

УДК 533.92

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВЗРЫВНОЙ ВОЛНЫ С ТЕПЛОВЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ, ВЫЗВАННЫМИ СТРИМЕРАМИ КОРОННОГО РАЗРЯДА

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

РНИЦ «Курчатовский институт», Москва

i_zaev@mail.ru

Аннотация

Проведен анализ результатов экспериментов по инициированию детонации искровым разрядом при предварительной обработке реагирующей смеси плазмой коронного разряда. Показано, что инициирование детонации осуществляется при взаимодействии затухающей взрывной волны от искры с неоднородностями, вызванными стримерами коронного разряда. Для модели, в которой принимается, что стример коронного разряда приводит к локальному повышению температуры среды, проведено моделирование инициирования детонации для двух возможных механизмов инициирования детонации в рассматриваемой ситуации. Показано, что в условиях экспериментов [1] инициирование детонации обусловлено возмущением фронта затухающей взрывной волны при дифракции на тепловой неоднородности и образованием поперечных детонационных волн.

THEORETICAL INVESTIGATION OF THE MECHANISMS OF DETONATION INITIATION AFTER INTERACTION OF THE BLAST WAVE WITH THERMAL INHOMOGENEITIES CAUSED BY CORONA DISCHARGE STREAMER

The analysis of the experiments on detonation initiation by spark discharge with pre-processing of the reactive mixture by impulse corona discharge is presented. It is shown, that the detonation initiation is caused by the interaction of the decaying shock wave from the spark with the inhomogeneities caused by the streamers of the corona discharge. For the model, where that the local heating of the medium by streamer of corona is assumed, the simulation of detonation initiation for two proposed mechanisms is carried out. For the conditions of the experiments [1] it is shown that the detonation initiation is caused by perturbation of the front of the decaying idфые wave after its diffraction on thermal inhomogeneity and successive formation of the transversal detonation waves.

1 Введение

В последнее время активно разрабатываемой областью исследований по тематике пульсирующих детонационных двигателей (ПДД) стали исследования приложения различных типов неравновесной плазмы к ускорению стадии инициирования детонации, определяющей общую эффективность работы ПДД.

В работах [1, 2] было предложено использовать комбинированное действие коронного и искрового разряда для более эффективного поджига реагирующей смеси. При суммарной вложенной энергии 0,5 Дж удалось успешно инициировать детонацию в пропан-бутан/кислородных смесях на расстоянии, существенно меньшем 20 см при атмосферном давлении и степени разбавления азотом вплоть до 50%, так что на расстоянии 20 см от искры уже наблюдалась волна с детонационными параметрами. Стимулирующий эффект комбинированного воздействия авторы объяснили ускорением перехода горения в детона-

цию в смеси, в которой коронным разрядом созданы дополнительные тепловые неоднородности и активные частицы – атомы и радикалы.

В настоящей работе проводится теоретическое исследование возможных механизмов инициирования детонации в условиях, характерных для экспериментов [1, 2]. Во-первых, показывается, что основным механизмом быстрого инициирования детонации является взаимодействие взрывной волны от искрового разряда с неоднородностями в реагирующей среде, возникшими в результате прохождения стримеров коронного разряда. На основе проведенных теоретических оценок предлагается рассмотреть два механизма инициирования детонации:

- при взаимодействии затухающей взрывной волны с протяженным «теплым пятном», одномерная постановка задачи,
- при дифракции затухающей взрывной волны на «теплом пятне»,

и для одного характерного значения энерговклада в искровой разряд проводится серия одномерных и двумерных расчетов с целью установить, какой из двух механизмов инициирования детонации наиболее вероятен в условиях экспериментов [1, 2].

2 Постановка задачи

Рассмотрим результаты экспериментов [1] по инициированию детонации комбинированным воздействием коронного и искрового разрядов. Поджиг смеси пропан-бутан/кислород, разбавленной азотом, осуществлялся в следующей последовательности [1]: Сначала по смеси газов в разрядной секции ударной трубы проходит коронный разряд. Его действию подвергается та часть газа, которая находится в окрестности коронирующих шайб. Сразу за коронным разрядом между одной из шайб и стенкой детонационной трубы (в области сужения [1, 2]) происходит искровой разряд, осуществляя поджиг и инициирование детонации.

На рис. 1 приведены экспериментально измеренные времена выхода сигнала (измеряется время прихода фронта свечения на фотодатчик) из разрядной секции на расстоянии 20.5 см от места возникновения искры [1]. Видно, что в случае комбинированного поджига реагирующей смеси существует резкая граница между различными режимами распространения реакции. Так, при концентрации азота меньше 55% время выхода $t_{\text{вых}}$ сигнала практически постоянно и равно $t_{\text{вых}} = 0.2$ мс.

Предположим, что инициирование детонации происходит в результате перехода горения в детонацию в смеси, подвергшейся воздействию плазмы коронного разряда. Пусть детонация инициируется при распространении турбулентного пламени на расстоянии x (м) от места возникновения искры, а оставшееся до фотодатчика расстояние $0.205 - x$ (м) детонационная волна проходит со скоростью Чепмена-Жуге (≈ 2000 м/с). Тогда можно записать следующее соотношение для определения времени выхода $t_{\text{вых}}$ (с), отсчитываемое от момента начала искрового разряда

$$t_{\text{вых}} = \frac{x}{a} + \frac{0.205 - x}{2000}, \quad (1)$$

где a (м/с) – средняя скорость распространения фронта турбулентного пламени до точки инициирования детонации, в знаменателе второй дроби стоит скорость детонации в стехиометрической смеси пропан-бутан/кислород, разбавленной азотом, которую для оценки можно принять равной 2000 м/с.

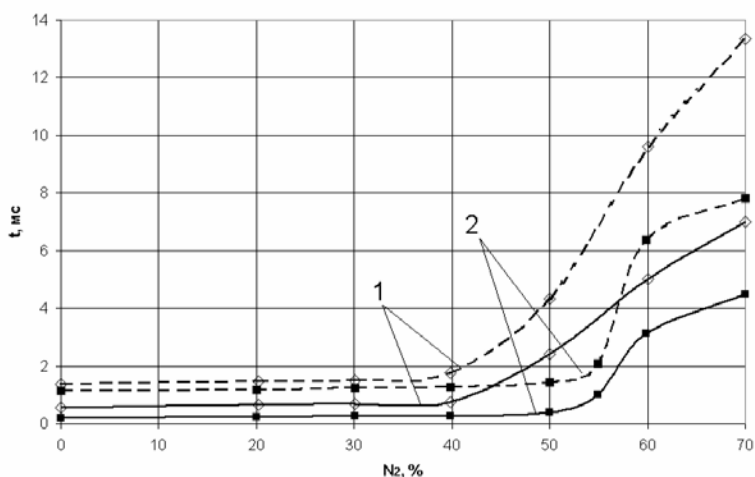


Рис.1. Сравнение времени выхода сигнала из разрядной секции в случае искрового (1) и комбинированного (2) иницирования. Коэффициент избытка топлива $\varphi = 1.1$. Пунктирные линии – время прихода фронта реакции на последний датчик, расположенный на расстоянии 2460 мм от начала трубы [2].

Решение уравнения (1) относительно x позволяет оценить длину перехода горения в детонацию. Так, при скорости фронта пламени, равной скорости звука в исходной смеси газов, $a = 300$ м/с, $x = 0.035$ м или 3.5 см. Если же $a = 10$ м/с (оценка скорости турбулентного пламени на начальном этапе ускорения), то $x = 1$ мм. Малые расстояния, получаемые согласно оценке (1), представляются не соответствующими исходному предположению о том, что иницирование детонации осуществляется в результате перехода горения в детонацию в слабо-чувствительной к детонации смеси, какой является пропан-кислородная смесь, разбавленная азотом.

Следовательно, можно предположить, что иницирование детонации происходит при взаимодействии ударной волны от искры с локальными неоднородностями в реагирующей среде, вызванными воздействием стримеров коронного разряда.

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 повышение температуры среды и остается некоторое количество активных частиц [8]. Таким образом, действие плазмы коронного разряда на реагирующую среду сводится в основном, к двум эффектам: к ее нагреву и образованию химически активных частиц.

На рис. 2а схематично представлена конфигурация разрядной секции, описанная в [2]. Стримеры коронного разряда 5 направлены от коронирующих шайб к заземленным частям ударной трубы (стенкам 1 и центральному электроду 3) вдоль радиуса. Искровой пробой 4 происходит между выступом на стенке ударной трубы и одной из шайб коронирующего электрода 2. Характерная длина стримеров коронного разряда составляет 1.3 см, диаметр – 0.1 – 1 мм [8].

В соответствии с рис. 2а можно предложить два варианта взаимодействия взрывной волны от искры с неоднородностями в среде:

- во-первых, может осуществляться взаимодействие затухающей взрывной волны с протяженным неоднородностями (на рис. 2 обозначены ТП), как видится круговая область газа, подвергшаяся действию коронного разряда при распространении УВ вдоль радиуса ударной трубы, см. рис. 2б, случай 1);

- во-вторых, может осуществляться взаимодействие затухающей взрывной волны с ТП, протяженным в одном направлении и локальным в другом, см. рис. 2б, случай 2).

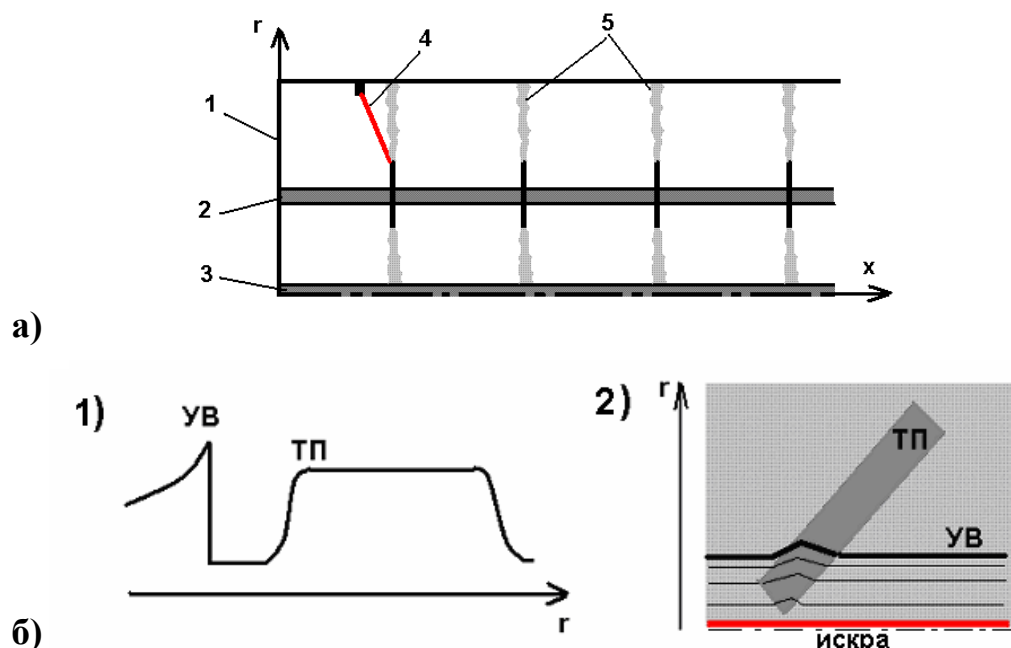


Рис. 2. а) Конфигурация разрядной секции ударной трубы, использующей комбинированный поджиг реагирующей смеси: коронный разряд и искра [1, 2]. 1 – Заземленная стенка ударной трубы, 2 – коронирующий электрод с шайбами, 3 – заземленный центральный электрод, 4 – искра, 5 – стримеры коронного разряда. б) Возможные ситуации взаимодействия взрывной волны от искры (УВ) с областями газа, подвергшимися воздействию плазмы коронного разряда (ТП). r – направление распространения вдоль радиуса ударной трубы.

Возможность инициирования детонации в системе, изображенной на рис. 2, определяется несколькими факторами, такими как энерговклад в коронный разряд и искру, геометрия установки и искрового разряда, тип неоднородностей (тепловая, химически активные частицы и т.д.). Для проведения исчерпывающего исследования влияния каждого из этих факторов на инициирование детонации взрывной волной от искры сначала нужно определить, какой из двух механизмов, представленных на рис. 2, наиболее вероятен с точки зрения меньших энергозатрат на инициирование. В терминах инициирования детонации взрывными волнами: какой из двух механизмов обеспечивает наименьшее значения критической энергии прямого инициирования.

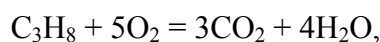
Для ответа на поставленный вопрос в настоящей работе в качестве примера выбирается одно характерное значение энергии, вложенной в цилиндрический искровой разряд (0.4 Дж/см), для которого проводится серия одномерных и двумерных расчетов инициирования детонации.

В дальнейшем будем предполагать, что в областях газа, подвергшихся действию коронного разряда, произошло незначительное повышение температуры, недостаточное для самовоспламенения реагирующей смеси, – появились «теплые пятна».

3 Численный метод

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию возможных механизмов формирования детонации при взаимодействии затухающей взрывной волны от искрового разряда с локальными тепловыми неоднородностями, «теплыми пятнами» (ТП), моделирующими состояние среды после воздействия на нее стримеров коронного разряда. В основе теоретического исследования – численное решение системы одномерных и двумерных уравнений газовой динамики в Эйлеровом приближении. Решение системы уравнений проводится с помощью кода для газодинамических расчетов CFD++ [4]. В расчетах использовалась дискретизация второго порядка точности по пространству и времени (TVD-схема). Интегрирование по времени проводилось явным методом, число Куранта CFL# = 0,4.

В качестве реагирующей смеси в настоящей работе рассматривается смесь пропан/кислород/азот в составе $C_3H_8:O_2:N_2 = 0.2:1:1$, что отвечает 45%-ой концентрации азота. Так как динамические параметры детонационных волн в пропане и бутане (критическая энергия прямого инициирования, размер детонационной ячейки) практически одинаковы [5], то бутан в качестве компонент не рассматривался. Горение пропана моделировалось одной химической реакцией



скорость которой определялась системой уравнений (2):

$$\begin{aligned} w &= k \cdot [C_3H_8] \cdot [O_2], \\ k &= 3,5 \cdot 10^{14} \cdot \exp(-E/RT) \text{ см}^3/(\text{моль} \cdot \text{с}), \end{aligned} \quad (2)$$

где $[C_3H_8]$, $[O_2]$ – концентрации пропана и кислорода в моль/см³, $E = 45460$ кал/моль – энергия активации реакции, T – температура, $R = 1.982$ Дж/(моль·К). Уравнение для скорости реакции представляет собой модифицированную константу скорости из [6]. Выбранное выражение для скорости реакции согласуется с экспериментальной зависимостью времени самовоспламенения пропана от температуры [7].

Качественное отличие между локальным и протяженным «теплыми пятнами» состоит в различных характерных временах взаимодействия с ударной волной на масштабе времени реакции. Пусть t_p – время, за которое ударная волна пересекает «теплое пятно», а t_{hs} – время реакции в «теплом пятне», сжатом ударной волной. Если

$$t_p < t_{hs}, \quad (3)$$

то «теплое пятно» является локальным, иначе – протяженным.

4 Иницирование детонации при взаимодействии затухающей ударной волны с протяженным «теплым пятном»: одномерная модель

Так как цель настоящей работы – установить наиболее вероятный механизм наблюдаемого расширения пределов инициирования детонации, то все последующие расчеты проводятся при условиях, характерных для экспериментов [1, 2], с энерговыделением в искровой разряд 0.4 Дж/см.

Для выяснения возможности инициирования детонации при наличии протяженного «теплого пятна» была проведена серия одномерных расчетов, моделирующих распространение затухающей взрывной волны от искры, ее взаимодействие с «теплым пятном» длины 1 см (примерная длина стримеров коронного разряда в экспериментах [1, 2]) и инициирование детонации.

В расчетах задавались следующие начальные условия, см рис. 3. Цилиндрическая искра (Искра на рис. 3) в начальный момент времени моделируется областью высокого давления радиусом 0.5 мм, давление 220 атм, температура 3000 К (выбранные параметры соответствуют энергии 0.4 Дж/см). Давление и температура в окружающей среде (ОС) равны 1

атм и 300 К соответственно. «Теплое пятно» ТП расположено на расстоянии L от центра искры, его длина 1 см, давление 1 атм, температура 700 К.

Полная длина расчетной области была 5 см. Граничное условие на левой границе – ось симметрии, на правой – условие свободного истечения газа.

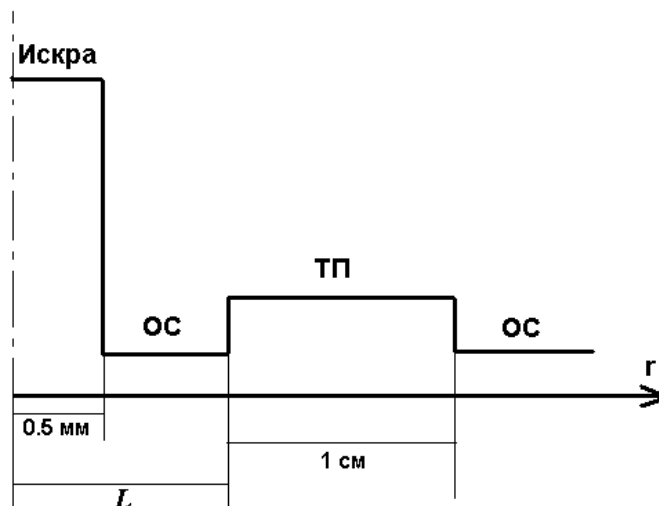


Рис.3. Начальные условия в одномерных расчетах инициирования детонации взрывной волной в присутствии ТП. Давление в Искре 220 атм, температура 3000 К, в окружающей среде (ОС): давление 1 атм, температура 300 К, в «теплом пятне» (ТП): давление 1 атм, температура 700К. Реагирующая смесь: $C_3H_8:O_2:N_2 = 0,2:1:1$.

4.1 Тест сходимости результатов расчетов. Распространение ударной волны в отсутствие «теплого пятна»

Перед началом параметрических расчетов был определен размер вычислительной ячейки, требующийся для получения надежных результатов моделирования.

Для этого была проведена серия расчетов, в которых «теплое пятно» отсутствовало. Задача решалась в одномерной постановке. Размер вычислительной ячейки h : $5 \cdot 10^{-6}$ м, $2,5 \cdot 10^{-6}$ м, 10^{-6} м, $5 \cdot 10^{-7}$ м.

Для сравнения результатов расчетов с различной величиной h проводилась запись давления и температуры в точках на расстоянии 2 мм, 4 мм и 5 мм от центра искры. Результаты расчетов приведены на рис. 4. Видно, что наилучшее согласие для давления и температуры во всех трех точках получается для расчетов с $h = 10^{-6}$ м и $h = 5 \cdot 10^{-7}$ м. При уменьшении шага от $5 \cdot 10^{-6}$ м до $2,5 \cdot 10^{-6}$ м и от $2,5 \cdot 10^{-6}$ м до 10^{-6} м результаты резко меняются, что особенно хорошо видно на рис. 4а, где в расчете с $h = 2,5 \cdot 10^{-6}$ давление на фронте максимально, в отличие от расчетов как с более крупным, так и с более мелким размерами вычислительной ячейки. Следовательно, можно сделать вывод, что при расчетах с $h \leq 10^{-6}$ м получаемые результаты не будут зависеть от величины h . Все последующие расчеты проводятся при $h = 10^{-6}$ м.

Из результатов, представленных на рис. 4, можно сделать дополнительный вывод: в рассматриваемых условиях прямого инициирования детонации не наблюдается, то есть критическая энергия прямого инициирования детонации в однородной среде превышает значение 0.4 Дж/см.

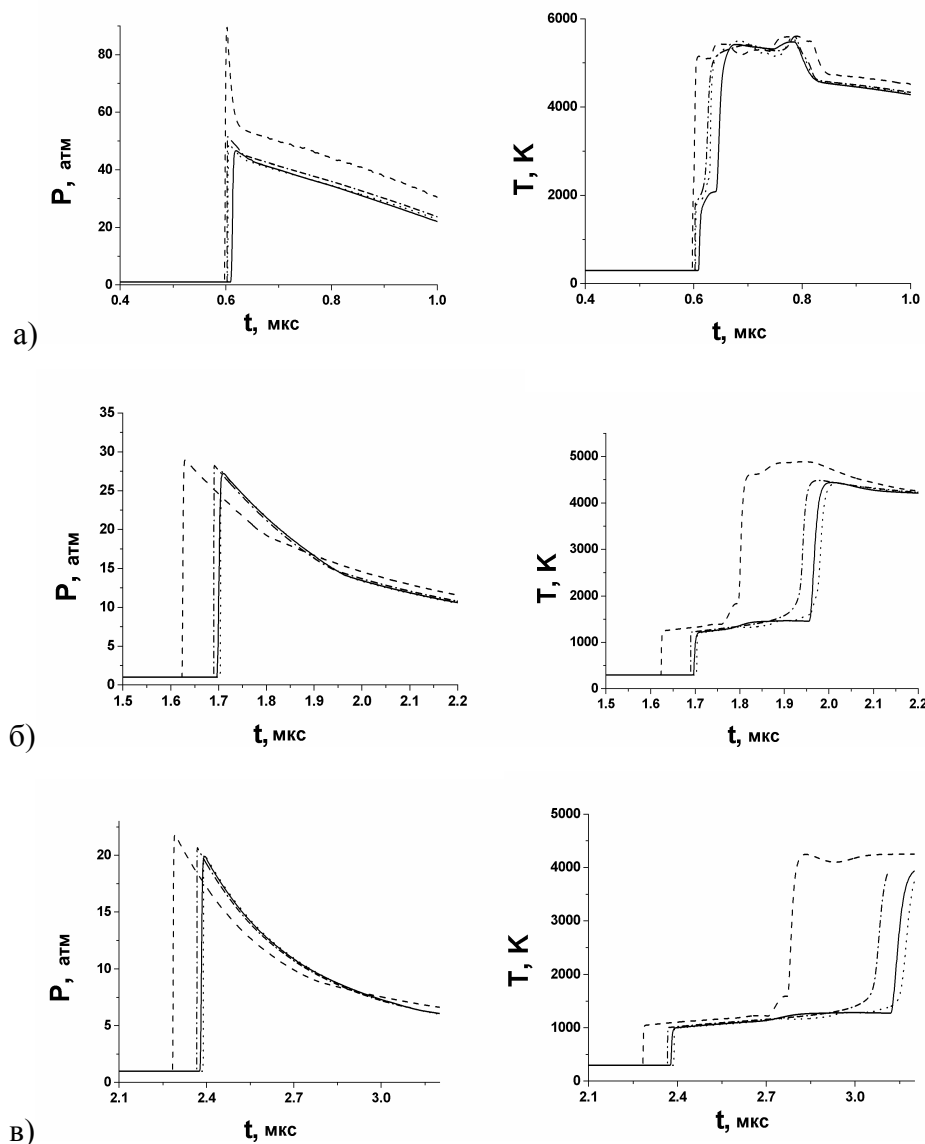


Рис. 4. Изменение давления и температуры на расстоянии 2 мм (а), 4 мм (б) и 5 мм (в) от центра искры. Сплошная линия – $h = 5 \cdot 10^{-6}$ м, штриховая линия - $h = 2,5 \cdot 10^{-6}$ м, пунктирная линия - $h = 1 \cdot 10^{-6}$ м, штрих-пунктирная линия - $h = 5 \cdot 10^{-7}$ м.

4.2 Распространение ударной волны через протяженное «теплое пятно»

Описание начальных условий приведено в начале раздела 4 и схематически представлено на рис. 3.

Следующие расчеты проведены для случая, когда ТП находилось на расстоянии $L = 2$ мм, $L = 4$ мм, $L = 5$ мм. На рис. 5 приведены профили давления и температуры при распространении затухающей ударной волны для $L = 2$ мм, на рис. 6 – для случая, когда $L = 4$ мм и на рис. 7 – при $L = 5$ мм.

Из анализа рис. 5 следует, что сразу после взаимодействия взрывной волны от искры с ТП ($r = 2$ мм), амплитуда давления на волны падает, а к оси симметрии начинает распространяться волна разрежения. Тем не менее быстрое затухание взрывной волны продолжается до некоторого предела, равного примерно 33 атм, и достигаемого на расстоянии 3 – 4 мм от оси симметрии. Дальнейшее распространение взрывной волны в пределах ТП являет-

ся квазистационарным с медленно уменьшающейся амплитудой, следовательно она является пересжатой детонацией. По достижении точки, находящейся на расстоянии 7 мм от центра искры амплитуда ударной волны продолжает резкое падение, приводящее к распаду фронтов ударной волны и реакции. Иницирования детонации не происходит.

На рис. 6 приведены профили давления и температуры для случая, когда $L = 4$ мм. Наблюдаемое поведение качественно отличается от приведенного на рис. 5. В расчетах для $L = 4$ мм впервые распад фронтов ударной волны и реакции происходит до начала взаимодействия ударной волны и ТП, на расстоянии 3 – 3,6 мм от центра искры. Температура газа, сжатого в ударной волне сразу перед ТП, составляет 1183 К и не достаточна для быстрого воспламенения. При взаимодействии ударная волна поднимает температуру в ТП до 1953 К, что приводит к существенному сокращению времени индукции и воспламенению газа внутри ТП. Таким образом, образуется независимый очаг воспламенения.

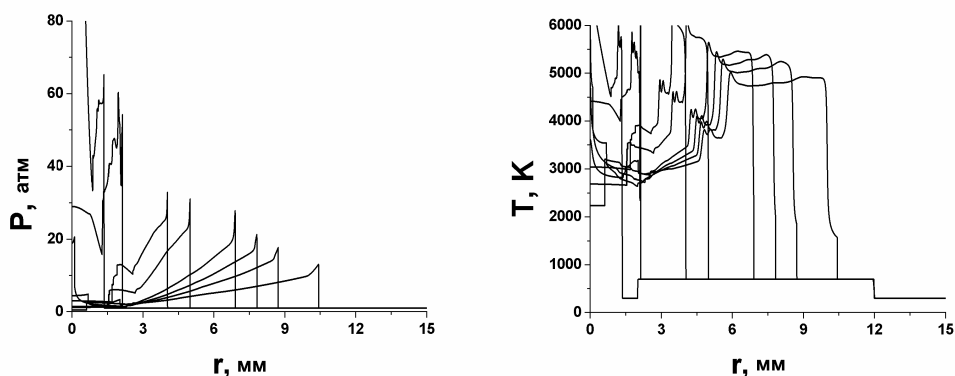


Рис. 5. Профили давления и температуры при затухании взрывной волны от искры в присутствии «теплого пятна», расположенного близко к центру искры, $L = 2$ мм. Энергия, вложенная в искру, меньше критической, температура в «теплом пятне» 700 К.

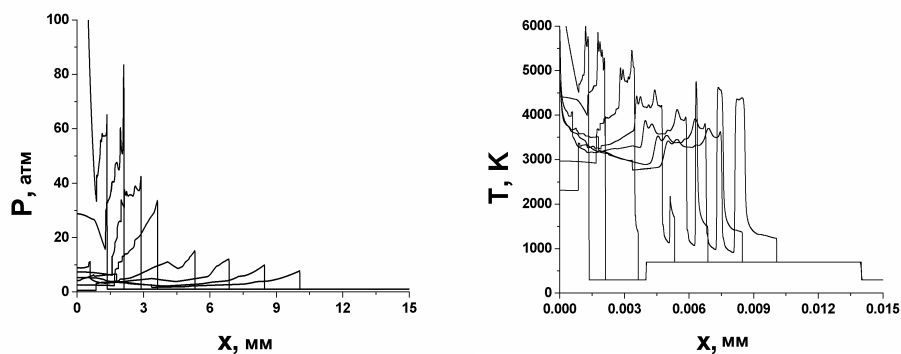


Рис. 6. Профили давления и температуры при затухании взрывной волны от искры и воспламенении газа в «теплом пятне», расположенном на расстоянии $L = 4$ мм от центра искры. Энергия, вложенная в искру, меньше критической, температура в «теплом пятне» 700 К.

Однако, произошедшее воспламенение в ТП недостаточно интенсивно для того, чтобы поддержать затухающую ударную волну или чтобы привести к иницированию новой детонационной волны. В результате происходит полный распад фронтов ударной волны и реакции.

В случае, когда «теплое пятно» находится на расстоянии 5 мм от центра искры, распад ударного фронта и фронта реакции происходит до начала взаимодействия с «теплым пятном». В самом начале взаимодействия давление на фронте ударной волны становится равным 11.8 атм, температура – 1482 К. Тем не менее, как видно из рис. 7, воспламенения в сжатом ударной волной «теплом пятне» не происходит, и наоборот температура понижается до 1100 К. Причиной этого служит волна разрежения, распространяющаяся вслед за ударной волной.

Итак, как показывают расчеты, инициирования детонации не происходит, если вложенная в искру энергия составляет 0.4 Дж/см даже в случае высокой температуры в «теплом пятне», 700 К, и его близости к центру искры, если его длина составляет 1 см. Следовательно, для одномерного механизма инициирования детонации в присутствии протяженных тепловых неоднородностей критическое значение энергии прямого инициирования детонации превышает 0.4 Дж/см.

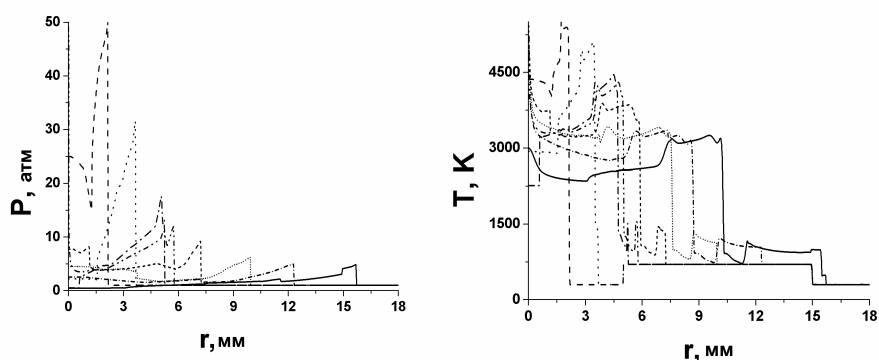


Рис. 7. Профили давления и температуры при затухании взрывной волны от искры в присутствии «теплого пятна», расположенного далеко от центра искры, $L = 5$ мм. Энергия, вложенная в искру, меньше критической, температура в «теплом пятне» 700 К.

5 Иницирование детонации при взаимодействии затухающей взрывной волны с «теплым пятном»: двумерная модель

Как отмечалось в работе [9], а затем обобщалось в [10, 11], введение малых возмущений в реагирующую среду ($\sim 1\%$ от начальных условий) приводит к тому, что по мере распространения взрывной волны в среде на ее фронте появляются продольные и поперечные возмущения, которые со временем [9, 11] трансформируются в сильные поперечные детонационные волны. При этом в [11] отмечалось, что описанный эффект может приводить к снижению критической энергии прямого инициирования детонации.

Вероятно, если ввести в двухмерное течение существенную неоднородность ($\sim 100\%$ от начальных условий), которая создает существенные возмущения в течении реагирующей среды, то образование поперечной детонационной волны может быть достигнуто на самых ранних стадиях процесса инициирования, что приведет к заметному снижению критической энергии инициирования детонации.

Таким образом, еще одним возможным механизмом инициирования детонации в присутствии «теплых пятен», образовавшихся после воздействия плазмы стримера коронного разряда, может быть быстрое формирование поперечных детонационных волн при затухании взрывной волны, делающее возможным дальнейшее распространение детонации в виде многофронтной структуры. Для проверки предположения была проведена серия двумерных расчетов. Как и в предыдущем разделе, цилиндрическая искра моделировалась обла-

стью высокого давления радиуса 0.5 мм, при давлении 220 атм и температуре 3000К. Начальные давление и температура в окружающей среде 1 атм и 300 К соответственно. «Теплое пятно» диаметра 1 мм имело температуру 700 К при давлении окружающей среды.

Рассматривались следующие возможные конфигурации «теплого пятна» по отношению к искре, см. рис. 8. Первый тип начальных условий 1) полностью аналогичен расчетам, проводившимся в разделе 4 (при достаточной ширине ТП). Второй тип начальных условий 2) аналогичен начальным условиям из раздела 4 настоящей работы, но при этом учитывается конечная ширина ТП, равная 1 мм. Третий тип начальных условий 3) соответствует локальному круговому ТП диаметром 1 мм. Геометрические размеры области расчета 9×9 мм². Во всех расчетах использовались следующие граничные условия: нижняя граница – ось симметрии, левая и правая границы – жесткая стенка, верхняя граница – свободное истечение газа. Размер вычислительной ячейки 10^{-6} м.

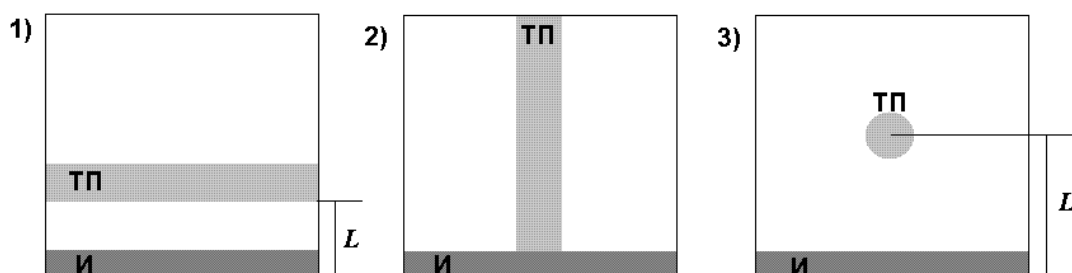


Рис. 8. Типы начальных условий, рассматривавшиеся в двумерных расчетах. И – искра, ТП – «теплое пятно», L – расстояние от центра искры до ТП.

5.1 Иницирование детонации, первый тип начальных условий

Для первого типа начальных условий было проведено два расчета. В первом расчете «теплое пятно» отсутствовало, инициирования детонации не наблюдалось. Таким образом, были повторены результаты одномерных расчетов без «теплого пятна» из предыдущего раздела.

Во втором расчете задавалось начальное условие типа 1) со значением $L = 4$ мм. Иницирования детонации также не наблюдалось, поперечные волны отсутствовали.

5.2 Иницирование детонации, второй тип начальных условий

Проведенные расчеты для второго типа начальных условий 2), см. рис. 9, показали, что в процессе взаимодействия затухающей ударной волны с тепловой неоднородностью, возникает сложная газодинамическая картина течения, обусловленная дифракцией ударной волны на протяженной области пониженной плотности. Для инертной среды результаты моделирования подобной ситуации описывались в работе [12].

На первой стадии взаимодействия, когда первоначальный ударный фронт и фронт реакции во взрывной волне еще тесно связаны друг с другом, формируется поперечная сильная детонационная волна, распространяющаяся в направлении от «теплого пятна», см рис. 9а. После распада исходного ударного фронта и фронта реакции по газу, находящемуся между ударным фронтом и фронтом реакции (зона индукции) продолжает распространяться сильная поперечная детонационная волна. Также детонационная волна распространяется и в свежую реагирующую смесь, следуя за тройной точкой вдоль фронта ударной волны, см. рис. 9б. На рис. 9 представлено поле абсолютной величины градиента плотности

$$\sqrt{\left(\frac{\partial \rho}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \rho}{\partial y}\right)^2},$$

позволяющее отслеживать резкое изменение плотности как в ударных и детонационных волнах, так и на границах сгоревшего и не сгоревшего газов.

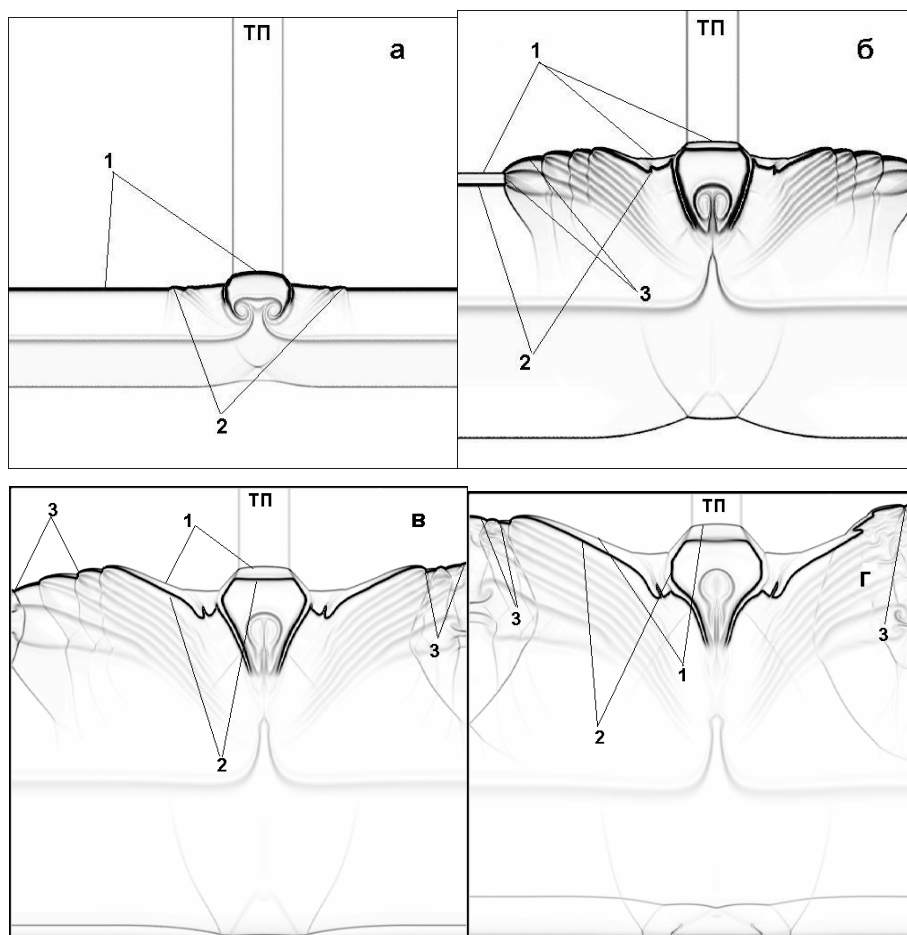


Рис. 9. Пространственное распределение абсолютной величины градиента плотности. ТП – теплое пятно, 1 – пересжатая детонационная волна в процессе затухания, 2 – поперечные возмущения, возникшие в результате дифракции детонационной волны на «теплом пятне», 3 – поперечные детонационные волны.

5.3 Иницирование детонации, третий тип начальных условий

Расчеты для начальных условий типа 3) проводились для трех расстояний от центра искры до центра локального «теплое пятно»: 2 мм, 4 мм и 6 мм. В первых двух случаях иницирование детонации наблюдалось, в последнем – нет.

На рис. 10 представлено поле абсолютной величины градиента плотности сразу после начала дифракции взрывной волны на ТП, и через некоторое время после.

Видно, что в результате взаимодействия, также как и на рис. 9, формируется поперечное возмущение, которое является детонационной волной и распространяется в направле-

нии от ТП, см. Рисунки 10а,б. Также образуется детонационная волна, выходящая из тройной точки и распространяющаяся по исходной реагирующей смеси. Интересно отметить, что при $L = 4$ мм взаимодействие взрывной волны и ТП начинается сразу после распада фронта реакции и ударного фронта, который все еще является достаточно сильной ударной волной.

Расчет для расстояния между центром искры и «теплого пятна» $L = 2$ мм привел к тем же результатам, что и при $L = 4$ мм.

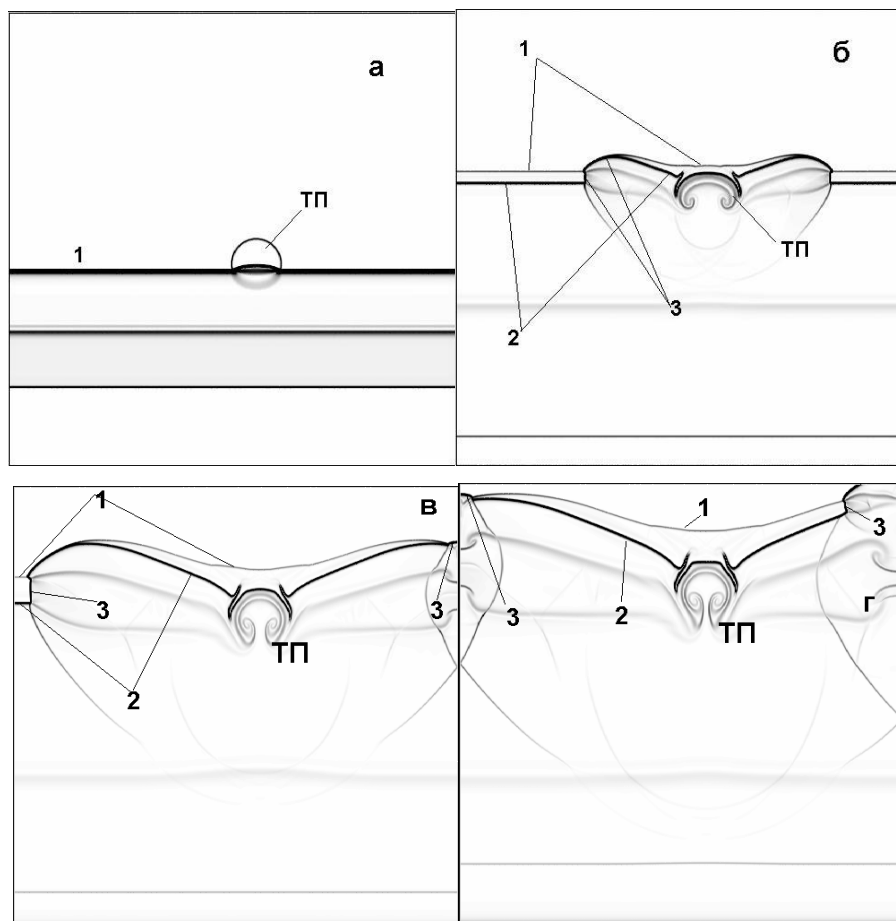


Рис. 10. Пространственное распределение абсолютной величины градиента плотности. ТП – теплое пятно, 1 – инертный фронт ударной волны, 2 – фронт пламени, граница между сгоревшим и не сгоревшим газами, 3 – детонационные волны.

5.4 Иницирование детонации, критические условия

Как и при одномерном моделировании инициирования детонации, очевидно, что существует критическое значение энергии E_{cr}^* , вложенной в искру, ниже которого даже в присутствии поперечных возмущений, возникающих при диффракции на теплом пятне, инициирования детонации не произойдет, поперечные волны также затухнут. Из проведенных расчетов следует, что это значение меньше, чем 0.4 Дж/см.

Отметим, что существует и другой тип критических условий, обусловленный взаимным расположением тепловой неоднородности и точки, в которой происходит распад фронтов ударной волны и химической реакции. В качестве примера докритического случая приведем результаты расчета инициирования детонации с третьим типом начальных условий, см. рис. 11, при $L = 6$ мм. В этом случае распад ударного фронта и фронта реакции происходит на расстоянии 3.5 мм, а процесс дифракции ударной волны начинается на расстоянии

5.5 мм от центра искры. На рис. 11 приведены распределения температуры и абсолютной величины градиента давления (для определения положения фронтов ударных волн) сразу после того, как ударная волна пересекает «теплое пятно». Картина течения, приведенная на рис. 11б соответствует дифракции ударной волны на круглой тепловой неоднородности, описанной в работах [13 – 15].

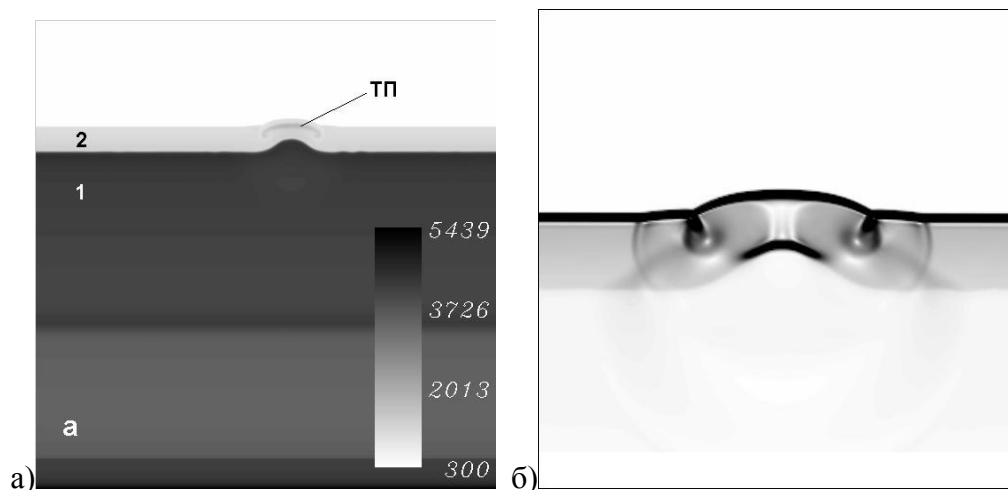


Рис.11. а) Распределение температуры сразу после дифракции ударной волны на «теплом пятне». ТП – «теплое пятно», 1 – сгоревший газ, 2 – газ, сжатый ударной волной, но не воспламенившийся. б) распределение абсолютной величины градиента давления, показывающее картину течения сразу после окончания дифракции падающей ударной волны на «теплом пятне»

Таким образом, в условиях экспериментов [1, 2] механизм инициирования детонации, когда происходит дифракция взрывной волны на тепловой неоднородности, вызванной стримером коронного разряда, и образование поперечной детонационной волны, является наиболее вероятным. При этом, он обладает выраженным геометрическим эффектом – как только расстояние между центром искры и центром тепловой неоднородности становится больше некоторой критической величины (в наших расчетах – примерно 6 мм), то инициирование детонации становится невозможным.

6 Заключение

Анализ масштаба времени процесса инициирования детонации, осуществляемый комбинированным поджигом с помощью коронного и искрового разрядов позволяет сделать вывод, что в экспериментах [1, 2] детонация формируется на расстоянии порядка 1 см от места искрового разряда, и, следовательно, процесс формирования неразрывно связан с взаимодействием взрывной волны от искры с локальными неоднородностями в реагирующей среде, вызванными стримерами коронного разряда.

Можно выделить два механизма инициирования детонации:

- при взаимодействии ударной волны с протяженными тепловыми неоднородностями, одномерный механизм,
- дифракция ударной волны на тепловой неоднородности с формированием поперечной детонационной волны.

Расчеты, проведенные для одного характерного значения энергии, вложенной в искровой разряд (0.4 Дж/см), показывают, что наименьшее значение критической энергии прямого инициирования детонации обеспечивается во втором механизме, когда основную роль играют двумерные эффекты дифракции ударной волны.

Для экспериментальной проверки выводов настоящей работы предлагается следующая серия экспериментов. В разрядной секции ударной трубы искровой разряд осуществляется независимо от коронного, отдельным разрядным промежутком так, что расстояние от искры до ближайших стримеров коронного разряда изменяется от 0 до 1 – 2 см. Согласно выводам настоящей работы, должно существовать критическое расстояние между искровым разрядом и стримерами коронного разряда, при превышении которого существенно увеличится время выхода сигнала из разрядной секции ударной трубы.

7 Литература

1. А.А. Борисов, А.Ф. Галкин, В.К. Животов, С.А. Зайцев, Г.М. Коновалов, С.В. Коробцев, М.Ф. Кротов, Д.Д. Медведев, Б.В. Потапкин, Р.В. Смирнов. Эффект коронного разряда на процесс инициирования детонации слабым источником энергии. ХВЭ, т. 41, № 5, 2007. стр. 418-422
2. Г.М. Коновалов, Исследование влияния импульсного коронного разряда на процесс развития детонации в газовых смесях. Автореферат диссертации ... кандидата физико-математических наук, Москва, 2007.
3. И.А. Заев, И.А. Кириллов, Б.В. Потапкин, Иницирование детонации за ударной волной при ее взаимодействии с тепловой неоднородностью, вызванной стримером коронного разряда. Представлена в журнал «Физическо-химическая кинетика в газовой динамике».
4. <http://www.metacomptech.com>
5. S.M.Frolov, V.S. Aksenov, I.O.Shamshin, Shock-to-Detonation transition in tubes with U-bends, In: G. Roy, S. Frolov, J. Sinibaldi Eds., Pulsed and Continuous detonations.- Torus Press Ltd., 2006, ISBN 5-94588-040-X.
6. M. Kaneshige, J. Shepherd, Detonation database. On-line at http://www.galcit.caltech.edu/detn_db/html/
7. 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.
8. Райзер Ю.П., Физика газового разряда, М.: Наука, 1987.
9. В.В. Марков, В.А. Левин, Иницирование детонации при концентрированном подводе энергии, Физика горения и взрыва, т 11, № 4, сс. 623 – 633.
10. В.П. Коробейников, Задачи теории точечного взрыва, - М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1985. – 400 с.
11. J.H.S. Lee, A.J. Higgins, Comments on criteria for direct initiation of detonation. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, Vol. 357, pp. 3503 – 3521, 1999.
12. В.И. Артемьев, В.И. Бергельсон, С.А. Медведюк, И.В. Немчинов, Т.И. Орлова, В.А. Рыбаков, В.М. Хазинс, Вихревое течение, вызванное взаимодействием ударной волны с узкими областями конечной длины и низкой плотности, Известия АН СССР, Механика Жидкости и Газа, № 3, с. 38 – 41, 1993.ы
13. В.А. Андрущенко, Л.А. Чудов, Взаимодействие плоской ударной волны со сферическим объемом горячего газа. Известия АН СССР, Механика Жидкости и Газа, № 11, с. 96 – 100, 1988.
14. П.Ю. Георгиевский, В.А. Левин, Нестационарное взаимодействие сферы с атмосферными температурными неоднородностями при сверхзвуковом обтекании, Известия АН СССР, Механика Жидкости и Газа, № 4, с. 174 – 183, 1993
15. J.-F. Naas, B. Sturtevant, Interaction of weak shock waves with cylindrical and spherical gas inhomogeneities, J. Fluid Mech., Vol. 181, pp. 41 – 76, 1987.

Статья поступила в редакцию 22 мая 2008 г.