

УДК 533.92

ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ ЗА ПАДАЮЩЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ЛОКАЛЬНОЙ ТЕПЛОВОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ, ВЫЗВАННОЙ СТРИМЕРОМ ИМПУЛЬСНОГО КОРОННОГО РАЗРЯДА

Заев И.А., Кириллов И.А., Потапкин Б.В.

РНИЦ «Курчатовский институт», Москва

i_zaev@mail.ru

Аннотация

Приводятся результаты численного моделирования инициирования детонации за ударной волной при ее взаимодействии с локальной тепловой неоднородностью, моделирующей состояние реагирующей среды после воздействия на нее плазмы стримера импульсного коронного разряда. В качестве исходной принята постановка задачи, в которой плоская ударная волна с заданным числом Маха взаимодействует с локальной, нагретой до определенной температуры, но не воспламенившейся, областью в реагирующей среде. Детальное исследование изменения полей температуры и давления во времени позволило описать механизм инициирования детонации в рассматриваемой модели, указать его ключевые стадии и получить аналитическую оценку для времени инициирования детонации в рассматриваемой задаче.

DETONATION INITIATION BEHIND SHOCK WAVE AFTER ITS INTERACTION WITH LOCAL THERMAL INHOMOGENEITY, CAUSED BY THE STREAMER OF THE PULSED CORONA DISCHARGE

The results of the numerical simulation of the detonation initiation behind plane shock wave after its interaction with local thermal inhomogeneity, caused by the action of the plasma of the pulsed corona discharge are presented. In the basic problem formulation the plane shock wave with the prescribed Mach number interacts with the local heated region of the reactive gas. In this region the gas is heated up to some temperature, which is insufficient for thermal self-ignition. Detailed analysis of the fields of the pressure and temperature allows to describe the mechanism of detonation initiation in this particular physical situation, to point out its key stages and to propose the estimation for the detonation initiation time for the problem under consideration.

1 Введение

Инициирование детонации – важная задача при разработке пульсирующих детонационных двигателей (ПДД), так как, в основном, стадия инициирования ограничивает возможную частоту циклической работы устройства. Среди наиболее успешных методов сокращения времени инициирования детонации, уже реализованных в лабораторных прототипах ПДД – использование преддетонаторов или перехода горения в детонацию.

Несмотря на свою эффективность для модельных топлив, описанные методы не обеспечивают желаемых результатов, либо приводят к тому, что геометрические размеры реальных детонационных двигателей становятся слишком большими для широко распространенных углеводородных топлив – метана, пропана, керосина. Выходом из сложившейся ситуации является либо специальная организация поджига реагирующей смеси [1, 2], либо ее предварительная обработка с целью повышения детонационной чувствительности [3 – 6].

Недавно в экспериментах на ударных трубах было показано, что предварительная объемная обработка реагирующей смеси плазмой коронного разряда вблизи искрового

поджигателя существенно снижает наблюдаемое пре-детонационное расстояние при последующем поджиге смеси от искры (см. рис. 1, предварительная стадия коронного разряда – кадры слева сверху и нижний, стадия искры – кадр справа сверху). Стоит отметить, что в экспериментах [6] общий энергозатрат в коронный и искровой разряды составлял не более 0.5 Дж, что на один-два порядка меньше энергии прямого инициирования детонации в смесях пропана-бутана-кислорода-азота, использовавшихся в экспериментах.

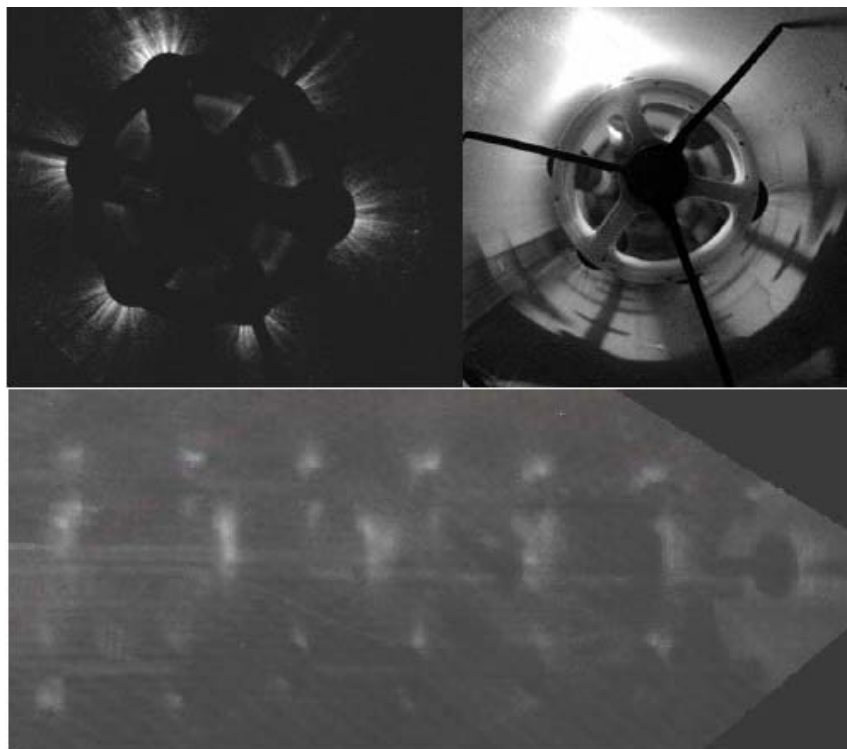


Рис.1. Предварительная стадия коронного разряда (левый верхний и нижний кадры) и стадия поджигающей искры (правый верхний кадр) [6].

Одним из возможных механизмов инициирования детонации в рассматриваемых экспериментах может быть инициирование ударной волной от искры в присутствии неоднородностей в реагирующей среде, вызванных коронным разрядом.

В результате воздействия неравновесной плазмы в канале стримера в реагирующей среде образуются электронно- и колебательно-возбужденные молекулы, химически активные радикалы и атомы. После завершения коронного разряда при релаксации возбужденных молекул, а также частичной рекомбинации атомов и радикалов происходит некоторое увеличение температуры среды и остается некоторое количество активных частиц [7]. Таким образом, действие плазмы коронного разряда на реагирующую среду сводится в основном, к двум эффектам: к ее нагреву и образованию химически активных частиц. Стоит отметить, что увеличение температуры в канале стримера после релаксации возбужденной среды недостаточно для воспламенения топливо-воздушной смеси за времена, характерные для инициирования детонации. Поэтому в дальнейшем область газа, подвергшуюся воздействию плазмы коронного разряда будем называть «теплым пятном», в отличие от понятия «горячих пятен», с быстрым воспламенением газа в которых связывают инициирование детонации [8 – 10].

Для понимания основных особенностей процесса инициирования взрывом в неоднородной реагирующей среде представляет интерес рассмотреть следующую задачу: одно-

мерное инициирование детонации за плоской падающей ударной волной при ее взаимодействии с локальной неоднородностью в реагирующей среде, в частности, локальным «теплым пятном»

2 Постановка задачи

Рассматривается задача инициирования детонации за плоской ударной волной заданной амплитуды, распространяющейся в реагирующей среде. Случай, когда среда перед фронтом ударной волны однородна, описан, например, в [11]. Целью настоящей работы является исследование возможности ускорения инициирования детонации, если перед фронтом ударной волны помещается локальная тепловая неоднородность – «теплое пятно», образовавшееся, например, при релаксации среды в канале стримера коронного разряда. В качестве реагирующей среды рассматривается стехиометрическая смесь пропана, кислорода и азота в соотношении $C_3H_8:O_2:N_2 = 0.2:1:1$.

Решение задачи проводится в одномерной постановке. В начальный момент времени фронт плоской ударной волны, движущейся слева направо, находится у левой границы «теплого пятна», в точке $x = 0$. Сила ударной волны определяется числом Маха M_1 при начальной температуре $T_0 = 300$ К и давлении $P_0 = 1$ атм. За фронтом ударной волны параметры течения постоянны.

Неоднородность в реагирующей среде моделируется локальной областью нагретого газа, в котором температура высокая, 400 – 700 К, но не достаточная для быстрого самовоспламенения газа. Распределение температуры в «теплом пятне» описывается гауссовым профилем с центром в точке $x_0 = d/2$, характерным радиусом r_0 , диаметром d и максимальной температурой T_{hs} , см. (2). Под *локальным* «теплым пятном» понимается такая область нагретого газа, что

$$t_p < t_{hs} \quad (1)$$

где t_p – время его пересечения ударной волной, t_{hs} – время реакции в «теплом пятне», сжатом ударной волной.

В начальный момент времени распределение температуры, давления и скорости (см. рис. 2):

$$\begin{aligned} T(x) &= \begin{cases} T_1, & x < 0 \\ T_a + (T_{hs} - T_a) \cdot \exp\left(-\frac{(x - d/2)^2}{r_0^2}\right), & 0 \leq x \leq d \\ T_0, & x > d \end{cases} \\ P(x) &= \begin{cases} P_1, & x < 0 \\ P_0, & x \geq 0 \end{cases} \\ u(x) &= \begin{cases} 0, & x < 0 \\ -u_1, & x \geq 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (2)$$

Значение T_a подбиралось таким образом, чтобы распределение температуры было непрерывным при $x \geq 0$, P_1 , T_1 – параметры газа за ударной волной с числом Маха M_1 , u_1 – скорость набегающего потока в системе отсчета, связанной с газом за фронтом ударной волны (в этой системе отсчета фронт движется слева направо со скоростью $c_0 \cdot M_1 - u_1$, где c_0 – скорость звука в исходной реагирующей смеси). На границах «теплого пятна» производная температуры и плотности испытывает разрыв.

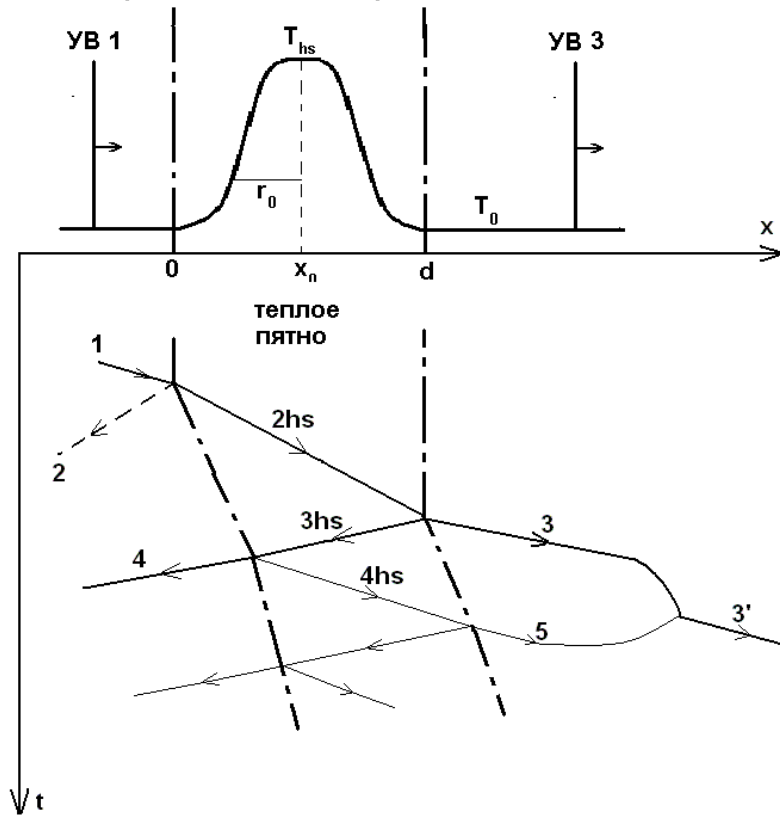


Рис.2. Начальные условия и волновая картина при взаимодействии ударной волны и «теплового пятна».

Расчетная область имела размер 14 см, границы находились в точках -7 см (левая граница) и 7 см (правая граница), что позволяло исключить влияние ее границ. На левой границе задавалось условие свободного истечения, на правой – втекающий поток газа с температурой \$T_0\$, давлением \$P_0\$ и скоростью \$u_1\$, направленной справа налево.

Поля давления и температуры определялись при решении системы одномерных уравнений Эйлера для реагирующей среды

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} &= 0, & \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 + P)}{\partial x} &= 0, \\
 \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u E + p u)}{\partial x} &= 0, & \frac{\partial(\rho Y_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u Y_i)}{\partial x} &= \omega_i, \\
 E = H - \frac{P}{\rho}, & \quad H = h + \frac{u^2}{2}, & \quad h = \sum_i h_i Y_i, & \quad c_{pi}(T) = \sum_{j=0}^4 a_{ij} T^j, \\
 h_i(T) = h_i^0 + \int_0^T c_{pi}(T) dT &= h_i^0 + \sum_{j=0}^4 \frac{a_{ij}}{j+1} T^{j+1}
 \end{aligned} \tag{3}$$

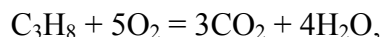
где \$\rho\$ - плотность, \$u\$ – скорость, \$P\$ – давление, \$E\$ – удельная энергия, \$Y_i\$ – массовая доля, \$h_i\$ – удельная энтальпия, \$c_{pi}\$ – удельная теплоемкость \$h_i^0\$ – удельная теплота образования, \$a_{ij}\$ – коэффициенты аппроксимации температурной зависимости теплоемкости \$i\$-ой компоненты реагирующей смеси от температуры, \$\omega_i\$ – полная скорость образования (или расходования) \$i\$-ой компоненты в реакции горения,

$$\omega_i = \beta_i \cdot \mu_i \cdot w,$$

где β_i – стехиометрический коэффициент i -го вещества в химической реакции (с минусом, если это реагент и с плюсом – если продукт), μ_i – молярный вес i -ой компоненты, w – скорость химической реакции горения (см. далее). Газ идеальный.

Уравнения Эйлера решались с помощью пакета газодинамических расчетов CFD++ [12]. Использовалась дискретизация второго порядка точности по пространству (TVD-схема). Интегрирование по времени проводилось явным методом второго порядка точности, число Куранта CFL# = 0.4.

Горение пропана моделировалось одной химической реакцией



скорость которой вычислялась из следующих соотношений:

$$\begin{aligned} w &= k \cdot [\text{C}_3\text{H}_8] \cdot [\text{O}_2], \\ k &= 7 \cdot 10^{14} \cdot \exp(-E_a/RT) \text{ см}^3/(\text{моль} \cdot \text{с}) \text{ при } P < 10 \text{ атм}, \\ k &= 3.5 \cdot 10^{14} \cdot \exp(-E_a/RT) \text{ см}^3/(\text{моль} \cdot \text{с}) \text{ при } P > 10 \text{ атм}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $[\text{C}_3\text{H}_8]$, $[\text{O}_2]$ – концентрации пропана и кислорода в моль/см³, $E_a = 45460$ кал/моль – энергия активации реакции, T – температура, P – давление. Уравнение для скорости реакции представляет собой модифицированную константу скорости из [13]. Выбранное выражение согласуется с экспериментальной зависимостью времени самовоспламенения пропана от температуры [14].

3 Результаты исследования прохождения ударной волны через «теплое пятно» и инициирования детонации

3.1 Тест сходимости результатов расчетов

Для получения надежных результатов моделирования была проведена серия расчетов инициирования детонации при различных размерах вычислительной ячейки.

Выбирались следующие параметры ударной волны и «теплого пятна»: число Маха ударной волны $M_1 = 4.8$, температура $T_{hs} = 600$ К. Размер вычислительной ячейки: $h = 5 \cdot 10^{-6}$ м, $h = 2.5 \cdot 10^{-6}$ м, $h = 1.25 \cdot 10^{-6}$ м.

Результаты расчетов инициирования детонации приведены на рис. 3. Для теста сходимости в качестве основной величины выбиралось максимальное давление в системе P_{max} .

На рис. 3 построена зависимость $P_{max}(t)$. Видно, что при $h = 5 \cdot 10^{-6}$ м инициирование детонации происходит намного раньше, чем при $h = 2.5 \cdot 10^{-6}$ м и $h = 1.25 \cdot 10^{-6}$ м. Анализ профилей давления и температуры показал, что причиной этого являются численные осцилляции давления и температуры заметной амплитуды в рассчитываемом газодинамическом течении, к которым чувствительна скорость химической реакции. Результаты для $h = 2.5 \cdot 10^{-6}$ м и $h = 1.25 \cdot 10^{-6}$ м дают практически неразличимые времена инициирования детонации. В дальнейшем все расчеты проводятся при $h = 2.5 \cdot 10^{-6}$ м.

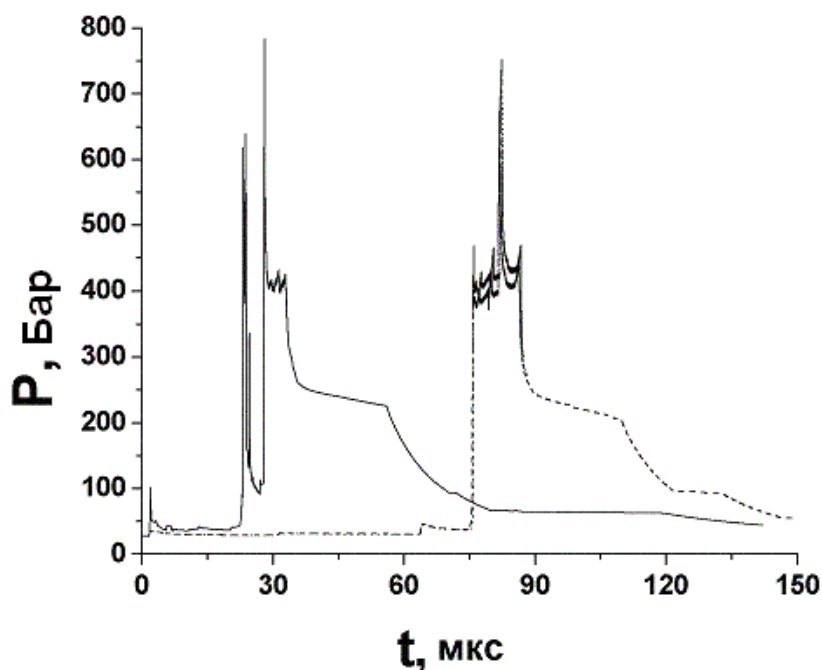


Рис.3. Тест сходимости результатов расчетов для задачи инициирования детонации за плоской ударной волной при взаимодействии с локальным «теплым пятном». Число Маха ударной волны 4.8, температура в «теплом пятне» 600 К. Сплошная линия – $h = 5 \cdot 10^{-6}$ м, штриховая линия – $h = 2.5 \cdot 10^{-6}$ м, пунктирная линия – $h = 1.25 \cdot 10^{-6}$ м.

3.2 Взаимодействие ударной волны и «теплого пятна»

Для исследования инициирования детонации за ударными волнами при взаимодействии с локальным «теплым пятном» сначала проводится серия параметрических расчетов, в которых исследуется волновая картина, возникающая при взаимодействии ударной волны и тепловой неоднородности.

Дифракция ударной волны на тепловой неоднородности и возникающие картины течения исследовались ранее для случая инертной среды [15 – 17]. Особенностью настоящей работы является возможность протекания экзотермической реакции горения.

В расчетах фиксировались геометрические размеры «теплого пятна» – диаметр $d = 2$ мм и радиус $r_0 = 0.53$ мм, а изменялись число Маха падающей ударной волны M_1 и температура T_{hs} . Диапазон изменения чисел Маха 4.0 – 4.85, диапазон температур T_{hs} 400 – 700 К, что, например, соответствует реалистичным оценкам температуры в стримере коронного разряда [6, 7].

Волновая картина, возникающая сразу после прохождения ударной волны через «теплое пятно», приведена на рис. 2, где сплошные линии обозначают ударные волны, штрихпунктирные линии соответствуют контактными поверхностям – границам между «теплым пятном» и окружающим газом, и штриховая линия – волна разрежения.

При прохождении ударной волны через левую границу «теплого пятна» вверх по потоку отражается волна разрежения 2, а в «теплое пятно» проходит ударная волна 2hs, существенно повышая в нем температуру. При прохождении ударной волны 2hs через правую границу «теплого пятна» внутрь отражается ударная волна 3hs, повышающая температуру еще на 100 – 200 К и выходящая из него в виде ударной волны 4, а в исходную реагирующую

среду с температурой T_0 распространяется ударная волна 3, интенсивность которой чуть меньше интенсивности исходной волны 1 с числом Маха M_1 . Интенсивности последующих ударных волн, показанных на рис. 2 тонкими сплошными линиями, малы, сами волны можно считать акустическими возмущениями.

Основной интерес представляет температура внутри «теплого пятна» – T_{2hs} (сразу за проходящей ударной волной 2hs), температура T_{3hs} за ударной волной 3hs, отраженной от его задней границы, а также давление и температура за прошедшей ударной волной 3 (или 3') – $T_3, P_3 (T_3', P_3')$. Как показывают расчеты, параметры газа за прошедшей ударной волной 3 (или 3') отличаются от состояния газа за падающей ударной волной 1 не более чем на 1 – 4 %.

На рис. 5а приведены поля давления и температуры для момента времени, когда образовалась отраженная ударная волна 4. Видно, что к этому моменту времени уже началось воспламенение реагирующей смеси в «теплом пятне», нагретом ударными волнами 2hs и 3hs.

3.3 Механизм инициирования детонации при прохождении ударной волны через «теплое пятно»

Рис. 4 иллюстрирует следующую последовательность событий: после прохождения ударной волны в «теплом пятне» происходит резкое повышение температуры, а прошедшая ударная волна 3 распространяется далее. По истечении времени t_{hs} в нагретом «теплом пятне» начинается интенсивное тепловыделение, в результате чего газ расширяется и образуется слабая ударная волна i , отношение давления на ее фронте к давлению перед фронтом

$$P_i/P_3 \approx 1.1 - 1.2. \quad (5)$$

Как видно из рис. 5, за волной i распространяется волна разрежения. В некоторый момент времени ударная волна i догоняет прошедшую волну 3 и сталкивается с ней, в результате чего вверх по потоку распространяется волна разрежения, образуется контактный разрыв, справа от которого температура газа выше, чем слева (см. рис. 5), и инертная ударная волна 3t – как результат столкновения прошедшей волны 3 и слабой ударной волны i от самовоспламенения «теплого пятна».

Слабая интенсивность ударной волны i обусловлена локальностью «теплого пятна», так как за время реакции все акустические возмущения успевают покинуть его пределы и горение происходит в условиях, близких к изобарическим. Действительно, время пересечения ударно-сжатого «теплого пятна» акустическим возмущением t_{pa} равно (для сильной падающей ударной волны)

$$t_{pa} = \frac{d}{c_1} \cdot \frac{\rho_0}{\rho_1} \approx \frac{d}{c_0 M_1} \sqrt{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} = t_p \sqrt{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}, \quad (6)$$

и поэтому

$$t_{pa} < t_p < t_{hs},$$

что следует из (1).

Ударная волна 3t является нестационарной: она ослабляется волной разрежения, распространяющейся вслед за волной i . Это приводит к тому, что постепенно давление на фронте ударной волны 3t уменьшается до давления за первоначальной волной 3. Следствие нестационарности – формирование энтропийного следа за волной 3t с пространственно неоднородным распределением температуры – вторичного «горячего пятна» (см. [8 – 10]), изображенным на рис. 4 градиентной заливкой соответствующей области на x - t диаграмме.

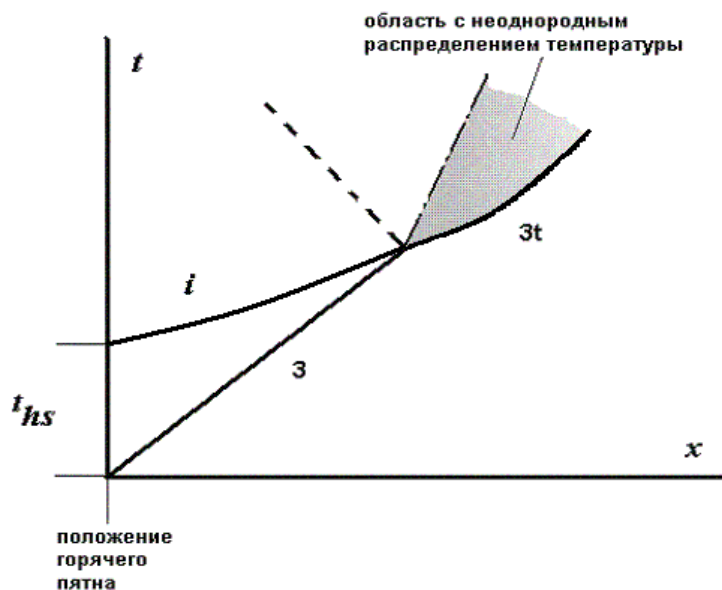


Рис.4. Схематическое изображение волновой картины после взаимодействия исходной ударной волны 1 (см. рис. 2) с «теплым пятном». 3 – прошедшая ударная волна, i – слабая ударная волна после воспламенения реагирующей смеси в «теплом пятне», сжатом ударной волной 1 (рис. 2), $3t$ – нестационарная ударная волна после столкновения волн 3 и i .

После некоторой задержки во времени, интенсивная реакция (самовоспламенение) начинается вблизи контактной поверхности, показанной на рис. 4 штрих-пунктирной линией и через некоторое время в ее окрестности происходит инициирование детонации. Анализ полей давления и температуры, приведенных на Рис. 5б – 5г показывает, что инициирования детонации в окрестности контактной поверхности происходит по механизму Зельдовича, на градиенте времени индукции [8 – 10].

Механизм инициирования детонации вблизи контактной поверхности описывался и ранее [18 – 20] в связи с задачей перехода от горения (пламени) к детонации. В отличие от предыдущих работ, источником слабой ударной волны i является воспламенение газа в локальной тепловой неоднородности перед фронтом падающей ударной волны.

3.4 Время инициирования детонации за плоской ударной волной в среде с локальными неоднородностями

В [11] показано, что для случая, когда горение описывается одной химической реакцией, скорость которой подчиняется закону Аррениуса с большой энергией активации ($E_a/RT_1 \gg 1$), инициирование детонации плоской ударной волной происходит через время, ненамного превышающее время воспламенения реагирующей смеси за фронтом ударной волны $t_i(T_1, P_1)$, а сама детонационная волна формируется в окрестности той точки, которая раньше всех подверглась сжатию в ударной волне, и распространяется сначала по газу, сжтому падающей ударной волной. Расчет, проведенный для значений параметров: $M_1 = 4.85$, $T_1 = 1187$ К, $P_1 = 2.83 \cdot 10^6$ Па, $u_1 = 1338$ м/с показал, что инициирование детонации происходит через время 82.7 мкс при времени воспламенения 82 мкс.

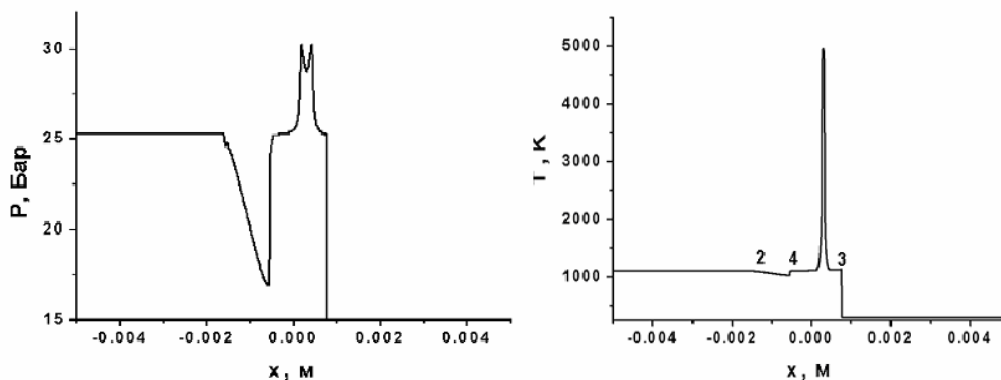


Рис.5а. Поля давления и температуры после образования отраженной ударной волны 4. На рисунке также отмечены отраженная волна разрежения 2 и прошедшая ударная волна 3. Момент времени $2.7 \cdot 10^{-6}$ с. $M_1 = 4.6$, $T_{hs} = 600$ К

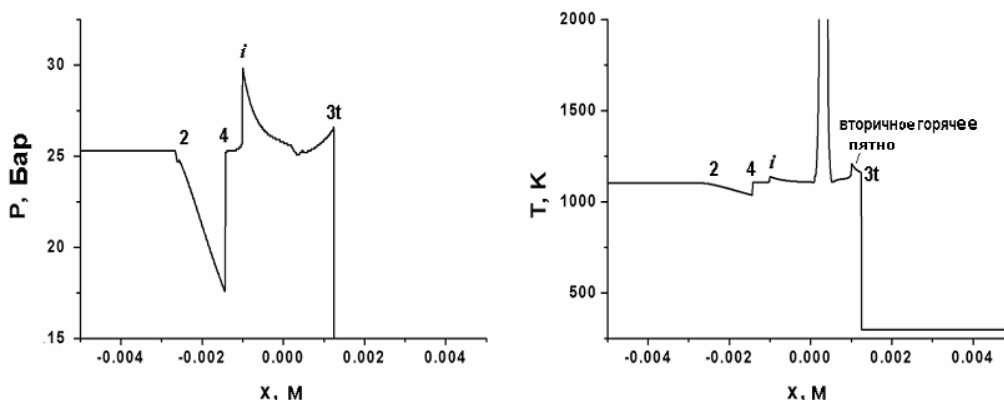


Рис.5б. Поля давления и температуры после столкновения слабой ударной волны i с прошедшей ударной волной 3 (см. рис. 3) и образования нестационарной волны $3t$. На рисунке также отмечены отраженные волна разрежения 2 и ударная волна 4. Момент времени $4.46 \cdot 10^{-6}$ с. $M_1 = 4.6$, $T_{hs} = 600$ К

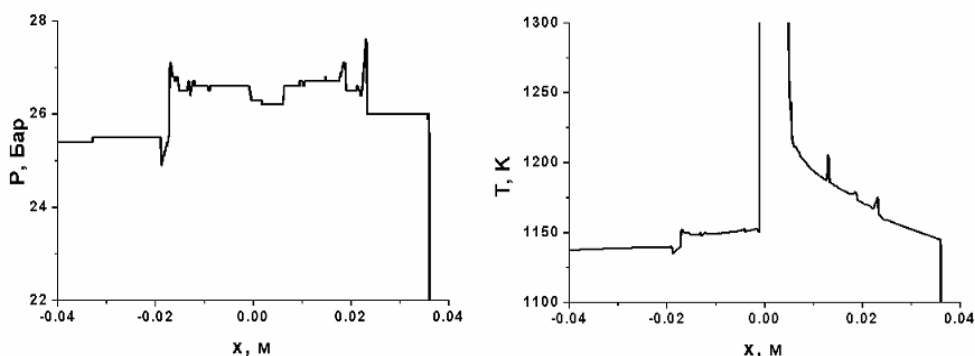


Рис.5в. Поля давления и температуры после воспламенения реагирующей смеси в окрестности контактной поверхности. Момент времени $1.42 \cdot 10^{-4}$ с. $M_1 = 4.6$, $T_{hs} = 600$ К

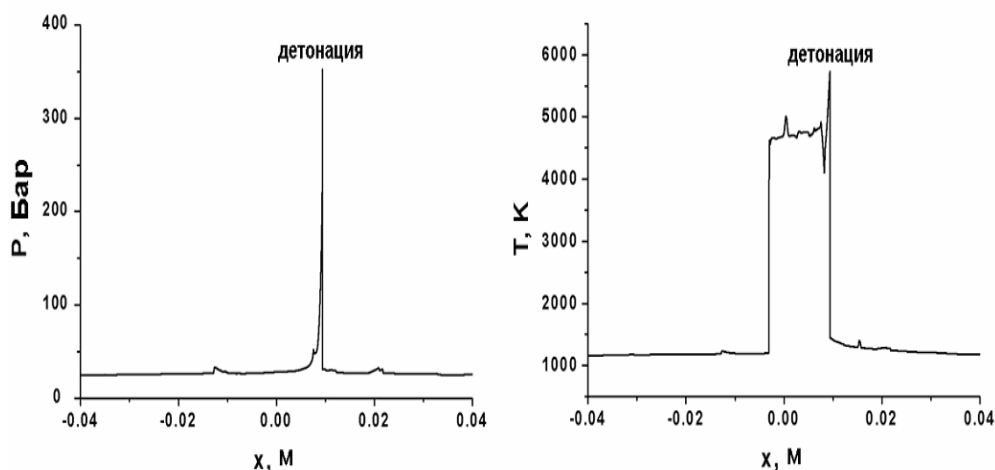


Рис.5г. Формирование детонации на градиенте температуры в окрестности контактной поверхности. Момент времени $2.23 \cdot 10^{-4}$ с. $M_1 = 4.6$, $T_{hs} = 600$ К

На основе расчетов, результаты которых представлены в предыдущих разделах, можно предложить оценку для времени инициирования детонации за плоской ударной волной в среде с локальными неоднородностями.

Как показали проведенные расчеты, инициирование детонации происходит через некоторое время после начала воспламенения на контактной поверхности, образовавшейся при взаимодействии слабой ударной волны i и прошедшей ударной волны 3 (см. рис. 4), то есть

$$t_d > t_{hs} + \frac{M_1 \cdot c_0 - u_1}{c_1 + u_1 - M_1 \cdot c_0} t_{hs} + t_{cp}, \tag{7}$$

где t_d – время до инициирования детонации, t_{hs} – время воспламенения газа в ударно-сжатом «теплом пятне», t_{cp} – время воспламенения на контактной поверхности, c_1 – скорость звука за падающей ударной волной. В неравенстве (7) принято во внимание, что параметры газа за прошедшей волной 3 слабо отличаются от параметров газа за исходной ударной волной 1 , второе слагаемое в формуле (7) определяет время, за которое звуковое возмущение при воспламенении «теплого пятна» догоняет прошедшую ударную волну 3 .

Согласно [11] время инициирования детонации также не может превышать время воспламенения газа за исходной ударной волной, когда неоднородностей на ее пути нет, то есть

$$t_d < t_i, \tag{8}$$

где t_i – время воспламенения газа за падающей ударной волной.

Для получения окончательной оценки для t_d вычислим время воспламенения газа на контактной поверхности t_{cp} . Рассчитаем температуру газа справа от контактной поверхности после взаимодействия волн i и 3 в два этапа. На первом этапе газ справа от контактной поверхности нагревается в ударной волне $3t$, параметры газа рассчитываются из решения задачи о распаде произвольного разрыва. На втором этапе газ справа от контактной поверхности адиабатически охлаждается в волне разрежения, распространяющейся за слабой ударной волной i , так, что давление везде становится равным P_3 . Учет двух стадий важен, так как скорость реакции зависит от температуры экспоненциально (по закону Аррениуса).

Для расчета параметров газа на контактной поверхности примем, что амплитуда ударной волны i равна $P_i = 1.2P_3$ (оценка сверху, согласно (5)). Для расчета параметров газа сразу за ударной волной $3t$ в предположении, что вверх по потоку отражается волна разрежения, решается следующая алгебраическая система уравнений (индекс $3t$ относится к параметрам газа за ударной волной $3t$, индекс i – к параметрам газа за слабой ударной волной i , которые известны, так как известна амплитуда P_i , индекс $3r$ – к параметрам газа в волне разрежения, γ_3 - показатель адиабаты газа за ударной волной 1, $Y_{C_3H_8}$, Y_{O_2} , Y_{N_2} – массовые доли компонент реагирующей смеси, $h(T)$, $h_i(T)$ – удельная энтальпия смеси и каждой из компонент, μ - молярный вес реагирующей смеси):

$$\begin{aligned} \rho_{3t}(D_{3t} - v_{3t}) &= \rho_0 D_{3t}, \\ \rho_{3t}(D_{3t} - v_{3t})^2 + P_{3t} &= \rho_0 D_{3t}^2 + P_0, \\ h(T_{3t}) + \frac{(D_{3t} - v_{3t})^2}{2} &= h(T_0) + \frac{D_{3t}^2}{2}, \\ T_{3t} &= \frac{P_{3t} \cdot \mu}{\rho_{3t} \cdot R}, \\ h(T) &= Y_{C_3H_8} \cdot h_{C_3H_8}(T) + Y_{O_2} \cdot h_{O_2}(T) + Y_{N_2} \cdot h_{N_2}(T), \end{aligned} \quad (9a)$$

$$\begin{aligned} P_{3r} &= P_i \left(1 - \frac{\gamma_3 - 1}{2} \frac{v_{3r} - v_i}{c_i} \right)^{2\gamma_3/(\gamma_3 - 1)}, \\ v_{3r} &= v_{3t}, \\ P_{3r} &= P_{3t}. \end{aligned} \quad (9b)$$

Решение указанной системы уравнений с заданной амплитудой волны i позволяет найти температуру T_{3t} и давление P_{3t} . После охлаждения в волне разрежения температура на контактной поверхности T_{3tc} вычисляется из формулы

$$T_{3tc} = T_{3t} \left(\frac{P_3}{P_{3t}} \right)^{(\gamma_3 - 1)/\gamma_3}. \quad (10)$$

На рис. 6 представлены результаты расчетов температуры газа за прошедшей ударной волной T_3 , а также температуры T_{3t} и T_{3tc} . Для оценки степени ускорения реакции при температуре T_{3tc} введем относительное увеличение температуры

$$\frac{T_{3tc} - T_3}{RT_3^2/E_a} = \frac{T_{3tc} - T_3}{\theta}, \quad (11)$$

где $\theta = RT_3^2/E_a$ - характеристический интервал температур химической реакции [21, 22]. На рис. 7 приведена зависимость, определяемая формулой (11). Видно, что в диапазоне числе Маха $M_1 = 4.0 - 4.85$ увеличение температуры не превышает 1.6θ , что соответствует сокращению времени воспламенения в пять раз по сравнению со временем воспламенения за падающей ударной волной, то есть

$$t_{cp} \geq 0.2t_i. \quad (12)$$

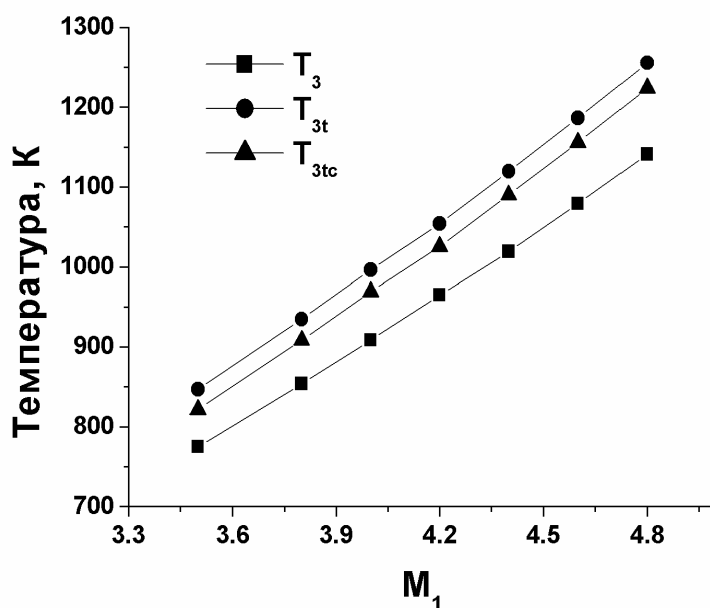


Рис. 6. Зависимость температуры за прошедшей ударной волной T_3 , на контактной поверхности сразу после столкновения волн i и $3 - T_{3t}$, на контактной поверхности после охлаждения в волне разрежения T_{3tc} от числа Маха падающей ударной волны M_1 .

Таким образом, на основании формул (7), (8) и (12) можно предложить следующую оценку времени инициирования детонации

$$0.2t_i < t_d < t_i, \quad (13)$$

из которой следует, что в рассматриваемой постановке задачи об инициировании детонации, несмотря на присутствие локальных тепловых неоднородностей, время инициирования детонации определяется временем воспламенения газа за падающей ударной волной. Чем слабее ударная волна, тем позже произойдет инициирование.

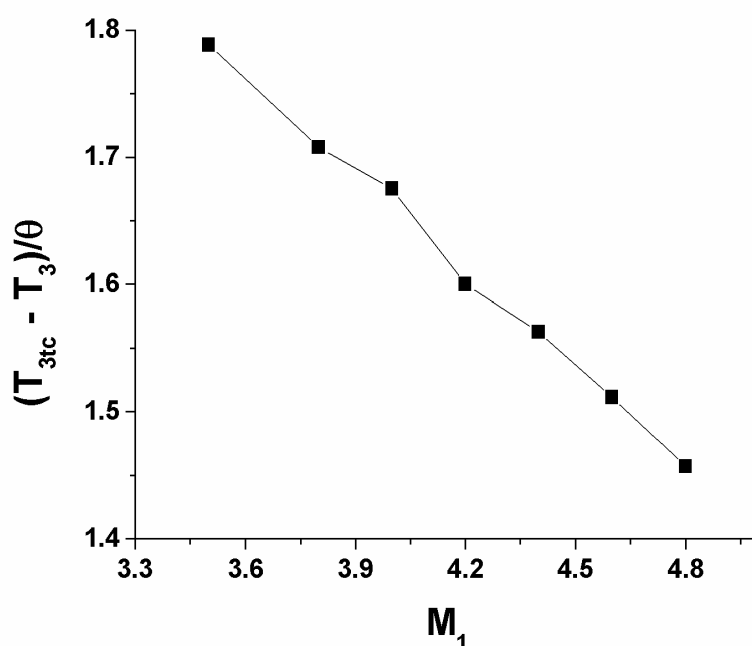


Рис. 7. Повышение температуры на контактной поверхности по отношению к характеристическому интервалу температур химической реакции.

Для проверки предложенной оценки (13) была проведена серия параметрических расчетов, результаты которых представлены в табл. 1, где t_{hs} – время воспламенения в ударно-сжатом «теплом пятне». Как видно из табл. 1, время инициирования детонации действительно определяется в первую очередь временем воспламенения газа t_i , что намного превышает порядок времени t_{hs} .

Таблица 1

Результаты параметрических расчетов, показывающие уменьшение времени до инициирования детонации, если на пути ударной волны находится тепловая неоднородность. t_d – время до инициирования детонации, если на пути ударной волны присутствует локальная нагретая область, t_i – время реакции за ударной волной, если нагретая область отсутствует. $T_0 = 300$ К, $P_0 = 1$ атм.

M_1	T_{hs} , К	t_{hs} , мкс	t_d , мкс	t_i , мкс	t_d/t_i
4.85	600	0.50	60.0	82.0	0.732
4.85	400	7.55	70.7	82.0	0.862
4.8	600	0.73	96.9	110.0	0.881
4.6	600	1.26	256.0	293.0	0.847

Предположим, что в реагирующей среде на пути ударной волны расположено несколько тепловых неоднородностей. Тогда формирование контактных разрывов и областей с неоднородным распределением температуры возможно также при столкновении слабых ударных волн, таких как волна i . Для оценки максимальной температуры газа при их столкновении воспользуемся формулами для параметров ударных волн в газе с постоянным показателем адиабаты (так как ударная волна i слабая) и рассчитаем параметры газа при лобовом столкновении двух волн с амплитудой P_i [23] (T_i – температура в волне i , $P_{ir}(T_{ir})$ – дав-

ление (температура) сразу после лобового столкновения волн i , T_{irc} – температура после охлаждения газа в волне разрежения до давления P_3):

$$\begin{aligned}
 T_i &= T_3 \frac{P_i (\gamma_3 - 1)P_i + (\gamma_3 + 1)P_3}{P_3 (\gamma_3 + 1)P_i + (\gamma_3 - 1)P_3}, \\
 P_{ir} &= P_i \frac{(3\gamma_3 - 1)P_i - (\gamma_3 - 1)P_3}{(\gamma_3 - 1)P_i + (\gamma_3 - 1)P_3}, \\
 T_{ir} &= T_i \frac{P_{ir} (\gamma_3 - 1)P_{ir} + (\gamma_3 + 1)P_i}{P_i (\gamma_3 + 1)P_{ir} + (\gamma_3 - 1)P_i}, \\
 T_{irc} &= T_{ir} \left(\frac{P_3}{P_{ir}} \right)^{(\gamma_3 - 1)/\gamma_3}.
 \end{aligned}
 \tag{14}$$

Проведем расчет для $M_1 = 4.8$ и сравним повышение температуры на контактной поверхности при столкновении волн i и 3 , а также двух волн i . Результаты расчетов приведены в табл. 2.

Таблица 2

Результаты расчетов повышения температуры на контактной поверхности при столкновении волн i и 3 , а также двух волн i (лобовое столкновение).

T_3 , К	T_i , К	T_{ir} , К	T_{3it} , К	T_{irc} , К	T_{3itc} , К
1140.54	1177	1215	1255.5	1140.84	1224.84

Как видно из табл. 2, нагревание газа при лобовом столкновении волн i даже без учета адиабатического охлаждения в волне разрежения не превышает температуру на контактной поверхности при столкновении волн i и 3 . С учетом адиабатического охлаждения температура практически равна начальной за фронтом падающей ударной волны.

Таким образом, можно предположить, что при инициировании детонации падающей ударной волной в неоднородной среде основную роль играет взаимодействие слабых ударных волн с фронтом падающей ударной волны, а сложная газодинамическая картина взаимодействий слабых ударных волн между собой имеет второстепенное значение.

4 Заключение

Для чисел Маха падающей ударной волны в диапазоне 4.0 – 4.85 и температур в центре локального «теплого пятна» в диапазоне 400 – 700 К проведены параметрические расчеты, исследован механизм инициирования детонации за ударной волной и предложена оценка для времени инициирования детонации в смеси пропана-кислорода-азота.

Проведенные расчеты позволили установить общую последовательность явлений при инициировании детонации: («теплое пятно», нагревается в падающей ударной волне) → («горячая точка», начинается самовоспламенение среды) → (столкновение ударных волн, образование вторичного «горячего пятна» вблизи контактной поверхности) → (иницирование детонации на градиенте времени индукции во вторичного «горячего пятна»). Показано, что из-за локальности тепловой неоднородности инициирование детонации происходит за ее пределами в газе, сжатом прошедшей ударной волной. Механизм инициирования – на градиенте температуры в окрестности контактной поверхности (вторичное «горячее пятно»), образовавшейся при столкновении слабой ударной волны от воспламенения «теплого пятна» и исходной ударной волны.

Проведенные оценки показали, что столкновения слабых ударных волн за фронтом падающей ударной волны вносят менее заметный вклад в формирование областей с неод-

народным распределением температуры, чем их взаимодействие с падающей ударной волной.

Исследование основных стадий процесса позволило получить оценку (13) для времени инициирования детонации, которая, как показано, определяется временем воспламенения газа за падающей ударной волной, являющегося общим фоном для процессов воспламенения в окрестности контактных поверхностей.

Так как основной этап инициирования детонации происходит за пределами тепловой неоднородности, то можно заключить, что результаты, полученные в настоящей работе, будут справедливы также и в случае, если в неоднородностях реагирующая смесь не только нагрета, но и химически более активна (при сохранении неравенства (1)), как это происходит при воздействии неравновесной плазмы электрических разрядов.

Проведенное исследование показывает (см. неравенство (13) и Таблицу 1), что искусственное создание *локальных* неоднородностей в реагирующей среде не позволит существенно ускорить инициирование детонации падающей ударной волной. Для заметного ускорения инициирования детонации, возможно, требуются протяженные области газа (для которых не выполняется (1)), нагретые или химически более активные.

Литература

1. D.H. Lieberman, J.E. Shepherd, F. Wang, J. Liu, M.A. Gundersen, "Characterization of a Corona Discharge Initiator Using Detonation Tube Impulse Measurements", 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, January 10-13, 2005, Reno, NV, AIAA paper 2005-1344.
2. V.P. Zhukov, A.Yu. Starikovskii, "Deflagration-to-Detonation Control by Non-Equilibrium Gas Discharges and Its Applications for Pulsed Detonation Engine", 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 10-14 January 2005, Reno, Nevada, AIAA paper 2005-1196.
3. Соколик А.С., Самовоспламенение Пламя и детонация в газах, Москва, Издательство Академии Наук СССР, 1969.
4. M. P. Romano, M. I. Radulescu, A. J. Higgins, J. H. S. Lee, W. J. Pitz and C. K. Westbrook, Sensitization of hydrocarbon-oxygen mixtures to detonation via cool-flame oxidation. Proceedings of the Combustion Institute, Volume 29, 2002, pp. 2833–2838.
5. S. M. Frolov, V.S. Aksenov, V. Ya. Basevich, "Shock-to-Detonation transition due to shock interaction with the zone of prechamber-jet ignition", Pulsed and Continuous Detonations, Eds.: G.Roy, S Frolov, J. Sinibaldi, Moscow, TORUS PRESS, 2006, p. 135.
6. D. Medvedev, G. Konovalov, S. Zaitsev, V. Jivotov, M. Krotov, A. Borisov, S. Korobtsev, B. Potapkin, A. Dean, "Detonation initiation by pulse corona discharge", Proceedings of 18th International Symposium on Plasma Chemistry, Kyoto, Japan, August 26-31, 2007, p. 657.
7. Ryo Ono and Tetsuji Oda, Measurement of gas temperature and OH density in the afterglow of pulsed positive corona discharge, J. Phys. D: Appl. Phys. 41 (2008) 35204.
8. Ya.B. Zeldovich, V.B. Librovich, G.M. Makhviladze, and G.I. Sivashinsky. Development of detonation in a non-uniformly pre-heated gas. Astro. Acta. 1970. V. 15. P. 313-321.
9. A.M. Bartenev, B.E. Gelfand, Spontaneous initiation of detonation, Prog. Energy Combust. Sci. 26 (2000) 29–55.
10. A.A. Borisov. On the origin of exothermic centers in gaseous mixtures. Acta Astronautica, 1:909–920, 1974.
11. M. Short, J.W. Dold, Weak detonations, their paths and transition to strong detonation, Combust. Theory Modelling, 6 (2002), pp. 279 – 296
12. <http://www.metacomptech.com>
13. Frolov S., Aksenov V., Shamshin I. Shock-to-detonation transition in tubes with U-bends. In: Pulsed and Continuous Detonations, G. Roy, S. Frolov, J. Sinibaldi, Eds., Moscow, Torus Press, 2006, pp. 146-158.
14. Борисов А.А., Заманский В.М., Лисянский В.В., Скачков Г.И., Трошин К.Я. Оценка критической энергии инициирования детонации газовых систем по задержкам воспламенения. Химическая физика, т. 5, № 12, 1986

15. Ф.В. Шугаев, Взаимодействие ударных волн с возмущениями, М: Изд-во МГУ, 1983, - 96 с.
16. В.А. Андрущенко, Л.А. Чудов, Взаимодействие плоской ударной волны и сферического объема горячего газа. Известия Академии Наук СССР, Механика жидкости и газа, 1988, №1, С. 96 – 100.
17. Левин В.А., Анненков В.А., Трифонов Е.В. Разрушение падающей ударной волны источником энергосвечения. Прикладная механика и техническая физика. 2006. вып. 2. С. 3-7.
18. Щетинков Е.С. Физика горения газов. М.: Наука. 1965.
19. Smirnov N.N., et al. Deflagration to Detonation Transition in Gases and its application to Pulse Detonation Devices. In: Gaseous and Heterogeneous Detonation Science to Applications. Eds. G.D. Roy et. Al. ENAS Publ, 1999. p. 65.
20. Lee, J. H. S. & Moen, I. O., The mechanism of transition from deflagration to detonation, Prog. Energy Combust. Sci. 6 (1978) 359–389.
21. Д.А. Франк-Каменецкий, Диффузия и теплопередача в химической кинетике. 2-е изд. М.: Наука, 1967.
22. Я.Б. Зельдович, Г.И. Баренблатт, В.Б. Либрович, Г.М. Махвиладзе, Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
23. Я.Б. Зельдович. Теория ударных волн и введение в газодинамику. Москва-Ижевск: изд-во РХД, 2002.

Статья поступила в редакцию 22 мая 2008 г.