

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГОРЕНИЯ ПО КАНАЛУ СО СВЕРХЗВУКОВЫМ ТЕЧЕНИЕМ ВЯЗКОГО ГАЗА

© 2011 г. В. В. Власенко

Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского, Жуковский, Моск. обл.

E-mail: vvlas@progtch.ru

Поступила в редакцию 19.04.2010

Рассматривается влияние математической модели на результаты численного моделирования горения в плоской модельной камере сгорания со сверхзвуковым течением. Процесс формирования течения с горением в камере включает в себя прохождение по каналу камеры волны горения и образование в канале структуры типа псевдоскачка. Сравниваются результаты нестационарных расчетов с использованием явной схемы: 1) без условия прилипания на стенках камеры и с локальным шагом по времени; 2) с граничным условием “закон стенки” и с локальным шагом; 3) с условием “закон стенки” и с дробным шагом по времени. Приводятся аргументы в пользу применимости последнего подхода для решения рассматриваемого класса задач. Анализируются полученные физические результаты.

Ключевые слова: сверхзвуковое течение, камера сгорания, псевдоскачек, численное моделирование.

1. ВВЕДЕНИЕ

В данной работе рассматривается влияние математической модели течения на результаты численного моделирования нестационарного распространения горения в канале со сверхзвуковым течением вязкого газа. Рассматривается модельная камера сгорания, которая исследовалась экспериментально в ЦАГИ О.В. Волощенко, В.Н. Острасем, Е.В. Пиотровичем, В.Н. Сермановым, А.А. Николаевым, С.А. Зосимовым [1, 2]. Камера представляет собой канал с уступом, состоящий из узкого участка с углом расширения 0.5° (“изолятор”) и широкого участка постоянного сечения (рис. 1). Все поперечные сечения канала имеют прямоугольную форму. В экспериментах модельная камера исследовалась в системе присоединенного воздухопровода. Число Маха на входе в камеру сгорания — $M \approx 2.5$. На небольшом расстоянии вверх по потоку от ступенчатого расширения канала на нижней стенке был установлен пилон с четырьмя отверстиями, из которых в поток инжектировалось жидкое углеводородное топливо. Входящий в сопло аэродинамической трубы поток воздуха нагревался огневым подогревателем и имел на входе в камеру сгорания температуру около 700 К. При таких условиях самовоспламенение в камере сгорания не происходило. Для инициирования горения в эксперименте проводили дросселирование канала посредством кратковременного выдува поперечных струй воздуха из отверстий, расположенных в нижней стенке канала

недалеко от выхода из камеры сгорания. В экспериментах измеряли распределения статического давления вдоль верхней и нижней стенок канала, а также проводили видеосъемки истечения потока из камеры сгорания. Чтобы дополнить экспериментальные данные информацией о структуре течения и особенностях протекания различных процессов внутри камеры сгорания, была организована работа по численному моделированию течения в камере. В настоящей статье описываются некоторые результаты этой работы.

Моделирование течения проводили на базе полной, нестационарной системы уравнений Рейнольдса для многокомпонентного сжимаемого газа с неравновесными химическими реакциями в приближении двумерного (плоского) течения. Систему уравнений замыкают:

1) модель турбулентности $q-\omega$ Коукли [3], включающая два дополнительных дифференциальных уравнения в частных производных для параметров турбулентности;

2) кинетическая схема горения углеводородного топлива, аналогичная кинетической схеме, приведенной в [4]. Хотя в эксперименте топливо инжектируется в жидкой фазе, в расчетах предполагается, что благодаря высокой температуре потока происходит очень быстрое испарение капель топлива. Поэтому горение рассматривается в гетерогенном режиме. Рассматриваются реакции в смеси идеаль-

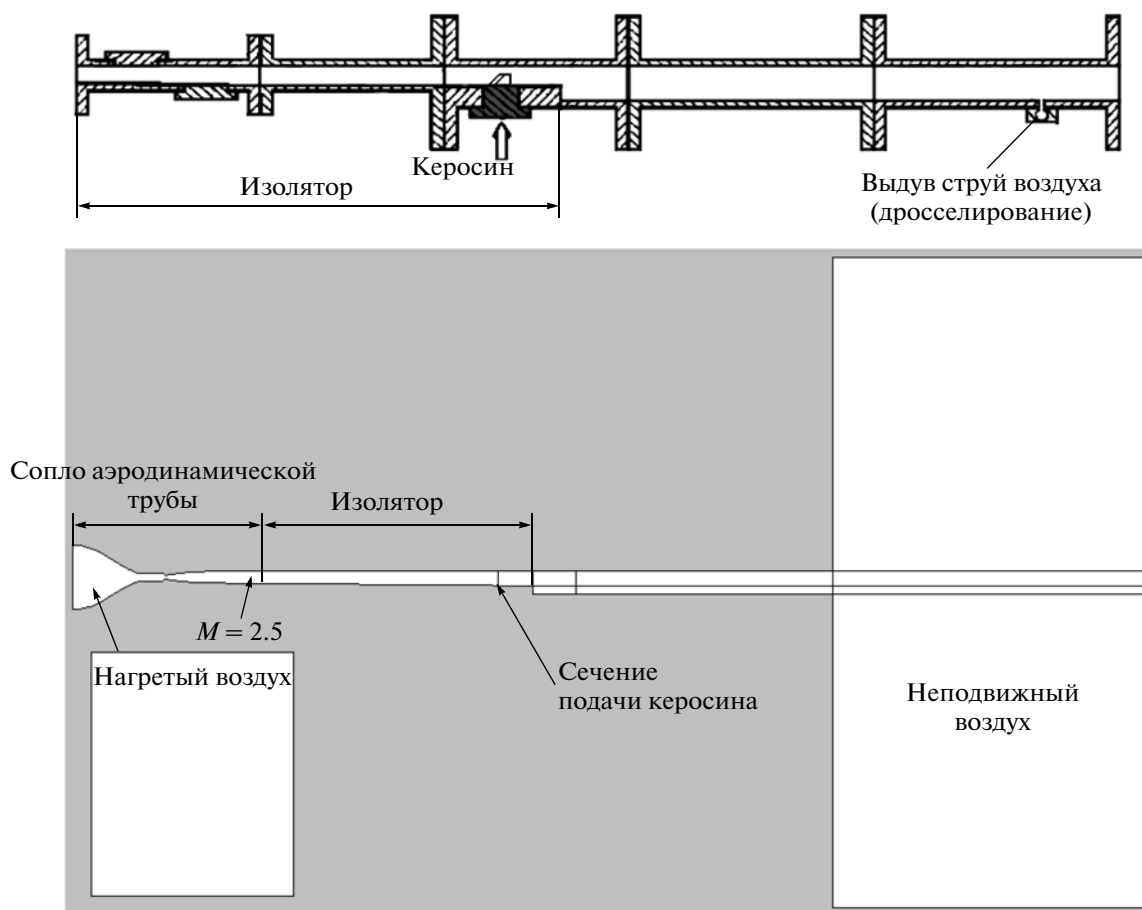


Рис. 1. Вверху – схема модельной камеры сгорания, внизу – блочная структура расчетной области.

ных газов. Кинетическая схема [4] включает одну одностороннюю (прямую) глобальную реакцию разложения углеводородного топлива на CO и H₂O и одиннадцать двусторонних реакций между компонентами H, O, OH, H₂O, O₂, H₂, CO, CO₂, при участии инертного азота N₂. Данная кинетическая схема требует решения девяти дополнительных дифференциальных уравнений в частных производных для массовых концентраций компонент реагирующей смеси.

Используется численный метод 2-го порядка аппроксимации по всем переменным, включающий явную монотонную схему Годунова–Колгана–Родионова для конвективных потоков, явную модифицированную центрально–разностную аппроксимацию диффузионных членов и локально– неявную аппроксимацию источников членов. Детальное описание численного метода можно найти в [5], а специфические его элементы, относящиеся к моделированию течений с неравновесными химическими реакциями, описаны в [6] (для другой кинетической схемы).

Расчеты ведутся на многоблочной регулярной сетке. Расчетная область состоит из 11 блоков (рис. 1) и включает сопло аэродинамической трубы, модельную камеру сгорания и большие буферные области, моделирующие внешнее пространство, в которое вытекает поток газа из камеры.

На входе в сопло задается поток воздуха, предварительно нагретого в подогревателе и потому содержащего продукты сгорания и активные радикалы, со следующими параметрами: полная температура $T_0 = 1496$ К, полное давление $P_0 = 17.93$ атм, расход массы на единицу ширины канала $G = 19.233$ кг · с · м⁻¹, массовые доли компонент газа:

$$Y(\text{H}) = 5.148 \cdot 10^{-6}, \quad Y(\text{H}_2\text{O}) = 0.24011743, \\ Y(\text{CO}) = 1.074828 \cdot 10^{-3},$$

$$Y(\text{O}) = 7.09414 \cdot 10^{-4}, \quad Y(\text{O}_2) = 0.233, \\ Y(\text{CO}_2) = 0.059520825,$$

$$Y(\text{OH}) = 2.46802 \cdot 10^{-4}, \quad Y(\text{H}_2) = 1.4003 \cdot 10^{-5}, \\ Y(\text{N}_2) = 0.681417237.$$

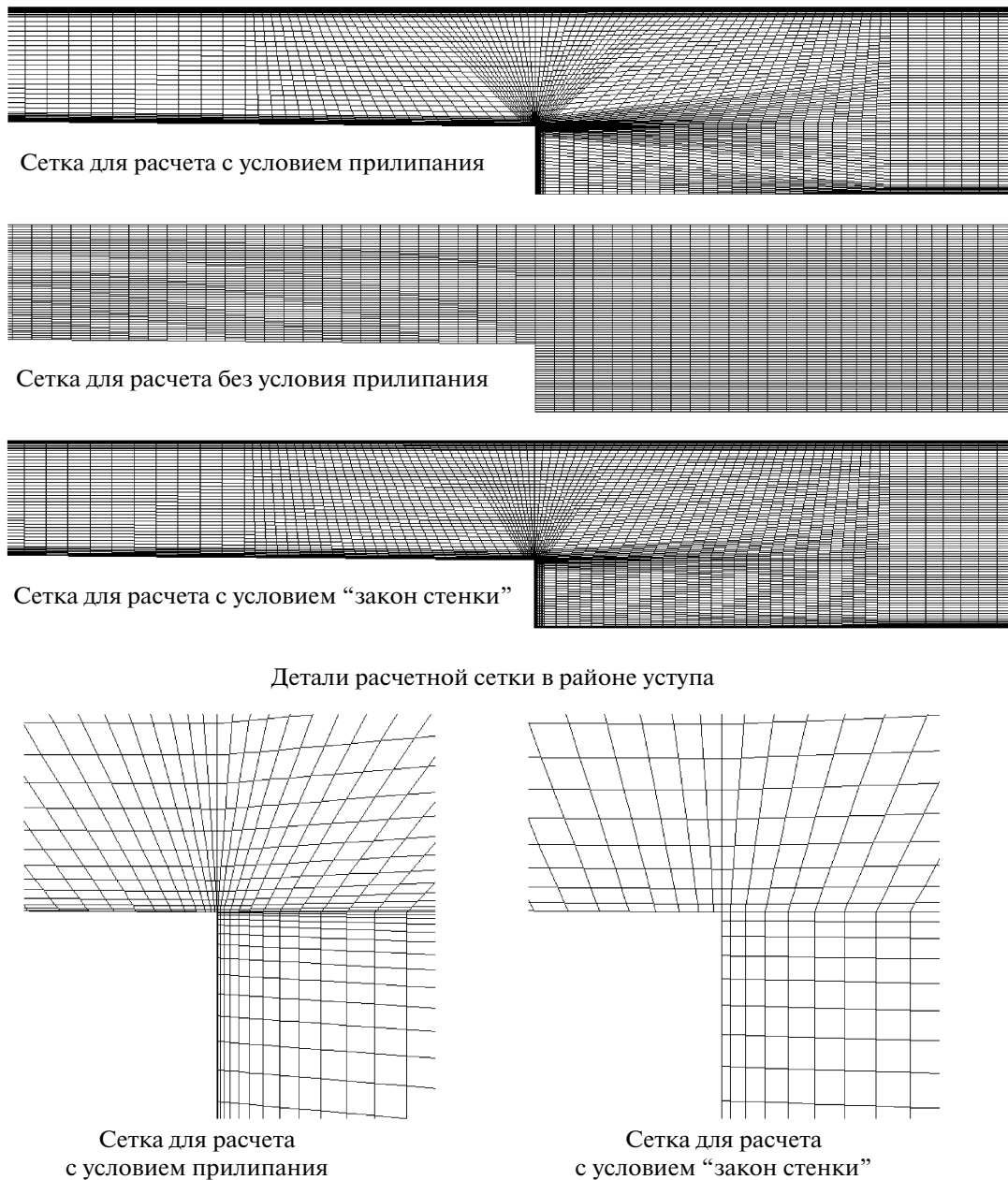


Рис. 2. Сетки, которые использовались в различных сериях расчетов.

В связи с двумерной постановкой задачи конфигурация пилона, инжектирующего топливо в поток воздуха, не учитывается в расчете. Инжекция углеводородного топлива задается на левой вертикальной границе блока, расположенного перед уступом канала. В четырех ячейках расчетной сетки, которые расположены в районе отверстий реального инжектора, на границе расчетной области задаются дополнительные потоки (массы, импульса и других параметров), соответствующие вдуву газообразного углеводородного топлива параллельно основному потоку с

параметрами: полная температура $T_0 = 288$ К, число Маха $M = 1$. Полный расход массы углеводородного топлива соответствует значению интегрального коэффициента избытка воздуха $\alpha = 1.262$. Параметры потока на внешних границах буферных блоков определяются из предположения, что внешнее невозмущенное пространство заполнено покоящимся воздухом с температурой $T = 288$ К и давлением $p = 1$ атм.

В качестве начального поля для расчета с горением используется стационарное поле течения, по-

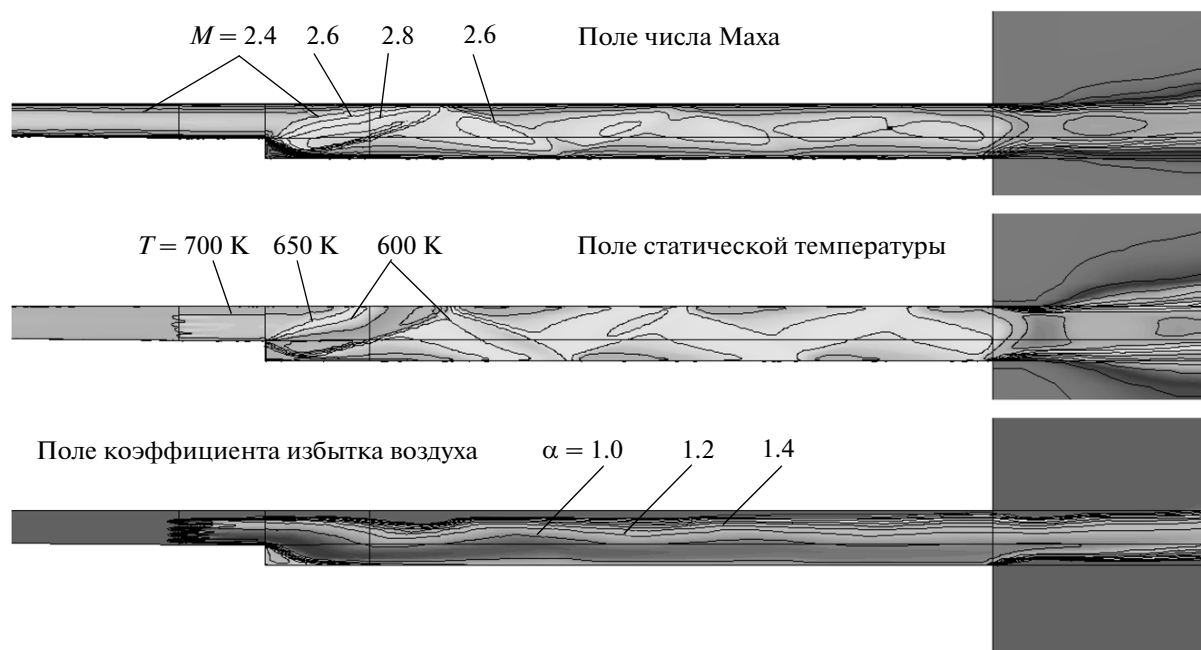


Рис. 3. Поле течения перед иницированием горения.

лученное из решения уравнений Рейнольдса с условием прилипания потока на твердых стенках на сетке с очень сильным сгущением к стенкам (для корректного моделирования пограничных слоев) — см. рис. 2. Для ускорения сходимости к стационарному решению применяется процедура *локального шага по времени*, при которой в каждой ячейке расчет ведется с максимально возможным значением шага по времени, диктуемым локальным условием устойчивости. После совершения шага по времени разные ячейки сетки оказываются на разных временных слоях, но полученные параметры формально приписываются одному и тому же временному слою, и далее процедура повторяется. При этом нестационарные процессы описываются некорректно; но стационарное решение (если оно единственно) совпадает со стационарным решением, которое получается, если вести расчет с *глобальным шагом по времени* (с одинаковым шагом во всех ячейках). Полученное таким образом начальное поле представлено на рис. 3.

Вместо дросселирования потока струями воздуха (как это делается в эксперименте), иницирование горения в расчете проводится с помощью моделирования электрического разряда около нижней стенки недалеко от выхода из камеры сгорания. Для этого в уравнение баланса энергии в течение нескольких шагов по времени добавляется дополнительная энергия. Это приводит к возникновению

волны горения, которая распространяется вверх по потоку вдоль канала и сжигает топливо.

Изначально предполагалось, что в конце концов внутри камеры должен установиться стационарный режим течения с горением вниз по потоку от инжектора. Однако попытки получить это стационарное решение с использованием описанной выше технологии локального шага по времени не увенчались успехом. Локальный шаг по времени приводит к нарушениям законов сохранения. На фронте бегущей по каналу волны горения эти нарушения оказываются слишком сильными. Это приводит к возникновению нефизичной структуры течения, а нередко и к неустойчивости расчета. Поэтому было решено провести численное моделирование переходного нестационарного процесса установления горения в модельной камере.

Трудность такого моделирования заключается в том, что поток в камере является существенно вязким течением. Оно включает толстые пограничные слои, которые взаимодействуют со скачками уплотнения с образованием мощных отрывных зон. Для корректного моделирования такого течения требуется уже описанная выше сетка с очень сильным сгущением ячеек к твердым стенкам (рис. 2). При расчете по явной схеме в пристеночных ячейках возникает чрезвычайно сильное ограничение на шаг по времени, и расчет слишком долго развивается по физическому времени. Это усугубляется боль-

Поле температуры в последовательные моменты расчета

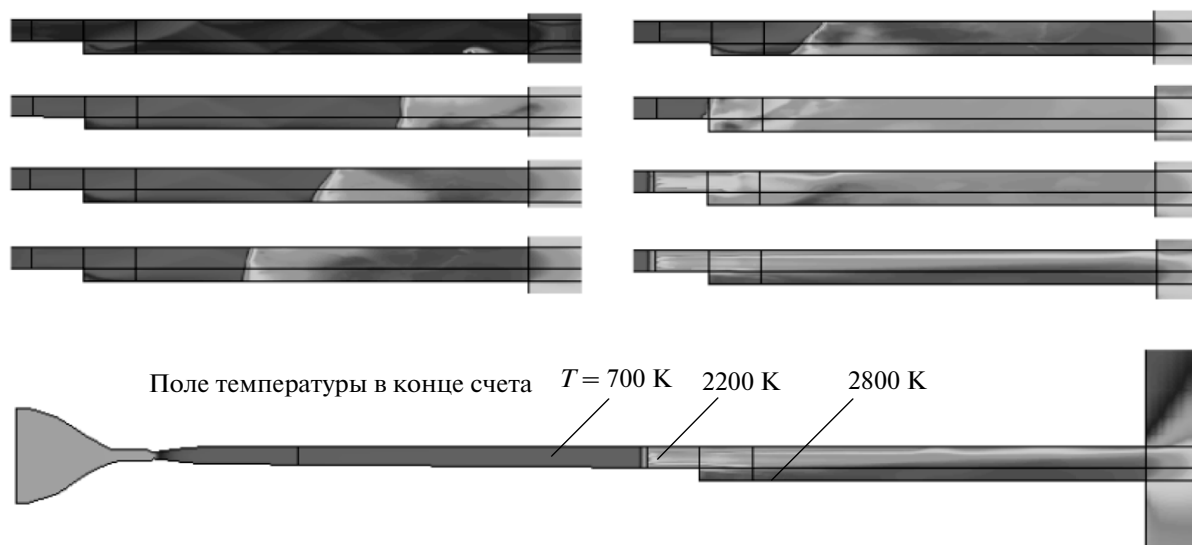


Рис. 4. Развитие поля температуры в расчете на равномерной сетке без прилипания потока на твердых стенках.

шими компьютерными затратами, связанными с решением жестких дифференциальных уравнений химической кинетики.

Поэтому были предприняты попытки провести численное моделирование переходного нестационарного процесса в упрощенной постановке. Описанию этих попыток и посвящена данная статья.

2. РАСЧЕТ БЕЗ УСЛОВИЯ ПРИЛИПАНИЯ НА СТЕНКАХ КАМЕРЫ И С ЛОКАЛЬНЫМ ШАГОМ ПО ВРЕМЕНИ

Первая попытка упрощенного описания процесса установления горения в камере была основана на предположении, что нестационарный переходный процесс является быстрым (порядка 10^{-2} с), и за это время пограничные слои на стенках канала не должны разрушиться, даже если заменить условие прилипания потока на твердых стенках “невязким” условием непротекания. Поэтому начальное поле течения (рис. 3) было пересчитано на равномерную сетку (см. рис. 2). На такой сетке, без условия прилипания потока и с локальным шагом по времени, расчет развивается достаточно быстро и достигается стационарное решение. На рис. 4 представлена история развития течения (последовательные поля статической температуры). Видно, как взрыв распространяется на все поперечное сечение канала, и формируется прямой скачок уплотнения, распространяющийся вверх по потоку и поджигающий горючую смесь в камере. Эту волну можно отнести к классу сильных детонаций. Когда скачок прибли-

жается к сечению инжекции, он ослабляется из-за плохого смешения в районе инжектора. После прохождения сечения инжекции скачок оказывался слишком слабым для того, чтобы двигаться дальше вверх по потоку. Он останавливается перед сечением инжекции и непрерывно поджигает подаваемое из инжектора свежее топливо. На рис. 5 полученные в этом расчете распределения давления (линии) сравниваются с экспериментальными (точки). Вниз по потоку от уступа камеры получено неплохое соответствие с экспериментом. Однако вверх по потоку от уступа в эксперименте зарегистрирована обширная зона повышения давления из-за передачи информации по низкоростным пристенным областям пограничных слоев, а в проведенном “невязком расчете” эти слои не ухватываются сеткой. Поэтому в последующих расчетах были предприняты усилия по более корректному описанию взаимодействия бегущей по каналу волны с пограничными слоями.

3. РАСЧЕТ С ГРАНИЧНЫМ УСЛОВИЕМ “ЗАКОН СТЕНКИ” И С ЛОКАЛЬНЫМ ШАГОМ ПО ВРЕМЕНИ

Во втором подходе для снижения компьютерных затрат при описании пограничных слоев было использовано граничное условие “закон стенки”. Делается предположение, что течение в малой окрестности твердых стенок может быть описано тем же автомодельным решением, что и течение в турбулентном пограничном слое на пластине. В этом случае можно использовать сетку с существенно мень-

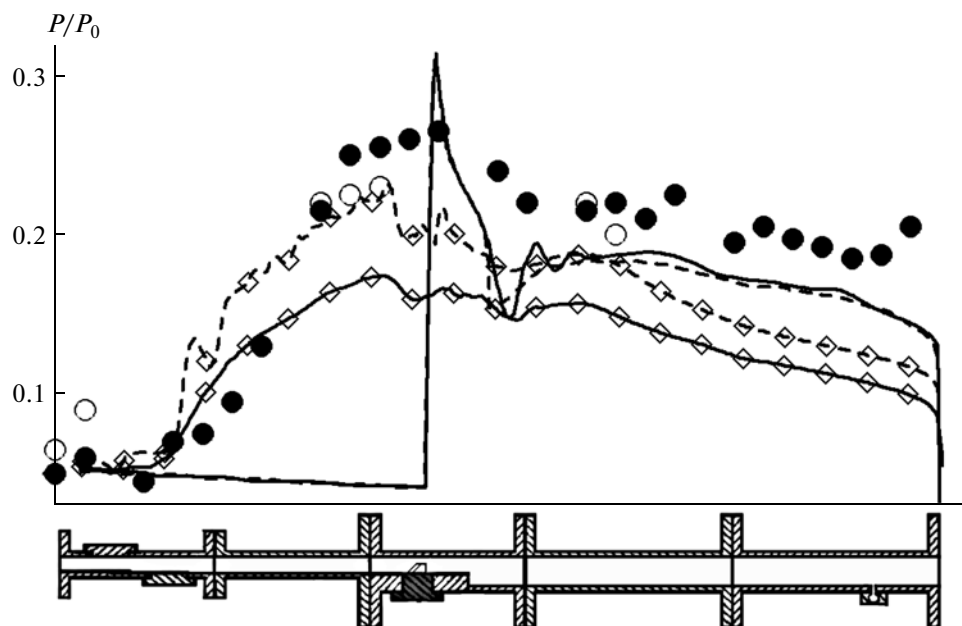


Рис. 5. Распределения полного давления, полученные в эксперименте, в “невязком расчете” (без прилипания потока на твердых стенках) и в “вязком расчете” (с граничным условием “закон стенки” $T_w = 1000$ К). Шаг по времени – локальный. Штриховые линии – нижняя поверхность; сплошные – верхняя поверхность; \circ – эксперимент, нижняя поверхность; \bullet – эксперимент, верхняя поверхность; $-\diamond-$ – “невязкий” расчет, $-\diamond-$ – “вязкий” расчет.

шим сгущением ячеек у стенки (см. рис. 2), в которой центр первой ячейки должен попасть в логарифмическую область пограничного слоя. Тогда поток импульса на стенке – касательное напряжение τ_w – можно определить по касательной скорости в центре первой ячейки, $V_{\tau 1}$, из классического соотношения:

$$\frac{|V_{\tau 1}|}{(|\tau_w|/\rho_w)^{1/2}} = \frac{1}{0.41} \ln \left[(y_w)_1 \frac{(\rho_w |\tau_w|)^{1/2}}{\mu_w} \right] + 5.$$

Величины плотности и молекулярной вязкости на стенке, ρ_w, μ_w , можно определить по формулам

$$\mu_w = 1.72 \cdot 10^{-5} \left(\frac{T_w}{273} \right)^{3/2} \frac{273 + 122}{T_w + 122} \left[\frac{\text{кг}}{\text{м} \cdot \text{с}} \right], \rho_w = \frac{p_w m_w}{R_0 T_w},$$

где R_0 – универсальная газовая постоянная. Давление и молекулярный вес газа у стенки (p_w и m_w) считаются такими же, как в центре первой ячейки. Температура стенки, T_w , задается в расчете. Тепловой поток на стенке, q_w , определяется из предположения, что профиль температуры линейно связан с профилем скорости. Это дает

$$q_w = \frac{C_p (T_1 - T_w)}{\text{Pr} |V_{\tau 1}|} \tau_w.$$

Расчеты по-прежнему проводились с локальным шагом по времени. Однако в невязком ядре потока сетка является почти равномерной, шаг по времени

в каждом сечении почти постоянен, и локальный шаг по времени там близок к глобальному. Если предположить, что благодаря быстрому выравниванию давления поперек пограничного слоя течение в пограничном слое быстро реагирует на изменения в невязком ядре потока, то можно надеяться, что расчет с локальным шагом даст хотя бы качественно правильное описание развития нестационарного процесса.

Вначале был проведен расчет с температурой стенок $T_w = 650$ К. Развитие горения в канале показано на рис. 6. В отличие от “невязкого” расчета, помимо волны горения, созданной взрывом от “электрического разряда”, в “вязком” расчете возникает еще один очаг слабого горения – в области за уступом камеры. Горение, зародившееся за уступом, постепенно распространяется по пограничному слою – сначала вправо, навстречу волне горения, а затем (по мере роста области горения за ступенькой) и влево, по направлению к сечению инъекции. Когда волна горения доходит до сечения инъекции, она превращается в обычный прямой скачок уплотнения и продолжает двигаться далее вверх по потоку. Взаимодействие этого скачка с пограничными слоями на стенках изолятора приводит к формированию структуры типа *псевдоскачка* – области течения, в которой переход от сверхзвукового течения к дозвуковому осуществляется не в прямом скачке, а в серии косых скачков, взаимо-

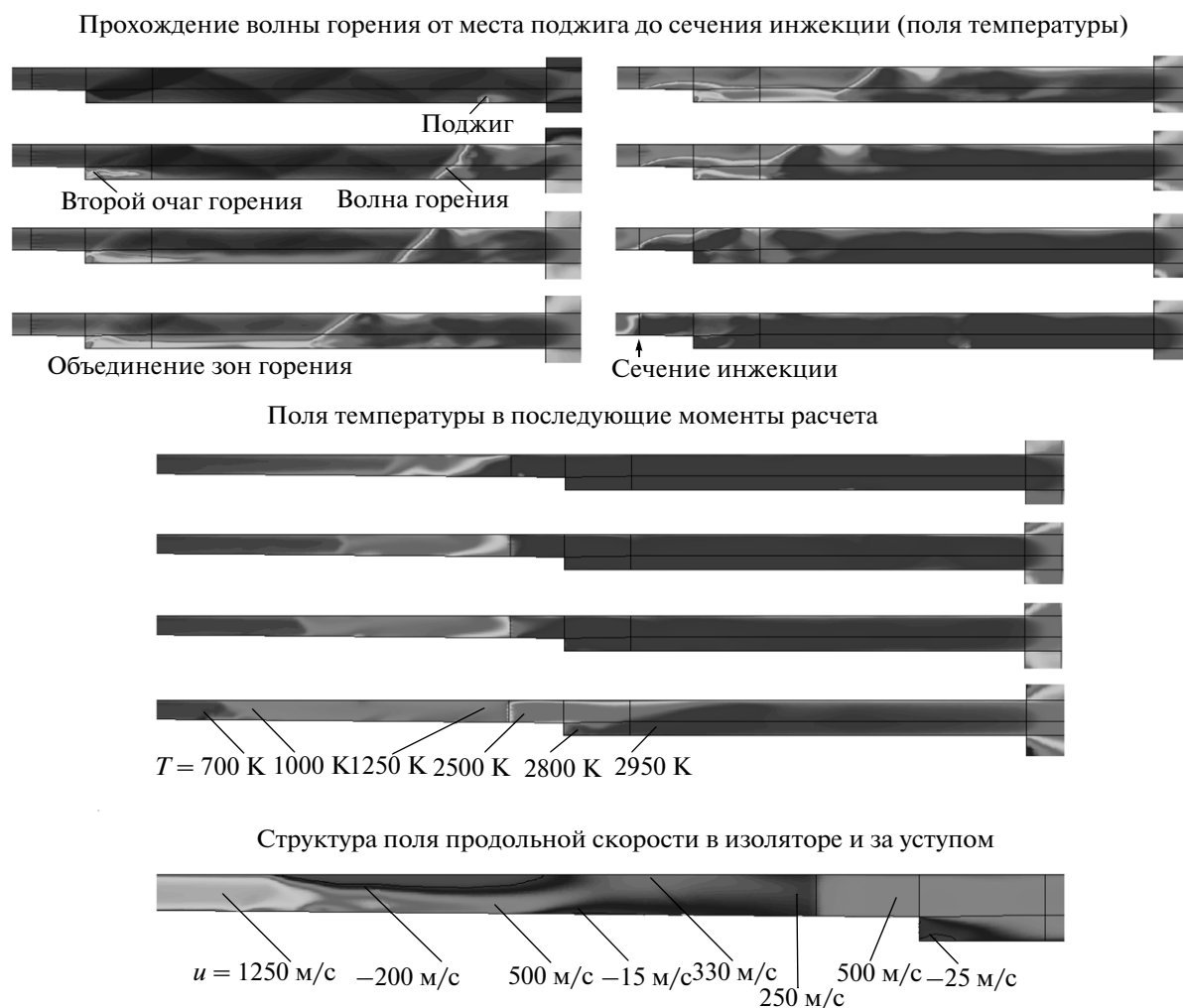


Рис. 6. Развитие поля течения в расчете с граничным условием “закон стенки” и с локальным шагом по времени.

действующих с пограничными слоями [7] (см. последние этапы развития процесса на рис. 6).

По мере движения первичного скачка уплотнения вверх по течению он все более и более ослабляется волнами разрежения, идущими от выхода из камеры сгорания. В конце концов он ослабляется настолько, что его начинает сносить вниз по потоку (см. рис. 7). Температура за ним падает, период задержки воспламенения увеличивается, и область горения начинает отступать все ниже и ниже по потоку от сечения инжекторов.

Однако впоследствии горение начинает возвращаться обратно вверх по потоку (см. рис. 7). Было сделано предположение, что это связано с сохранением горения в рециркуляционной зоне за уступом камеры, где имеются благоприятные условия (высокие температуры в пограничном слое и долгие времена пребывания газа). Из-за турбулентного диффузионного переноса тепла от рециркуляцион-

ной зоны вверх, к невязкому ядру потока, начинается повторный рост температуры в невязком ядре, задержка воспламенения сокращается, и горение возвращается обратно к сечению инжекции.

Однако при температуре стенок $T_w = 650\text{ K}$ температура газа в рециркуляционной зоне постепенно падает, и в конце концов пламя уходит вниз по потоку и покидает камеру сгорания. Поэтому был проведен расчет, в котором температура стенок вниз по потоку от сечения инжекции была задана равной $T_w = 1000\text{ K}$. В результате горение в рециркуляционной зоне перестало вырождаться и возникли незатухающие колебания фронта горения. Один цикл таких колебаний и представлен на рис. 7.

Полученные в расчете распределения давления по стенкам камеры были осреднены за один период колебаний фронта горения и сопоставлены с экспериментальными данными (см. экспериментальные кривые на рис. 5). На участке вверх по потоку от се-



Рис. 7. Один цикл колебаний фронта пламени в расчете с локальным шагом по времени при температуре стенки $T_w = 1000$ К. Поля температуры в последовательные моменты времени.

чения инъекции было получено неплохое согласование с экспериментом. Результаты вниз по потоку от уступа стали немного хуже, чем в “невязком” расчете (давление немного снизилось, и появилась заметная разница между распределениями по верх-

ней и нижней стенкам, которая не видна из экспериментальных данных).

При этом оставался вопрос: можно ли доверять полученному решению с колебаниями фронта горения? Ведь процедура локального шага по времени

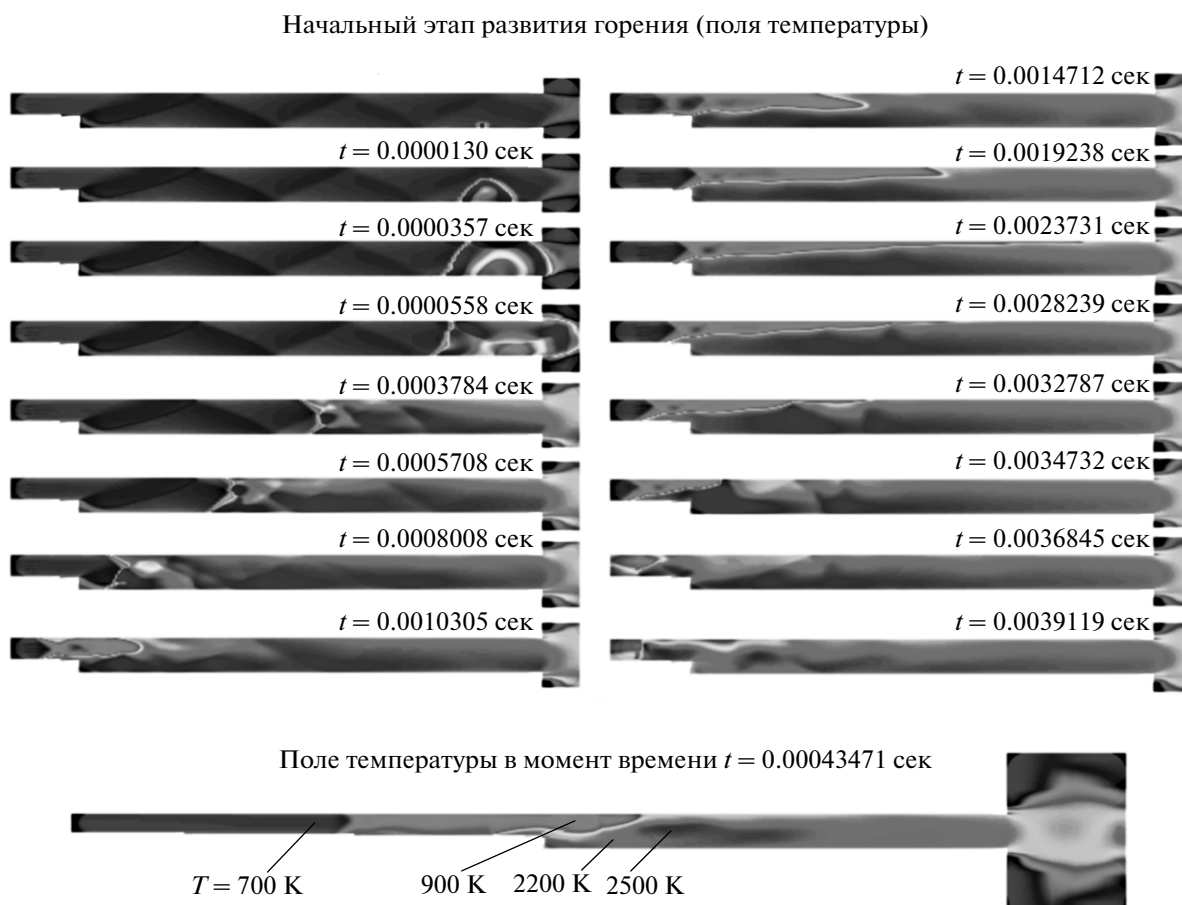


Рис. 8. Развитие поля течения в расчете с граничным условием “закон стенки” и с дробным шагом по времени. Температура стенки $T_w = 600$ К, энергия поджига – 550 Дж.

приводит к некорректному описанию нестационарных процессов. Чтобы разрешить эти сомнения, был предложен третий подход к организации расчетов.

4. РАСЧЕТ С ГРАНИЧНЫМ УСЛОВИЕМ “ЗАКОН СТЕНКИ” И С ДРОБНЫМ ШАГОМ ПО ВРЕМЕНИ

Для корректного описания нестационарных процессов была разработана технология *дробного шага по времени*. В разных ячейках сетки расчет по-прежнему ведется с разным шагом по времени. В каждой конкретной ячейке величина шага по времени берется равной $\tau = \tau_{max} / 2^k$, где τ_{max} – максимальный шаг по времени по всей расчетной области, а целочисленный параметр k подбирается так, чтобы в данной ячейке удовлетворялось местное условие устойчивости. В течение одного глобального шага по времени в данной ячейке делается 2^k ло-

кальных шагов по времени. В разных ячейках количество локальных шагов по времени различно. Но к концу глобального шага по времени время во всех ячейках увеличивается на одну и ту же величину – τ_{max} . Кроме того, на каждом локальном шаге параметры в ячейках, примыкающих к данной ячейке, приводятся к тому же времени, что и время в данной ячейке, путем интерполяции по времени. В результате нестационарное развитие течения описывается корректно. При рациональном программировании эта процедура заметно ускоряет расчет (так как в крупных ячейках делается мало шагов по времени). Следует отметить, что впервые дробный шаг по времени был применен к расчету течений с горением в работе [8]. С использованием технологии дробного шага по времени были выполнены новые расчеты с граничным условием “закон стенки” на твердых стенках.

На рис. 8 показан начальный этап развития горения. Сравнение с рис. 6 показывает, что при кор-

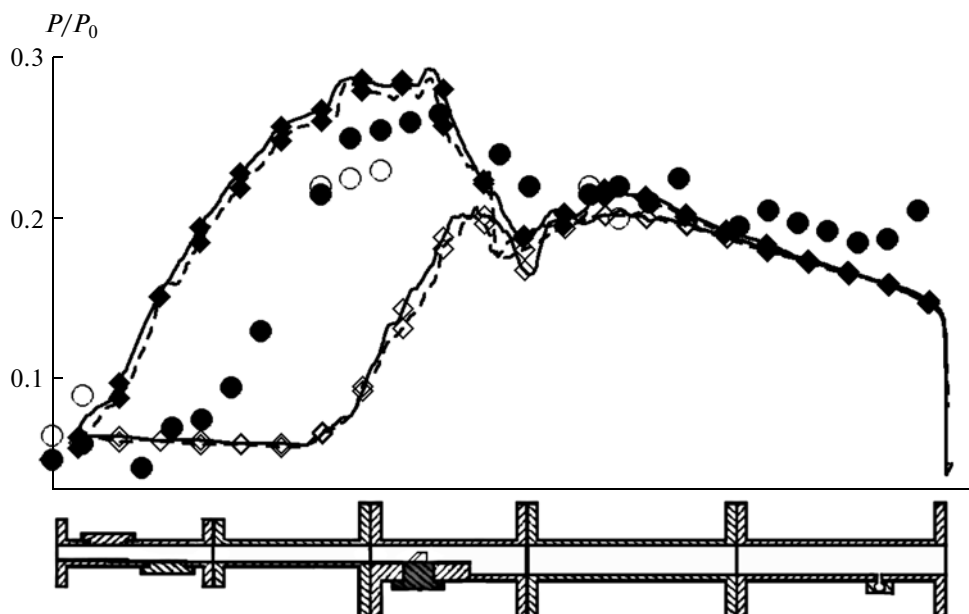


Рис.9. Распределения полного давления, полученные в эксперименте и в “вязких расчетах” (с прилипанием потока на твердых стенках) при разных значениях температуры стенок. Шаг по времени – дробный. Штриховые линии – нижняя поверхность; сплошные – верхняя поверхность; ○ – эксперимент, нижняя поверхность; ● – эксперимент, верхняя поверхность; — — расчет для $T_w = 1000$ К, -◇- — расчет для $T_w = 650$ К.

ректном описании нестационарного процесса он развивается несколько иначе. При энергии поджига 550 Дж волна горения, идущая вверх по потоку, имеет маховскую структуру (прямой скачок и два косых скачка, вызванных отрывными зонами на верхней и нижней границах потока). Но при приближении к зоне инжекции фронт горения отстает от головного скачка и даже начинает отступать назад. Происходит колебание фронта горения, напоминающее описанное выше, и только после этого фронт горения возвращается обратно вверх по потоку и достигает сечения инжекции. И сразу начинается новое отступление фронта горения. Таким образом, колебания фронта горения возникают и при корректном описании нестационарных процессов в камере.

В отличие от расчетов с локальным шагом, колебательный режим устанавливается и при $T_w = 650$ К, и при $T_w = 1000$ К. Несмотря на некоторые различия, в целом процесс колебаний фронта горения протекает подобно процессу, показанному на рис. 7. Благодаря дробному шагу по времени каждому моменту счета можно приписать определенное значение физического времени. Это позволило оценить частоту колебаний фронта горения: она составляет примерно 250 Гц.

На рис.9 осредненные по периоду колебаний распределения давления, полученные в расчетах с $T_w = 650$ К и 1000 К, сравниваются с экспериментальными данными. На широком участке канала

(вниз по потоку от уступа) эти распределения близки друг к другу и к экспериментальным данным. А вот протяженность псевдоскачка в изоляторе (вверх по потоку от инжекторов) при температуре стенок *вниз по потоку от инжекторов* $T_w = 1000$ К получилась почти в 3 раза больше, чем при $T_w = 650$ К. Экспериментальные данные лежат посередине между этими крайними случаями. По-видимому, для получения правильной длины псевдоскачка необходимо учитывать изменение условий теплообмена на стенках по длине канала.

5. ВЕРИФИКАЦИЯ ТРЕТЬЕГО ПОДХОДА

Вынужденным недостатком третьего подхода является использование приближенного граничного условия “закон стенки”. Это условие, основанное на структуре автомодельного пограничного слоя на пластине, может давать ошибки в реальном течении – неоднородном и развивающемся по времени. Это условие наверняка работает некорректно в окрестности точек отрыва и присоединения пограничного слоя и в рециркуляционной зоне за уступом канала. Поэтому были выполнены тестовые расчеты, призванные проверить применимость третьего подхода. Идея тестов состояла в том, что если “отключить” химические реакции, то компьютерные затраты существенно сократятся. Тогда появится возможность провести расчет с дробным шагом даже с условием прилипания потока к стенке

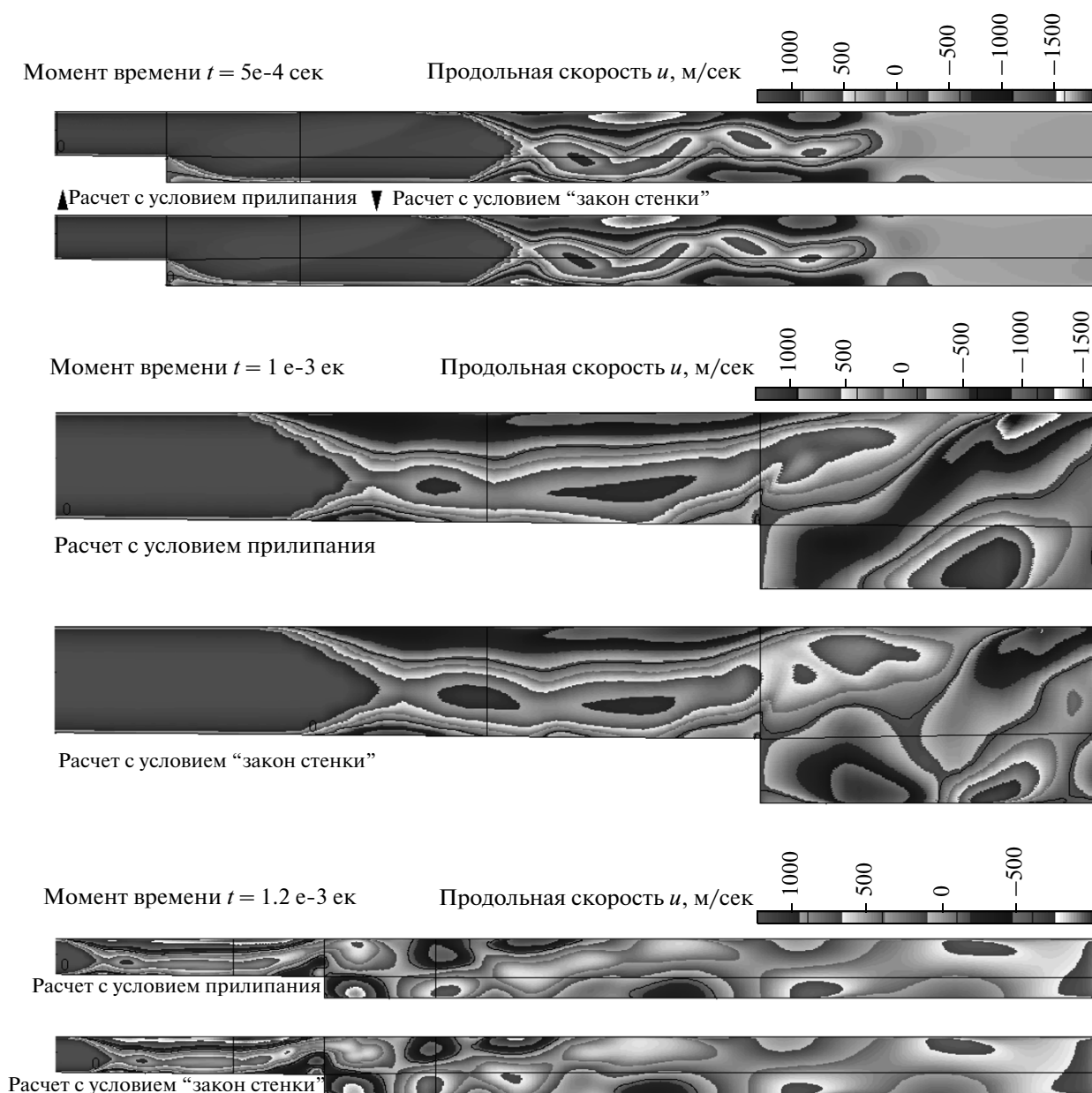


Рис. 10. Сравнение структуры течения в одинаковые моменты времени, полученной в расчетах с граничным условием прилипания и с условием “закон стенки”. Расчеты без химических реакций.

(хотя этот расчет и будет очень долгим). Для верификации третьего подхода нужно сравнить решение этой задачи, полученное с граничным условием “закон стенки”, и решение, полученное с условием прилипания.

Использовалась та же конфигурация камеры сгорания, но без сопла аэродинамической трубы слева и без буферных подобластей справа. На входе в камеру (слева) был задан поток воздуха с параметрами, близкими к параметрам в реальной камере: $M = 2.5$, давление – 1 атм, температура – 700 К, с

турбулентными пограничными слоями толщиной 0.011 м на верхней и нижней стенках канала. Начальное поле было получено с условием прилипания потока на твердых стенках и с температурой стенок $T_w = 650$ К на сетке, которая была еще подробнее, чем первая из сеток на рис. 2 (по 20 ячеек в каждом пограничном слое; как в вязкий подслой, так и в буферную зону пограничного слоя помещалось по 3-4 ячейки). Расчеты проводились для газа с постоянным составом воздуха. После этого на правой границе был задан поток воздуха, втекающий влево, с

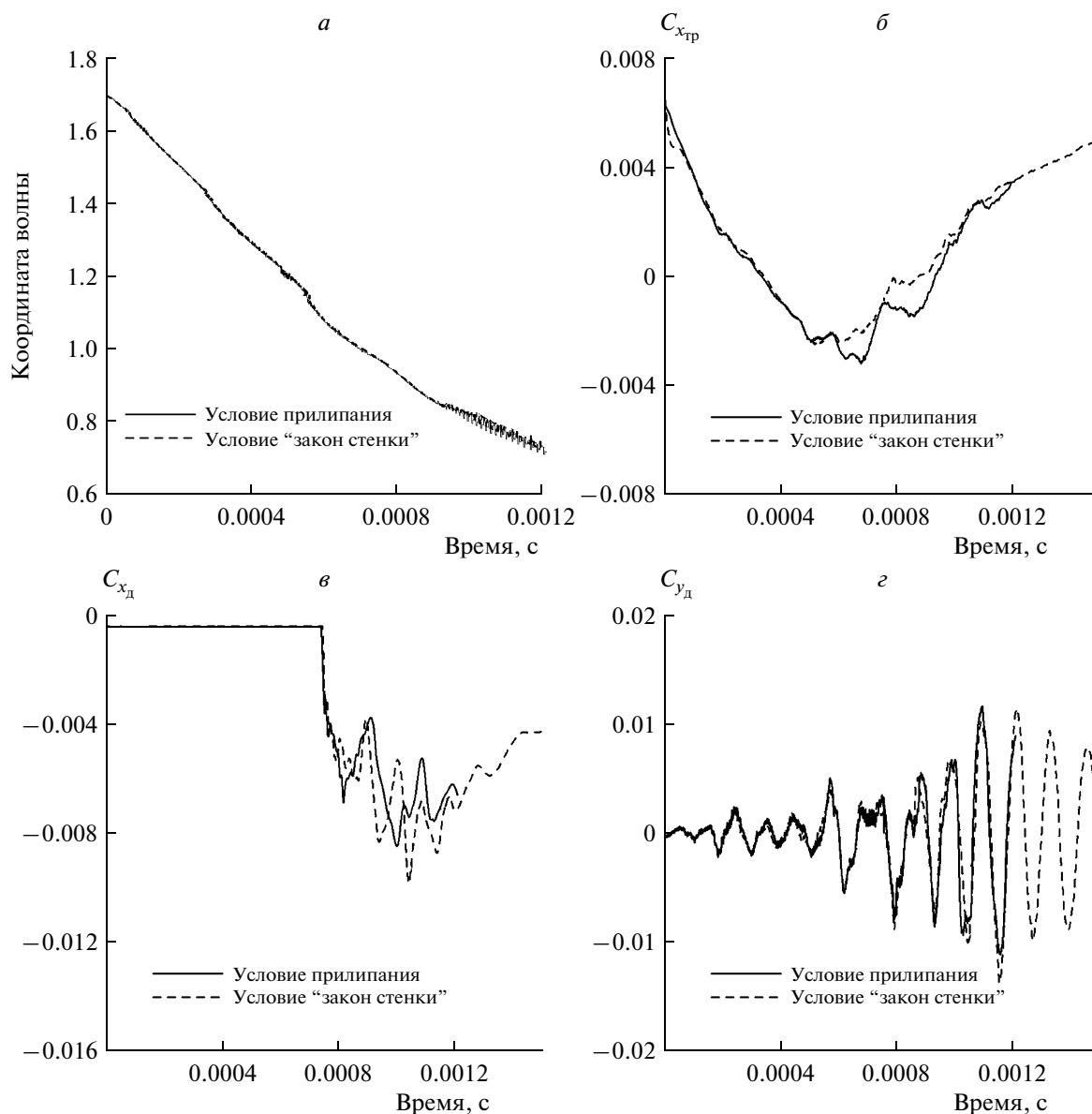


Рис. 11. Сравнение расчетов с граничным условием прилипания (сплошные линии) и с условием “закон стенки” (штриховые линии): *a* – траектория головного скачка уплотнения; *б* – коэффициент вязкого трения; *в* – коэффициент продольной силы давления; *г* – коэффициент вертикальной силы давления.

параметрами: продольная скорость – -250 м/с, давление – 10 атм, температура – 2400 К, с турбулентными пограничными слоями толщиной 0.011 м на верхней и нижней стенках канала. Это приводило к возникновению интенсивного прямого скачка уплотнения, который двигался вверх по потоку. Из-за взаимодействия этого скачка с пограничными слоями в канале формировалась нестационарная структура с отрывными зонами, напоминающая псевдоскачок. Спустя $5 \cdot 10^{-4}$ с физического времени граничное условие на правой границе заменя-

лось на граничное условие свободного истечения воздуха в безграничное пространство, заполненное покоящимся воздухом с параметрами: давление – 1 атм, температура – 288 К. В результате сжатые газы в конце камеры сгорания начинали истекать из нее вправо. Псевдоскачок продолжал двигаться влево, достигал уступа камеры и входил в изолятор.

Было выполнено два расчета этого нестационарного процесса:

Первый расчет проводился на описанной выше подробной сетке, с условием прилипания на стенке

и с дробным шагом по времени. Этот расчет считался эталонным. Из-за условия прилипания он шел очень медленно — даже несмотря на ускорение, обусловленное использованием дробного шага по времени. В то время как в самых крупных ячейках выполнялся один шаг по времени, в самых маленьких ячейках приходилось делать от 1024 до 8192 шагов и вычислительные затраты были очень велики.

Второй расчет проводился на третьей из сеток, показанных на рис. 2, с условием “закон стенки” и тоже с дробным шагом по времени. Этот расчет требовал гораздо меньших временных затрат. На один шаг в крупнейших ячейках приходилось от 16 до 128 шагов в самых маленьких ячейках. На прохождение одного и того же интервала физического времени этот расчет требовал примерно в 35 раз меньше компьютерного времени.

На рис. 10 сравниваются поля продольной скорости u , полученные в этих расчетах в одни и те же моменты физического времени. На этом рисунке использована немонотонная палитра, чтобы иметь возможность сравнить тонкие различия каждой пары полей. На каждом поле проведена изолиния $u = 0$, отделяющая области, где течение газа направлено влево. В момент времени $t = 5 \cdot 10^{-4}$ с (когда прекращался вдув газа сквозь правую границу) решения, полученные двумя способами, почти неразличимы. Наибольшие различия, естественно, возникают при прохождении волны мимо уступа ($t \approx 10^{-3}$ с), когда происходит перестройка структуры отрывных зон в псевдоскачке и применение граничного условия “закон стенки” является вообще некорректным. Однако вскоре после прохождения уступа ($t = 1.2 \cdot 10^{-3}$ с) различия двух расчетов снова становятся минимальными.

На рис. 11 сравниваются полученные в этих расчетах траектория головного скачка уплотнения и временные зависимости коэффициентов сил, действующих на модельную камеру. Видно, что оба расчета дают очень близкие значения скорости распространения волны. Остальные зависимости начинают различаться лишь после начала взаимодействия волны с уступом. Наибольшие количественные различия видны на временных зависимостях коэффициентов продольных сил давления и вязкого трения.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для численного исследования распространения горения в каналах со сверхзвуковым потоком вязкого газа можно порекомендовать расчеты с дробным шагом по времени и граничным условием “закон стенки”. Этот подход позволяет получить правильные характерные времена протекающих процессов и качественно правильную структуру течения за приемлемое время счета (при наличии горения — несколько суток на современных персональных компьютерах без распараллеливания), тогда как времена расчета течения в камере сгорания с условием прилипания при наличии неравновесного горения неприемлемо велики (несколько месяцев на один расчет). Однако детали процесса в моменты перестройки структуры отрывов отличаются от эталонных, и величина продольной силы предсказывается неточно.

Проведенные исследования позволяют утверждать, что в данной камере сгорания возможно существование нестационарных режимов с продольными колебаниями фронта горения. Предложен возможный физический механизм возникновения данных колебаний. Частота колебаний составляет около 250 Гц.

Установлено, что для правильного моделирования длины псевдоскачка необходимо учитывать изменение условий теплообмена на стенках по длине канала. Это предполагается сделать в ходе дальнейших исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волощенко О.В., Зосимов С.А., Николаев А.А. // Модели и методы аэродинамики. Матер. I и II Междунар. Шк.-сем. М.: МНЦМО, 2002. С. 75.
2. Пиотрович Е.В., Серманов В.Н., Острась В.Н. и др. // Модели и методы аэродинамики. Матер. I и II Междунар. Шк.-сем. М.: МНЦМО, 2002. С. 102.
3. Coakley T.J. // AIAA Paper 83-1693. 1983.
4. Westbrook Ch.K., Dryer F.L. // Prog. Energy Combust. Sci. 1984. Vol. 10. P. 1.
5. Власенко В. В. // Тр. ЦАГИ. 2007. Вып. 2671. С. 20.
6. Власенко В.В., Сабельников В.А. // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31. № 3. С. 118.
7. Гуськов О.В., Копченков В.И., Липатов И.И., Острась В.Н., Старухин В.П. Процессы торможения сверхзвуковых течений в каналах. М.: Физматлит, 2008.
8. Pervaiz M.M., Baron J.R. // AIAA J. 1989. V. 27. № 10. P. 1368.