

ПРЯМОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДА К ДЕТОНАЦИИ ГОРЕНИЯ ВОДОРОДОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В ТРУБЕ С ПРЕПЯТСТВИЯМИ

О. Г. Синькова, В. П. Стаценко, Ю. В. Янилкин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

С помощью кода FIRECON выполнено прямое 3D численное моделирование развития турбулентного горения в водородовоздушной смеси. Эволюция этого течения приводит к переходу горения в детонацию при перемещении фронта пламени вдоль трубы с перегородками. Результаты численного моделирования сравниваются с известными экспериментальными данными.

Ключевые слова: водородовоздушная смесь, турбулентное горение, детонация, 3D моделирование.

Введение

Одной из важных задач при анализе безопасности атомных электростанций (АЭС) является определение механических нагрузок, возникающих при горении водорода в результате аварии. Уровни механических нагрузок зависят от скорости энерговыделения при горении, которая значительно отличается для разных режимов горения. На практике в зависимости от исходных данных (состав образующейся смеси, размер и геометрия защитной оболочки (ЗО) АЭС) могут реализоваться различные режимы горения – от медленного горения (при небольшом превышении предела воспламенения) до детонации, включая промежуточные стадии перехода горения в детонацию. Поэтому задача в большой степени сводится к надежному прогнозированию режима горения со всеми количественными характеристиками, необходимыми для расчета механических нагрузок на конструкции. Для геометрически сложных конструкций такая задача трудно выполнима. В то же время можно показать (и мы собираемся это сделать в данной работе), что прямое численное моделирование турбулентного горения является достаточно надежным способом описания перехода к детонации водородовоздушной смеси, находящейся в конструкции.

1. Постановка и результаты опытов

В работе [1] выполнено экспериментальное исследование перехода горения в детонацию в водородовоздушной смеси. Опыты проводились на установке, представляющей трубу длиной 11 м и диаметром 5 см. В начальном участке трубы протяженностью 3 м помещались препятствия различного вида, создающие коэффициент перекрытия от $BR = 0,44$ до $BR = 0,6$. В одном виде опытов препятствия представляли спирали Щелкина, расположенные с шагом 5 см, создающие коэффициент перекрытия $BR = 0,44$. В двух из трех видов опытов препятствия представляли диски с отверстием внутри – диски располагались на расстоянии 5 см друг от друга. Диаметр внутреннего отверстия в первом случае $d = 3,75$ см, что соответствует $BR = 0,44$, в другом – $d = 3,16$ см, что соответствует $BR = 0,6$. Измерения выполнялись для ряда значений объемной доли водорода β_{H_2} : от 10 % до 45 %. Начальное давление равнялось 10^5 Па, начальная температура – комнатная.

В опытах [1] при распространении горения в секции с препятствиями на расстояние 10–40 диаметров трубы происходит выход скорости фронта пламени на некоторое постоянное значение. Для $\beta_{H_2} < 13\%$ скорость фронта пламени субзвуковая: < 200 м/с (см. рис. 5 из работы [1]). Однако около $\beta_{H_2} = 13\%$ происходит резкий переход, при этом достигается сверхзвуковая скорость фронта пламени. Эта скорость при $\beta_{H_2} < 25\%$ достигает максимального в секции с препятствиями значения около 800 м/с (см. рис. 7 из работы [1]). При $\beta_{H_2} > 25\%$ происходит переход к детонации, для спиралей Щелкина при $\beta_{H_2} = 30\%$ достигается скорость Чепмена–Жуге, при $\beta_{H_2} = 25\%$ происходит скачок скорости от 900 до 1500 м/с. Для препятствий в виде дисков с отверстиями скорость несколько ниже.

2. Постановка и результаты расчетов

Расчетная область представляет трубу длиной $L = 11$ м и диаметром $D = 5–10$ см. В начальном участке трубы протяженностью 3 м помещаются препятствия. Препятствия представляют собой диски с отверстием внутри – диски располагаются на расстоянии 5 см друг от друга. Диаметр внутреннего отверстия $d = 3,75$ см для $D = 5$ см и $d = 7,5$ для $D = 10$ см, что соответствует $BR = 0,44$. Граничные условия на поверхностях – «жесткие стенки» со скольжением.

Расчеты выполнены для двух значений объемной доли водорода β_{H_2} : $\beta_{H_2} = 25\%$ и $\beta_{H_2} = 30\%$. В одном из расчетов с $\beta_{H_2} = 30\%$ диаметр трубы равен 10 см (вариант 1). Начальное давление – 10^5 Па, начальная температура – $T_0 = 20$ °С всюду кроме точки поджига. Поджиг смеси осуществлялся заданием температуры $T_{i0} = 1072$ °С в одной ячейке в середине торца начального участка трубы ($z = 0$). Счетная сетка кубическая с размером ячейки h , указанным в таблице. Для начальной инициализации турбулентности специально ничего не задавалось, так как достаточно малых возмущений, вызванных взаимодействием волны горения с сеткой.

Всюду, где не указаны единицы величин, подразумевается система СИ: м, кг, с. Расчеты проводились по коду FIRECON [2]. Варианты расчетов приведены в таблице.

Варианты расчетов

Номер варианта	1	2	3
$\beta_{H_2}, \%$	30	30	25
$D, \text{см}$	10	5	5
$h, \text{см}$	0,25	0,125	0,125

2.1. Вариант 1

На рис. 1 показано положение концентрации веществ: синим цветом обозначено сгоревшее вещество, зеленым – несгоревшее, красным – стенки (см. цветную вкладку).

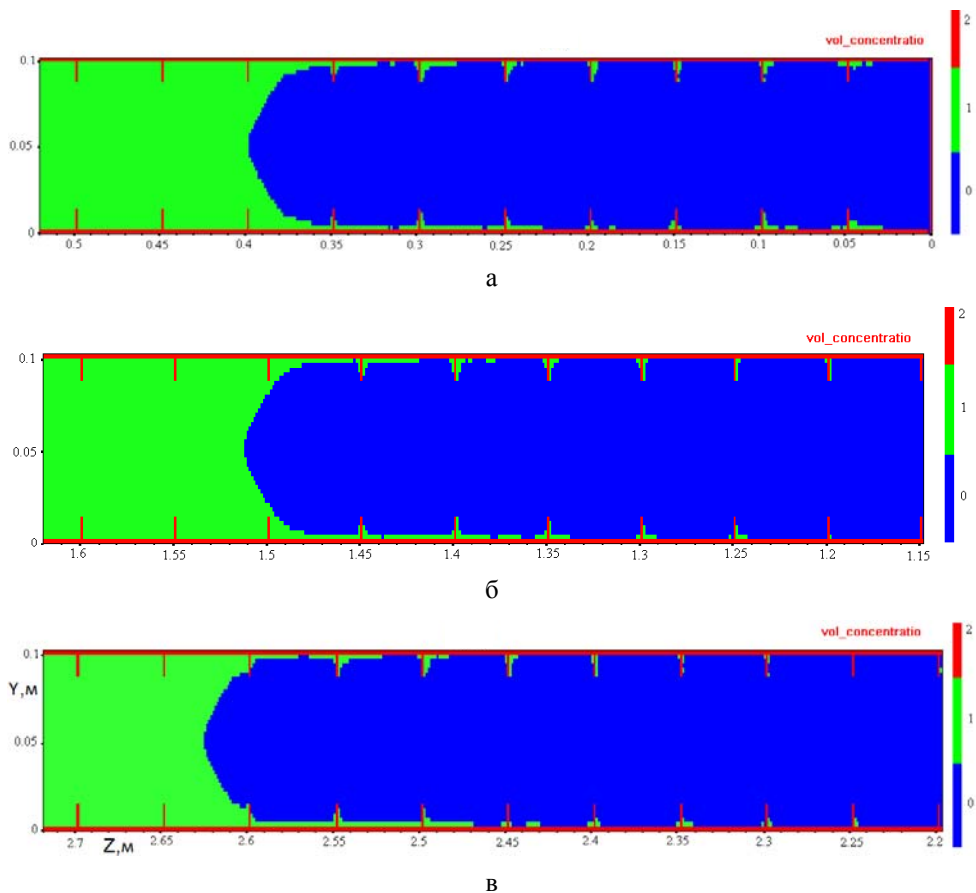


Рис. 1. Распределение концентрации в варианте 1 на моменты времени $t = 0,0004$ с (а), $t = 0,0009$ с (б), $t = 0,0014$ с (в)

Наблюдается постоянная форма фронта пламени, в том числе на последний момент времени ($t = 0,0014$). Положение фронта на этот момент $Z_F \approx 2,62$ м. Как видно из рис. 2, $Z_F(t)$ в этом расчете быстро выходит на линейную зависимость.

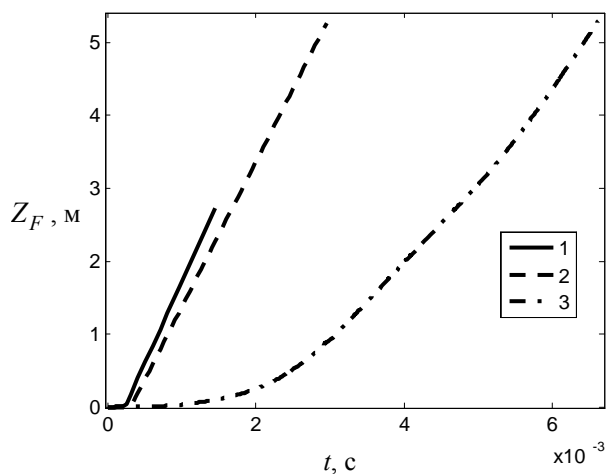


Рис. 2. Зависимость от времени положения фронта пламени. 1–3 – варианты 1–3 соответственно

2.2. Вариант 2

На рис. 3 показано поле концентраций веществ.

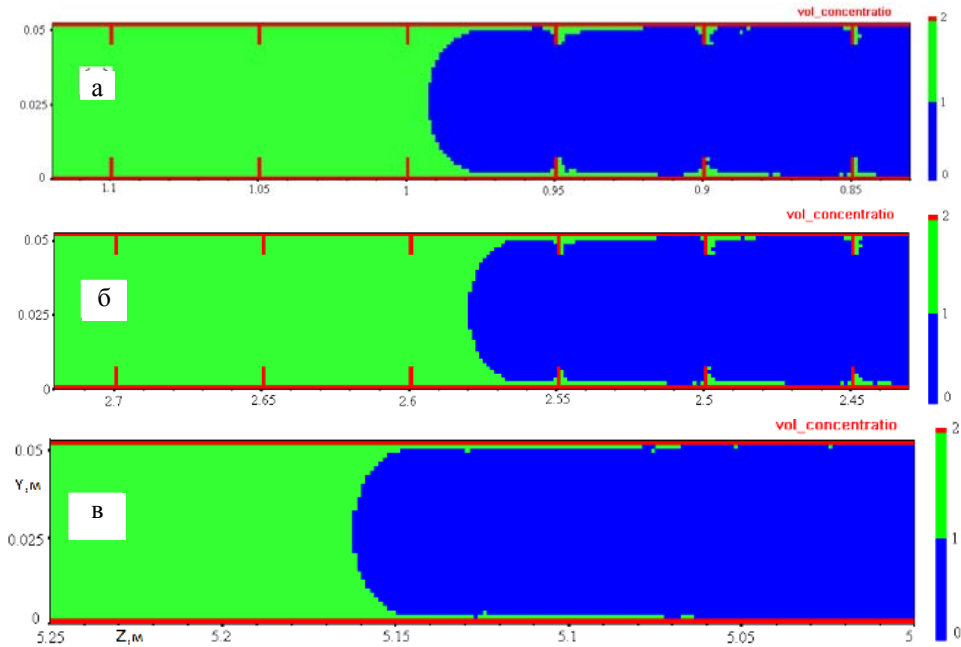


Рис. 3. Распределение концентрации в варианте 2 на моменты времени $t = 0,0008$ с (а), $t = 0,0016$ с (б), $t = 0,0029$ с (в)

Наблюдается постоянная форма фронта пламени, в том числе на последний момент времени ($t = 0,0029$), когда пламя движется в области без препятствий. Положение фронта на этот момент $Z_F \approx 5,16$ м.

Как видно из рис. 3, зависимость $Z_F(t)$ в этом расчете также быстро (при $t \gtrsim 3 \cdot 10^{-4}$ с) выходит на линейный закон.

Положению фронта на моменты $t \gtrsim 3 \cdot 10^{-4}$ с, например, $t = 0,001$ с ($Z_F \approx 1,4$ м) и $t = 0,0029$ с ($Z_F \approx 5,16$ м), соответствует сильная турбулентность за фронтом горения, проявляющаяся здесь в больших пульсациях гидродинамических величин (рис. 4), в том числе давления (рис. 4,б). Эти пульсации совершенно аналогичны наблюдавшимся в опытах, описанных в книге [3]. Их пространственный масштаб составляет около 4 см, т. е. около диаметра трубы, что также согласуется с экспериментальными данными [3].

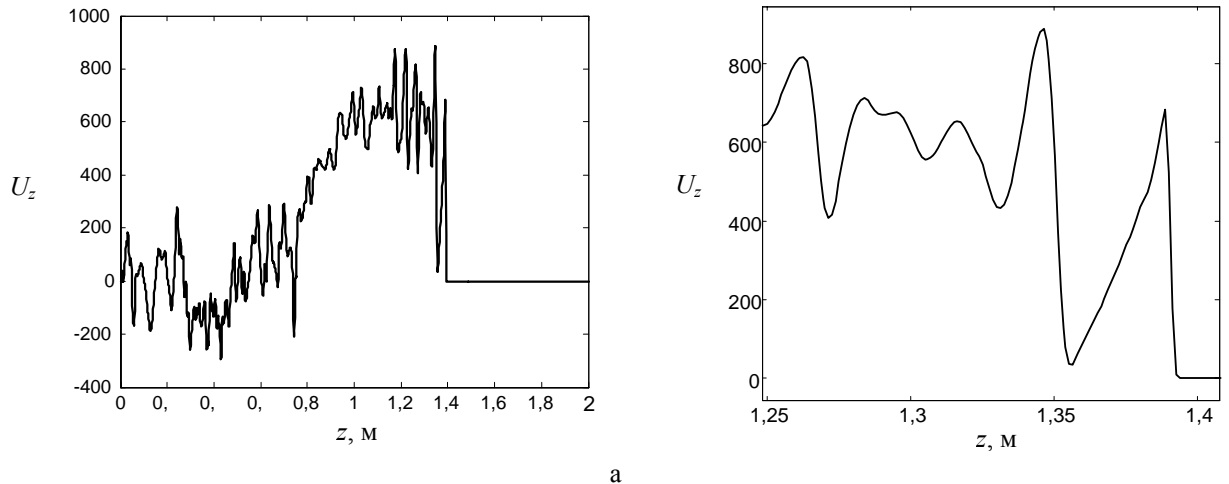


Рис. 4. Вертикальная компонента скорости U_z (а), давление P (б), плотность ρ (в) на оси трубы вблизи фронта горения, вариант 2, $t = 0,001$ с (см. также с. 7)

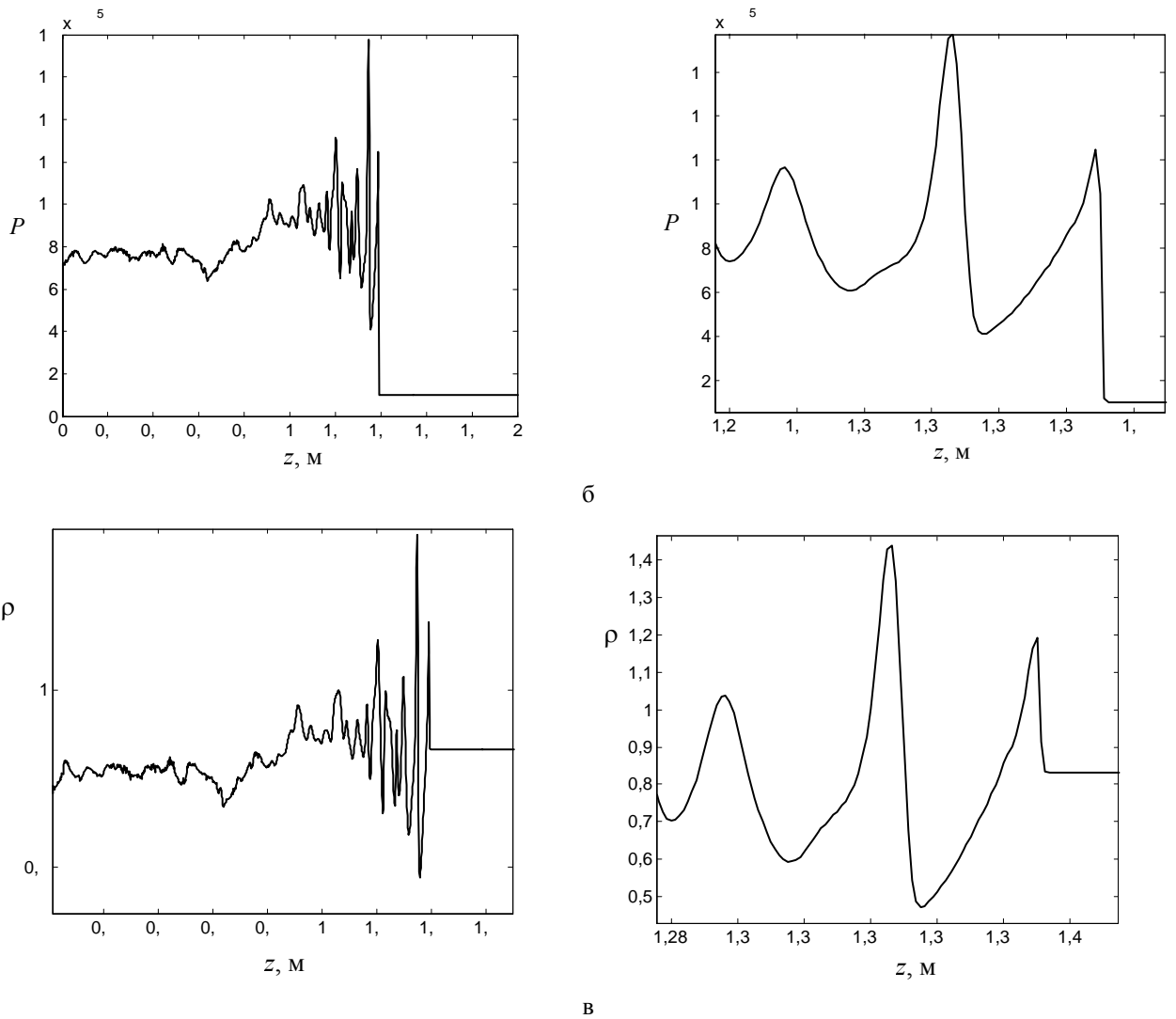


Рис. 4. Окончание

Распределение продольной компоненты скорости в поперечном сечении вблизи фронта пламени ($z = 5,1$ м) близко к осесимметричному (рис. 5) и имеет регулярный, но немонотонный характер – см. также рис. 6, 7.

В то же время в сечении, проходящем через ось симметрии, явно виден турбулентный характер распределения продольной компоненты скорости и плотности (рис. 8).

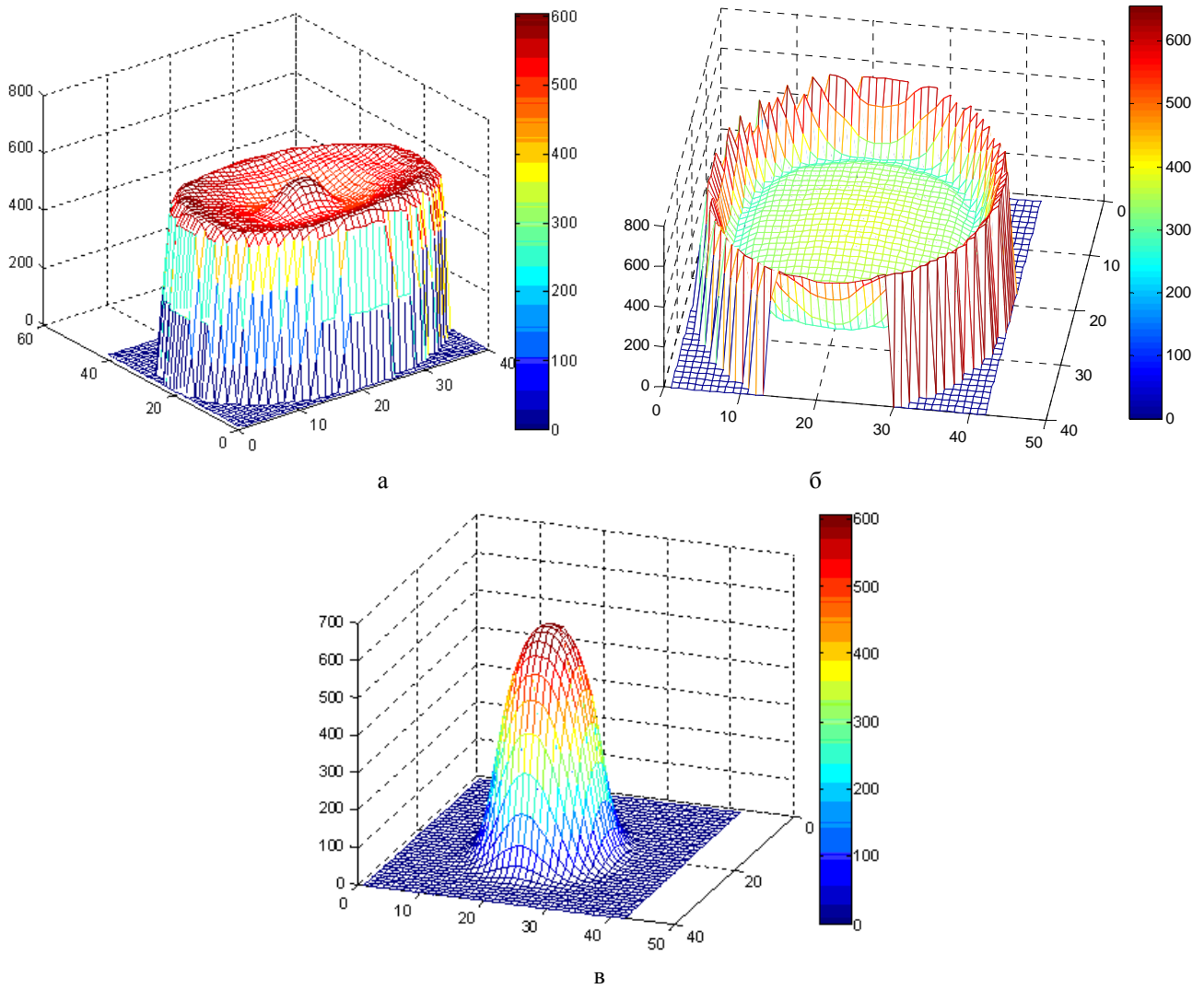


Рис. 5. Распределение продольной компоненты скорости в варианте 2 в сечении $z = 5,1$ м (а), $z = 5,15$ м (б) и $z = 5,1625$ м (в) вблизи фронта пламени на $t = 0,0029$ с

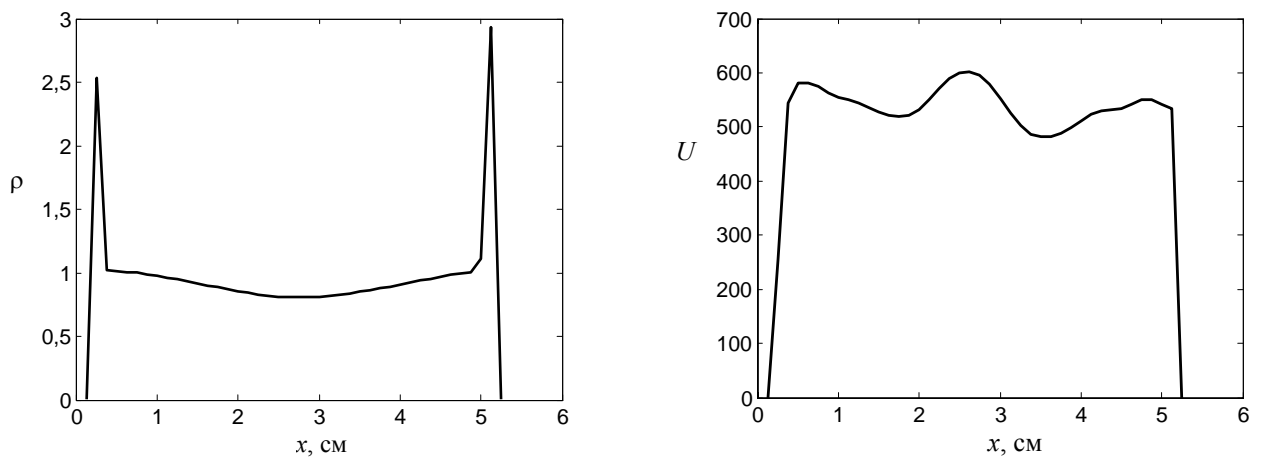


Рис. 6. Профили плотности (слева) и продольной компоненты скорости (справа) вблизи фронта пламени ($z = 5,1$ м) в варианте 2 на $t = 0,0029$ с

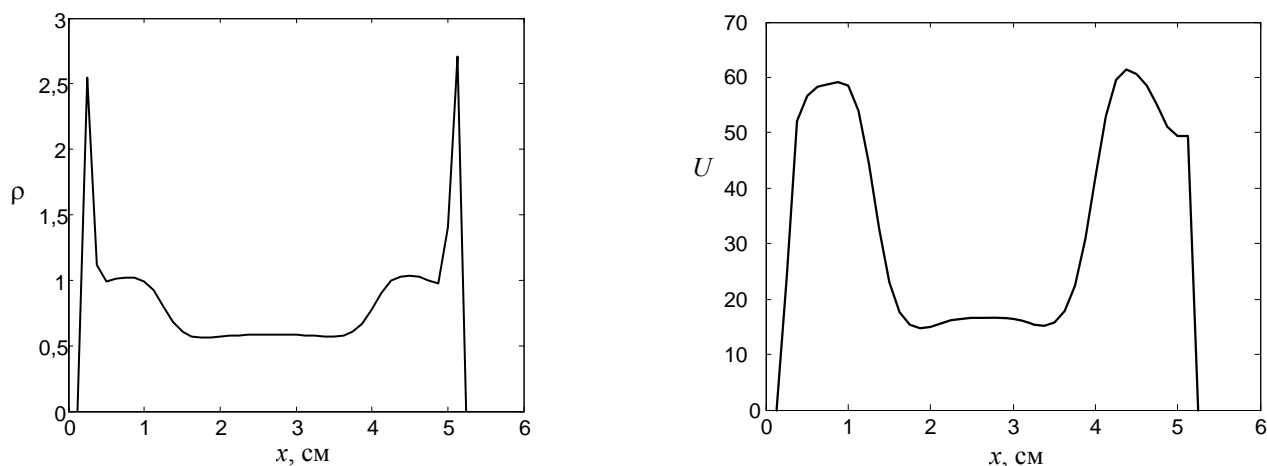


Рис. 7. Профили плотности (слева) и продольной компоненты скорости (справа) вблизи фронта пламени ($z = 5,1375$ м) в варианте 2 на $t = 0,0029$ с

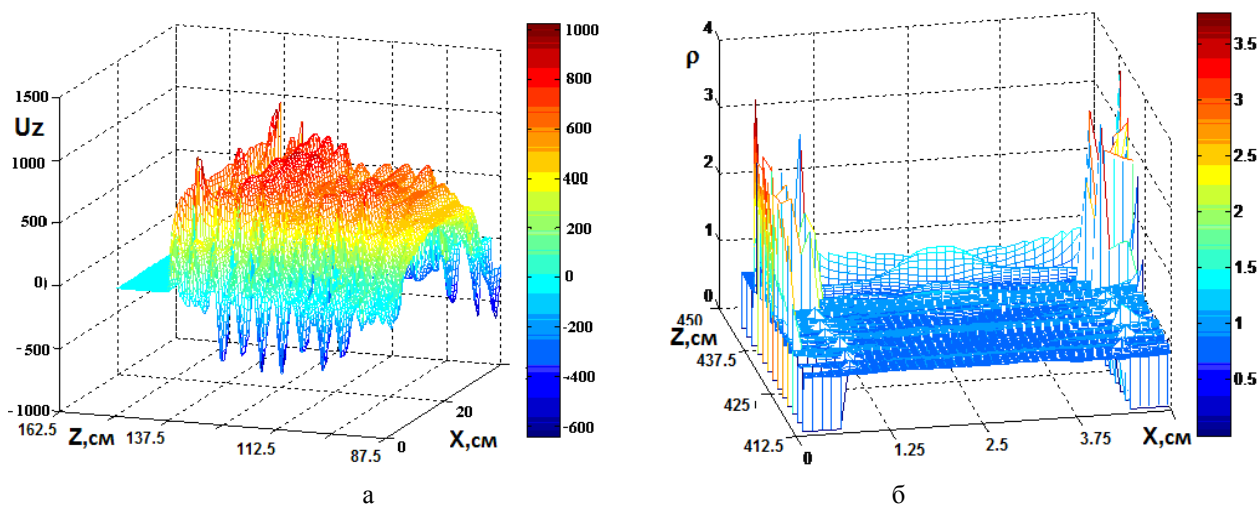


Рис. 8. Распределение продольной компоненты скорости (а) и плотности (б) в варианте 2 в сечении через ось симметрии вблизи фронта пламени на $t = 0,001$ с

2.3. Вариант 3

На рис. 9 показано поле концентраций веществ. Форма фронта пламени изменяется со временем, причем имеются четыре стадии.

Первая, начальная, стадия, на которой наблюдается относительно большая доля несгоревшей смеси за фронтом пламени (см. рис. 9,а). На второй стадии (рис. 9,б–г) доля несгоревшей смеси за фронтом пламени заметно меньше, а сам фронт, будучи в основном в секции с препятствиями, ускоряется до почти постоянной скорости (см. также рис. 24 и 25). На третьей стадии фронт ускоряется после выхода в часть трубы без препятствий (рис. 9,д). Установившаяся скорость движения фронта в этой части приводит к регулярной форме фронта на четвертой стадии (рис. 9,е).

На этой стадии распределение продольной компоненты скорости в поперечном сечении вблизи фронта пламени близко к осесимметричному (рис. 10) и имеет регулярный, но немонотонный характер – см. также рис. 11, на котором показаны профили плотности и продольной компоненты скорости вблизи фронта пламени.

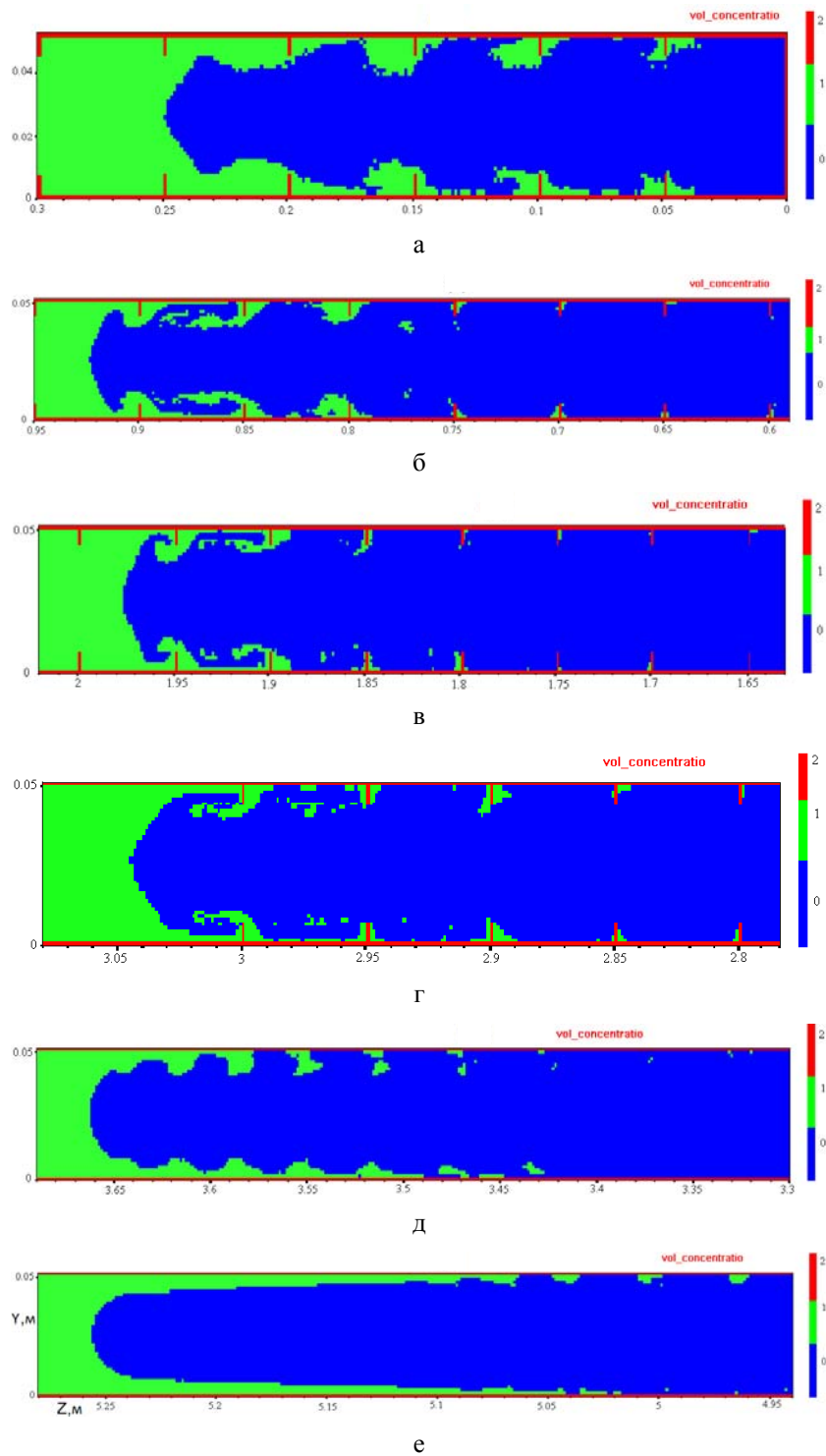


Рис. 9. Распределение объемной концентрации в варианте 3 на моменты времени $t = 0,002$ с (а), $t = 0,003$ с (б), $t = 0,004$ с (в), $t = 0,005$ с (г), $t = 0,0055$ с (д), $t = 0,0066$ с (е)

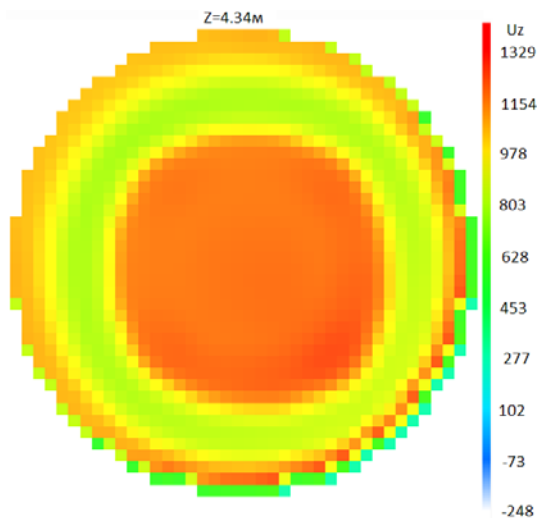


Рис. 10. Распределение продольной компоненты скорости в варианте 3 в сечении $z = 4,34$ м вблизи фронта пламени на момент времени $t = 0,006$ с

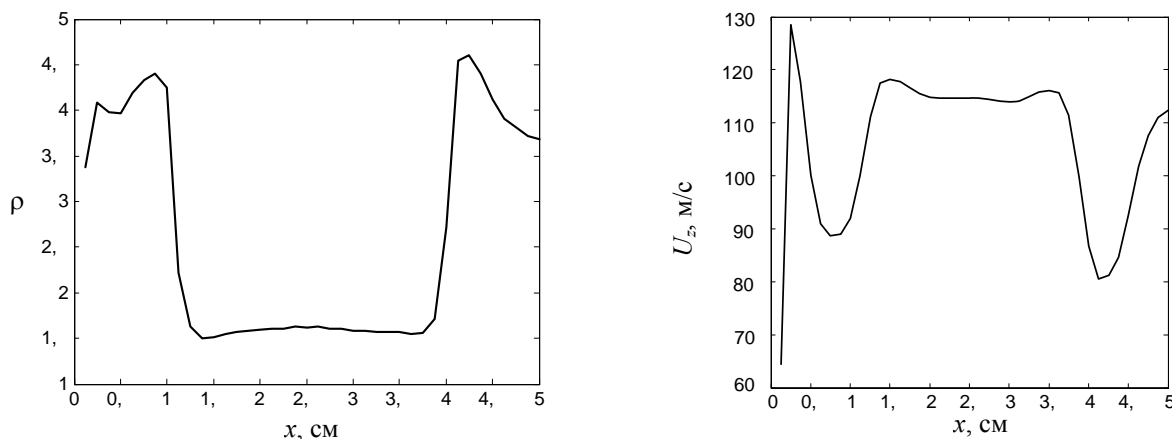


Рис.11. Профили плотности (слева) и продольной компоненты скорости вблизи фронта пламени ($z = 4,34$ м) в варианте 3 на момент времени $t = 0,006$ с

Как видно из рис. 2, зависимость $Z_F(t)$ в этом расчете с большим запозданием (по сравнению с вариантами 1 и 2) выходит на линейную зависимость. Это происходит вначале вблизи момента $t \approx 3 \cdot 10^{-3}$, когда фронт пламени находится в начале секции с препятствиями. После выхода из секции с препятствиями (на время $t \approx 5 \cdot 10^{-3}$), происходит переход на линейную зависимость с большим наклоном.

Положению фронта на момент $t = 0,006$ с ($Z_F \approx 4,35$ м – вдали от секции с препятствиями) соответствует турбулентность за фронтом горения, проявляющаяся здесь в пульсациях гидродинамических величин (рис. 12), в том числе давления (рис. 12,а). Турбулентность явно менее развита по сравнению с вариантом 2.

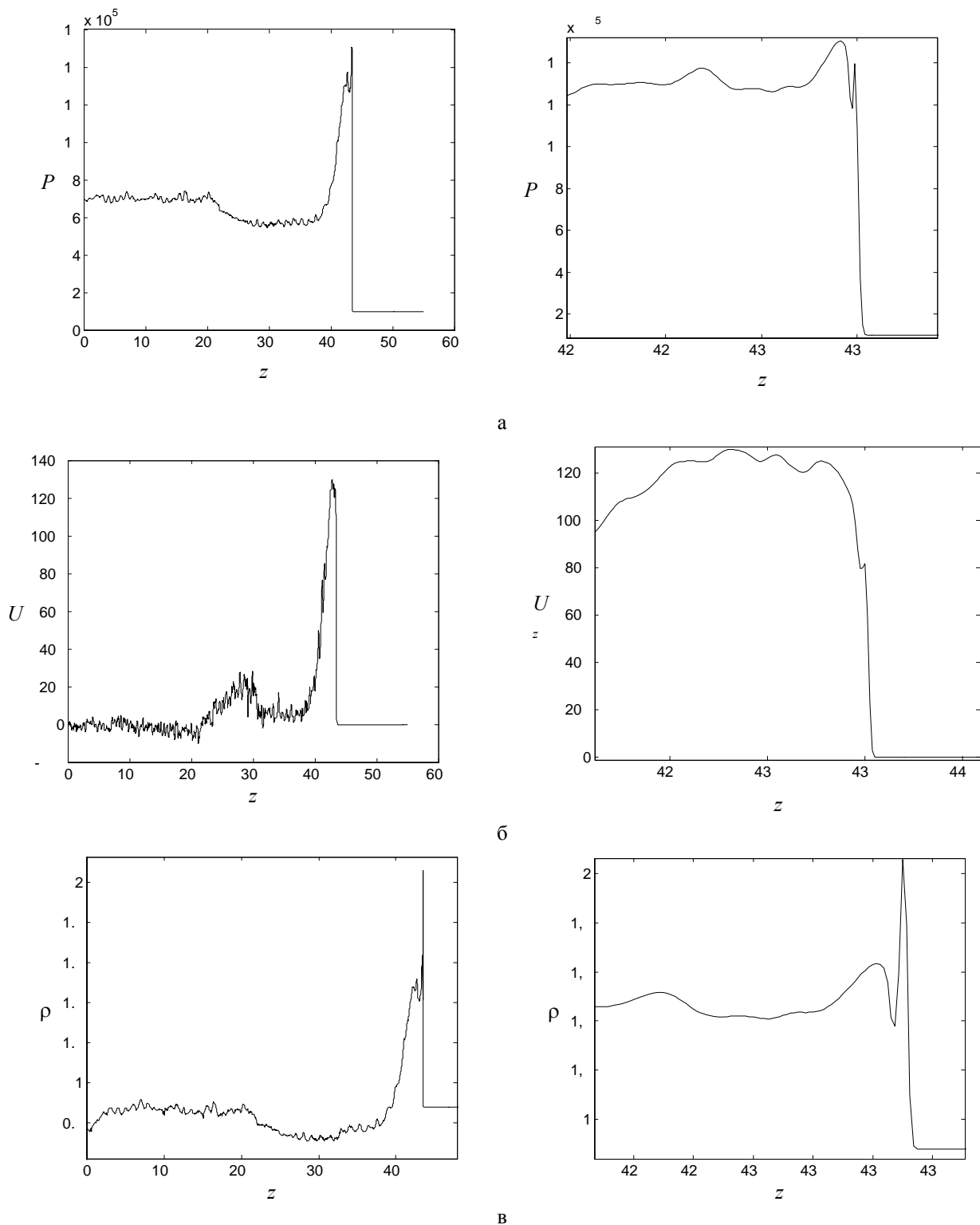


Рис. 12. Вертикальная компонента скорости U_z (а), давление (б), плотность (в) на оси трубы вблизи фронта горения, вариант 2, $t = 0,001$ с

На рис. 13–15 показано распределение давления, плотности и скорости в сечении, проходящем через ось симметрии. Эти данные также приведены на момент $t = 0,006$ с, когда фронт пламени отошел далеко от секции с препятствиями. Как видно из этих рисунков, наблюдается заметная турбулентность вблизи фронта пламени, затухающая по мере удаления от фронта в сторону продуктов горения. Ниже будет показано, что турбулентность имеет спектр пульсаций, близкий к колмогоровскому.

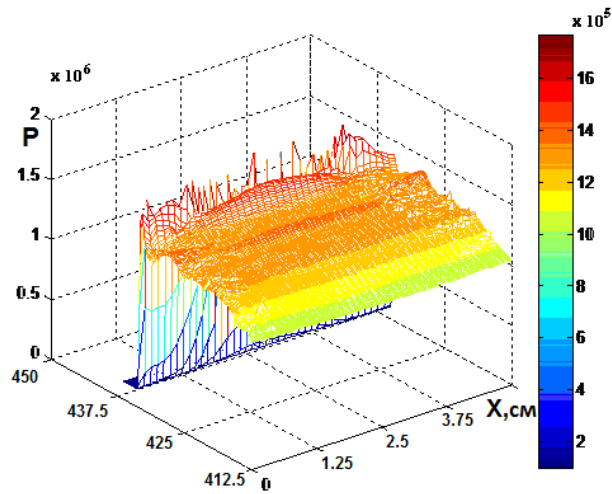


Рис. 13. Распределение давления в сечении, проходящем через ось симметрии, $t = 0,006$ (вариант 3)

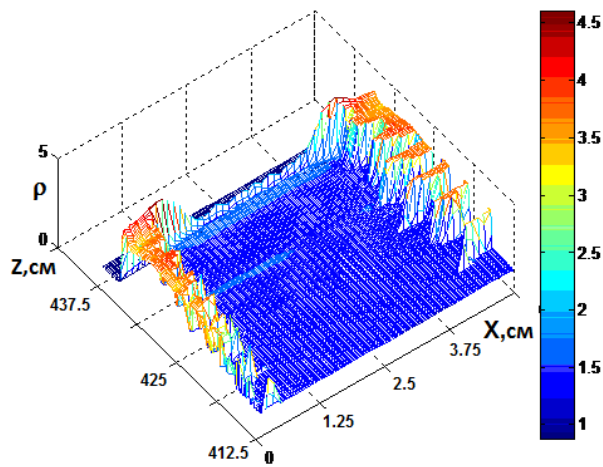


Рис. 14. Распределение плотности в сечении, проходящем через ось симметрии, $t = 0,006$ (вариант 3)

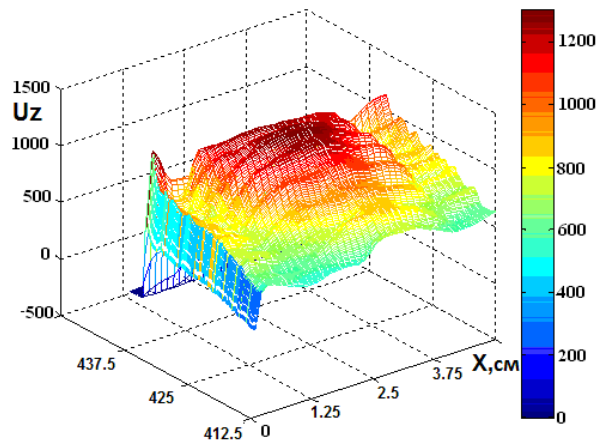


Рис. 15. Распределение продольной компоненты скорости в сечении, проходящем через ось симметрии, $t = 0,006$ (вариант 3)

3. Фурье-разложение гидродинамических величин

Исходим из фурье-разложения величины φ , либо по отрезку L_z , лежащему на оси симметрии между фронтом и точкой поджигания и включающему N_z точек, либо по отрезку L_x , проходящему через ось по нормали к ней на различных расстояниях от фронта пламени и включающему N_x точек. Рассмотрим одномерное фурье-разложение величины φ : $F_\varphi(k_x)$, либо $F_\varphi(k_z)$, где:

$$k_x = \frac{2\pi}{L_x} N_x, \quad k_z = \frac{2\pi}{L_z} N_z. \quad (1)$$

Одномерная спектральная плотность величины φ : $I_\varphi = F_\varphi F_\varphi^*$. Здесь и далее подразумевается, что интегралы заменяются соответствующими суммами. Так как шаг h сетки по x и z постоянен, используем быстрое Фурье-разложение.

Результаты сравниваем с колмогоровской зависимостью $I_\varphi^{(K3)}(k_i) \sim k_i^{-5/3}$ (соответствует трехмерной турбулентности) и колмогоровским аналогом $I_\varphi^{(K2)}(k_i) \sim k_i^{-3}$ (соответствует двумерной турбулентности). Обычно численные результаты дают довольно нерегулярные зависимости $I_\varphi(k_i)$, поэтому рассматривается также интеграл от $I_\varphi(k_i)$, имеющий более гладкий вид – одномерный энергетический спектр пульсаций величины φ

$$E_\varphi(K) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_K^{K_{\max}} I_\varphi(k_i) dk_i, \quad (2)$$

где $K_{\max} = 2\pi/h$.

Будем сравнивать распределение (2) с соответствующими колмогоровскими зависимостями

$$\begin{aligned} E_\varphi^{(K3)}(K) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_K^{K_{\max}} I_\varphi^{(K3)}(k_i) dk_i, \\ E_\varphi^{(K2)}(K) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_K^{K_{\max}} I_\varphi^{(K2)}(k_i) dk_i. \end{aligned} \quad (3)$$

Получим также спектральное распределение пространственных масштабов турбулентности. Как известно[4], Λ_{int} – характерный масштаб, совпадающий по порядку величины с расстоянием, на протяжении которого еще сохраняются заметные корреляционные связи между значениями поля в двух точках

$$\Lambda_{\text{int}} = \frac{\pi}{2} \frac{\int_0^\infty K^{-1} I_\varphi(K) dK}{\int_0^\infty I_\varphi(K) dK}, \quad (4)$$

где $I_\varphi(K)$ – одномерная спектральная плотность трехмерной турбулентности, $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$ волновой вектор.

Спектральное распределение для такого масштаба получим по формуле

$$\Lambda(k) = \frac{\pi}{2} \frac{\int_k^{k_{\max}} K^{-1} I_\varphi(K) dK}{\int_k^{k_{\max}} I_\varphi(K) dK}. \quad (5)$$

Другой, обычно меньший по величине, характерный масштаб λ_{int} дается в [4] выражением

$$\lambda_{\text{int}} = \left(\frac{3 \int_0^{\infty} I_{\varphi}(K) dK}{2 \int_0^{\infty} K^2 I_{\varphi}(K) dK} \right)^{1/2} \quad (6)$$

Спектральное распределение для такого масштаба получим по формуле

$$\lambda(k) = \left(\frac{3 \int_k^{k_{\text{max}}} I_{\varphi}(K) dK}{2 \int_k^{k_{\text{max}}} K^2 I_{\varphi}(K) dK} \right)^{1/2} \quad (7)$$

Подставляя в (5), (7) $I_{\varphi}^{(K^3)}$ либо $I_{\varphi}^{(K^2)}$, получим соответствующие трехмерные и двумерные колмогоровские распределения. Далее интегралы заменяем суммами.

3.1. Фурье-разложение вдоль оси симметрии

а) вариант 2

Пусть, например, $\varphi = \rho$ и $\varphi = u_z$ в варианте 2 на момент $t = 10^{-3}$ с. Десятичный логарифм одномерной спектральной плотности этих величин I_{φ} показан на рис. 16. Как видно, численный результат ближе к трехмерному колмогоровскому спектру.

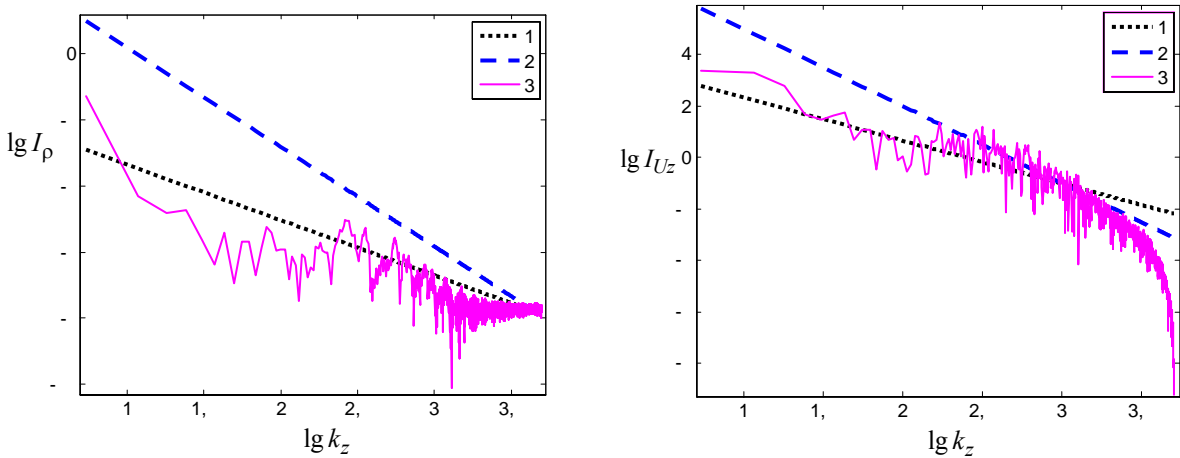


Рис. 16. Одномерная спектральная плотность величин плотности (слева) и продольной компоненты скорости (справа) в варианте 2 на момент $t = 10^{-3}$ с; 3 – численный расчет; колмогоровские спектры: 1 – 3D, 2 – 2D

Одномерный энергетический спектр указанных величин показан на рис. 17. Здесь также численный результат ближе к трехмерному колмогоровскому спектру.

Спектральное распределение пространственных масштабов турбулентности приведено на рис. 18. В численном расчете это распределение приближается к трехмерному колмогоровскому спектру.

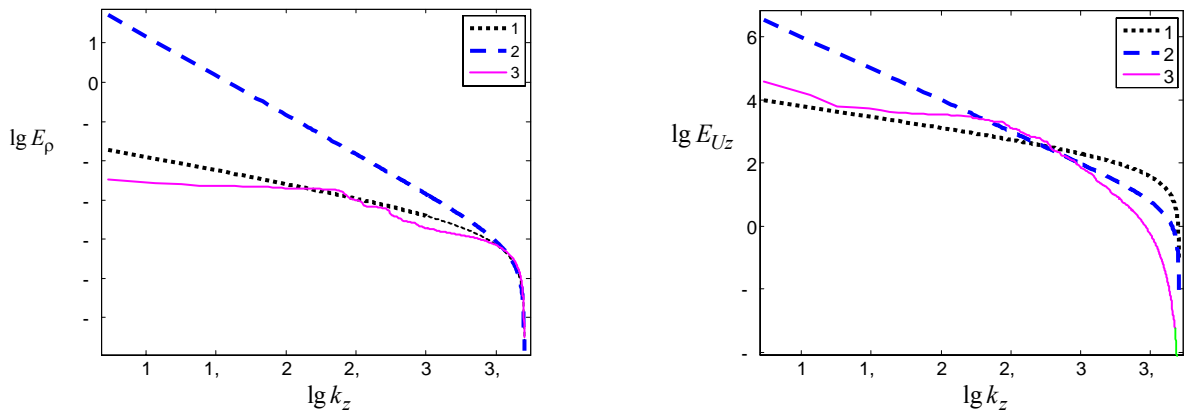


Рис. 17. Одномерный энергетический спектр величин плотности (слева) и продольной компоненты скорости (справа) в варианте 2 на момент $t = 10^{-3}$ с; 3 – численный расчет; колмогоровские спектры: 1 – 3D, 2 – 2D

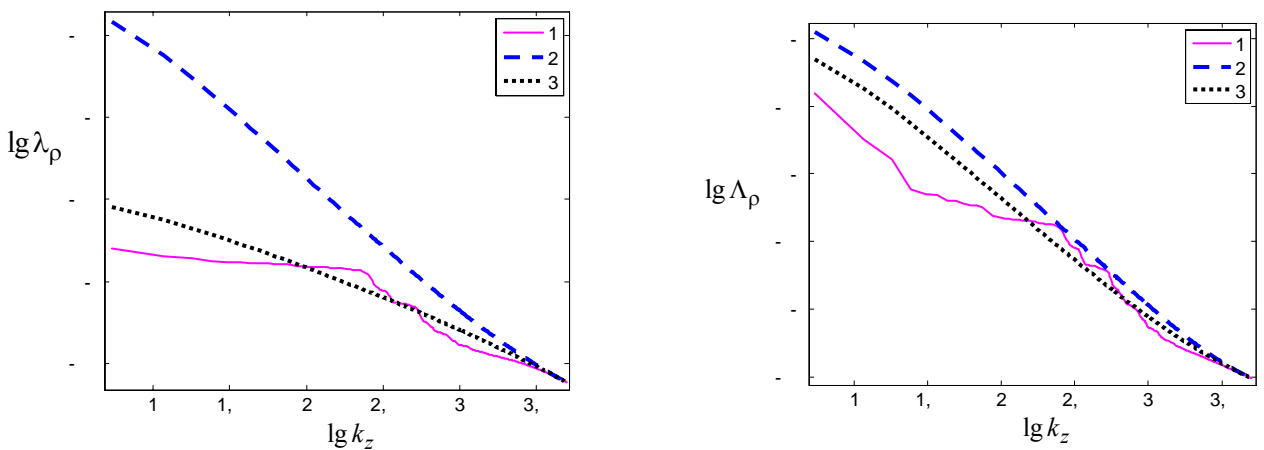


Рис. 18. Спектральное распределение пространственного масштаба λ (слева) и масштаба Λ (справа) величин плотности в варианте 2 на $t = 10^{-3}$ с; 1 – численный расчет; колмогоровские спектры: 2 – 2D, 3 – 3D

б) вариант 3

На рис. 19 показан десятичный логарифм одномерной спектральной плотности I_φ величин $\varphi = \rho$ и $\varphi = u_z$ в варианте 3 на момент $t = 6 \cdot 10^{-3}$ с. В целом численный результат близок к трехмерному колмогоровскому спектру.

Одномерный энергетический спектр указанных величин показан на рис. 20. Здесь также в целом численный результат ближе к трехмерному колмогоровскому спектру.

Спектральное распределение пространственных масштабов турбулентности приведено на рис. 21. В численном расчете это распределение весьма отчетливо приближается к трехмерному колмогоровскому спектру.

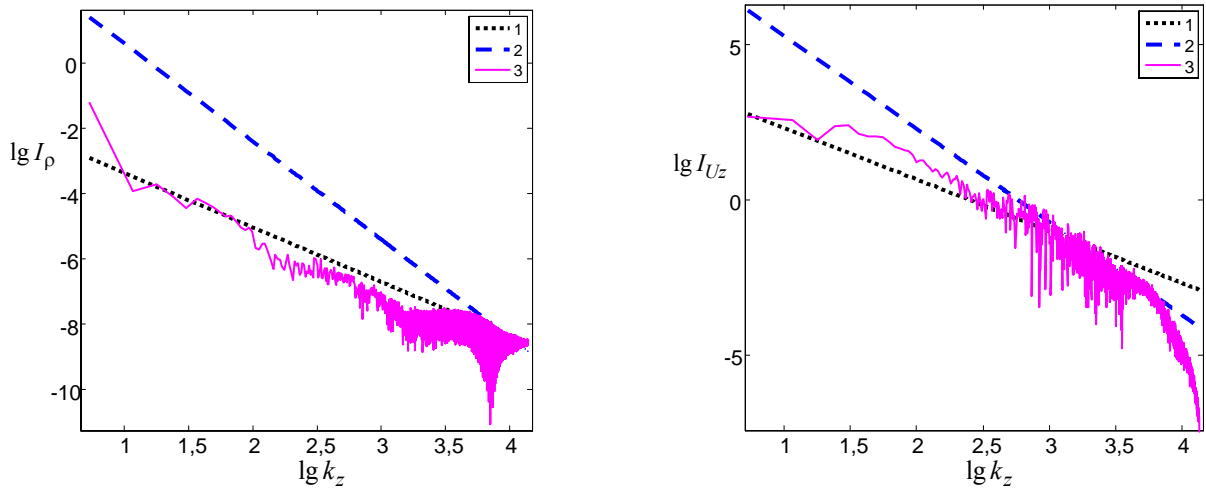


Рис. 19. Одномерная спектральная плотность величин плотности (слева) и продольной компоненты скорости (справа) в варианте 3 на $t = 6 \cdot 10^{-3}$ с; 3 – численный расчет; колмогоровские спектры: 1 – 3D, 2 – 2D

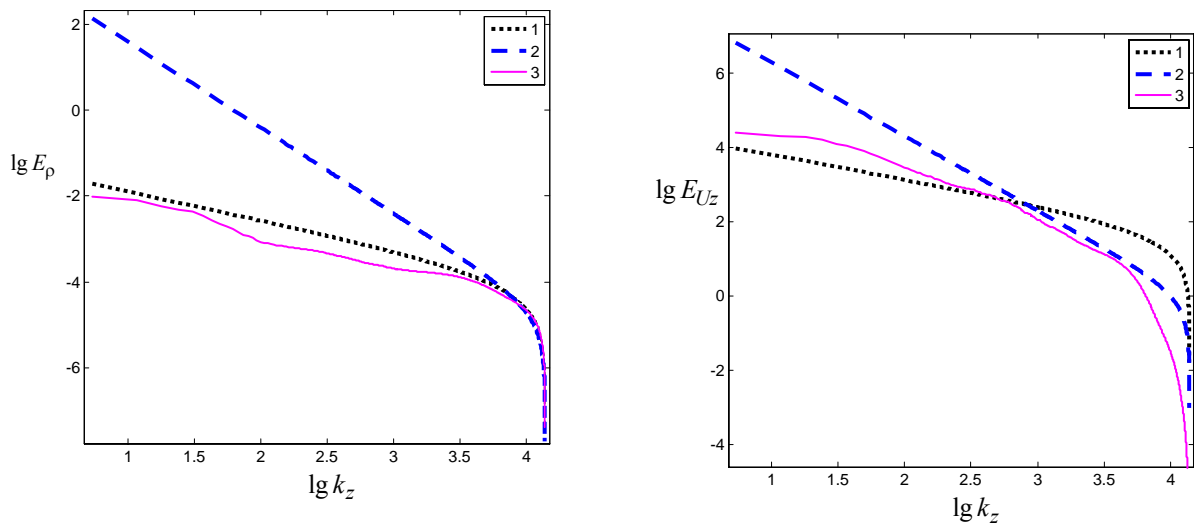


Рис. 20. Одномерный энергетический спектр величин плотности (слева) и продольной компоненты скорости (справа) в варианте 3 на $t = 6 \cdot 10^{-3}$ с; 3 – численный расчет; колмогоровские спектры: 1 – 3D, 2 – 2D

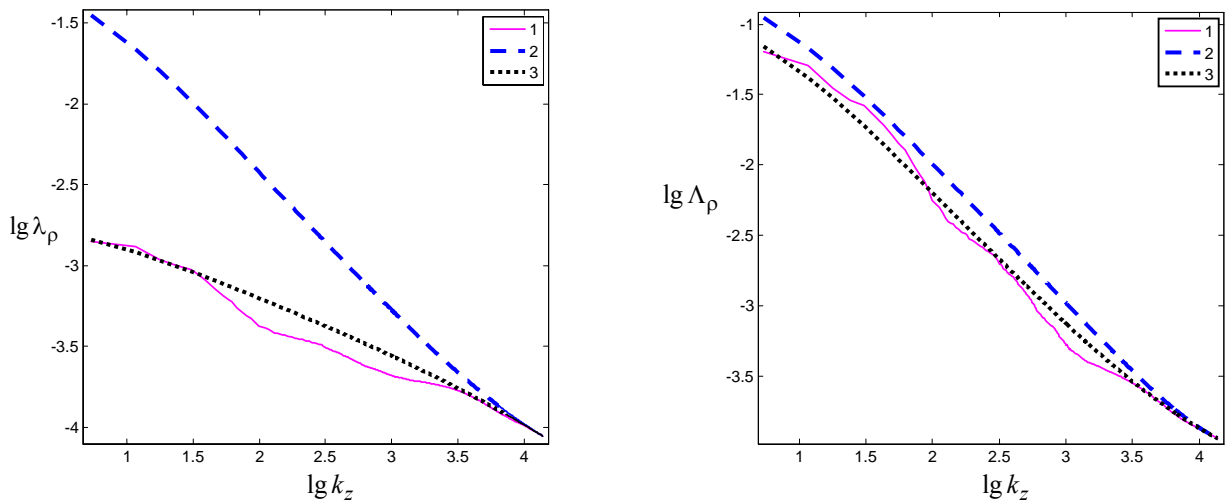


Рис. 21. Спектральное распределение пространственного масштаба λ (слева) и масштаба Λ (справа) для плотности в варианте 3 на $t = 6 \cdot 10^{-3}$ с; 1 – численный расчет; колмогоровские спектры: 2 – 2D, 3 – 3D

3.2. Фурье-разложение поперек оси симметрии

а) вариант 2

Принимаем величин $\varphi = \rho$ и $\varphi = u_z$ в варианте 2 на момент $t = 2,9 \cdot 10^{-3}$ с. Десятичный логарифм одномерного энергетического спектра этих величин в сечении $z = 5,1$ м вблизи фронта пламени показан на рис. 22.

Как видно, численный результат ближе к трехмерному колмогоровскому спектру.

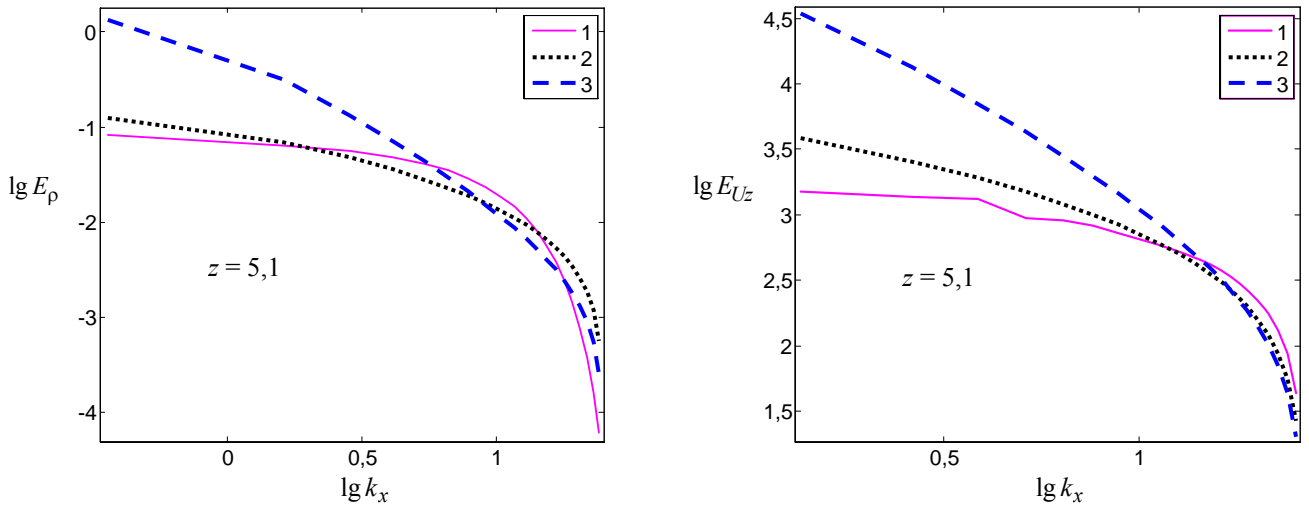


Рис. 22. Одномерный энергетический спектр величин плотности (слева) и продольной компоненты скорости (справа) в варианте 2 в различных поперечных сечениях на $t = 2,9 \cdot 10^{-3}$ с; 1 – численный расчет; колмогоровские спектры: 2 – 3D, 3 – 2D

б) вариант 3

Полагаем $\varphi = \rho$ и $\varphi = u_z$ в варианте 3 на момент $t = 6 \cdot 10^{-3}$ с. Десятичный логарифм одномерного энергетического спектра этих величин в поперечном сечении вблизи фронта пламени ($z = 4,125$ м) показан на рис. 23.

Как видно, численный результат в целом близок к трехмерному колмогоровскому спектру.

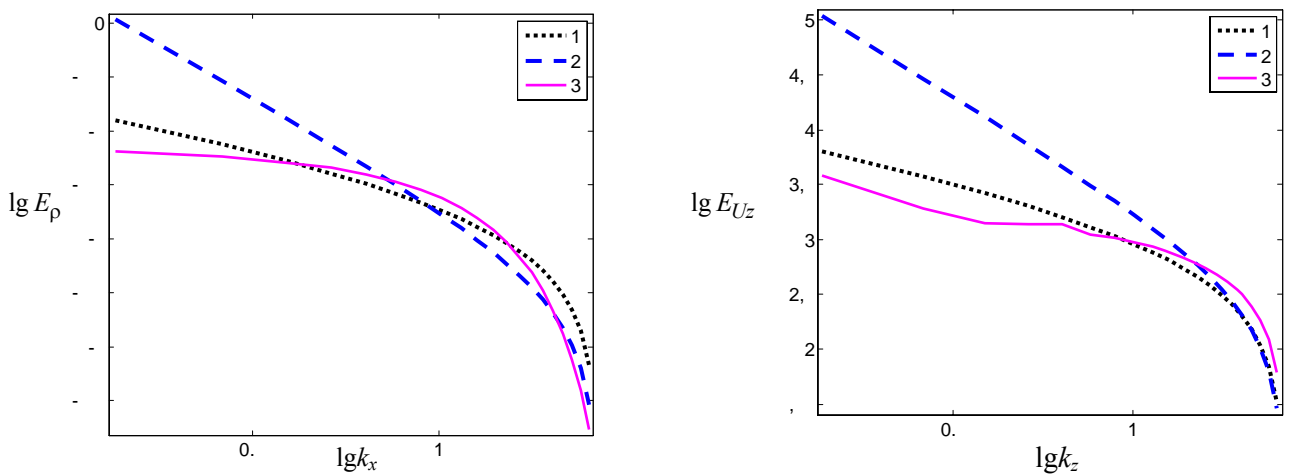


Рис. 23. Одномерный энергетический спектр величин плотности (слева) и продольной компоненты скорости (справа) в варианте 3 в различных поперечных сечениях на $t = 6 \cdot 10^{-3}$ с; 3 – численный расчет; колмогоровские спектры: 1 – 3D, 2 – 2D

4. Обсуждение результатов

Основной причиной ускорения горения является увеличение поверхности фронта горения из-за турбулентного перемешивания. В свою очередь, увеличение скорости горения (скорости фронта пламени) при взаимодействии фронта с препятствиями приводит к более интенсивной турбулентности.

В расчетах варианта 3 при распространении горения в секции с препятствиями на расстояние около 20–30 диаметров трубы ($Z \approx 1 \div 1,5$ м) происходит выход скорости фронта пламени на некоторое постоянное значение $V_F = 1060 \div 1090$ м/с – см. рис. 24 и 25. Очевидно, в этом случае наблюдается режим быстрой дефлаграции.

После выхода из секции с препятствиями в варианте 3 устанавливается несколько большая скорость фронта пламени (около 1500 м/с), которая соответствует режиму квазидетонации (см. [2]). Скорость Чепмена–Жуге при этом была бы около 1800 м/сек, согласно [2]. Полученное значение согласуется скорее с опытом [2] со спиралью Щелкина – это говорит о том, что в наших расчетах детонация развивается несколько быстрее, чем в опытах с дисками. Отметим также, что в указанном опыте при концентрации $H_2 \approx 25\%$ наблюдается скачок установившейся скорости фронта пламени в секции с препятствиями от ≈ 900 м/с до ≈ 1500 м/с, что указывает на высокую неустойчивость относительно концентрации H_2 при концентрации $H_2 \approx 25\%$. В нашем расчете это проявляется в виде скачка скорости при $L \approx 3$ м.

На иной характер процесса горения указывают результаты расчетов вариантов 1 и 2: в варианте 2 при распространении горения в секции с препятствиями на расстояние уже около 1–2 диаметров трубы происходит выход скорости фронта пламени на некоторое постоянное значение $V_F \approx 2000$ м/с (см. рис. 24) и сохраняет то же значение после выхода из секции с препятствиями. Это значение близко к скорости Чепмена–Жуге $V_{C.J.} \approx 1940$ м/с (оценка работы [2] для $\beta_{H_2} = 30\%$), а также согласуется с экспериментальными данными опыта [2] со спиралью Щелкина: $V_F \approx 1900 \div 2100$ м/с – см. рис. 2 в [2].

Такой же характер процесса горения и в варианте 1, но выход скорости фронта пламени на несколько большее постоянное значение $V_F \approx 2200$ м/с происходит еще быстрее. Очевидно, это объясняется тем, что при вдвое большем диаметре трубы d и том же размере детонационных ячеек λ , быстрее достигается критерий перехода горения в детонацию, определяемый значением d/λ .

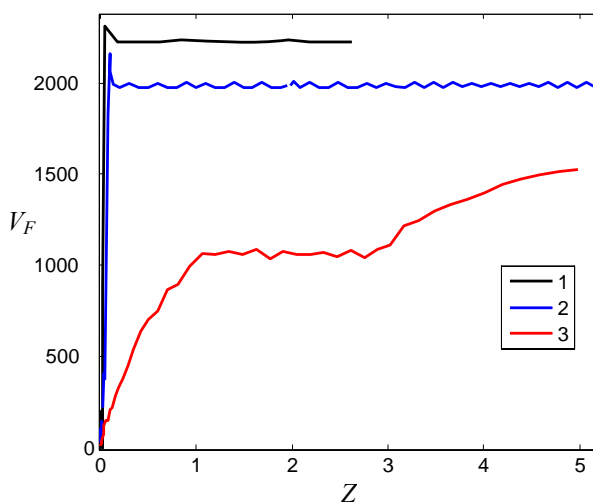


Рис. 24. Скорости пламени вдоль трубы:
1 – вариант 1, 2 – вариант 2; 3 – вариант 3

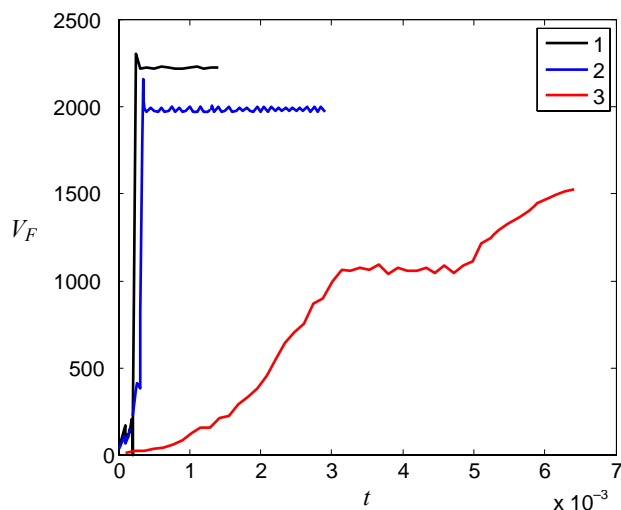


Рис. 25. Зависимости скорости пламени от времени:
1 – вариант 1, 2 – вариант 2; 3 – вариант 3

Заключение

Выполненное с помощью кода FIRECON прямое 3D численное моделирование развития турбулентного горения в водородовоздушной смеси при перемещении фронта пламени вдоль трубы с перегородками дало следующие результаты.

1. При объемной доле водорода в смеси $\beta_{H_2} = 30\%$ происходит быстрый (на протяжении около 1–2 диаметров трубы) переход горения в детонацию, т. е. выход скорости фронта пламени на некоторое постоянное значение $V_F \approx 2000$ м/с, соответствующее скорости Чепмена–Жуге. Такое значение сохраняется после выхода фронта пламени из секции с перегородками. Это также согласуется с экспериментальными данными опыта [2]. При увеличении диаметра трубы вдвое величина V_F незначительно (на 10 %) увеличивается.

2. При объемной доле водорода в смеси $\beta_{H_2} = 25\%$ происходит более медленный (на протяжении около 20 диаметров трубы) выход скорости фронта пламени на некоторое постоянное значение $V_F \approx 1100$ м/с, намного меньшее скорости Чепмена–Жуге. После выхода фронта пламени из секции с перегородками скорость пламени возрастает до $V_F \approx 1500$ м/с. Это также согласуется с экспериментальными данными опыта [2] и трактуется как скорость квазидетонации.

3. Одномерный спектр пульсаций скорости и плотности в целом близок к колмогоровскому спектру трехмерной турбулентности.

Список литературы

1. Yanilkin Yu. V., Statsenko V. P., Tarasov V. I., Stadnik A. L., Eliseev G. M., Sinkova O. G., Solovyov V. P., Shemyakin V. Yu., Tsykin S. V., Zharo-va G. V. The FIRECON Code for Numerical Simulations of 3D NPP Hydrogen Mitigation Problems. Meeting on the ISTC Project #436-97. Physical Model and Code Development for Deflagration-to Detonation Transition and Detonation of Hydrogen Containing Mixtures. Cologne, May 17-19, 2000.
2. John H. S. Lee, Knystautas R., and Freiman A. High speed turbulent deflagrations and transition to detonation in H_2 -air mixtures. *Combustion and flame* 56: pp. 227-239 (1984)
3. John H.S. Lee. *The Detonation phenomenon*. Cambridge University Press, New York, 2008
4. Монин А. С., Яглом А. М. *Статистическая гидромеханика, ч.2*. М.: Наука, 1967