

УДК 534.222.2

Влияние теплового излучения на распространение горения в газообразной горючей среде с нейтральной компонентой

Пиневич С. Г., студент

*Россия, 105005, г. Москва, МГТУ им. Н.Э. Баумана, кафедра «Физика»
radical29@yandex.ru*

Научный руководитель: Иванов М.Ф., д. ф.-м. н., проф.

*Россия, 125412, г. Москва, ОИВТ РАН, лаборатория мат. моделирования
ivanov_mf@mail.ru*

Введение

Газообразная горючая среда с нейтральной компонентой представляет собой высокоактивный газ с взвешенными твёрдыми частицами (например, сажи или пыли), отсюда краткое название — газозвесь. Проблема численного моделирования движения газозвеси заключается в корректном описании перемещения газовой среды и увлекаемых ею частиц. Движение газозвеси определяется влиянием газовой и твёрдой фаз друг на друга и в настоящее время достаточно подробно проанализирован в монографиях [2–6].

При расчёте движения гетерогенных сред, большинство авторов считает, что размеры частиц твёрдой фазы во много раз больше размеров молекул газовой фазы, но меньше расстояний, на которых параметры газозвеси меняются существенно; твёрдая фаза — монодисперсная и для неё отсутствуют процессы дробления, слипания и образования новых частиц. Математические модели движения гетерогенных потоков, представленные в [2–6], применимы для твёрдой фазы с малой объемной долей $V_p/V_g \leq 10^{-4}$ (здесь и в дальнейшем индекс p относится к величинам, характеризующим твёрдую фазу, g — величинам, характеризующим газовую фазу) и малым размером частиц (диаметром $d_p \leq 100$ мкм). В общем случае, математическая модель, описывающая динамику газозвесей, выглядит следующим образом: движение газозвеси описывается уравнениями газодинамики с учётом сжимаемости, вязкости, турбулентности, выделением энергии за счёт химических реакций, обмена импульсом и энергией между газом и частицами. Стоит отметить, что вдали от фронта пламени обмен энергией реализуется исключительно переносом излучения и зависит только от объёмной доли

частиц. Согласно [2,7], при незначительной объёмной доле частиц ($V_p/V_g \leq 10^{-6}$), осреднённое по времени воздействие частиц на течение несущей газовой среды пренебрежимо мало. Частицы с большей объёмной долей ($10^{-6} < V_p/V_g \leq 10^{-3}$) начинают оказывать воздействие на несущую среду. В случае большой объёмной доли частиц ($V_p/V_g > 10^{-3}$), взаимодействие частиц между собой начинает играть существенную роль в процессе движения газозвеси.

Учитывая перечисленные особенности движения газозвесей, в данной работе исследовалась твёрдая фаза с объёмными долями $V_p^{reg}/V_g = 1.36 \cdot 10^{-6}$ и $V_p^{nreg}/V_g = 5 \cdot 10^{-6}$, диаметром и плотностью частиц $d_p = 250$ нм и $\rho = 2000$ кг/м³ соответственно. Связь объёмной доли частиц с их массовой концентрацией даёт формула $n_p = \rho V_p / V_g$, тогда имеем следующие массовые концентрации твёрдых частиц: $n_p^{reg} = 0.0225$ кг/м³ — в случае равномерного распределения по газовой среде $n_p^{nreg} = 0.1$ кг/м³ — в случае неравномерного распределения по газовой среде. Выбор водородно-кислородной смеси в качестве горючей среды обусловлен, в первую очередь, малым временем индукции для этой смеси.

Математическая модель

Для описания математической модели будем использовать континуальную (эйлерову) двухтемпературную двухскоростную модель, в рамках которой газ и частицы считаются сплошной средой. Эффектами турбулизации газозвеси будем пренебрегать, т. к. размеры частиц твёрдой фазы, рассматриваемых в задаче, достаточно малы ($d_p = 250$ нм) и можно считать, что твёрдые частицы захватываются потоком газа, т. е. скорости твёрдых частиц очень близки к скоростям компонент газовой смеси, тогда число Рейнольдса $Re \sim 1$. Рассмотрим законы сохранения для газозвеси [9–11]. Уравнение сохранения массовых долей компонент газовой смеси имеет вид:

$$\frac{\partial \omega_k}{\partial t} + u_{gj} \frac{\partial \omega_k}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho D_k(T_g) \frac{\partial \omega_k}{\partial x_j} \right) \right] + \left(\frac{\partial \omega_k}{\partial t} \right)_{chem} \quad (1)$$

где T_g — температура газовой смеси, $\omega_k = \rho_{gk} / \rho_g$ — массовая доля, а $D_k(T)$ — коэффициент диффузии k -го компонента газовой смеси.

Уравнения непрерывности и Навье-Стокса для газа (g) и частиц (p):

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_g u_{gi})}{\partial x_i} = 0; \quad \frac{\partial(\rho_g u_{gi})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_g u_{gi} u_{gj})}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma'_{ij}}{\partial x_j} - f_i, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_p}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_p u_{pi})}{\partial x_i} = 0; \quad \frac{\partial(\rho_p u_{pi})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_p u_{pi} u_{pj})}{\partial x_j} = f_i, \quad (3)$$

где ρ — плотность, \vec{u} — скорость, P — давление, σ'_{ij} — тензор вязких напряжений, \vec{f} — величина, характеризующая взаимный обмен импульсом между твёрдой и газовой фазами (аналог силы Стокса).

Согласно [8], взаимный обмен импульсом между твёрдой и газовой фазами описывается формулами:

$$\vec{f} = \frac{3m_p \rho_g}{4d_p} c_D |\vec{u}_g - \vec{u}_p| (\vec{u}_g - \vec{u}_p),$$

$$c_D = \left[1 + \exp\left(-\frac{0.43}{M_{gp}^{4.67}}\right) \right] \left(0.38 + \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4}{\sqrt{\text{Re}}} \right),$$

где m_p — масса частицы, d_p — диаметр частицы, c_D — коэффициент сопротивления, M_{gp} и Re — числа Маха и Рейнольдса для газозвеси.

Уравнения сохранения энергии:

$$\frac{\partial(\rho_g E_g)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_g u_{gj} E_g)}{\partial x_j} = -\frac{\partial(P u_{gj})}{\partial x_j} + \frac{\partial(\sigma'_{ij} u_{gi})}{\partial x_j} - (u_{pi} - u_{gi}) f_i +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\kappa_g \frac{\partial T_g}{\partial x_j} \right) + \sum_k \frac{h_k}{m_k} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_g D_i(T) \frac{\partial \omega_k}{\partial x} \right) \right] - Q, \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\rho_p E_p)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_p u_{pj} E_p)}{\partial x_j} = (u_{pi} - u_{gi}) f_i + Q_r + Q, \quad (5)$$

где E — полная удельная энергия, κ_g — коэффициент теплопроводности газовой среды, Q — спектральная интенсивность теплообмена, Q_r — спектральная интенсивность теплового излучения.

Законы сохранения для твёрдой фазы, заключённые в уравнениях (3), (4), не учитывают создаваемые частицами давление и вязкость, т.к. в рассматриваемой задаче

объёмные доли твёрдой фазы как для равномерного распределения ($V_p^{reg} / V_g = 1.36 \cdot 10^{-6}$) по каналу, так и для неравномерного ($V_p^{nreg} / V_g = 5 \cdot 10^{-6}$) малы. Таким образом, градиенты давления и компоненты тензора вязких напряжений, создаваемые твёрдой фазой, являются величинами более высокого порядка малости, чем аналогичные градиенты для газовой фазы, что позволяет пренебречь первыми.

Аналитические выражения для некоторых величин, использованных в уравнениях (4) и (5), имеют вид:

$$Q = \frac{6\alpha_p \kappa_g}{d_p^2} \text{Nu} (T_g - T_p), \quad (6)$$

где Nu — число Нуссельта;

$$Q_r = -\frac{6\alpha_p}{d_p} (\sigma T_p^4 - 0.25 I_r), \quad (7)$$

где I_r — интенсивность излучения (частицами), σ — постоянная Стефана-Больцмана, $\alpha_p = V_p / (V_g + V_p)$ — объёмная доля твёрдой фазы.

Используя диффузионное приближение, уравнение переноса теплового излучения для газозвеси можно записать в следующем виде [12]:

$$\frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left(l_r \frac{\partial I_r}{\partial x} \right) = -\frac{1}{l_r} (4\sigma T_g^4 - I_r), \quad (8)$$

где l_r — длина пробега теплового излучения:

$$l_r = 2d_p / 3\alpha_p \quad (9)$$

При выводе уравнений (6) – (9) учитывалось поглощение теплового излучения только частицами и не учитывалось поглощение теплового излучения газовой смесью, т.к. для рассматриваемой водородно-воздушной смеси длина пробега излучения составляет сотни метров [13]. Длина пробега излучения в газовой среде с частицами в зависимости от размеров частиц и их объёмной доли, согласно оценке (9) может составлять сантиметры. Также при расчёте переноса теплового излучения в уравнении (8) предполагалось, что среда находится в равновесии с излучением, а частицы являются абсолютно чёрным телом.

Вычислительный алгоритм

Все расчёты проводились методами прямого численного моделирования. Решение жёсткой системы дифференциальных уравнений химической кинетики $(\partial\omega_k / \partial t)_{chem}$ из уравнения (1), осуществлялось методом Гира [14]. Уравнения (1) – (5) рассчитывались эйлерово-лагранжевым методом крупных частиц [15]. Перенос излучения рассчитывался по неявной схеме методом прогонки [16]. При моделировании использовалось 8000 ячеек размером 25 мкм, что соответствует, примерно, 20 ячейкам, на фронт пламени и, согласно [1], соответствует устойчивому режиму счёта.

Постановка задачи

Будем считать, что вдоль направлений y и z параметры газозвеси не меняются, рассматривая процесс горения только вдоль направления x . Постановка задачи: полуоткрытый канал в начальный момент времени заполнен горючей водород-кислородной смесью при нормальных условиях. В газообразной смеси содержатся частицы твёрдой фазы диаметром $d_p = 250$ нм и плотностью $\rho = 2000$ кг/м³. Воспламенение смеси задается слева, у закрытого торца канала, справа — канал открыт. Все вычисления были выполнены методами прямого численного моделирования на базе программного комплекса, разработанного в ОИВТ РАН [1]. Расчёты проводились для случаев, когда концентрация частиц твёрдой фазы одинакова по всей длине канала (равномерное распределение) и для 2-х видов неравномерного распределения, когда область высокой концентрации твёрдых частиц находится вдали от области поджига горючего газа. При неравномерном распределении рассматривались следующие виды концентрации частиц, как функции x : 1) ступенчатое возрастание концентрации; 2) линейное возрастание концентрации.

Результаты расчётов и их анализ

На рис. 1, 2 представлены графики состояния газозвеси при равномерном распределении частиц по каналу в начальный момент времени и некоторый последующий момент времени, отражающий характерный вид параметров системы в дальнейшем. Массовая концентрация частиц $n_p^{neg} = 0.0225$ кг/м³.

Как видно из рис. 2, за фронтом горения, для которого характерны высокие температуры, интенсивность излучения I_r резко уменьшается в области повышенной массовой концентрации частиц n_p , что иллюстрирует поглощение теплового излучения частицами. Подогретые излучением частицы передают свою энергию горючему газу, поддерживая процесс горения и ускоряя фронт пламени, при этом

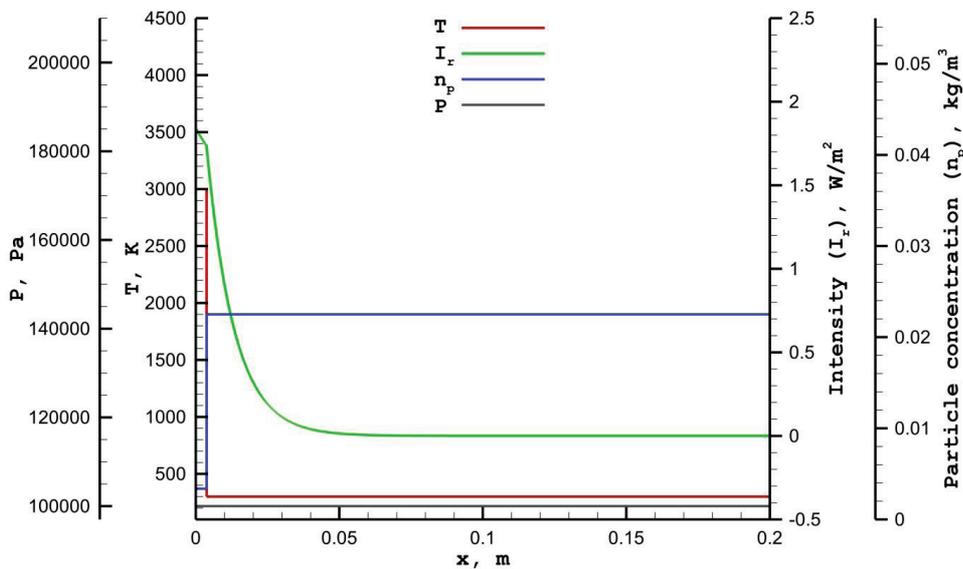


Рис. 1. Состояние газозвеси при равномерном распределении частиц по каналу в момент времени $t = 0$ мкс

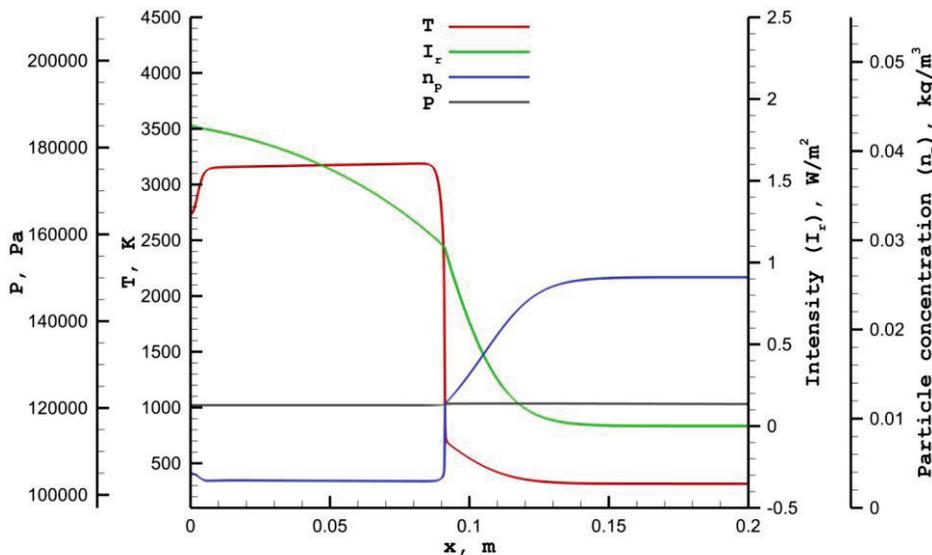


Рис. 2. Состояние газозвеси при равномерном распределении частиц по каналу в момент времени $t = 1$ мс 250 мкс

скорость пламени увеличивается, примерно, до 20 %, однако, это не приводит к возникновению детонации в дальнейшие моменты времени.

Стоит отметить, что согласно формуле (9), длина свободного пробега теплового излучения прямо пропорциональна диаметру частиц и обратно пропорциональна их объёмной доле, поэтому поглощение излучения в дисперсной среде определяется только отношением этих характеристик. В последующие моменты времени в газозвеси продолжается процесс медленного горения, в ходе которого детонационные волны не появляются.

Результаты численного моделирования для ступенчатого распределения частиц по каналу представлены на рис. 3 – 5. Массовая концентрация частиц $n_p^{nreg} = 0.1 \text{ кг/м}^3$.

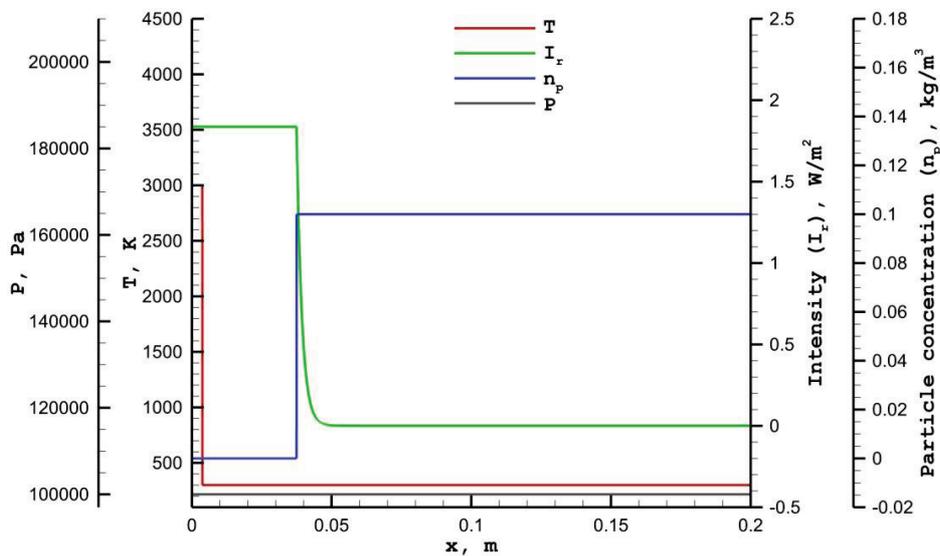


Рис. 3. Состояние газозвеси при ступенчатом распределении частиц по каналу в момент времени $t = 0$ мкс

Поглощение теплового излучения в области высокой массовой концентрации частиц, как и в случае их равномерного распределения, наблюдается и при неравномерном распределении. Как показало исследование, дальнейшее развитие процесса горения также не приводит к возникновению детонации. Амплитуда волны сжатия, рост которой виден из сравнения рис. 4 и 5, достигает величины $P \sim 1.9$ атм, после чего она уменьшается вплоть до атмосферного давления, а в канале продолжается процесс медленного горения, пока не сгорят все реагенты.

Рис. 4 иллюстрирует, что в отличие от случая равномерного распределения частиц по каналу, при ступенчатом распределении образуется 2-ая зона горения, расположенная в области повышенной массовой концентрации частиц. 2-ая зона горения поддерживается в первую очередь за счёт энергии, которую частицы, поглощающие излучение, передают газу. Также, на рис. 4 можно заметить появление волны сжатия, это объясняется тем, что область поглощения излучения частицами — мала, поэтому энергия не успевает быстро рассеяться и скачок температуры вызывает скачок давления. Скорость нового фронта

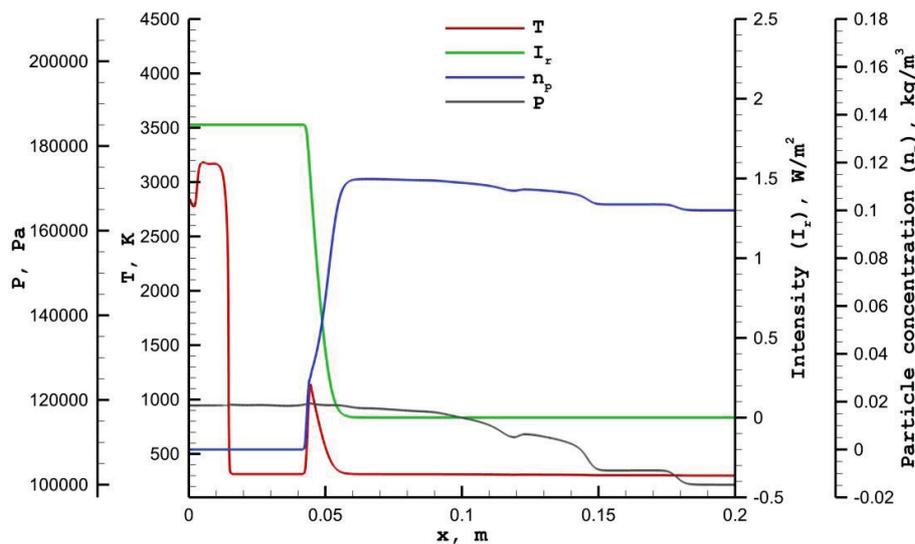


Рис. 4. Состояние газозвеси при ступенчатом распределении частиц по каналу в момент времени $t = 260$ мкс

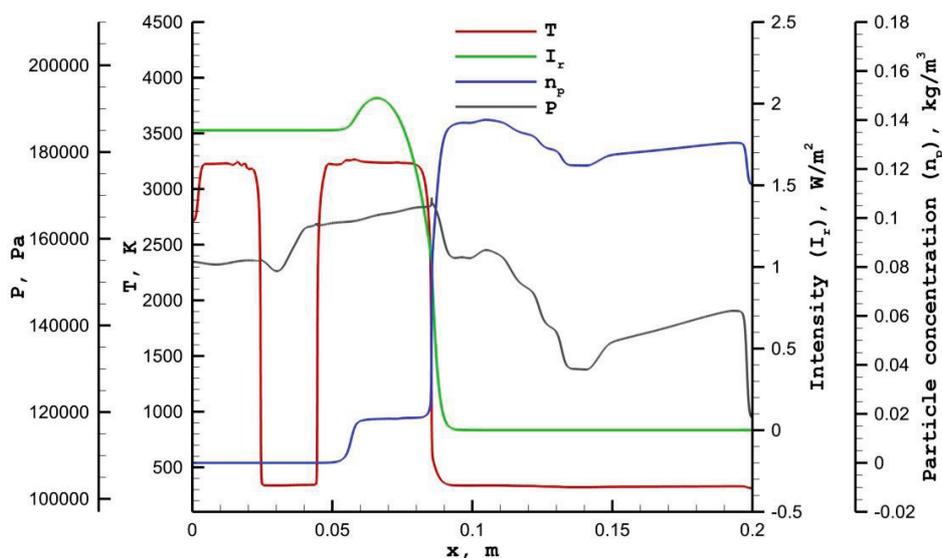


Рис. 5. Состояние газозвеси при ступенчатом распределении частиц по каналу в момент времени $t = 500$ мкс

пламени составляет около 70 м/с, что недостаточно для возникновения детонационной волны, т.к. для её возникновения скорость пламени должна превысить скорость звука, которая в случае водород-кислородной смеси составляет около 500м/с.

Случай линейного распределения частиц по каналу изображён на рис. 6 – 9. Примечательно, что в начальные моменты времени (рис. 6, 7) волны сжатия не появляются.

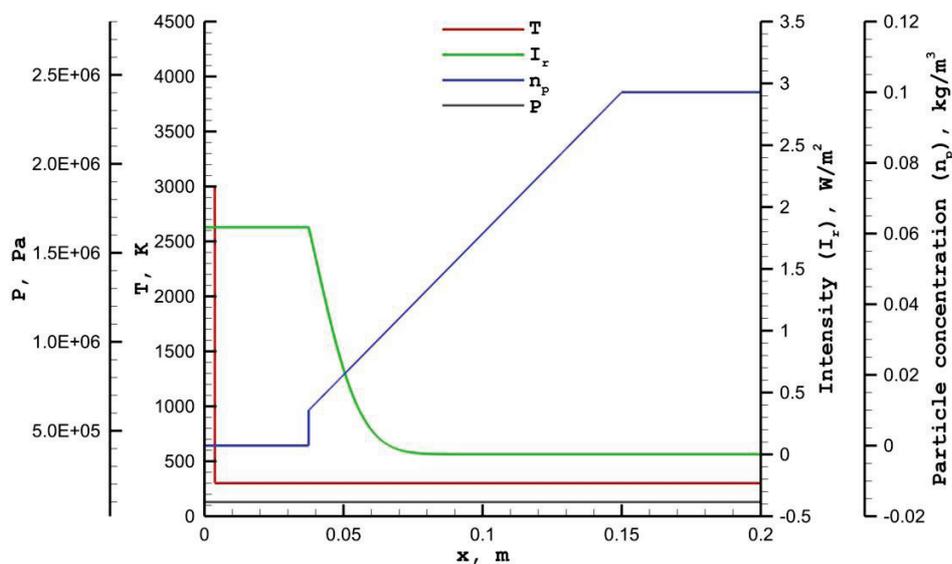


Рис. 6. Состояние газозвеси при линейном распределении частиц по каналу в момент времени $t = 0$ мс

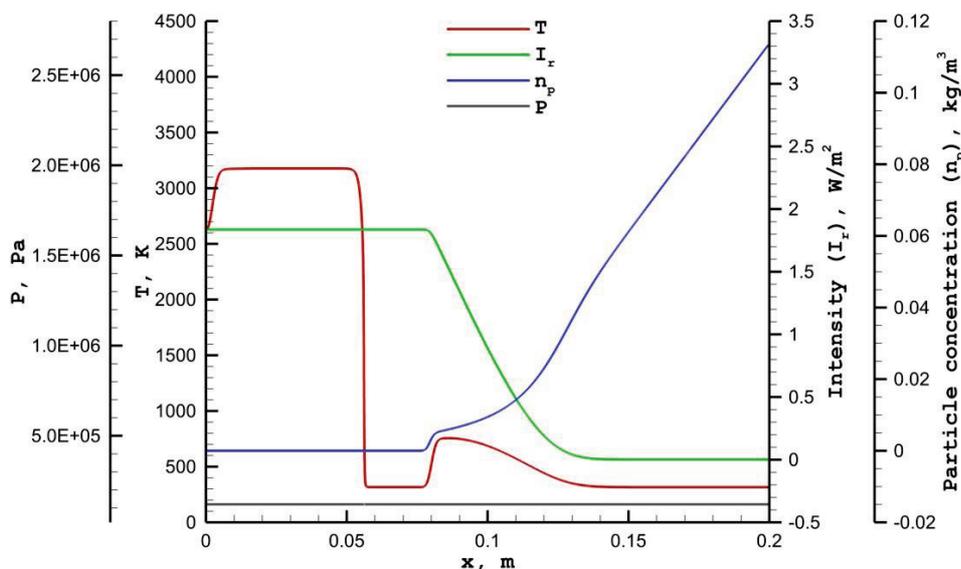


Рис. 7. Состояние газозвеси при линейном распределении частиц по каналу в момент времени $t = 1$ мс

Рис. 8 иллюстрирует возникновение детонации в газозвеси. В ходе детонации рождается новая зона горения с 2-мя расходящимися детонационными волнами (скорость каждого из расходящихся фронтов пламени составляет около 670 м/с), сопровождающиеся расходящимися волнами сжатия (рис. 8, 9). Массовая концентрация частиц $n_p^{nreg} = 0.1 \text{ кг/м}^3$.

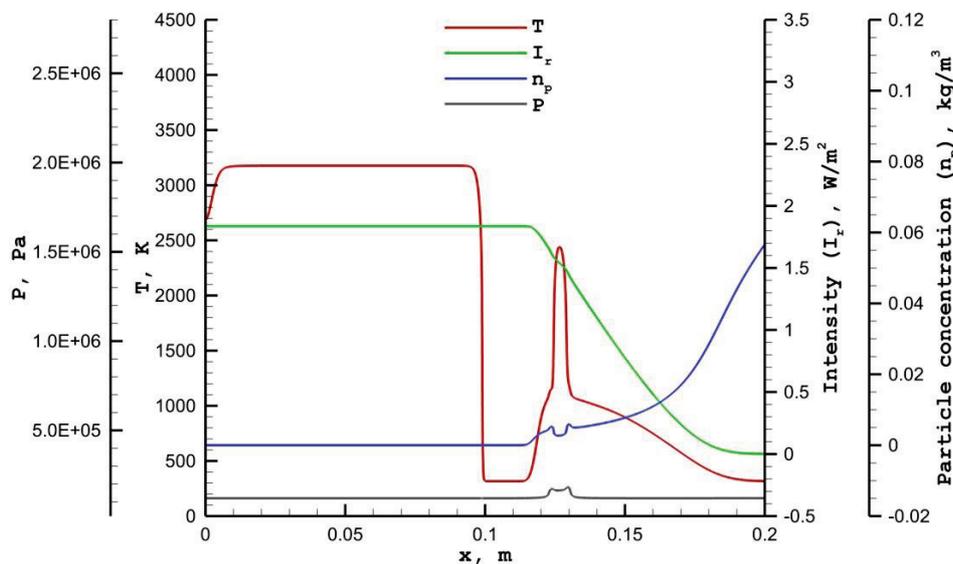


Рис. 8. Состояние газозвеси при линейном распределении частиц по каналу в момент времени $t = 1 \text{ мс } 750 \text{ мкс}$

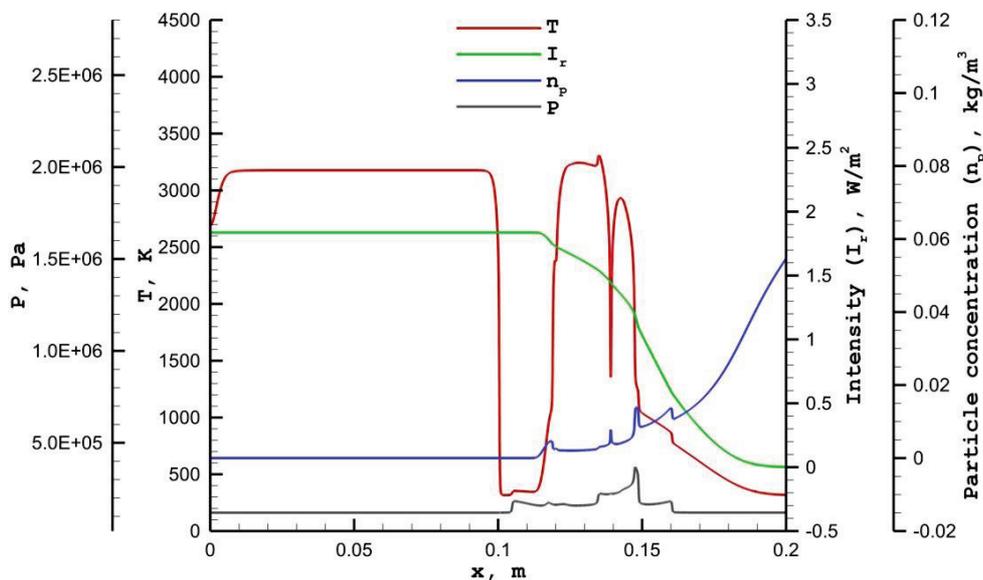


Рис. 9. Состояние газозвеси при линейном распределении частиц по каналу в момент времени $t = 1 \text{ мс } 770 \text{ мкс}$

В дальнейшем (рис. 10), детонационная волна, которая движется вправо, поддерживается энергией из области высоких массовых концентраций частиц, подогретой излучением, а детонация в волне, которая движется влево, почти мгновенно переходит в медленное горение, потому что нет источников энергии, которые бы поддерживали эту волну. Также на рис. 10 отчётливо видна сильная волна сжатия ($P \sim 27$ атм), сопровождающая детонационную волну.

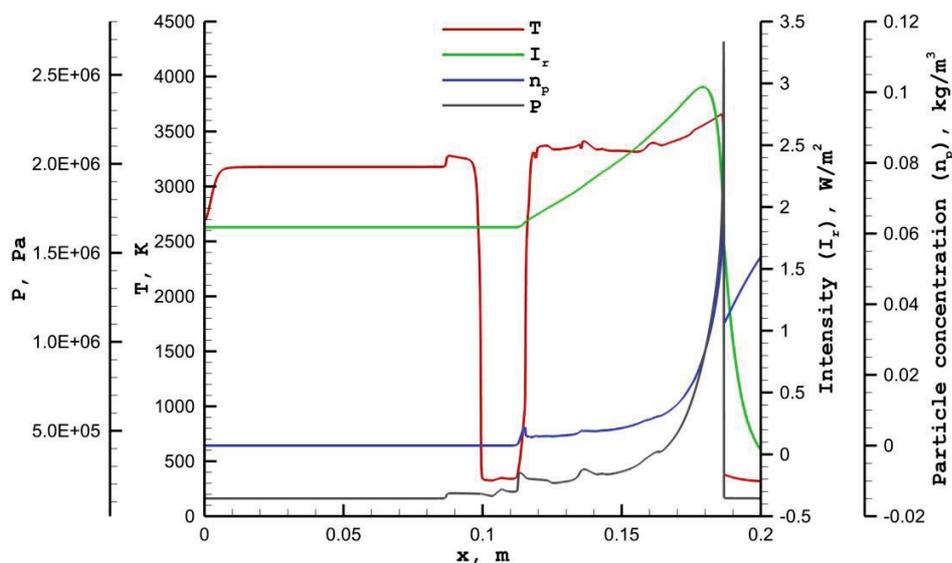


Рис. 10. Состояние газозвеси при линейном распределении частиц по каналу в момент времени $t = 1$ мс 790 мкс

Выводы

В случае, когда концентрация твёрдых частиц одинакова по всей длине канала с горючей газовой средой, подогретые излучением твёрдые частицы передают свою энергию горючему газу, ускоряя фронт пламени. Скорость пламени увеличивается, примерно, до 20 %, однако, это не приводит к возникновению детонации в дальнейшие моменты времени.

Когда область высокой концентрации твёрдых частиц находится вдали от области поджига горючего газа, то возможность возникновения детонации зависит от вида концентрации, как функции x . Если функция концентрации имеет ступенчатый вид (скачкообразно увеличивается при увеличении x), то в зоне повышенной концентрации частиц возникает новая зона горения, скорость фронта пламени которой во много раз меньше скорости звука, поэтому в дальнейшем процесс горения не переходит в

детонацию. Если функция концентрации имеет линейный вид (плавно увеличивается при увеличении x), в зоне повышенной концентрации частиц также возникает новая зона горения, однако скорость "нового" фронта пламени достигает скорости звука и в канале возникает детонация.

Причиной возникновения детонации при линейном возрастании концентрации является больший размер области поглощения излучения по сравнению со случаем ступенчатого возрастания. Большой размер области поглощения способствует существенному нагреву горючей газовой смеси в области повышенной концентрации частиц, что вызывает локальное возгорание, переходящее в детонацию. В случае ступенчатого возрастания концентрации частиц область поглощения излучения мала, поэтому из области повышенной концентрации частиц в новую зону горения газа поступает количество энергии, недостаточное для возникновения детонации.

Список литературы

1. Ivanov M.F., Kiverin A.D., Liberman M.A. Flame acceleration and DDT of hydrogen-oxygen gaseous mixtures in channels with no-slip walls // International Journal of Hydrogen Energy. 2011. Vol. 36, Issue 13. P. 7714–7727. DOI: 10.1016/j.ijhydene.2011.03.134
2. Вараксин А.Ю. Турбулентное течение газов с твёрдыми частицам. М.: Физматлит, 2003. 192с.
3. Волков Э.П., Зайчик Л.И., Першуков В.А. Моделирование горения твёрдого топлива. М.: Наука, 1994. 320с.
4. Зайчик Л.И., Алипченков В.М. Статистические модели движения частиц в турбулентной жидкости. М.: Физматлит, 2007. 312с.
5. Волков К.Н., Емельянов В.Н. Течение газа с частицами. М.: Физматлит, 2008. 598с.
6. Brennen C. Fundamentals of Multiphase Flows. California: Cambridge University Press, 2005. 410 p.
7. Elghobashi S. Particle – laden turbulent flows: direct simulation and closure models // Appl. Scient. Res. 1991, Vol. 48, p. 301 – 314.

8. Бойко В.М., Киселев В.П., Киселев С.П. и др. О взаимодействии ударной волны с облаком частиц // Физика горения и взрыва. 1996. Т.32, №2. С. 86 – 99.
9. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч.1. М.: Наука, 1987. 464 с.
10. Федоров А.В., Кратова Ю.В., Хмель Т.А., Фомин В.М. Распространение ударных и детонационных волн в каналах различной геометрии в газовзвесах // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. Электрон. журн. 2008. № 7. Режим доступа: <http://chemphys.edu.ru/media/files/2008-09-01-006.pdf> (дата обращения 10.02.2014).
11. Крайнов А.Ю. Влияние лучистого теплопереноса на минимальную энергию искрового зажигания газовзвесей // Физика горения и взрыва, 2001. Т. 37, № 3. С. 16 – 24.
12. Озерова Г.Е., Степанов А.М. К расчету распространения радиационного пламени // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 7. № 2. С. 66 – 73.
13. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
14. Хайрер Э., Ваннер Г. Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Жёсткие и дифференциально-алгебраические задачи: пер. с англ. / под ред. С.С. Филипова. М.: Мир, 1999. 685 с. [E. Hairer, G. Wanner. Solving Ordinary Differential Equations II. Springer-Verlag, 1991.].
15. Белоцерковский О. М. Численное моделирование в механике сплошных сред. М.: Наука, 1984. 520 с.
16. Волков Е. А. Численные методы. М.: Наука, 1987. 248 с.