



Общероссийский математический портал

Н. Н. Смирнов, В. Ф. Никитин, Ю. Г. Филиппов, Е. И. Шемякин, Развитие детонации при переходе из кольцевого зазора в камеру сгорания,
Вестн. Моск. ун-та. Сер. 1. Матем., мех., 2009, номер 3, 67–72

<https://www.mathnet.ru/vmumm881>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.175

24 мая 2025 г., 19:22:19



СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Мещерский И.В.* Работы по механике тел переменной массы. М.: Госиздат, 1952.
2. *Стулов В.П., Мирский В.Н., Вислый А.И.* Аэродинамика болидов. М.: Наука, Физматлит, 1995.
3. *Синицын В.А.* О динамике систем с переменными массами // Сб. научно-методических статей. Теоретическая механика. Вып. 26. М.: Изд-во МГУ, 2006. 47–53.
4. *Качурин Л.Г.* Физические основы воздействия на атмосферные процессы. Л.: Гидрометеоздат, 1990.
5. *Закинян Р.Г.* К теории образования слоистой структуры льда на поверхности пластины, помещенной в поток переохлажденного водного аэрозоля // Журн. теор. физ. 2004. **74**, вып. 9. 9–14.

Поступила в редакцию
21.03.2007

УДК 534.222.2

РАЗВИТИЕ ДЕТОНАЦИИ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ИЗ КОЛЬЦЕВОГО ЗАЗОРА В КАМЕРУ СГОРАНИЯ

Н. Н. Смирнов¹, В. Ф. Никитин², Ю. Г. Филиппов³, **Е. И. Шемякин⁴**

В статье содержатся результаты теоретических исследований детонационных процессов в смесях горючих газов (водорода с воздухом, обогащенным кислородом) для модельной геометрии крупных камер сгорания перспективных детонационных двигателей. Исследуется влияние геометрических характеристик на работу пульсирующего детонационного двигателя и, в частности, перепускание детонационных волн из труб малого диаметра в большие объемы и развитие детонации под действием сходящихся ударных волн.

Ключевые слова: горение, детонация, переходные процессы, двигатель.

Some results of theoretical studies of detonation processes in combustible gaseous mixtures are discussed for a model geometry of large combustion chambers of detonation engines in the case of mixtures of hydrogen and oxygen-enriched air. The effect of geometric characteristics on the operation of pulse detonation engines is analyzed. In particular, the propagation of detonation waves in tubes of small diameter to larger volumes and the evolution of detonation under the action of converging shock waves are considered.

Key words: combustion, detonation, transition processes, engine.

Введение. Технический прогресс требует все новых и новых мощных источников энергии двигателей. Перевод химической энергии топлива в кинетическую энергию транспортного средства ограничен скоростью выделения энергии в процессе горения. Скорость сгорания топлива в детонационном режиме на три порядка выше скорости обычного горения, и это может послужить базой для создания мощных преобразователей энергии. В таких условиях скорость подачи горючего значительно меньше скорости горения, что приводит к необходимости использования пульсирующего режима работы преобразователя.

Преимущества сгорания топлива в условиях неизменного объема перед сгоранием в условиях постоянного давления, в частности термодинамическая эффективность и уменьшение производства СО, сфокусировали усилия разработчиков новых видов двигателей на использовании детонации. Термодинамическая

¹ *Смирнов Николай Николаевич* — доктор физ.-мат. наук, проф., зав. лаб. волновых процессов мех.-мат. ф-та МГУ, e-mail: ebifsun1@mech.math.msu.su.

² *Никитин Валерий Федорович* — канд. физ.-мат. наук, доцент каф. газовой и волновой динамики мех.-мат. ф-та МГУ, e-mail: vfnikitin@rambler.ru.

³ *Филиппов Юрий Григорьевич* — канд. физ.-мат. наук, доцент каф. газовой и волновой динамики мех.-мат. ф-та МГУ, e-mail: mech.math.msu@rambler.ru.

⁴ *Шемякин Евгений Иванович* — акад. РАН, проф., зав. каф. газовой и волновой динамики мех.-мат. ф-та МГУ, e-mail: evgeniishemyakin@rambler.ru.

эффективность детонации Чепмена–Жуге по сравнению с прочими режимами сгорания топлива выражается в том, что на выходе этого процесса получается струя с минимальной энтропией. В связи с этим в течение нескольких последних десятилетий усилия ученых были направлены на то, чтобы определить корректный операционный цикл такого двигателя, который давал бы улучшенную производительность. В то же время в разработке подобной технологии имеется несколько аспектов, бросающих вызов ученым и инженерам [1]. Успех решения подобных проблем в конечном итоге должен определить ввод в строй пульсирующего детонационного двигателя (ПДД).

Удельный импульс ПДД выше, чем удельный импульс обычного реактивного двигателя, при одних и тех же условиях и при одной и той же скорости подачи горючей смеси. Грубая оценка дает следующее соотношение:

$$\frac{I_{\text{PDE}}}{I_{\text{RAM}}} \approx \sqrt{\gamma} = \sqrt{\frac{c_p}{c_v}}.$$

Помимо этого мощность двигателя возрастает с повышением скорости подачи массы горючего и окислителя, что возможно вследствие очень быстрого преобразования энергии.

Важнейшим аспектом ПДД является надежное инициирование детонации в крупной камере сгорания. Преимущества детонационного режима преобразования энергии перед режимом сгорания при постоянном давлении приводят к необходимости быстрее возбуждения детонации и как можно большего сокращения преддетонационной длины.

Ключевым фактором операционного цикла ПДД является переход горения в детонацию (ПГД) и последующее распространение детонационной волны по камере сгорания. Таким образом, встает проблема управления процессом ПГД в газовой смеси.

Детонационное сгорание в крупной камере может быть произведено двумя путями.

В первом случае ПГД форсируется в самой камере с помощью различных турбулизирующих элементов, таких, как спирали Щелкина, кольца или более широкие насадки на камеру [2, 3]. Метод довольно эффективен, особенно при использовании насадок [4], но для крупной камеры преддетонационная длина получается слишком большой [5].

Во втором случае детонация инициируется в узких камерах, что требует значительно меньшей преддетонационной длины, после чего детонационная волна вводится в широкую основную камеру сгорания. Метод эффективен в смысле сокращения преддетонационной длины, но при этом имеется значительная вероятность угасания детонационной волны при ее выходе из щели в большой объем.

Настоящая работа нацелена на теоретическое исследование различных методов ускорения инициирования детонации в широких камерах.

Математическая модель. Модель движения реагирующей смеси совершенных газов дополнена моделью турбулентности ка-омега Уилкокса [6], в которой учтены: 1) эффекты сжимаемости, 2) коррекция для малого числа Рейнольдса, 3) модель задержки турбулентной вязкости. В качестве граничных условий заданы стандартные пристеночные функции для гладкой стенки. Модель включает следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \mathbf{u}) &= -\nabla \cdot \mathbf{q}_i + \bar{\omega}_i, \quad i = 1, \dots, N; \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) &= -\nabla p + \nabla \cdot (\mathbf{t} + \boldsymbol{\tau}); \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \left(e + \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}}{2} + k \right) \right) + \nabla \cdot \left(\rho \left(h + \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}}{2} + k \right) \mathbf{u} \right) &= -\nabla \cdot \mathbf{q}_t + \nabla \cdot (\mathbf{u} \cdot (\mathbf{t} + \boldsymbol{\tau})). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ρ_i — парциальная плотность химически однородного компонента, \mathbf{u} — средняя скорость смеси, \mathbf{q}_i — турбулентный поток диффузии компонента, $\bar{\omega}_i$ — скорость производства компонента в химической реакции, ρ — плотность смеси, p — давление, \mathbf{t} — тензор вязких напряжений, $\boldsymbol{\tau} = -\overline{\rho \mathbf{u}'' \mathbf{u}''}$ — тензор Рейнольдса, e — внутренняя энергия единицы массы газовой смеси, h — энтальпия единицы массы, k — турбулентная энергия единицы массы, \mathbf{q}_t — поток тепловой энергии, включая турбулентную.

Совместное применение гипотез Буссинеска и Прандтля, а также гипотезы постоянных значений чисел Прандтля и Шмидта приводит к следующим выражениям для турбулентных потоков:

$$\mathbf{q}_i = -\left(\frac{\mu}{\text{Sc}} + \frac{\mu_T}{\text{Sc}_T} \right) \nabla \left(\frac{\rho_i}{\rho} \right), \quad \mathbf{q}_t = -\left(\frac{\mu}{\text{Pr}} + \frac{\mu_T}{\text{Pr}_T} \right) \nabla (h + k).$$

Выражения для тензоров вязких напряжений и Рейнольдса суть следующие:

$$\mathbf{t} = \mu \left(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} \right), \quad \boldsymbol{\tau} = \mu_T \left(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} \right) - \frac{2}{3} \rho k \mathbf{I}.$$

Здесь μ и μ_T — молекулярная и турбулентная вязкости, Sc и $Sc_T = 1$ — молекулярное и турбулентное числа Шмидта, Pr и $Pr_T = 0,9$ — молекулярное и турбулентное числа Прандтля, \mathbf{I} — единичный тензор второго ранга.

Уравнения массы, энергии и импульса (1) дополняют уравнения стандартной модели турбулентности ка-омега Уилкокса. Уравнение динамики турбулентной энергии:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \nabla \cdot (\rho k \mathbf{u}) = \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{u} - \beta^* \rho k \omega + \nabla \cdot (\mu + \sigma^* \mu_T) \nabla k.$$

Уравнение динамики скорости турбулентной диссипации ω :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \nabla \cdot (\rho \omega \mathbf{u}) = \alpha \frac{\omega}{k} \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{u} - \beta \rho k \omega^2 + \nabla \cdot (\mu + \sigma \mu_T) \nabla \omega.$$

Турбулентная вязкость определяется в стандартной модели как

$$\mu_T = \rho k / \omega = \rho \nu_T. \quad (2)$$

Константы модели:

$$\alpha = 5/9, \quad \beta = 3/40, \quad \beta^* = 9/100, \quad \sigma = \sigma^* = 1/2. \quad (3)$$

В стандартную модель вводятся следующие поправки. Первая поправка связана с учетом эффектов сжимаемости при очень сильном уровне турбулентности (когда не мало турбулентное число Маха). Коэффициенты (3) моделируются согласно Уилкоксу [6]:

$$\beta^* = \beta_0^* (1 + \hat{\xi} F(M_t)), \quad \beta = \beta_0 - \beta_0^* \hat{\xi} F(M_t),$$

где

$$F(M_t) = (M_t^2 - M_{t0}^2) H(M_t - M_{t0}), \quad \hat{\xi} = 3/2, \quad M_{t0} = 1/4.$$

Здесь β_0 и β_0^* определяются по формулам (3), $H(x)$ — функция Хевисайда, а турбулентное число Маха M_t определяется как $M_t = \sqrt{2k}/a$, где a — скорость звука в газовой смеси.

Следующая поправка — учет эффектов малого турбулентного числа Рейнольдса, т.е. модификация коэффициентов модели при переходе к турбулентному режиму. Вместо формул (3) при учете эффекта перехода к турбулентности используются следующие формулы:

$$\alpha = \frac{5}{9} \frac{\alpha_0 + Re_T/R_\omega}{1 + Re_T/R_\omega} (\alpha^*)^{-1}, \quad \beta^* = \frac{9}{100} \frac{\beta_0^* + (Re_T/R_\beta)^4}{1 + (Re_T/R_\beta)^4}, \quad \alpha^* = \frac{\alpha_0^* + Re_T/R_k}{1 + Re_T/R_k},$$

где

$$\alpha_0 = 1/10, \quad \alpha_0^* = \beta/3, \quad \beta_0^* = 5/18, \quad R_k = 6, \quad R_\beta = 8, \quad R_\omega = 27/10,$$

а турбулентное число Рейнольдса определяется как $Re_T = \frac{k}{\omega \nu} = \frac{\nu_T}{\nu}$, где ν — молекулярная кинематическая вязкость.

Третья поправка к стандартной модели — введение инерции турбулентной вязкости. Подобной поправкой моделируется влияние динамических эффектов, поскольку коэффициенты стандартной модели выверяются в основном на анализе стационарных турбулентных течений. Эта модель с адаптацией к учету эффектов малого турбулентного числа Рейнольдса приведена в работе [7]. Вместо алгебраического соотношения (2), определяющего турбулентную вязкость, вводится дополнительное уравнение динамики турбулентной вязкости, в результате чего (2) выполняется лишь в стационарном случае:

$$\frac{\partial \rho \nu_T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \nu_T u_j) = \rho A(R_T) (k - \omega \nu_T),$$

где зависимость нового параметра модели A от турбулентного числа Рейнольдса, определяющегося по “стационарной” кинематической турбулентной вязкости k/ω , следующая:

$$A = 0,35 \frac{R_T + 0,01}{R_T + 1}.$$

В работе [7] показано, что модель инерции турбулентной вязкости значительно улучшает (приближает к данным эксперимента) результаты расчетов нестационарных турбулентных процессов либо стационарных процессов с ударными волнами.

Профиль параллельной стенке компоненты скорости внутри “логарифмического” подслоя вблизи стенки, т.е. решение, полученное по алгебраической модели слоя смешения Прандтля [6] в области, где малы как инерция, так и эффекты молекулярной вязкости, таков:

$$U = u_\tau \left(\frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{u_\tau y}{\nu} \right) + B \right), \quad (4)$$

где y — расстояние до стенки, $\kappa = 0,41$ — константа Кармана, а $B = 5,1$ для гладкой стенки. Уравнение (4) служит трансцендентным уравнением для определения фрикционной скорости u_τ , а по ней — значений k и ω вблизи стенки на расстоянии y :

$$k = \frac{u_\tau^2}{\sqrt{\beta^*}}, \quad \omega = \frac{k^{1/2}}{(\beta^*)^{1/4} \kappa y}.$$

Результаты численных расчетов. Было проведено численное исследование ПГД и выхода детонационной волны в широкую камеру в водородно-воздушной смеси. Кинетика водородно-воздушной смеси достаточно надежно исследована; были использованы данные работы [8] по термодинамике входящих компонент (всего 9 компонент, включая радикалы) и данные работы [9] по кинетике горения кислородно-водородной смеси (всего 19 обратимых реакций; азот считался нейтральным разбавителем). Исследовались как стехиометрическая смесь водорода с воздухом, так и обедненные и разбавленные смеси. На рис. 1, *a* изображены последовательные стадии ПГД в узкой трубе (диаметром 20 мм) для стехиометрической водородно-воздушной смеси. Верхняя часть диаграмм соответствует полю давления, нижняя — температуры. Тоновая шкала для этих параметров представлена на рис. 1, *б*.

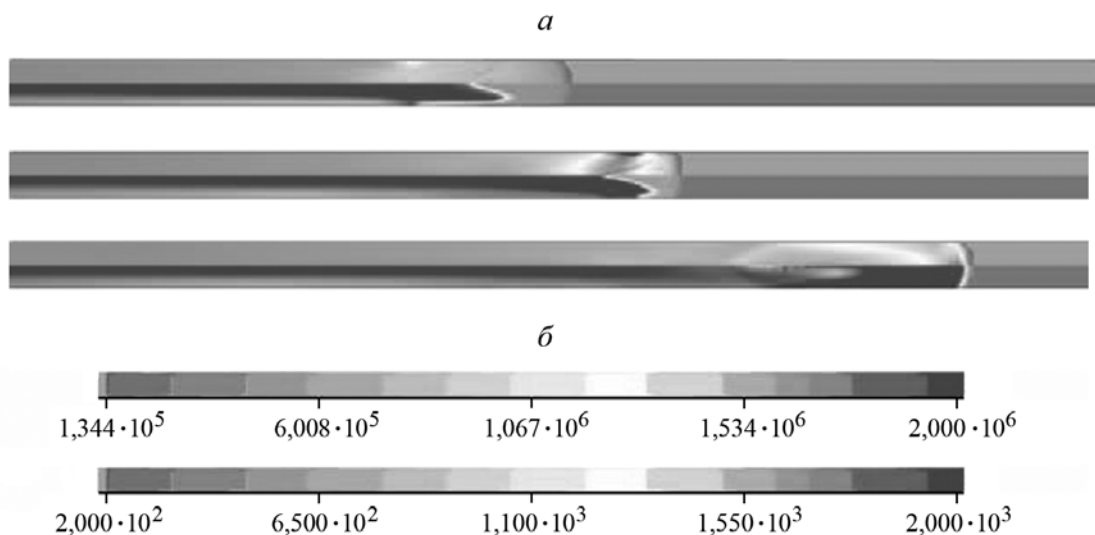


Рис. 1. Переход горения в детонацию в трубе, заполненной водородно-воздушной смесью $\text{H}_2 : \text{O}_2 : \text{N}_2 = 2 : 1 : 5$ (*a*). Тоновая шкала для давления (вверху) и температуры (внизу) (*б*)

Из рисунка видно, что переход к детонации имеет место в недогоревшем “кармане” газа вблизи стенки.

Узкая труба соединяется с широкой камерой диаметром 200 мм. Длина узкой части 400 мм, длина широкой части 100 мм. В стехиометрической смеси $\text{H}_2 : \text{O}_2 : \text{N}_2 = 2 : 1 : 5$ детонация легко переходит в широкую камеру (рис. 2, *a*).

На рис. 2, *б* изображена одна из стадий распространения детонации в обедненной смеси ($\text{H}_2 : \text{O}_2 : \text{N}_2 = 1,5 : 1 : 5$) после выхода из трубы в широкую камеру. Из рисунка видно, что при входе в широкую камеру зона горения отстает от ударной волны с боков, но продолжает совпадать с ней по центру. Через некоторое время возникает боковая волна, восстанавливающая детонацию.

На рис. 2, *в* показана входящая в широкую камеру волна детонации в стехиометрической смеси, разбавленной азотом ($\text{H}_2 : \text{O}_2 : \text{N}_2 = 2 : 1 : 7$). Видно, что детонационная волна исчезает, переходя

в обычное горение: фронт пламени отстает от ударной волны, и в дальнейшем процессе детонация не восстанавливается.

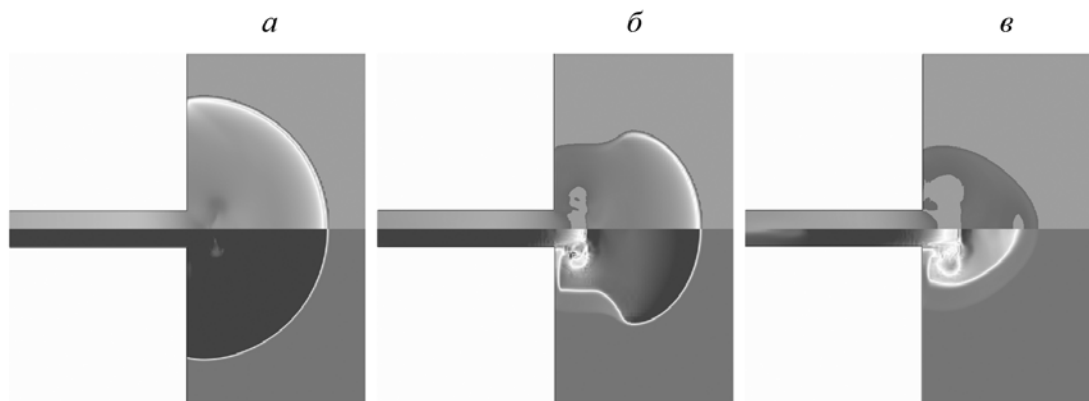


Рис. 2. Перепускание детонации из трубы в камеру большого диаметра: *a* — в стехиометрической смеси $\text{H}_2 : \text{O}_2 : \text{N}_2 = 2 : 1 : 5$; *b* — в обедненной смеси $\text{H}_2 : \text{O}_2 : \text{N}_2 = 1,5 : 1 : 5$; *c* — в разбавленной смеси $\text{H}_2 : \text{O}_2 : \text{N}_2 = 2 : 1 : 7$

Размещение препятствия перед выходом из узкой трубы всегда считалось фактором, способствующим развитию детонации вследствие возникновения отраженных волн и горячих точек при их взаимодействиях со стенками и друг с другом. На расстоянии 10 мм от выхода из трубы был помещен плоский диск, оставляющий с краев кольцевую щель размером 10 мм. Попытки провести в этой ситуации детонацию в обедненной смеси не удалось (рис. 3, *a*, *b*), хотя без препятствия детонация восстановилась (рис. 2, *b*).

В случае стехиометрической смеси $\text{H}_2 : \text{O}_2 : \text{N}_2 = 2 : 1 : 5$ наличие подобного препятствия приводит к отделению фронта горения от ударной волны, но затем детонация восстанавливается, что демонстрирует менее благоприятные условия для перепускания детонации в широкую камеру, чем без препятствия (рис. 2, *a*).

Результаты исследований показывают, что расходящиеся потоки создают менее благоприятные условия для перепускания детонации. Тем самым возникает идея использовать для стабильного перепускания детонации в большой объем сходящиеся потоки [10] (так называемый имплозивный метод.) Для всех исследованных выше концентраций горючей смеси был рассчитан переход горения в детонацию в узкой щели между цилиндрами с дальнейшим перепусканием детонационной волны во внутреннюю цилиндрическую камеру (рис. 4, 5). Ширина камеры 200 мм, как и во всех предыдущих случаях.

В рассматриваемой геометрии после выхода из щели происходит полный разворот потока на 180° , что, на первый взгляд, должно еще больше осложнить условия перепускания детонационной волны из узкой щели в широкую камеру (для сравнения в рассмотренных на рис. 2 конфигурациях разворот потока происходит максимум на 90°). Тем не менее исследованные случаи перепускания детонации из кольцевой щели в камеру привели к успешному восстановлению детонации. При этом для случаев обедненной смеси (рис. 4, *a*, *b*) или разбавленной (рис. 5, *a*, *b*) вначале, при выходе детонации из щели в объем, происходит затухание волны в той части, которая разворачивается в противоположном направлении. Поля температур, представленные в нижних частях рисунков, показывают, что сгорание смеси происходит в достаточно редких поперечных волнах. Затем, после взаимодействия сходящихся волн у оси, детонация восстанавливается. При распространении детонации в стехиометрической смеси отставание фронта реакции от головной ударной волны при развороте детонационной волны не столь ярко выражено, хотя тоже имеет место. После взаимодействия сходящихся детонационных волн у оси возникают стабильные детонационные волны, распространяющиеся как в прямом, так и в обратном направлении.

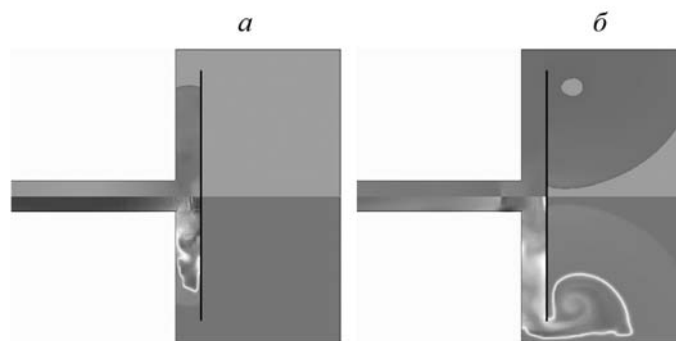


Рис. 3. Последовательные стадии процесса вхождения детонации в камеру с препятствием в виде диска в случае обедненной смеси $\text{H}_2 : \text{O}_2 : \text{N}_2 = 1,5 : 1 : 5$

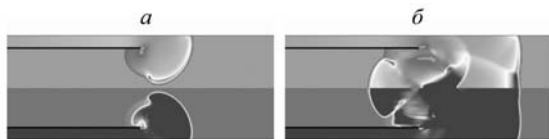


Рис. 4. Две последовательные стадии процесса распространения детонационной волны при импловзивном методе перепуска детонации из щелевого зазора в камеру в случае обедненной смеси $H_2 : O_2 : N_2 = 1,5 : 1 : 5$



Рис. 5. Две последовательные стадии процесса распространения детонационной волны при импловзивном методе перепуска детонации из щелевого зазора в камеру в случае разбавленной смеси $H_2 : O_2 : N_2 = 2 : 1 : 7$

Выводы. Результаты исследований показали, что для успешного возбуждения детонации при помощи “мягкого” инициатора необходимо осуществить ПГД в узкой щели с последующим перепуском детонационной волны в более широкую секцию камеры сгорания посредством сходящейся детонационной волны.

Более широкие каверны, служащие для улучшения ПГД, необходимо размещать в узкой щели.

В дальнейшем предполагается исследовать условия перепуска детонации в более широкую камеру с использованием углеводородно-воздушных горючих смесей, а также изучить влияние турбулентного потока газа в широкой камере сгорания на развитие и распространение детонации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-03-00190).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Smirnov N.N., Nikitin V.F., Kulchitsky A.B., Legros J.C., Shevtsova V.M.* Pulse detonating devices — constraints for PDE applications and possible ways to overcome that // Proc. 16th ONR Propulsion Meeting / Ed. by G.D. Roy, M. Gundersen. Univ. South. Calif., Los Angeles, CA, 2003. 204–210.
2. *Smirnov N.N., Nikitin V.F., Boichenko A.P., Tyurnikov M.V., Baskakov V.V.* Deflagration to detonation transition in gases // Gaseous and Heterogeneous Detonations: Science to Applications / Ed. by G.D. Roy et al. Moscow: ENAS Publ., 1999. 65–94.
3. *Smirnov N.N., Nikitin V.F., Tyurnikov M.V., Boichenko A.P., Legros J.C., Shevtsova V.M.* High-speed deflagration and detonation: fundamentals and control / Ed. by G.D. Roy, S.M. Frolov, D.W. Netzer, and A.A. Borisov. Moscow: ELEX-KM Publishers, 2001. 3–30.
4. *Smirnov N.N., Nikitin V.F., Kulchitsky A.B., Legros J.C., Shevtsova V.M.* The role of geometrical factors in deflagration to detonation transition // Proc. 15th ONR Propulsion Meeting / Ed. by G.D. Roy, A. Gupta. Arlington, 2002. 204–210.
5. *Smirnov N.N., Nikitin V.F., Legros J.C., Shevtsova V.M., Alyari-Shourekhdeli Sh.* Onset of detonation in pulse detonating devices // Proc. 17th ONR Propulsion Meeting / Ed. by G.D. Roy, A. Ghoneim. MIT, Cambridge, MA, 2004. 161–167.
6. *Wilcox D.C.* Turbulence modeling in CFD. La Canada, CA, 1994.
7. *Xiao Q., Tsai H.M., Liu F.* Computation of transonic diffuser flows by a lagged $k-\omega$ turbulence model // J. Propulsion and Power. 2003. **19**, N 3. 473–483.
8. *Connaire M.O., Curran H.J., Simmie J.M., Pitz W.J., Westbrook C.K.* A comprehensive modeling study of hydrogen oxidation // Int. J. Chemical Kinetics. 2004. **36**. 603–622.
9. *Maas U., Warnatz J.* Ignition processes in hydrogen–oxygen mixtures // Combustion and Flame. 1988. **74**. 53–69.
10. *Sinibaldi J.O., Hall P., Holthaus J., Robbins T.* Design and development of a new valveless PDE concept // Pulsed and Continuous Detonations / Ed. by G.D. Roy, S.M. Frolov, and J.O. Sinibaldi. Moscow: Torus Press, 2006. 261–267.

Поступила в редакцию
23.01.2008