

УДК 534.222.2

МЕХАНИЗМЫ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И РЕЖИМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН ГОРЕНИЯ**А.Д. Киверин, М.Ф. Иванов, М.А. Либерман**Объединенный Институт Высоких Температур РАН,
Ижорская ул., д. 13, строение 2, Москва, 125412, Россия**Аннотация**

В работе решена задача о инициировании волн химической реакции в горючих газообразных средах с цепным механизмом воспламенения в условиях локального нестационарного вложения энергии. Установлено, что основным механизмом инициирования волн горения является формирование в области вложения энергии локальной пространственной неоднородности температуры и/или давления и рождение на этой неоднородности спонтанной волны воспламенения. В зависимости от соотношений характеристик источника энергии (размеров области вложения энергии, величины вкладываемой энергии, скорости вложения энергии) и характерных временных масштабов задачи (времени вложения энергии, времени воспламенения, характерных времен распространения акустической и тепловой волн) проведена классификация режимов горения, возникающих на стадии инициирования.

Ключевые слова: воспламенение, волна, горение, энергия, температура, реакция

Введение

Впервые вопрос о зажигании горения в зависимости от начальных неоднородных условий был рассмотрен Я.Б. Зельдовичем в 1978г [1], когда им была введена концепция спонтанной волны горения. Фактически, в этой работе был впервые поставлен вопрос о зажигании горения в зависимости от начальных неоднородных условий в горючей смеси. В случае неравномерно нагретой горючей смеси с начальным распределением температуры $T(x)$, реакция начинается независимо в каждой точке, сначала в точках с более высокой температурой и соответственно меньшим временем индукции. Если определить время индукции, как время, в течение которого скорость реакции становится максимальной [2], то реакция будет распространяться вдоль заданной неоднородности температуры (градиента температуры) со скоростью, обратно пропорциональной модулю градиента времени индукции. При этом скорость возникающей спонтанной волны горения определяется только величиной градиента температуры. В зависимости от степени пологости градиента были выделены несколько основных режимов горения, которые могут сформироваться в ходе эволюции спонтанной волны, распространяющейся вдоль градиента (медленное горение, быстрое горение, детонация).

В рамках предшествующих исследований с использованием детализированных физико-химических моделей результаты классической работы Зельдовича были обобщены на случай цепной химической реакции горения на примере водородно-кислородной и водородно-воздушной смесей [3]. При этом задача решалась в классической постановке о формировании спонтанной волны горения на линейном градиенте температуры, что исключало газодинамическое воздействие на режим воспламенения, выделяя лишь особенности протекания химической кинетики. В работе была представлена подробная классификация возникающих режимов горения в зависимости от параметров температурного градиента в широком диапазоне начальных условий (температуры, давления, состава смеси), что позволяет прогнозировать возникновение того или иного режима горения в зависимости от величины вложенной энергии и параметров источника энергии, характеризующихся соответственно температурой в верхней точке градиента и его протяженностью. Нерешенным остается вопрос формирования таких градиентов при локальном нестационарном разогреве горючего газа, которые отвечают условиям воспламенения в натурных экспериментах и при самопроизвольных аварийных взрывах.

Настоящая работа посвящена исследованию механизмов, определяющих формирование температурной неоднородности в зависимости от величины вкладываемой энергии, скорости вложения энергии, размера области

вложения энергии и характер возникающих в этой области газодинамических процессов. Установление механизмов воспламенения является одной из определяющих задач наравне с более широко обсуждаемой задачей определения количественных характеристик инициирования волн горения [4]. Исследование проведено методами численного моделирования с использованием детализированных математических моделей, описывающих газодинамику горения газообразной горючей смеси с учетом реальных уравнений состояния и редуцированной модели химической кинетики, что является определяющим при решении задач воспламенения и горения [3] и не учитывалось при решении задачи в работах, с использованием одноступенчатой модели химической кинетики [5]. Как это показано в [6], различие в энергиях воспламенения, рассчитанных по одноступенчатой модели, могут до двух порядков отличаться от экспериментально измеренных.

Постановка задачи

Для выявления особенностей развития процесса воспламенения в результате локального нестационарного энерговложения и определения параметров самого энерговложения, необходимых для инициирования различных режимов горения, была решена задача в следующей постановке. В объеме, заполненном стехиометрической водород-кислородной смесью (выбранной как наиболее яркий пример смеси, реагирующей по цепному механизму) при постоянном давлении и температуре, выделялась область линейного размера L ($0 < x < L$ в одномерной постановке), в которой за время Δt_Q смеси сообщалась энергия $Q_{ign} = W \cdot \Delta t_Q$ при постоянной мощности источника энергии W .

Газодинамика процесса, вызванного локальным энерговложением в ограниченной области размера L , характеризуется акустическим временем $t_a = L/a$, где a – скорость звука, и характерным временем распространения тепловой волны $t_T \sim L^2/\chi$, определяемым величиной температуропроводности χ . В водород-кислородной смеси при атмосферном давлении эти временные масштабы составляют для $L=1$ мм, соответственно, $t_a \sim 2$ мкс и $t_T \sim 0.1$ с. Время инициирования химической реакции и формирование волны горения определяется соотношением между параметрами Δt_Q , t_a , t_T и временем индукции t_{ind} при полученных в ре-

зультате энерговложения температуре и давлении. Время индукции, являясь временным масштабом, на котором эндотермическая реакция рождения и ветвления цепей сменяется экзотермической реакцией обрыва цепей, характеризует свойства горючей смеси в заданном термодинамическом состоянии, не отражая процесс достижения этого состояния. В результате при анализе процессов воспламенения более естественно использовать время воспламенения t_{ign} , характеризующее протяженность стадии индукции с учетом темпа энерговложения. В зависимости от темпа энерговложения воспламенение может возникнуть как после вложения всей энергии ($t_{ign} \geq \Delta t_Q$), так и в процессе энерговыделения ($t_{ign} < \Delta t_Q$). В последнем случае вложение энергии после воспламенения производится в горячих продуктах, что практически не сказывается на развитии сформированного в результате воспламенения режима горения. Таким образом, наиболее интересным является рассмотрение режимов энерговложения с $\Delta t_Q \leq t_{ign}$. При высоком темпе энерговложения ($\Delta t_Q < t_a$) и большой величине вкладываемой энергии воспламенение будет определяться условиями теплового взрыва при полученных в результате энерговложения температуре и давлении. В случае малых темпов энерговложения ($\Delta t_Q > t_a$) давление будет успевать выравниваться и процесс воспламенения будет протекать в условиях постоянного давления. При умеренных темпах энерговложения и вкладываемых энергиях режим воспламенения будет определяться соотношениями между всеми указанными временными масштабами.

Далее будет приведен анализ результатов численного моделирования процесса инициирования волн горения в результате нестационарного энерговложения в области размера $L=1-10$ мм. Выбор характерных размеров области энерговложения и длительности энерговложения определяется масштабами, характерными для источников энергии в экспериментах и в условиях аварийных взрывов. Выбранный диапазон длительности энерговложения охватывает субмикросекундные, микросекундные и миллисекундные импульсы энерговложения. Отметим, что характерная величина масштаба t_T на стадии энерговложения для водород-кислородной смеси в заданном диапазоне L существенно больше времени энерговложения. В связи с этим эффект распространения возмущений за счет тепловой волны на на-

чальной стадии будет незначительным по сравнению с газодинамическим переносом.

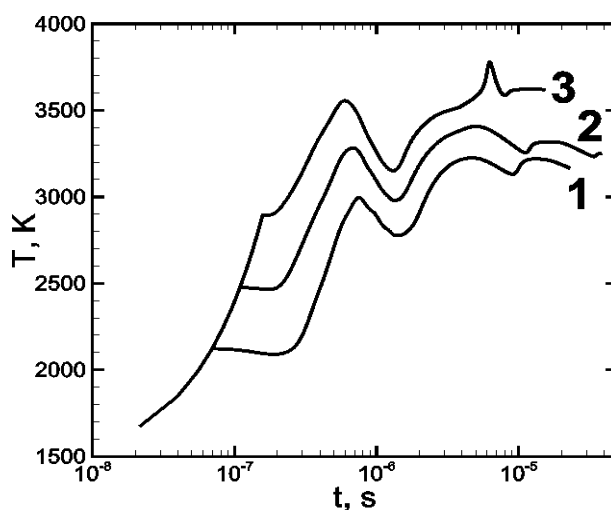
В основу математической модели, с использованием которой проводилось численное моделирование, были положены уравнения Навье-Стокса динамики сжимаемой среды с учетом вязкости, теплопроводности, многокомпонентной диффузии и энерговыделения за счет химических реакций. Решаемая численно, система уравнений имеет стандартный вид, одномерный и двухмерный вариант которой подробно представлены в работах [3, 7]. Коэффициенты вязкости, теплопроводности и многокомпонентной диффузии газовой смеси определяются, исходя из известных соотношений кинетической теории газов для многокомпонентных сред [8]. Уравнения состояния свежей смеси и продуктов горения задаются на основе таблиц NASA путём интерполяции [9]. Кинетика горения водородно-кислородной смеси описывается хорошо зарекомендовавшей себя редуцированной схемой, состоящей всего из девяти реакций [3, 7], но с хорошей точностью воспроизводящей как качественные, так и количественные особенности воспламенения и горения водород-кислородной смеси [3, 7].

Для численного решения системы уравнений, представляющих математическую модель, был выбран эйлерово-лагранжев метод [10], модифицированный таким образом, чтобы как эйлеров, так и лагранжев этапы были

устойчивы и имели второй порядок точности по пространству. Математическая модель и реализованный на ее основе компьютерный код были апробированы на решении широкого круга задач горения газовых смесей [3, 7, 11-13 и др.] и показали хорошее согласие с экспериментальными данными, включая результаты специально поставленных экспериментов по возникновению стука в двигателях внутреннего сгорания [11]. Точность модифицированного численного метода в задачах воспламенения и горения водородосодержащих смесей, представлены в работах [3, 7]. Система уравнений химической кинетики решалась методом Гира.

Основные результаты

Быстрое вложение энергии за времена, много меньше характерного акустического времени ($\Delta t_Q \leq t_{\text{ign}} \ll t_a$), дает равномерный рост температуры и давления в области энерговложения, что ведет к реализации воспламенения по механизму объемного взрыва внутри «горячего пятна». Величина температуры и давления полностью определяется величиной вложенной энергии. После вложения энергии и следующей за ним фазы индукции происходит инициирование волны горения или детонации. На рис. 1 приведен характерный рост температуры в эпицентре горячего пятна диаметром 1 мм ($t_a \sim 2$ мкс) при субмикросекундном вложении энергии и последующем воспламенении.



- 1 – формирование горения при $Q=1.9 \text{ кДж/м}^2$;
- 2 – формирование горения при $Q=2.4 \text{ кДж/м}^2$;
- 3 – формирование детонации при $Q=3.0 \text{ кДж/м}^2$

Рис. 1 – Эволюция температуры в эпицентре горячего пятна при быстром субмикросекундном энерговложении $\Delta t_Q \sim 0.1$ мкс

В случае менее интенсивного энерго-вложения, по времени приближающегося к акустическому, ($\Delta t_Q \leq t_{\text{ign}} < t_a$) на границе горячего пятна и невозмущенной среды происходит распад разрыва, формирующий волну сжатия, распространяющуюся в невозмущенную среду, и волну разгрузки, уносящую энергию из объема горячего пятна. Такой сценарий, схожий со сценарием развития сильного взрыва, в случае формирования достаточно сильной удар-

ной волны на границе горячего пятна может инициировать детонацию непосредственно за ее фронтом. При меньшей интенсивности ударной волны возникает более интересный сценарий, показанный на рис. 2 и 3. На рис. 2 приведена временная эволюция профилей температуры и давления в области горячего пятна ($L=1\text{ см}$, $t_a \sim 20\text{ мкс}$) во время энерго-вложения.

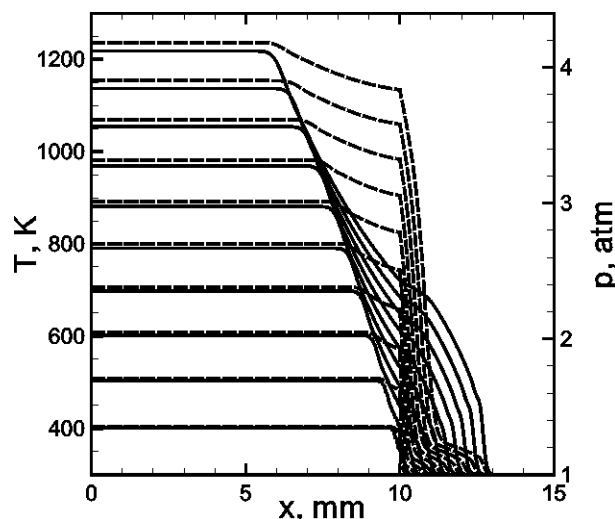


Рис. 2 – Эволюция профилей температуры (штриховые линии) и давления (сплошные) внутри горячего пятна во время энерго-вложения. $L=1\text{ см}$, $\Delta t_Q=5\text{ мкс}$.
Профили представлены на различные моменты времени с интервалом в 0.5 мкс

Волна разгрузки формирует пологий градиент температуры и давления на масштабе порядка размера горячего пятна. При атмосферном давлении $p_0=1\text{ атм}$ температурный градиент с полученным перепадом температуры и характерным размером $L=1\text{ см}$ не может дать формирование детонации [3]. Однако, в виду того, что давление нагретой смеси повышается во время энерго-вложения до $\sim 4\text{ атм}$, то такой градиент дает формирование детонации согласно механизму Зельдовича. Эволюция профилей температуры и давления на стадии инициирования волны детонации показана на рис. 3, где можно видеть возникновение спонтанной волны реакции и ее взаимодействие с волной давления, что ведет к формированию волны детонации.

В случае вложения меньшей энергии в тех же условиях время воспламенения может оказаться больше акустического времени ($\Delta t_Q < t_a < t_{\text{ign}}$) и волна разгрузки будет формировать градиент после энерго-вложения на стадии индукции. В течение более протяженной стадии индукции акустические возмущения вы-

равнивают давление в области энерго-вложения, и воспламенение происходит на стационарном температурном градиенте при постоянном давлении. Температура в вершине градиента остается практически постоянной до воспламенения (см. рис. 4). Режим горения в этом случае определяется начальным состоянием среды (например начальным давлением [3]): при $p_0=1\text{ атм}$ полученный температурный градиент ведет к формированию волны горения, $p_0=10\text{ атм}$ – к формированию детонации.

Интересный сценарий развивается при длительностях энерго-вложения, несколько превышающих характерное акустическое время ($t_a < \Delta t_Q < t_{\text{ign}}$). В начале газодинамика процесса подобна наблюдаемой в предыдущих случаях. Но время энерго-вложения больше акустического времени и за это время волна разгрузки успевает дойти до эпицентра горячего пятна и отразиться. В результате наблюдается формирование неравномерного распределения температуры с двумя противонаправленными градиентами (положим градиентом, направленным внутрь горячего пятна, и крутым градиен-

том, направленным в противоположном направлении). Начальная стадия эволюции температурного профиля до начала реакции показана на рис. 5. К моменту начала реакции в точке максимальной температуры крутой гра-

диент, направленный в невозмущенную область, способен зажечь только волну горения, тогда как пологий градиент, направленный в центр горячего пятна, способен зажечь детонацию.

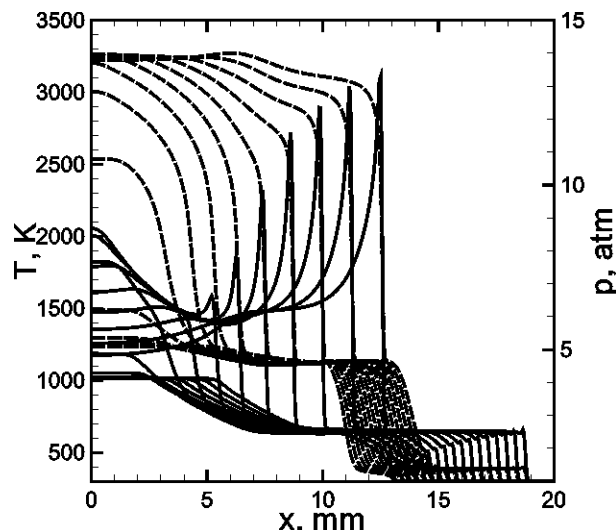


Рис. 3 – Эволюция профилей температуры (штриховые линии) и давления (сплошные), иллюстрирующие формирование волны детонации в области энерговложения. $L=1\text{ см}$, $\Delta t_Q=5\text{ мкс}$.
Профили представлены на различные моменты времени с интервалом в 0.5 мкс

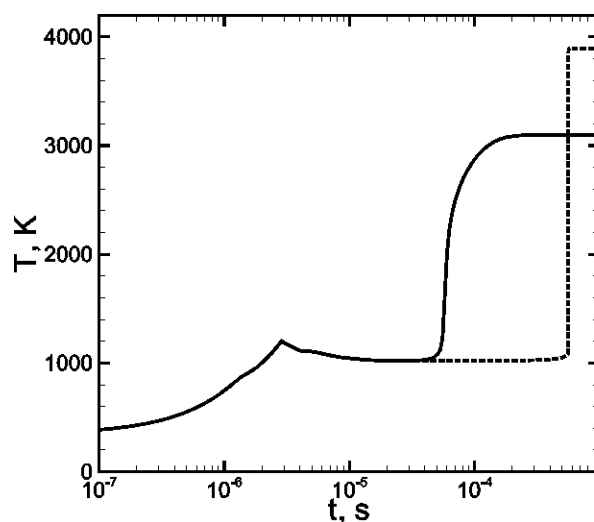


Рис. 4 – Эволюция температуры в эпицентре горячего пятна в случае быстрого вложения малой энергии ($\Delta t_Q < t_a < t_{ign}$). $L=1\text{ мм}$, $p_0=1\text{ атм}$ (сплошная линия), $p_0=10\text{ атм}$ (штриховая)

Соответствующая эволюция профилей температуры и давления, показывающая формирование спонтанной волны горения на пологом градиенте, ее взаимодействие с волной давления и формирование детонации, а так же формирование волны горения на крутом градиенте, показана на рис. 6.

Существенно от рассмотренных выше режимов инициирования горения короткими

высокомощными импульсами энерговложения отличаются режимы инициирования горения длительными импульсами энерговложения низкой мощности ($t_a \ll \Delta t_Q < t_{ign}$). За время энерговыведения акустические возмущения успевают выравнять давление в области энерговложения, в этом случае не возникает сильных ударных волн и инициируемый режим горения определяется только степенью пологости тем-

пературного градиента, формируемого за счет и распространения тепловой волны. газодинамического расширения горячего пятна

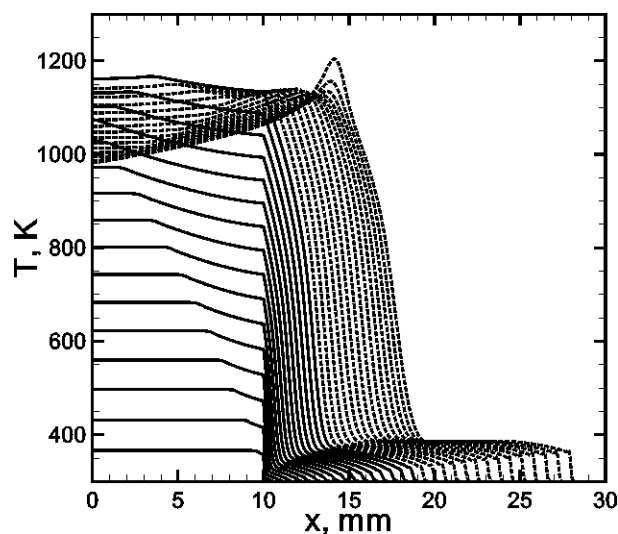


Рис. 5 – Эволюция профилей температуры внутри горячего пятна на стадиях энерговложения (сплошные линии) и индукции (штриховые). $L=1\text{ см}$, $\Delta t_Q=16\text{ мкс}$. Профили представлены на различные моменты времени с интервалом в 1 мкс

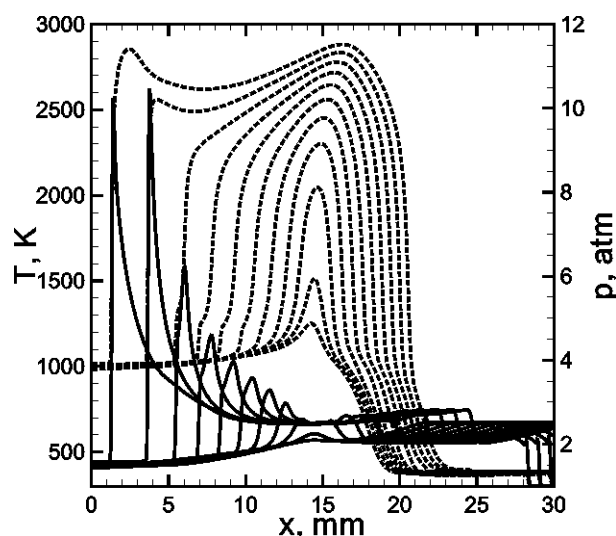


Рис. 6 – Эволюция профилей температуры (штриховые линии) и давления (сплошные), иллюстрирующие процесс воспламенения внутри горячего пятна. $L=1\text{ см}$, $\Delta t_Q=16\text{ мкс}$. Профили представлены на различные моменты времени с интервалом в 1 мкс

За время энерговыведения тепловая волна распространяется на расстояние $x_T/\text{мм}=(\chi \cdot \Delta t_Q)^{1/2} \approx 0.9(\Delta t_Q)^{1/2}$. Масса уносится из объема горячего пятна по мере увеличения температуры и падения плотности. Унос массы разогретого газа совместно с распространением тепловой волны формируют градиент температуры в приграничной области границы горячего пятна. В виду слабой температурной зависимости коэффициента теплопроводности

($\kappa \sim T^{0.75}$) формируется практически линейный температурный градиент. На рис. 7 показана эволюция температурного градиента в результате вложения энергии за время $\Delta t_Q=1000\text{ мкс}$ в область размера $L=1\text{ мм}$ (сплошные линии). Протяженность градиента оказывается больше масштаба распространения тепловой волны, что объясняется расширением горячего пятна за счет разогрева и падения плотности во время энерговложения.

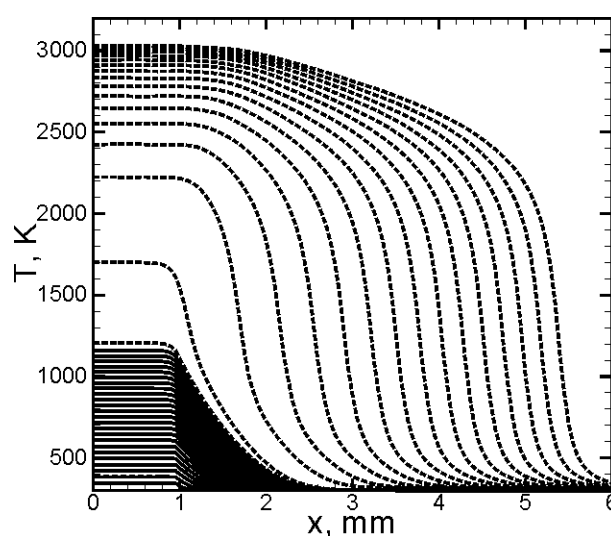


Рис. 7 – Эволюция профилей температуры внутри и в окрестности горячего пятна на стадии энерговложения (сплошные линии) и стадии формирования волны горения (штриховые). $L=1\text{ мм}$, $\Delta t_0=1000\text{ мкс}$. Профили представлены на различные моменты времени с интервалом в 5 мкс

Однако согласно [3] полученный градиент не достаточно полог для инициирования детонации по механизму Зельдовича. Процессы распространения тепла в среде и расширения нагретого газа оказываются слишком медленными для формирования градиента температуры, достаточного для инициирования детонации, на масштабах времени энерговложения. Задолго до того, когда тепловая волна распространится на достаточно большое расстояние, в эпицентре горячего пятна достигается тем-

пература, достаточная для воспламенения, что ведет к формированию волны горения на сформированном температурном градиенте (штриховые линии на рис. 7). В области температур зажигания $\sim 1000\text{--}1200\text{ К}$ время индукции при повышенных давлениях больше. В виду этого инициирование горения в условиях одного темпа энерговложения может происходить при более высоких температурах в случае повышенного давления (рис. 8).

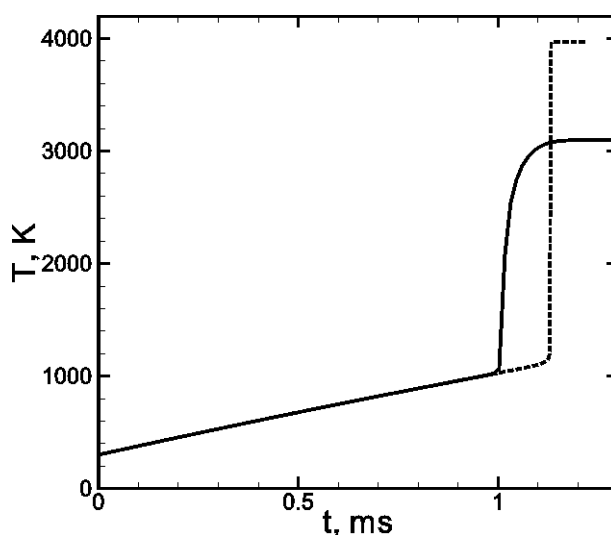


Рис. 8 – Эволюция температуры в эпицентре горячего пятна в случае медленного вложения энергии ($t_a \ll \Delta t_0$). $L=1\text{ мм}$, $p_0=1\text{ атм}$ (сплошная линия), $p_0=10\text{ атм}$ (штриховая)

С другой стороны в виду слабой зависимости коэффициента теплопроводности и ско-

рости звука от давления протяженность формируемого градиента при тех же условиях

энерговложения сохраняется. Но согласно критериям, полученным в работе [3], для инициирования детонации при повышенном давлении требуется куда менее пологий (менее протяженный) температурный градиент, чем при атмосферном или пониженном давлении. Таким образом, при инициировании горения длительными маломощными импульсами энерговложения при повышенном давлении возможно формирование детонации.

Полученные результаты позволяют оценить энергию, необходимую для инициирования того или иного режима горения. В то же время необходимо отметить, что экстраполяция полученных данных на трехмерный случай не даст хорошего согласия в виду наличия сугубо трехмерных эффектов, связанных с ослаблением ударной волны и усилением волны разгрузки при трехмерном разлете. Различие

особенно принципиально для определения критической энергии формирования детонации, когда указанные эффекты являются определяющими. С ростом различия между временем энерговложения и характерным акустическим временем ($\Delta t_Q < t_a$) (ростом интенсивности энерговложения) роль волны разгрузки в формировании режима горения ослабевает. Проведенные трехмерные расчеты в схожей с одномерной постановке (с заменой плоского нагретого слоя $x < L$ сферической областью радиуса $R=L$) при фиксированном времени энерговложения Δt_Q и различном объеме области энерговложения (различных L и t_a) показали, что для инициирования детонации при меньшем влиянии волны разгрузки требуется вложение меньшей энергии в тот же объем (рис. 9).

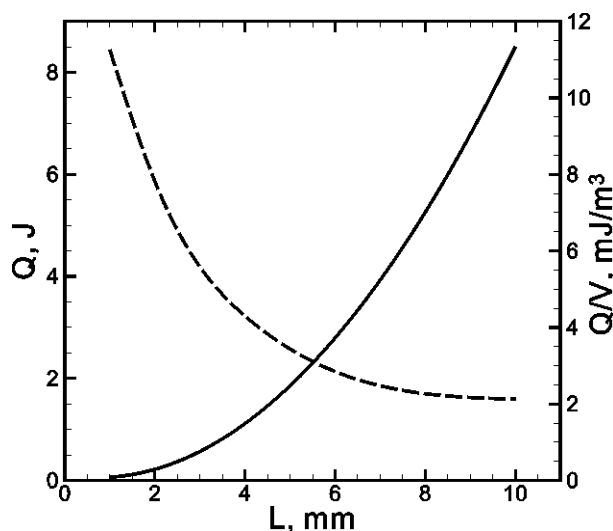


Рис. 9 – Минимальная энергия, необходимая для инициирования детонации в водород-кислородной смеси, в зависимости от размера (радиуса) горячего пятна при фиксированном времени энерговложения $\Delta t_Q = 1$ мкс. Сплошная линия – полная вложена энергия, штриховая – удельная энергия, приходящаяся на единицу объема

Оценкой нижнего предела инициирования детонации в водороде является энерговложение $\sim 10^{-2}$ мДж путем фокусировки субмикросекундного лазера в субмиллиметровой области [14], что согласуется с ходом полученной зависимости.

Заключение

В настоящей работе на основе результатов численного моделирования с учетом детализированных моделей химического превращения и переноса многокомпонентной реаги-

рующей смеси было показано, что в зависимости от параметров энерговложения (величины вкладываемой энергии, времени энерговложения и размера области энерговложения) возможны два основных механизма инициирования волн реакции: градиентный механизм Зельдовича [1] и объемный тепловой взрыв (представляющий одну из асимптотик механизма Зельдовича с градиентом нулевой крутизны). Для практически важных временных масштабов выделены следующие принципиальные сценарии воспламенения:

1) субмикросекундные импульсы энерговложения дают условия для теплового взрыва в объеме горячего пятна;

2) в результате микросекундных импульсов волной разгрузки создается градиент температуры и давления, инициирующий волну горения по механизму воспламенения Зельдовича на градиенте времени индукции;

3) в случае миллисекундных импульсов расширение нагретых газов ведет к формированию температурного градиента при практически постоянном давлении, и горение инициируется по механизму Зельдовича в классической постановке [1, 3]. В трехмерном случае расходящаяся ударная волна ослабевает, а сходящаяся волна разгрузки усиливается. Это

ведет к существенному падению температуры и давления в объеме горячего пятна на временах порядка акустического.

Таким образом, по сравнению с одномерным случаем формируется менее интенсивный режим воспламенения. При этом, если режим горения проявляет меньшую чувствительность к объёмным потерям при энерговложении, то для получения детонации требуется существенное увеличение интенсивности энерговложения. Например для $L=1\text{ мм}$ и $\Delta t_Q=1\text{ мкс}$ величина вкладываемой энергии должна быть на порядок (в 10-12 раз) выше той, что дает экстраполяция результатов одномерной модели (рис. 10).

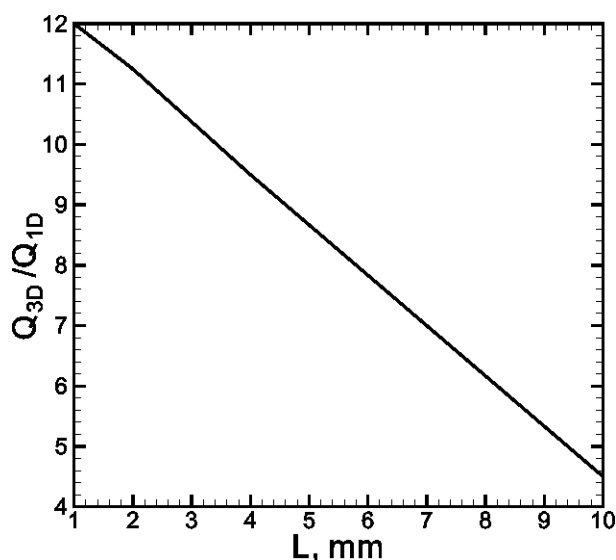


Рис. 10 – Отношение энергий, необходимых для инициирования детонации в водород-кислородной смеси, полученных из трехмерной и одномерной моделей, в зависимости от размера горячего пятна. $\Delta t_Q=1\text{ мкс}$

Литература

1. Zel'dovich Ya.B. Regime classification of an exothermic reaction with nonuniform initial conditions.// Combustion Flame. -1980. -V. 39. -P. 211-226.

2. Зельдович Я.Б., Баренблат Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. Математическая теория горения. -М.: Наука, 1980, Гл.4, §4.

3. Liberman M.A., Kiverin A.D., Ivanov M.F., Regimes of chemical reaction waves initiated by nonuniform initial conditions for detailed chemical reaction models.// Phys. Rev. E. -2012. -85. -056312.

4. Maas U., Warnatz J. Ignition Processes in Hydrogen-Oxygen Mixtures.// Combustion and Flame. -1988. -74. -P. 53-69.

5. Kasoy D.R., Kuehn J.A., Nabity M.W., Clarke J.F. Detonation initiation on the microsecond time scale: DDTs.// Combust. Theory Model. -2008. -12. -P. 1009-1047.

6. Sloane T.M., Ronney P.D. A Comparison of Ignition Phenomena Modelled with Detailed and Simplified Kinetics. Combustion Science and Technology. -1993. -V. 88. P. 1-13.

7. Ivanov M.F., Kiverin A.D., Liberman M.A. Hydrogen-oxygen flame acceleration and transition to detonation in channels with no-slip walls for a detailed chemical reaction model.// Phys. Rev. E. -2011. -83. -056313.

8. Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р. Горение. М.: Физматлит. -2003. -351с.

9. McBride B.J., Gordon S., Reno M.A. Coefficients for calculating thermodynamic and

transport properties of individual species/ NASA Technical Memorandum 4513. 1993. 89 p.

10. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. Вычислительный эксперимент. М.: Наука. -1982. -392с.

11. Liberman M.A., Ivanov M.F., Valiev D.M., Eriksson L.-E. Hot spot formation by the propagating flame and the influence of EGR on knock occurrence in SI engines.// Combust. Sci. and Tech. -2006. -V.178. -№9. -P.1613-1647.

12. Голуб В.В., Иванов М.Ф., Баженова Т.В., Брагин М.В. Самовоспламенение горю-

чего газа при импульсном истечении его в окислительную среду.// Письма в ЖТФ. -2006. -Т. 32. -вып. 6. -С. 77-82.

13. Гальбурт В.А., Иванов М.Ф., Петухов В.А. Математическое моделирование различных режимов развития горения в конусе.// Химическая физика. -2007. -Т. 26. -№2. -С. 46-52.

14. Lewis D., Elbe G. Combustion, Flames and Explosion of Gases. 2nd ed. Part 1. -New York: Academic Press. -1961.

MECHANISMS OF IGNITION AND REGIMES OF COMBUSTION WAVES PROPAGATION

A.D. Kiverin, M.F.Ivanov, M.A.Liberman

Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences,
Izhorskaya st., 13, Bd. 2, Moscow, 125412, Russia, alexeykiverin@gmail.com

Abstract

The paper studies the regimes of reaction wave initiation under the conditions of localized transient thermal energy deposition in reactive gaseous mixtures, whose chemistry is governed by chain-branching kinetic. It is shown that the main mechanism of reaction wave initiation is the spontaneous reaction wave originating from the temperature and/or pressure non-uniformity formed in the region of the energy deposition. The possible regimes of combustion are classified depending on the parameters of energy source (power of the energy source, amount of the deposited energy, size of the hot spot) and characteristic time scales (energy deposition time, ignition time, characteristic time scales of acoustic and thermal waves propagation).

ЖАНУ ТОЛҚЫНЫҢ ТАРАЛУ ТҮТАТУ МЕХАНИЗМІ ЖӘНЕ РЕЖИМІ

А.Д. Киверин, М.Ф. Иванов, М.А. Либерман

Жоғары температуралар біріккен институты,
Izhorskaya қ., 13, 2-үй, Мәскеу, 125412, Ресей

Аннотация

Бұл жұмыста біз жергілікті стационарлық емес энергетикалық инвестициялар тізбегі от тетігі тұтанатын газ тәріздес ақпарат құралдарында химиялық реакция толқындар бастамашы проблемасын шешуге. Ол жану толқындардың қозғау негізгі тетігі жергілікті энергия кеңістіктік температурасы біркелкі және / немесе қысым мен гетерогенді өздігінен жануын осы толқын туған инвестициялар қалыптастыру екені анықталды. Энергия көзі сипаттамаларын (энергия инвестиция саласындағы мөлшері, кіріс энергетика, энергия енгізу бағамының құны) байланысты қатынастар, сондай-ақ (энергия уақытша инвестициялау, от уақыт, акустикалық және жылу толқындардың тән есе) тән уақыт таразы жану режимдерін жіктеу сахнасында жатқан бастамашылық.