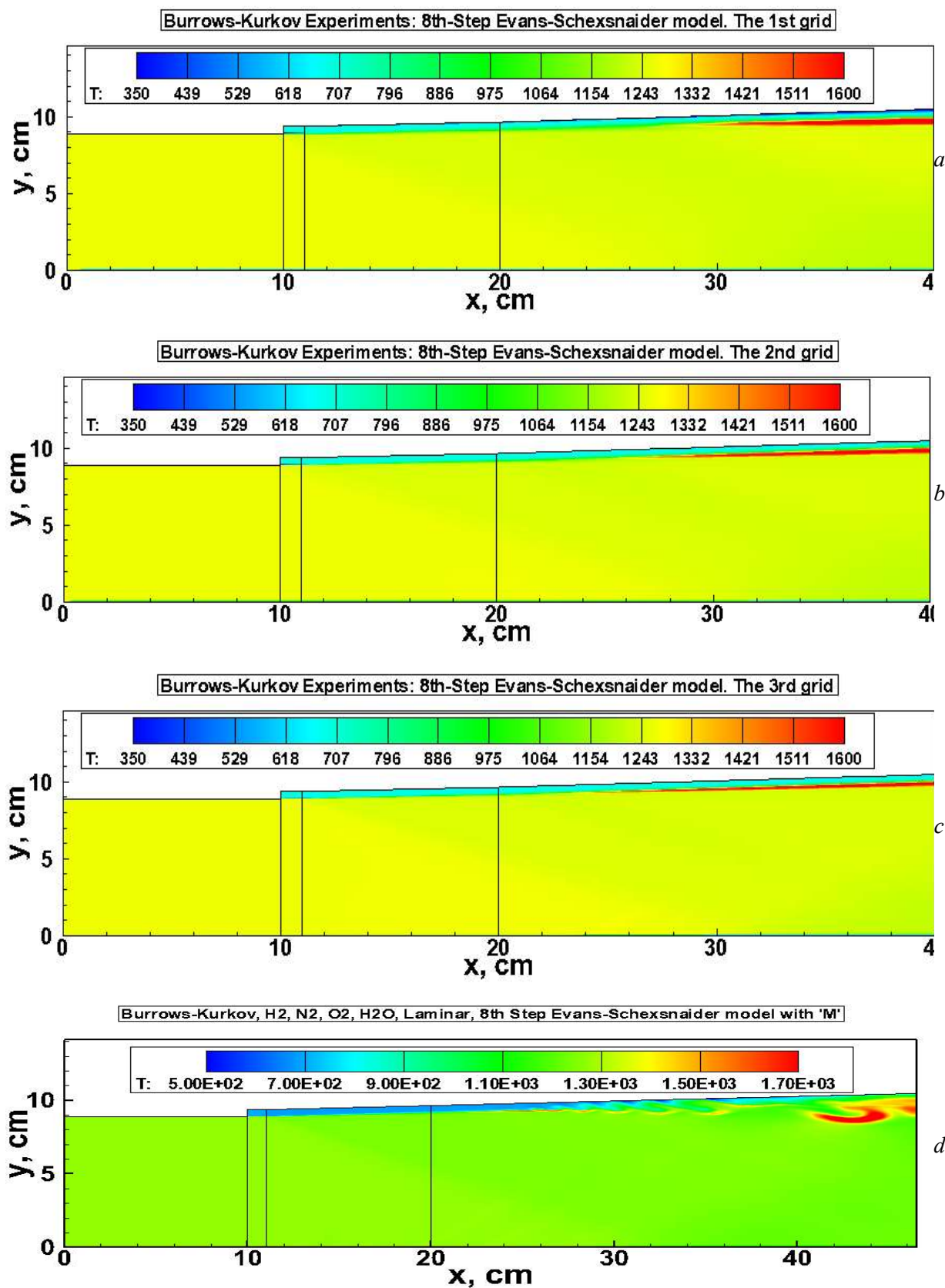


Рис. 3. Температура в камере сгорания (в К) для четырех расчетных сеток (измельчение сетки – сверху-вниз). Для наиболее подробной сетки (нижний рисунок) показана мгновенная конфигурация поля при нестационарном процессе. Анимационный файл AF_03.avi представлен в приложении

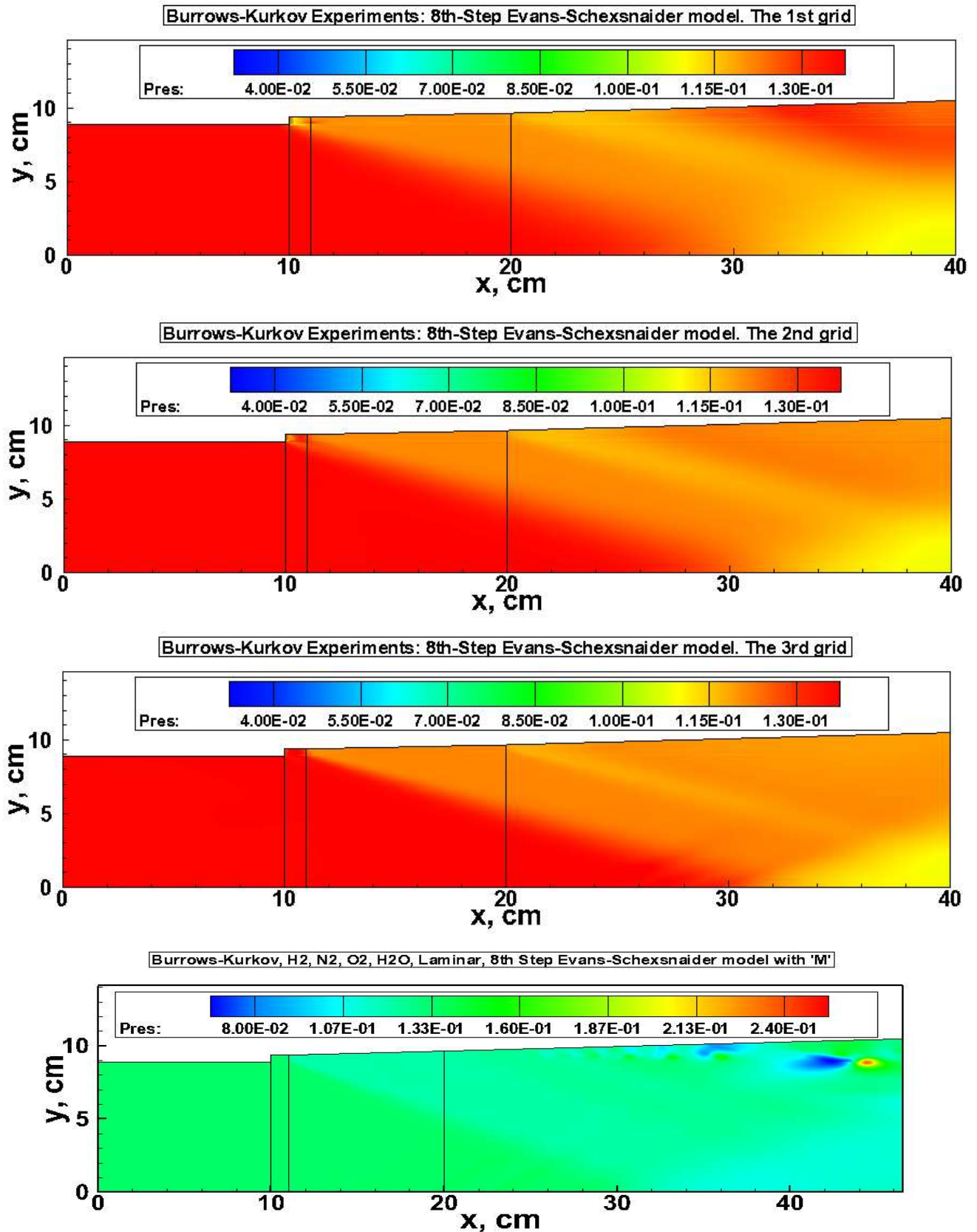


Рис. 4. Давление в камере сгорания $Pres = p/p^*$ для четырех расчетных сеток (измельчение сетки – сверху-вниз). Для наиболее подробной сетки (нижний рисунок) показана мгновенная конфигурация поля при нестационарном процессе. Анимационный файл AF_04.avi представлен в приложении

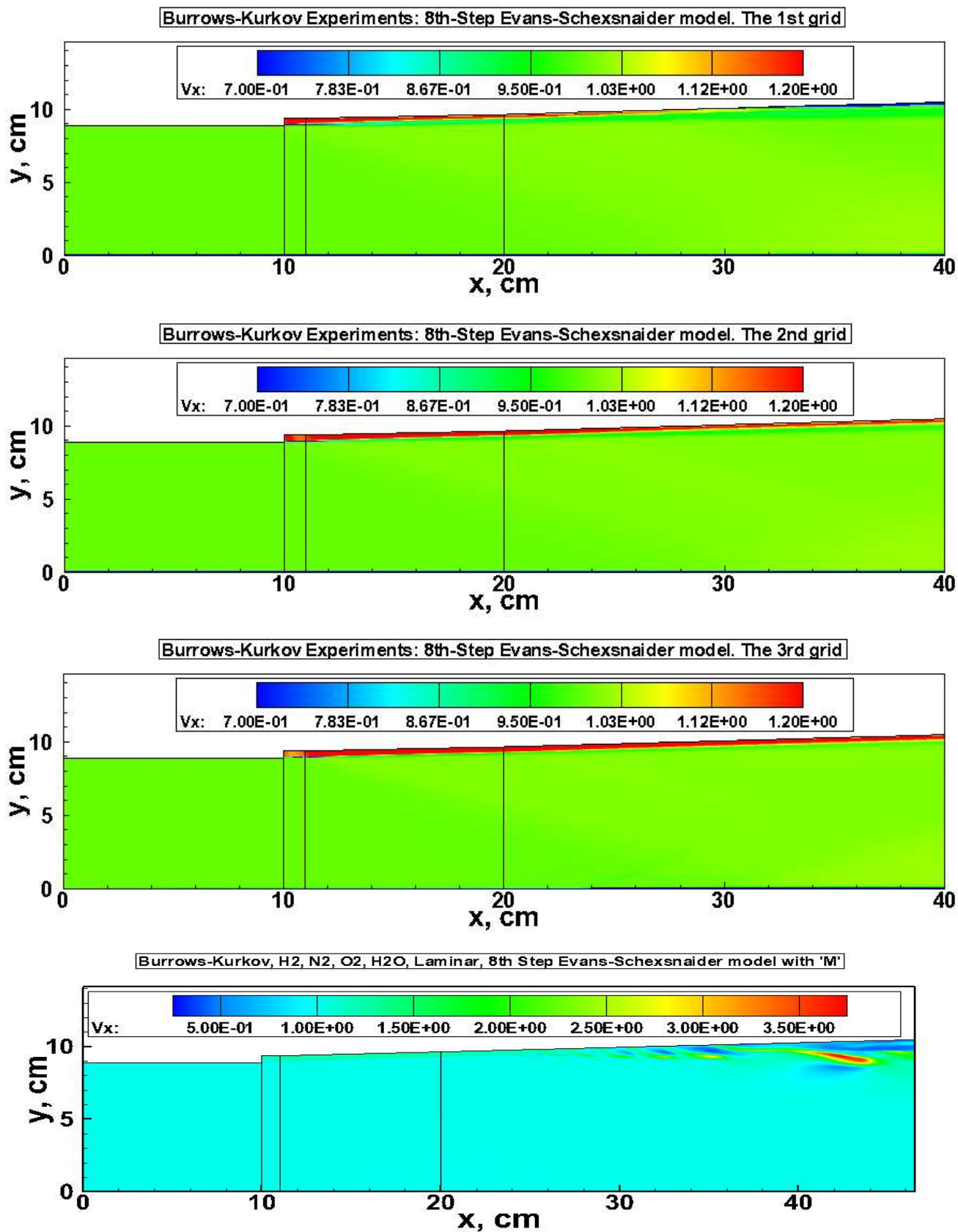


Рис. 5. Продольная проекция скорости $V_x = u/V_*$ для четырех расчетных сеток (измельчение сетки – сверху-вниз). Для наиболее подробной сетки (нижний рисунок) показана мгновенная конфигурация поля при нестационарном процессе. Анимационный файл AF_05.avi представлен в приложении

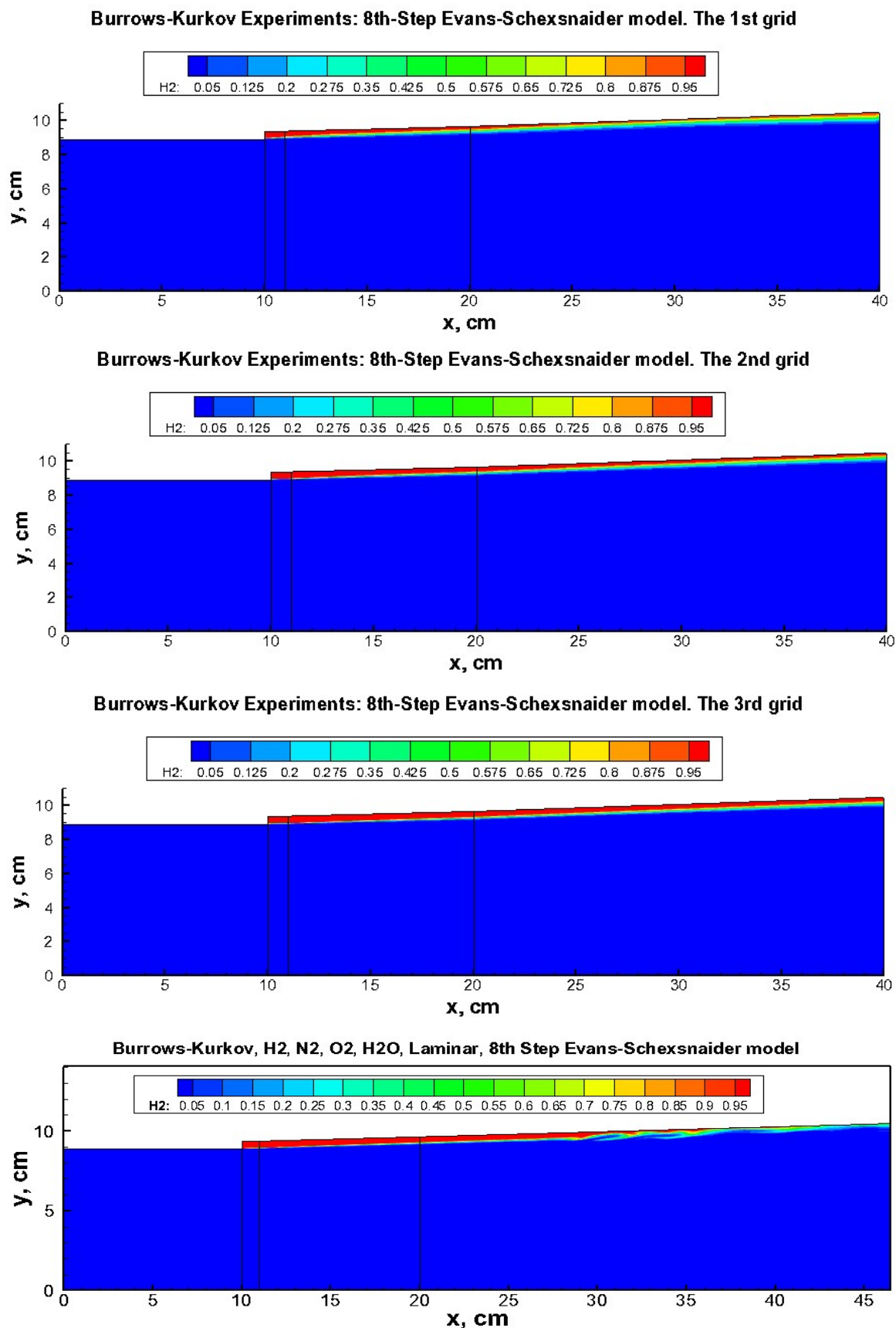


Рис. 6. Массовая доля H_2 для четырех расчетных сеток (измельчение сетки – сверху-вниз). Для наиболее подробной сетки (нижний рисунок) показана мгновенная конфигурация поля при нестационарном процессе. Анимационный файл AF_06.avi представлен в приложении

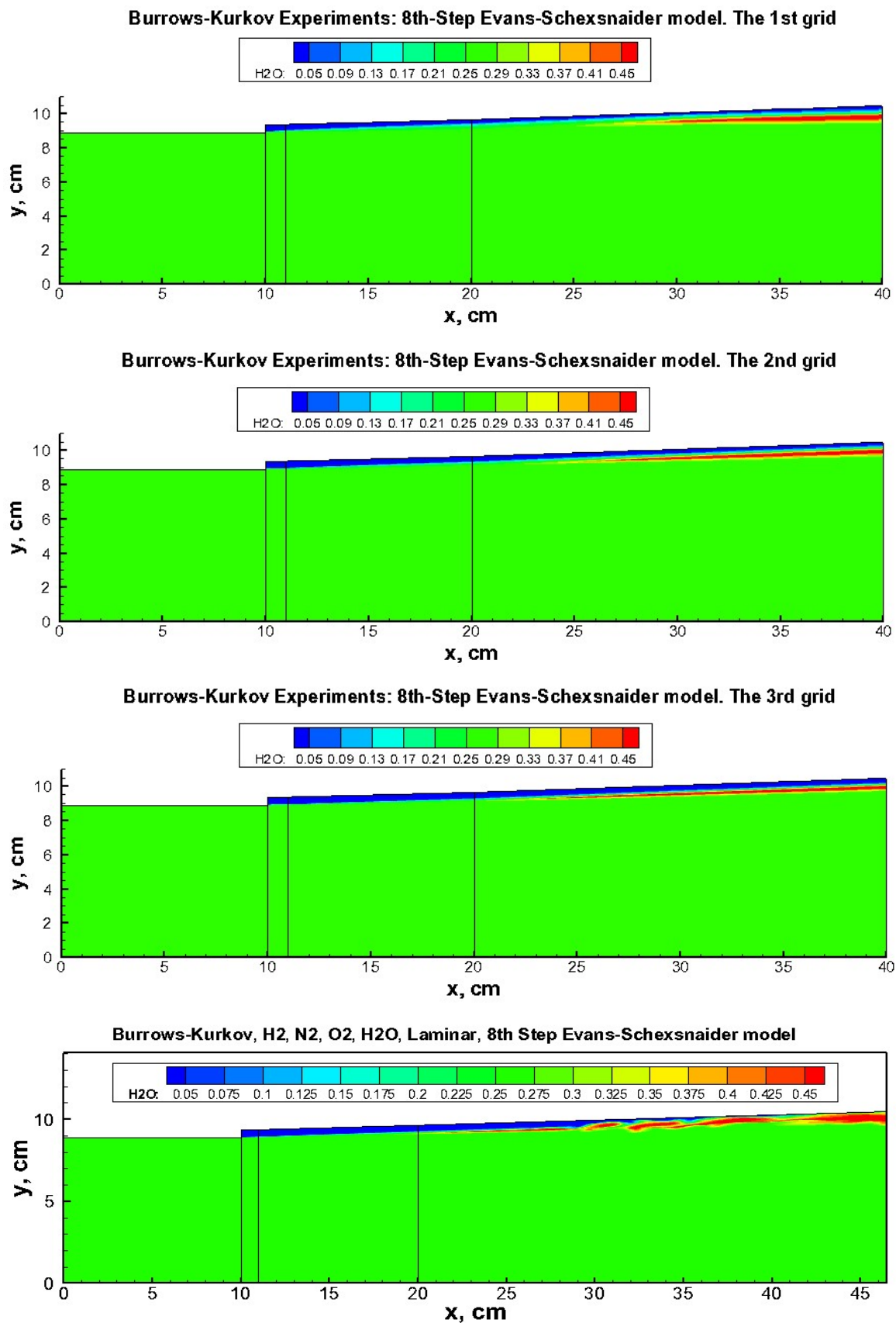


Рис. 7. Массовая доля H₂O для четырех расчетных сеток (измельчение сетки – сверху-вниз). Для наиболее подробной сетки (нижний рисунок) показана мгновенная конфигурация поля при нестационарном процессе. Анимационный файл AF_07.avi представлен в приложении

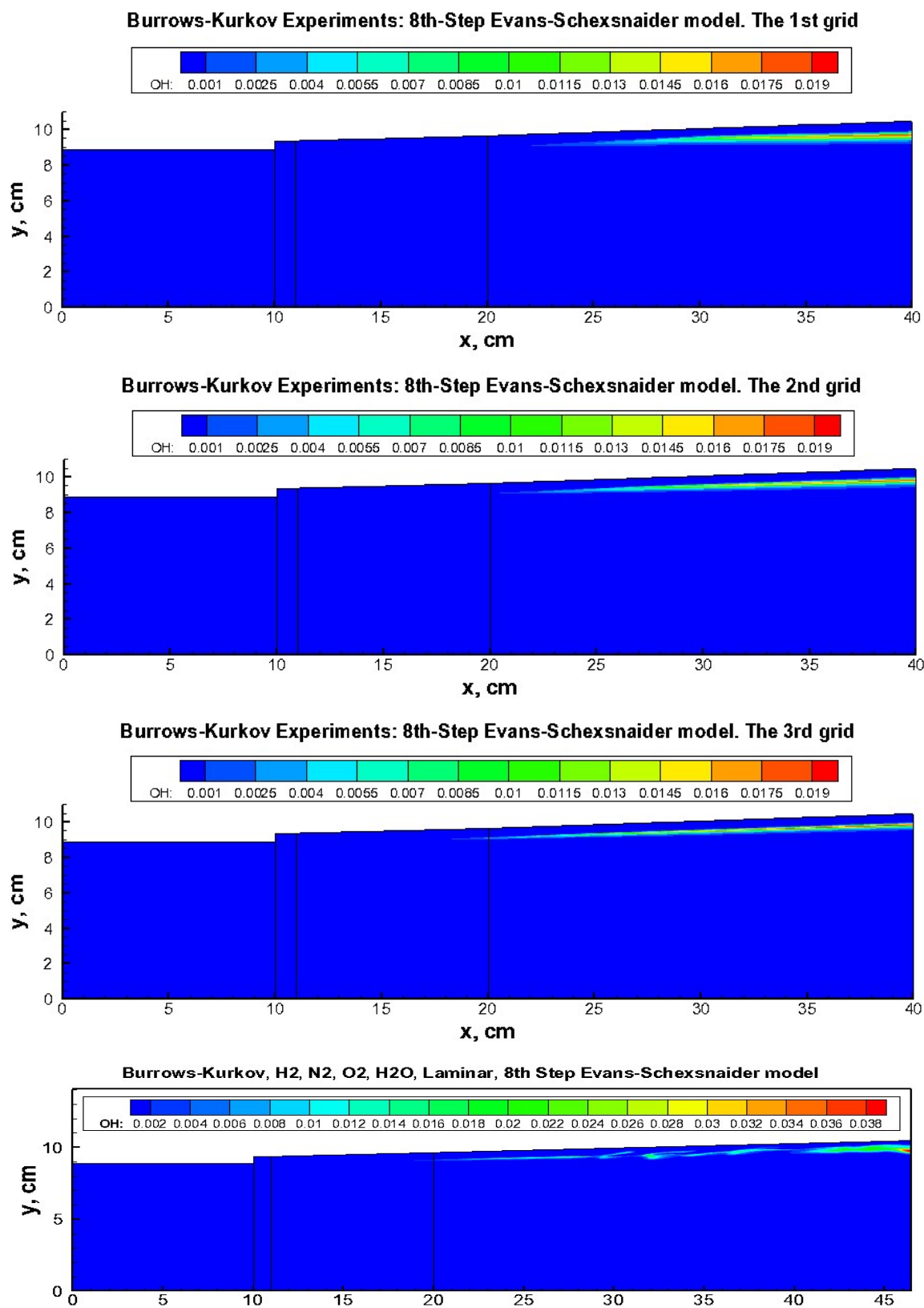


Рис. 8. Массовая доля ОН для четырех расчетных сеток (измельчение сетки – сверху-вниз). Для наиболее подробной сетки (нижний рисунок) показана мгновенная конфигурация поля при нестационарном процессе. Анимационный файл AF_08.avi представлен в приложении

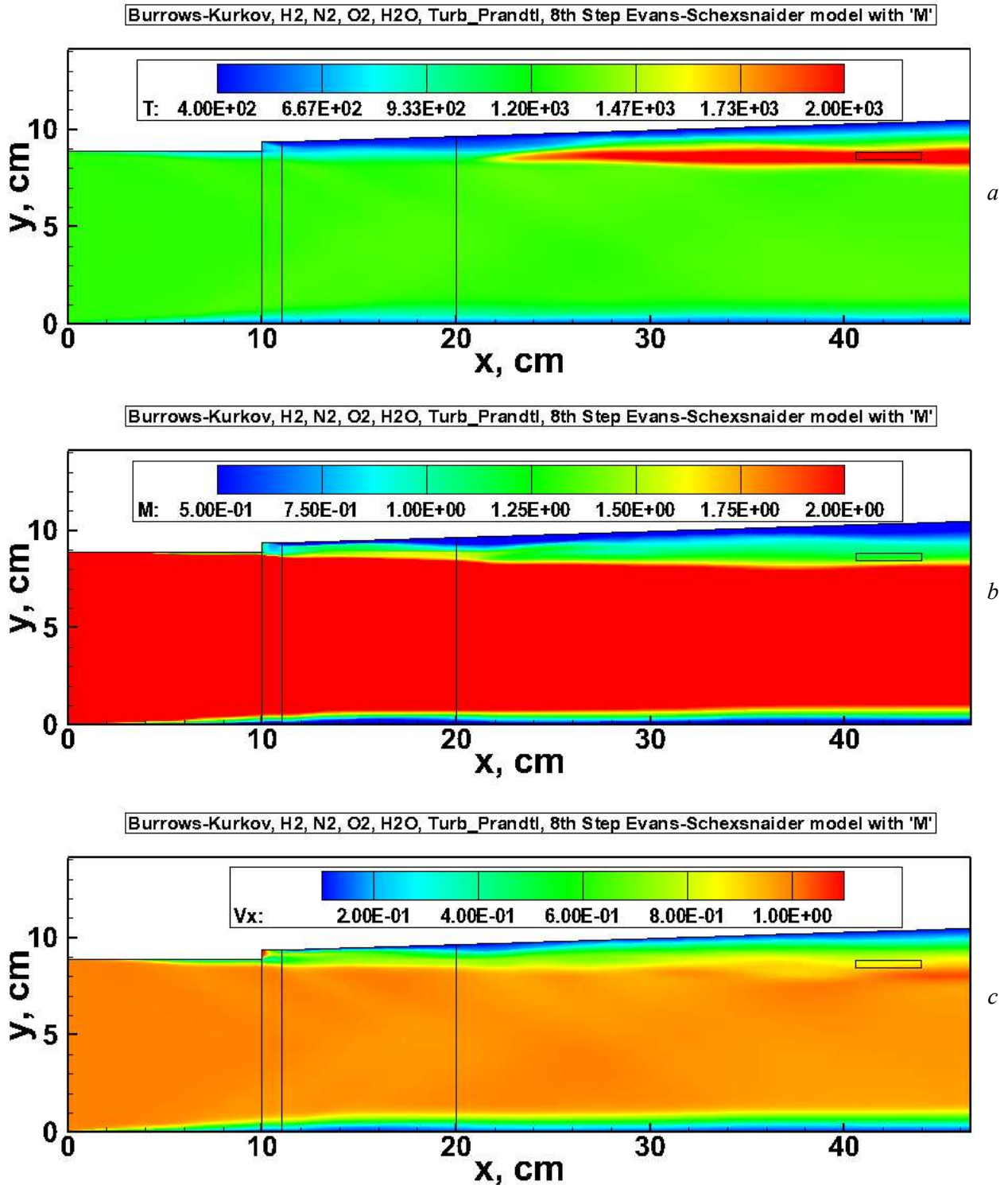


Рис. 9. Мгновенная фотография распределения температуры (*a*), чисел Маха (*b*) и продольной скорости (*c*) при моделировании уравнений RANS с алгебраической моделью турбулентного смешения. Температура водородной струи 700 К. Анимационные файлы AF_09, *a*, *b*, *c*.avi представлены в приложении

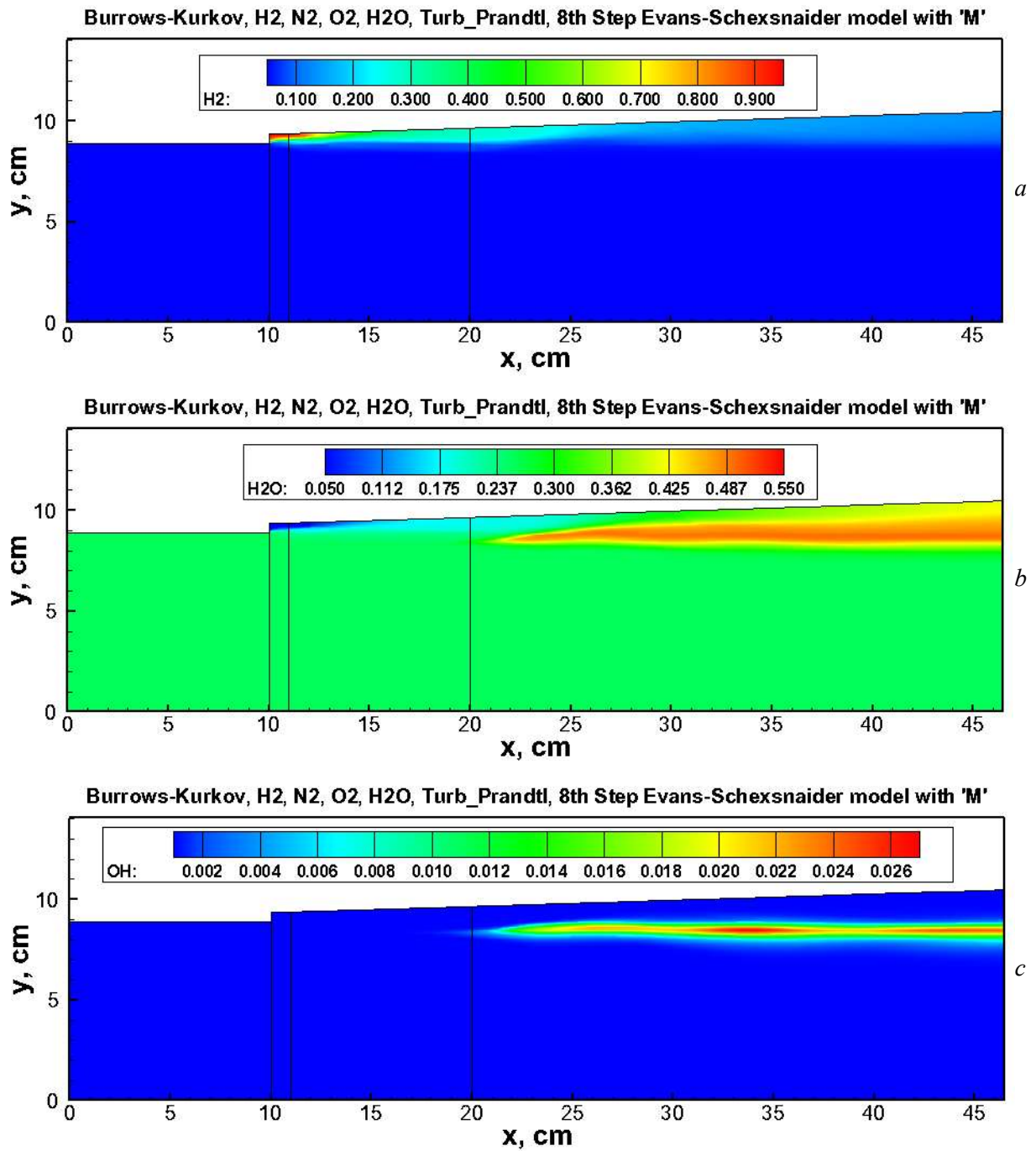


Рис. 10. Мгновенная фотография распределения массовых долей OH (*a*), H_2O (*b*) и OH (*c*) при моделировании уравнений RANS с алгебраической моделью турбулентного смешения. Температура водородной струи 700 К. Анимационные файлы AF_10, *a*, *b*, *c*.avi представлены в приложении

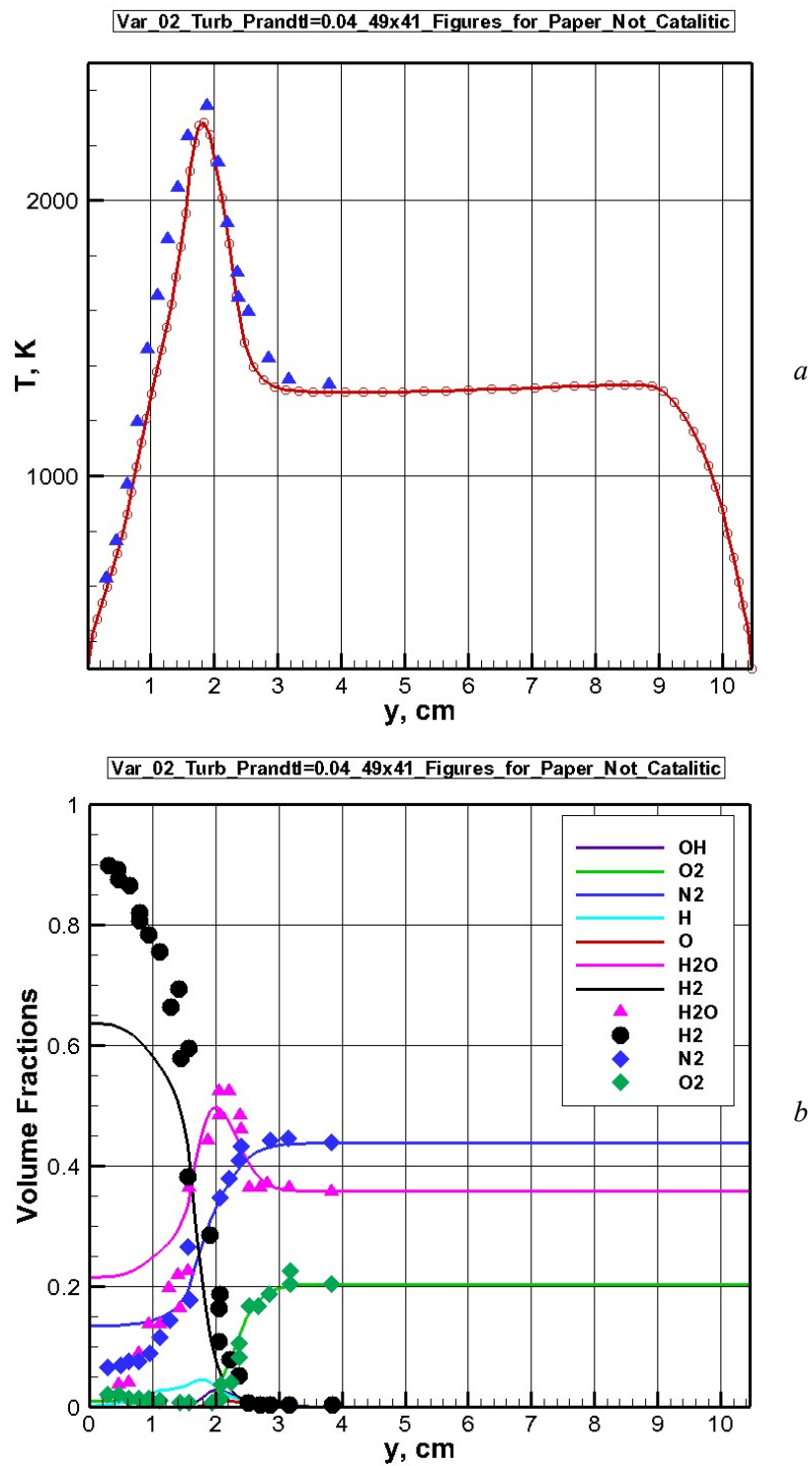


Рис. 11. Распределение температуры (a) и мольных долей реагентов (b) по высоте камеры сгорания в сечении $X_{\text{fix}} = 35.6$ см, полученных при использовании простейшей алгебраической модели с постоянной длиной смешения $L_m = 0.04$ см. Дискретные точки – экспериментальные данные. Некаталитическая поверхность

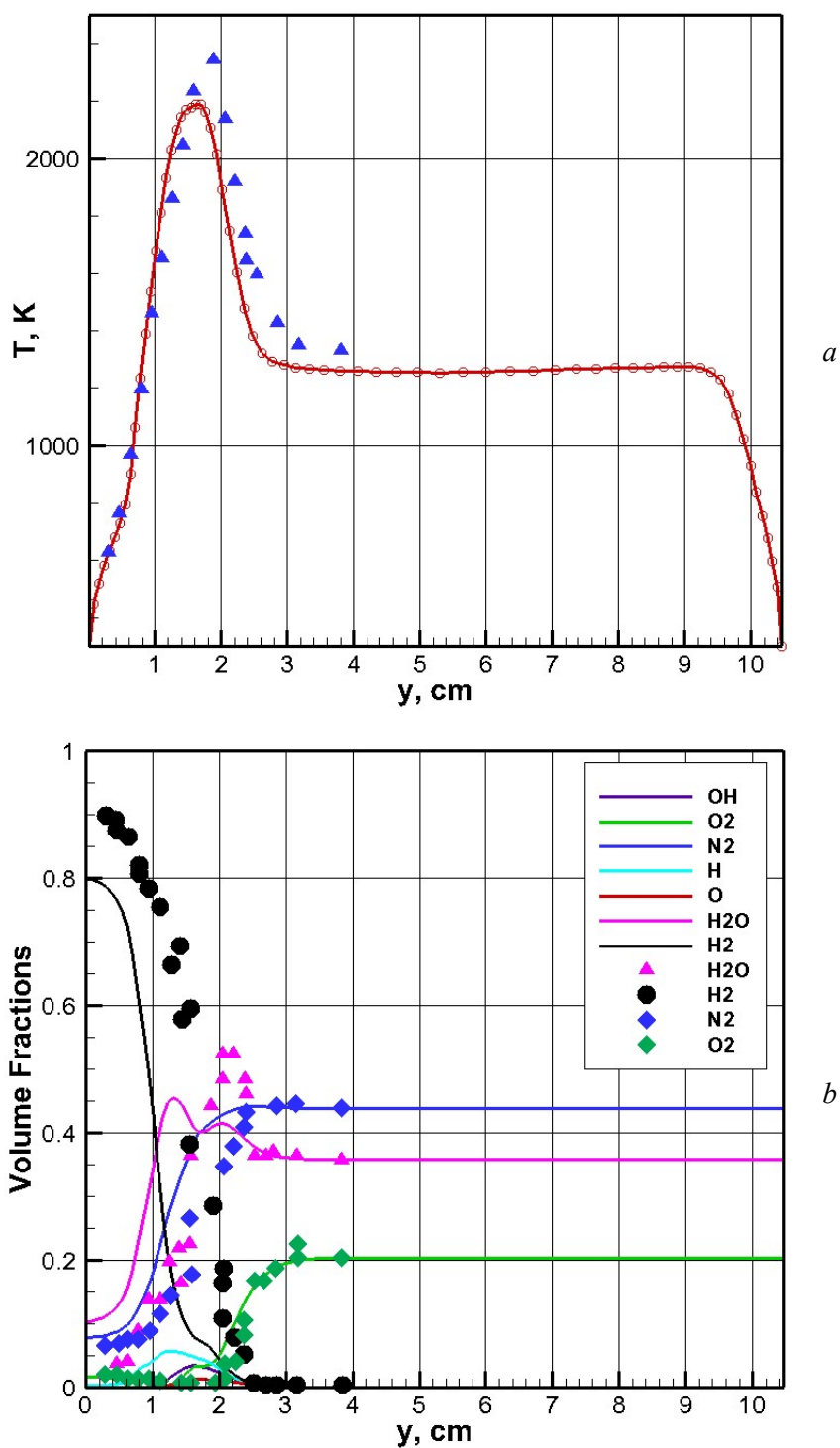


Рис. 12. Распределение температуры (a) и мольных долей реагентов (b) по высоте камеры сгорания в сечении $X_{\text{fix}} = 35.6$ см, полученных при использовании простейшей алгебраической модели с постоянной длиной смешения $L_m = 0.02$ см. Дискретные точки – экспериментальные данные. Некаталитическая поверхность

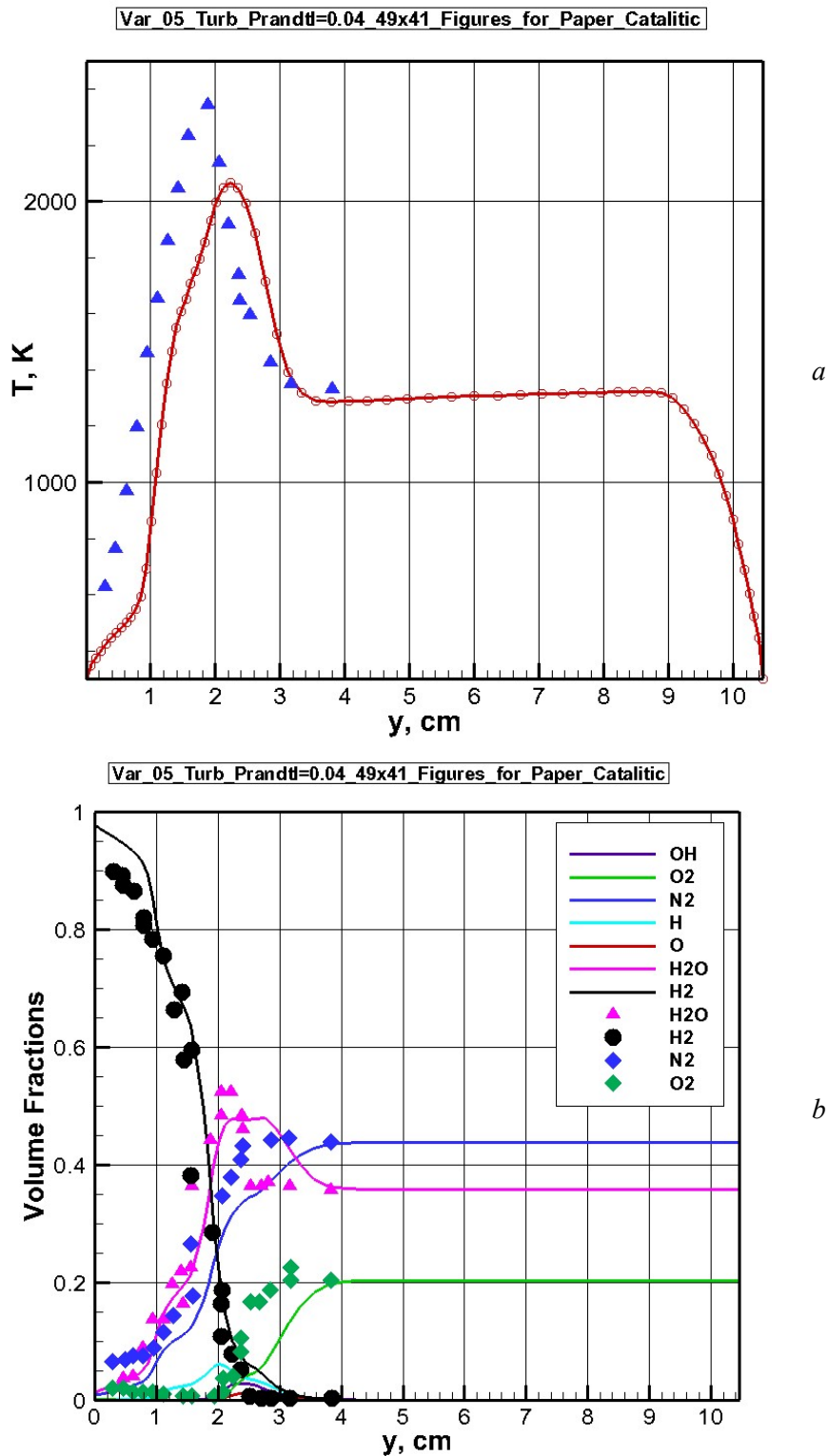
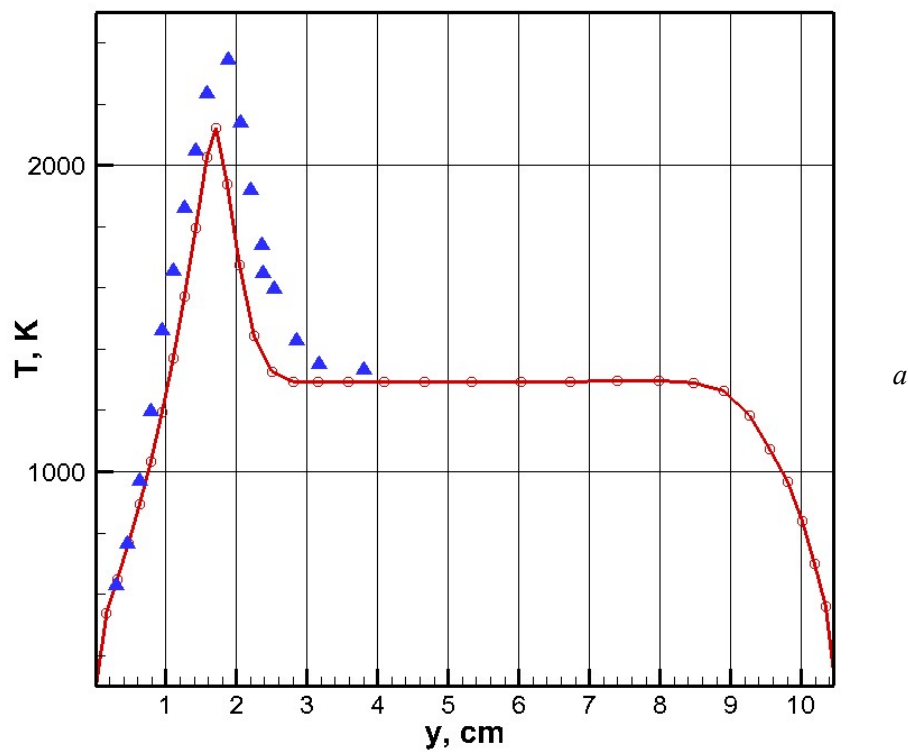
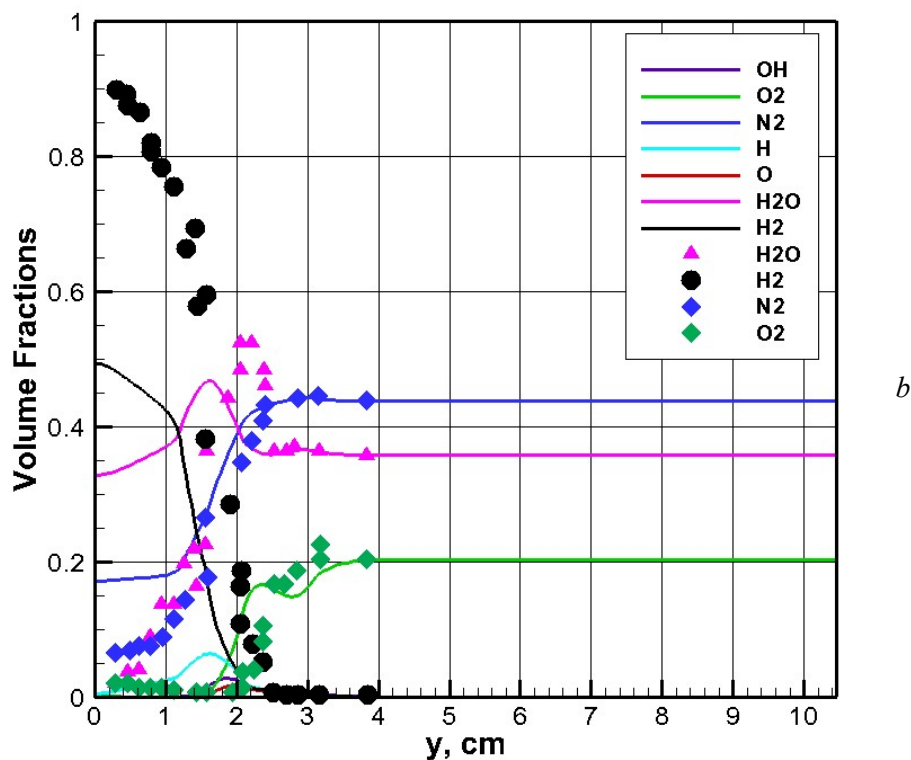


Рис. 14. Распределение температуры (a) и мольных долей реагентов (b) по высоте камеры сгорания в сечении $X_{\text{fix}} = 35.6$ см, полученных при использовании простейшей алгебраической модели с постоянной длиной смешения $L_m = 0.04$ см. Дискретные точки – экспериментальные данные. Каталитическая поверхность для H_2



a



b

Рис. 15. Распределение температуры (а) и мольных долей реагентов (b) по высоте камеры сгорания в сечении $X_{\text{fix}} = 35.6$ см, полученных при использовании простейшей алгебраической модели с постоянной длиной смешения $L_m = 0.04$ см. Дискретные точки – экспериментальные данные. Некаталитическая поверхность. Расчетная сетка $\{25 \times 21; 35 \times 5, 35 \times 21, 35 \times 41\}$

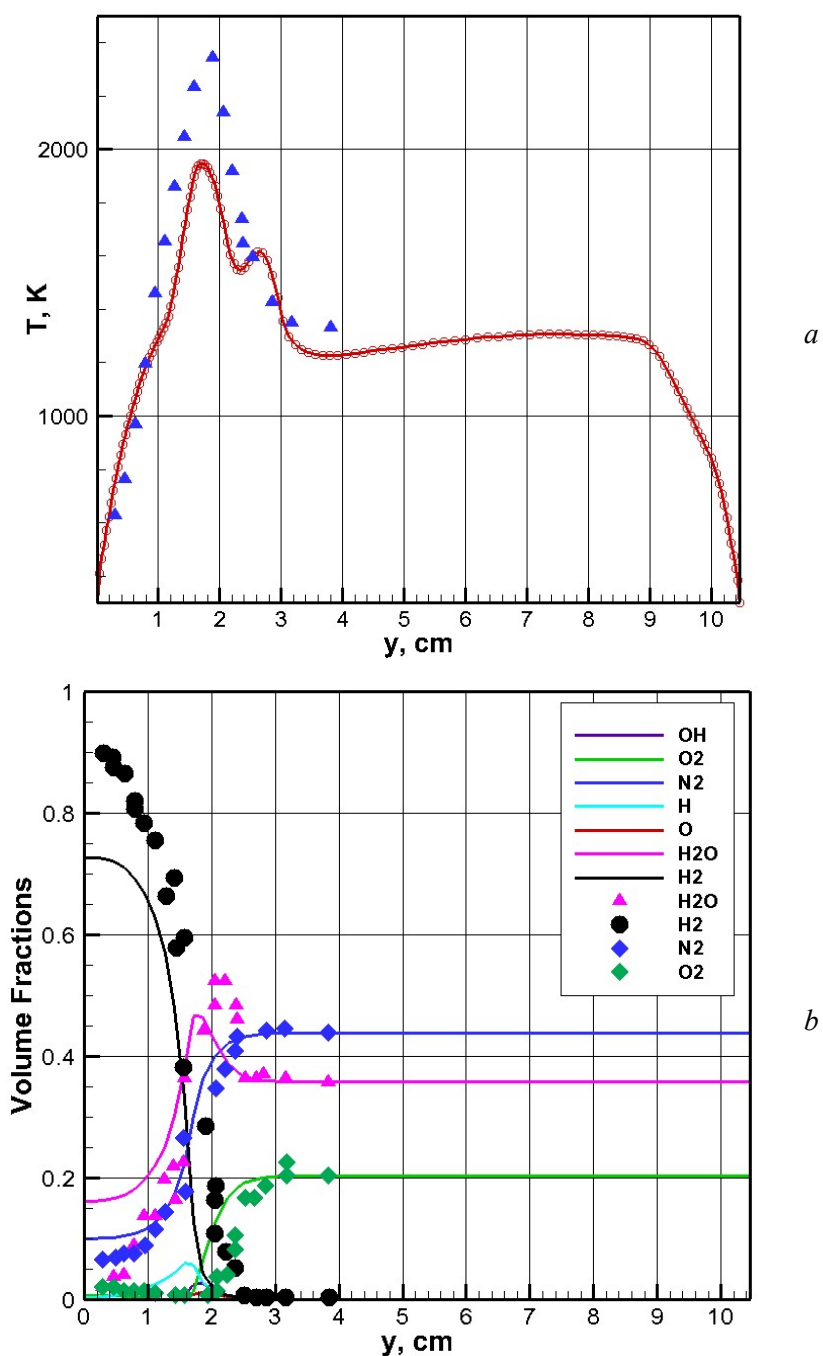


Рис. 16. Распределение температуры (a) и мольных долей реагентов (b) по высоте камеры сгорания в сечении $X_{\text{fix}} = 35.6$ см, полученных при использовании простейшей алгебраической модели с постоянной длиной смешения $L_m = 0.04$ см. Дискретные точки – экспериментальные данные. Некаталитическая поверхность. Расчетная сетка $\{97 \times 81; 137 \times 17, 137 \times 81, 137 \times 161\}$

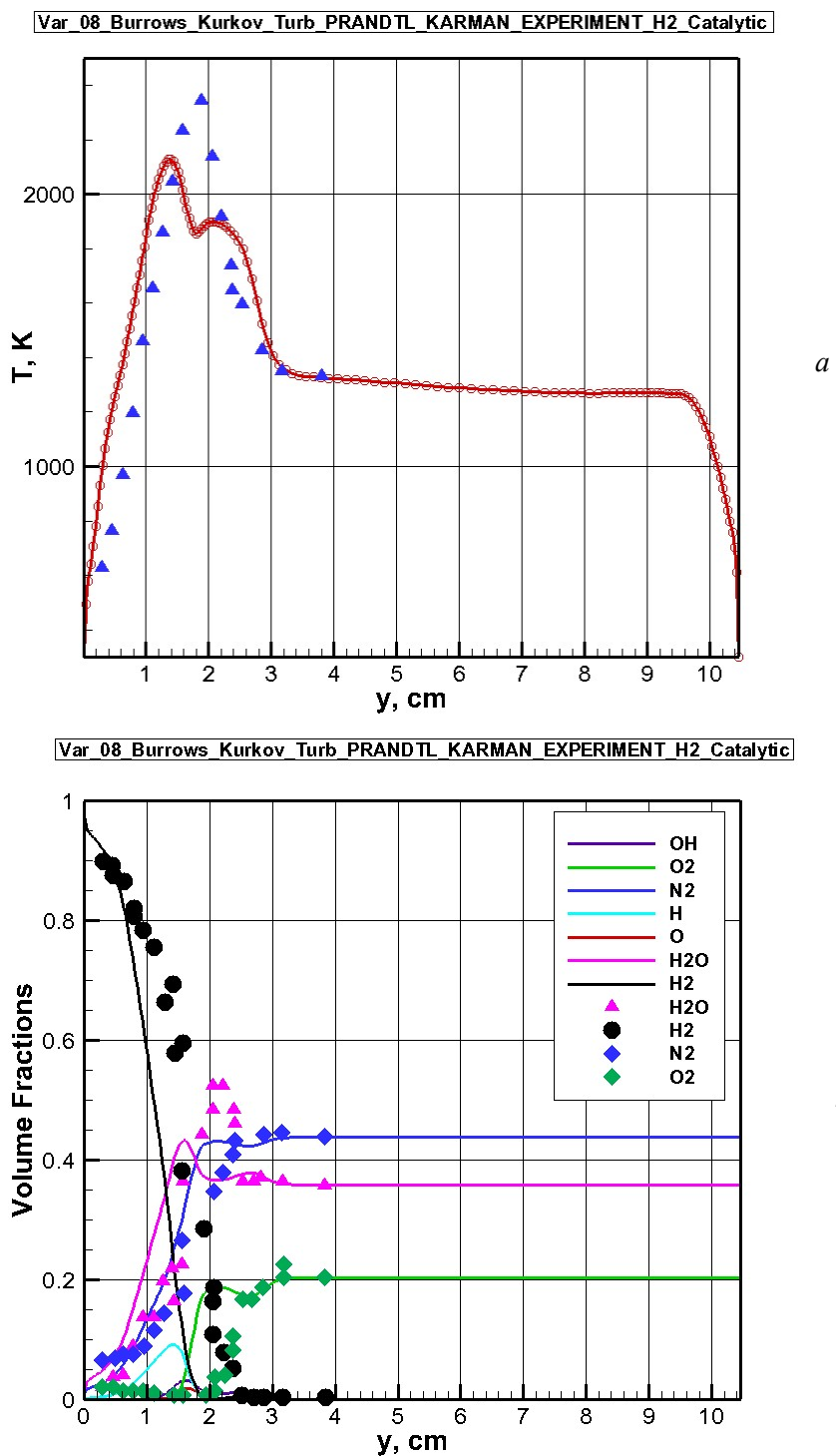


Рис. 17. Распределение температуры (a) и мольных долей реагентов (b) по высоте камеры сгорания в сечении $X_{\text{fix}} = 35.6$ см, полученных при использовании двухслойной алгебраической модели с постоянной Кармана $\kappa = 0.43$. Дискретные точки – экспериментальные данные. Каталитическая поверхность. Расчетная сетка $\{97 \times 81; 137 \times 17, 137 \times 81, 137 \times 161\}$

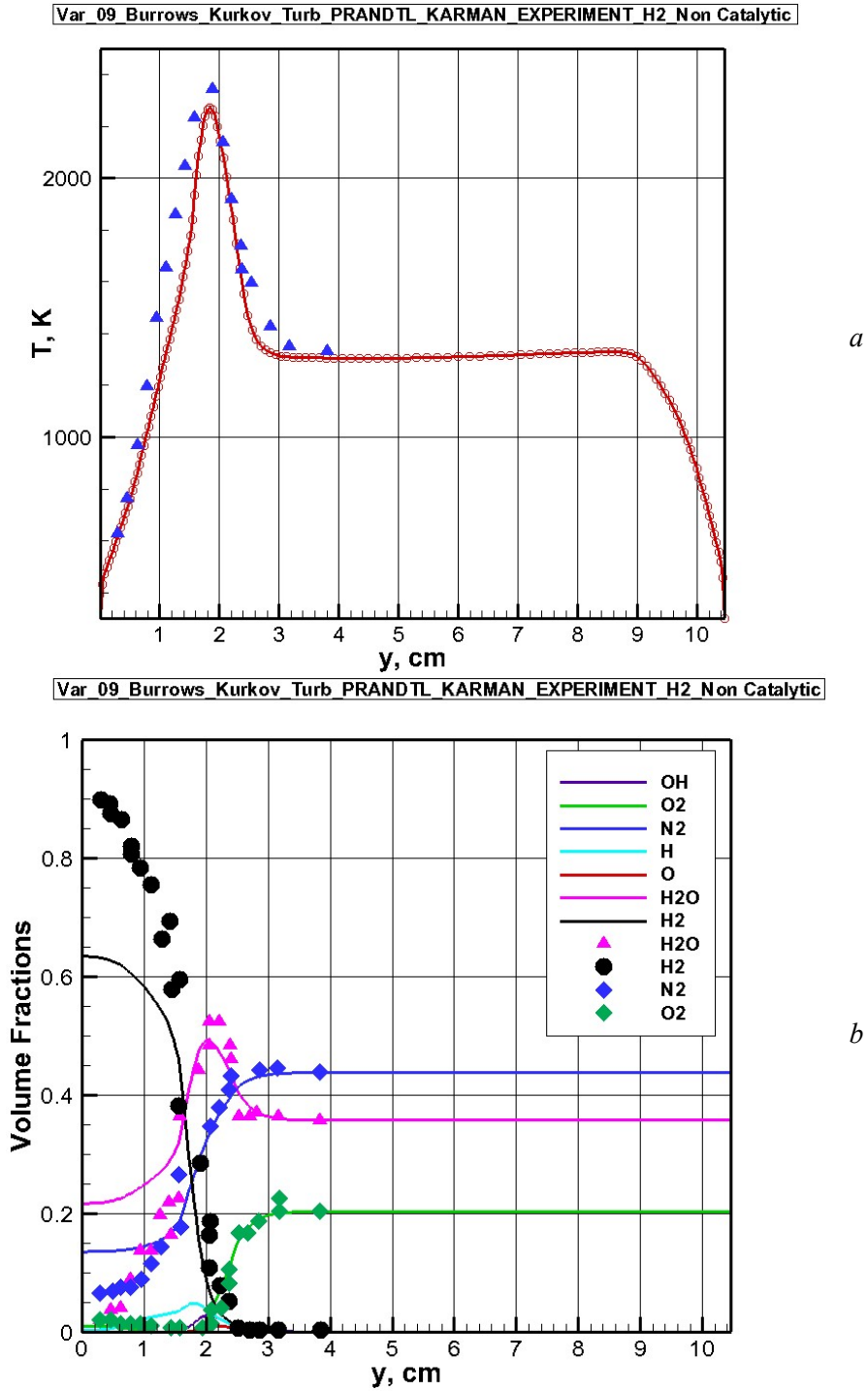


Рис. 18. Распределение температуры (a) и мольных долей реагентов (b) по высоте камеры сгорания в сечении $X_{\text{fix}} = 35.6$ см, полученных при использовании двухслойной алгебраической модели с постоянной Кармана $\kappa = 0.43$. Дискретные точки – экспериментальные данные. Некаталитическая поверхность. Расчетная сетка $\{97 \times 81; 137 \times 17, 137 \times 81, 137 \times 161\}$