Нестационарные режимы горения в закрытых объемах, переход к детонации, импульсные нагрузки

А. Д. Киверин[1], А. В. Семиколенов[2] и И. С. Яковенко[1]
[1] Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия
[2] Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, 2-я Бауманская ул., д.5, стр.1, Москва 105005, Россия

E-mail: alexeykiverin@gmail.com

Статья поступила в редакцию 23 ноября 2018 г.

Аннотация. В работе проведен численный анализ задачи о распространении волн горения в закрытых каналах. Детально рассмотрены процессы развития пламени в условиях возвратных течений, процесс генерации ударных волн и процесс перехода в детонацию в зависимости от линейных размеров канала. Особо выделены ситуации, когда развитие процесса приводит к генерации достаточно высоких давлений, во много раз превышающих давление, достигаемое при равновесном сжигании всего объема горючей смеси. Показано, что определяющим фактором является характер взаимодействия пламени с ударными волнами и условия, при которых реализуется переход к детонации. https://doi.org/10.33849/2018118

1. ВВЕДЕНИЕ

При исследовании горения химически активных газовых смесей актуальным является прогноз максимальных давлений, которые могут возникать при развитии взрыва в ограниченных объемах, в частности, в камерах сгорания двигателей, или в помещениях, заполненных горючими газообразными смесями, при аварийном выделении энергии. Детальный анализ развития различных режимов горения необходим при разработке новых и совершенствовании уже существующих технических систем, работа которых основана на эффективном сжигании топливно-воздушных смесей, а также позволяет обоснованно выработать критерии и меры предупреждения рисков работы промышленных объектов, подверженных потенциальной опасности разрушения в результате развития химического взрыва [1].

После инициирования процесс горения в объемах, заполненных горючими газообразными смесями, может развиваться различными путями: горение затухает; по горючей смеси распространяется медленная или быстрая волна горения; реализуется переход от дозвукового горения к сверхзвуковому горению или к детонации (ПГД); в ходе интерференции волн сжатия становится возможным формирование в объеме ударных волн и возбуждение детонации в результате их взаимодействия с оболочкой или нестационарной волной горения. При этом опасность представляет как детонация, так и быстрое нестационарное горение, непрерывно излучающее волны сжатия и слабые ударные волны, динамически нагружающие оболочку закрытого объема.

Возникновение того или иного режима горения зависит от целого ряда частных факторов, внешних и внутренних. Известны механизмы ускорения пламени и формирования детонации в газообразных горючих смесях, связанные с дополнительным возмущением горючей среды и формированием неравномерных потоков, сонаправленных с распространением пламени или встречных. При этом эти возмущения могут генерироваться в результате воздействия на среду со стороны волн сжатия и ударных волн (УВ), возникающих непосредственно в ходе развития нестационарного горения в ограниченном объеме или создаваемых внешними источниками энергии. При воздействии на фронт ускоряющегося пламени ударной волны время перехода к детонации может быть сокращено в результате дополнительного ускорения пламени в сжатом и нагретом за ударной волной горючем газе. В результате предварительного сжатия и разогрева горючей смеси ударными волнами переход к стационарной детонации как правило происходит через промежуточную стадию нестационарной пересжатой детонации с повышенным давлением во фронте [2]. Формирование таких нестационарных пересжатых режимов детонации на фоне предварительного нагружения и прогрева среды бегущими впереди волнами сжатия и слабыми ударными волнами представляется одним из наиболее опасных факторов химического взрыва. При этом, как это было показано в работах [3, 4], характеристики возникающего детонационного режима определяются особенностями развития переходного процесса в смесях различного состава в различных внешних термодинамических и геометрических условиях.

Ранее, в [5, 6], методами численного моделирования были подробно рассмотрены особенности развития нестационарного горения в полуоткрытых и полностью закрытых каналах, заполненных водородно-воздушной смесью. Процесс развития горения рассматривался на относительно небольших пространственно-временных масштабах, что исключало возникновение в системе быстрых, сверхзвуковых и детонационных режимов горения. Здесь, однако, стоит отметить, что экспериментально существенное ускорение водородно-воздушного пламени и формирование быстрых режимов горения можно наблюдать только в достаточно больших объемах и только при существенной степени их загроможденности. Воспроизведение перехода к детонации в гладких каналах в натурном эксперименте и в расчетах возможно только для высокоактивных химически реагирующих сред, таких как водород–кислород, этилен–кислород или ацетилен–кислород [7–9]. При этом переход к детонации происходит на относительно небольших масштабах. С другой стороны, особенности развития нестационарных процессов горения, включая ускорение или замедление пламени в результате взаимодействия с волнами сжатия или ударными волнами, долж-

ны сохраняться для различных горючих смесей, независимо от геометрии канала. Меняются пространственно-временные масштабы и скоростные режимы развития процессов (см. например [3]), но качественная картина развития нестационарного горения в ограниченных объемах остается прежней независимо от состава и начального термодинамического состояния смеси. В рамках этого положения целью настоящей работы ставилось исследование особенностей развития пламени в закрытом канале, включая его ускорение до сверхзвуковых скоростей и формирование детонации, на примере водород-кислородной смеси. Отметим, что некоторые предварительные расчеты горения водород-кислородной смеси уже были включены в работу [5]. С момента публикации указанной работы нами был проведен более детальный анализ развития горения на различных стадиях его распространения в каналах и трубах и были сформулированы механизмы перехода между различными стадиями [10–12]. Это позволило провести более содержательный анализ рассматриваемых в настоящей работе процессов.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Настоящую статью можно рассматривать как продолжение серии работ авторов, посвящённых исследованию горения водородно-воздушных и водородно-кислородных смесей в каналах [3, 4, 6, 10–12] . Естественно, что, так как во всех этих работах рассматривается один и тот же физический процесс — горение газообразной горючей смеси, — в основу исследований была положена одна и та же математическая модель.

Динамика химически активной газовой смеси описывается уравнениями вязкой сжимаемой среды Навье–Стокса с учетом теплопроводности, многокомпонентной диффузии и энерговыделения за счет химических реакций. Система уравнений Навье–Стокса имеет стандартный вид и подробно представлена в работе [3] и др . Коэффициенты вязкости, теплопроводности и многокомпонентной диффузии газовой смеси определяются, исходя из известных соотношений кинетической теории газов для многокомпонентных сред [13]. Уравнения состояния свежей смеси и продуктов горения задаются на основе таблиц путём полиномиальной интерполяции [14]. Система уравнений газовой динамики горения решается численно эйлерово-лагранжевым методом [15] первого порядка точности по времени и второго порядка точности по пространству, модифицированным и апробированным в ряде предшествующих работ авторов. Результаты, показывающие хорошую точность модифицированного численного метода в задачах горения водородосодержащих смесей, представлены в работе [11] , где, в том числе, показана удовлетворительная сходимость уже при разрешении фронта пламени 10 расчетными ячейками. Система уравнений химической кинетики состоит из 9 реакций для 8 основных компонент (H_2, O_2, H, O, OH, HO_2, H_2O_2, H_2O) [11], принимающих участие в горении водород-кислородной смеси, и решается методом Гира.

Расчеты проводились в постановке, аналогичной описанной в [6]. Горение инициировалось локальным повышением температуры вблизи одного из торцов закрытого канала, заполненного стехиометрической водород-кислородной смесью при нормальных начальных условиях ($p_0 = 105$ кПа, $T_0 = 300$ К). Большая часть расчетов была проведена для каналов шириной 5 мм и различной протяженности (от ∼10 до 100 см). В полуоткрытом канале такой ширины переход к детонации наблюдался на расстоянии 37 см от заднего (левого) торца. Расчеты распространения горения в более коротких каналах были направлены на анализ промежуточных переходных режимов горения в условиях отраженных волн сжатия и возвратных течений. Расчеты в более протяженных каналах проводились с целью оценки степени снижения нагрузок на передний торец с увеличением расстояния от точки перехода к детонации до поверхности торца.

На границах расчетной области задавались условия адиабатичности. Таким образом, не учитывались потери тепла в канале за счет теплообмена с окружающей средой. При расчете поля скоростей тангенциальная составляющая скорости потока на боковой поверхности (боковых стенках) канала считалась равной нулю, что позволяло учесть наличие пограничного слоя и воспроизводить структуру потока, формируемого в канале.

3. ПЕРЕХОД ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ В ЗАКРЫТЫХ КАНАЛАХ

Для понимания особенностей формирования потоков и генерации волн сжатия движущимся фронтом пламени и характера их воздействия на нестационарный фронт горения рассмотрим основные стадии распространения пламени в полуоткрытом канале от закрытого заднего торца. Согласно данным натурных экспериментов [7–9] и др., а также результатам предшествующих работ авторов [10–12], можно выделить несколько основных стадий развития пламени, распространяющегося с ускорением по каналу, заполненному горючей газообразной смесью.

Самая начальная стадия развития горения полностью определяется особенностями процесса воспламенения. В случае умеренной интенсивности источника энергии, инициирующего воспламенение смеси, ускорение волны горения на этой стадии зависит от степени расширения продуктов горения в области воспламенения. На этой стадии скорость волны горения в лабораторной системе координат возрастает от нормального ее значения U_f до величины $U_{f,\text{Лаб}} = \theta U_f$, где θ — коэффициент расширения, определяемый как отношение плотностей свежей горючей смеси (ρ_f) и продуктов горения (ρ_b).

Дальнейшее развитие волны горения определяется ее взаимодействием с потоком свежей смеси. Распространяющийся фронт реакции воздействует на среду подобно движущемуся источнику энергии. Излучаемые им волны сжатия передают импульс и энергию свежей смеси впереди фронта пламени. Такое воздействие определяет ускорение потока, а следовательно и ускорение пламени, распространяющегося по движущемуся газу со скоростью $U_{f,\text{Лаб}} = U_f + u_f$, где u_f — скорость потока. Формально приращение скорости потока Δu_f можно связать с увеличением объема смеси ΔV, протекающего через сечение канала в единицу времени, что вызвано передачей волнами сжатия дополнительного количества движения. С другой стороны, скорость распространения пламени в канале $U_{f,\text{Лаб}}$ можно определить как относительную скорость преобразования свежей горючей смеси в продукты горения $U_{f,\text{Лаб}} = \Delta V/S\Delta t$, где

S — площадь сечения канала. Таким образом, получаем самоподдерживаемый режим ускорения пламени, распространяющегося в канале от закрытого торца. Он характеризуется экспоненциальным нарастанием скорости пламени за счет взаимодействия с потоком свежей смеси, ускоренном волнами сжатия, в свою очередь излучаемыми ускоряющимся пламенем:

$$\Delta U_{f,\text{Лаб}} \sim \Delta u_f \sim U_{f,\text{Лаб}} \Rightarrow U_{f,\text{Лаб}} \sim \exp(\alpha t) \qquad (1)$$

По мере ускорения пламени и развития потока снижается роль волн сжатия, распространяющихся по продуктам горения, равно как и роль многомерных эффектов, определяющих взаимодействие волн сжатия с боковыми стенками канала. С увеличением расстояния между задним торцом канала и фронтом пламени, волнам сжатия, распространяющимся в области продуктов, необходимо все большее время для перемещения к торцу и обратно к фронту пламени. Таким образом, влияние волн сжатия излучаемых вверх по потоку на динамику пламени перестает быть непрерывным и его характер меняется на дискретный, когда волны сжатия, взаимодействуя между собой в области продуктов, формируют слабую ударную волну, настигающую фронт горения. Форма пламени стабилизируется, а степень его ускорения снижается. Следующая стадия ускорения пламени связана в большей степени с нарастанием скорости горения за счет непрерывного повышения давления в зоне реакции и растяжения фронта пламени в потоке. При преодолении скоростью пламени скорости звука в свежей смеси непосредственно на переднем краю фронта пламени ($U_{f,\text{Лаб}} = a_f$) существенно меняется характер взаимодействия пламени с излучаемыми им волнами сжатия, и их роль становится определяющей в дальнейшем развитии процесса. Возмущения, излучаемые с переднего края фронта пламени, оказываются запертыми спереди сверхзвуковым потоком и более не распространяются вниз по потоку в сторону свежей смеси. Они локализуются на фронте пламени, сжимая газ внутри зоны реакции. Пламя распространяется в так называемом запертом режиме («chocked flame») [16]. Скорость горения на этой стадии определяется особенностями кинетики горения при непрерывно повышающемся давлении, что в рассматриваемом случае стехиометрической водород-кислородной смеси ведет к дальнейшему ускорению пламени, преодолению скорости звука в продуктах горения, формированию сильной ударной волны непосредственно в зоне реакции и перестройке фронта горения в детонационный.

Данный сценарий развивается также и в достаточно протяженных закрытых каналах, длина которых существенно превышает дистанцию перехода к детонации (для ширины канала $H = 5$ мм, $L_{\text{DDT}} = 37$ см). При уменьшении расстояния между торцами в динамике пламени начинают принимать значительное участие волны сжатия и слабые ударные волны, сформированные в ходе экспоненциального ускорения фронта пламени и затем отраженные от переднего торца. На рисунке 1 приведено сравнение динамики пламени в каналах различной длины. Из анализа представленных результатов, помимо случая достаточно протяженных каналов, можно выделить еще три пути развития процесса горения, определяемых различной протяженностью

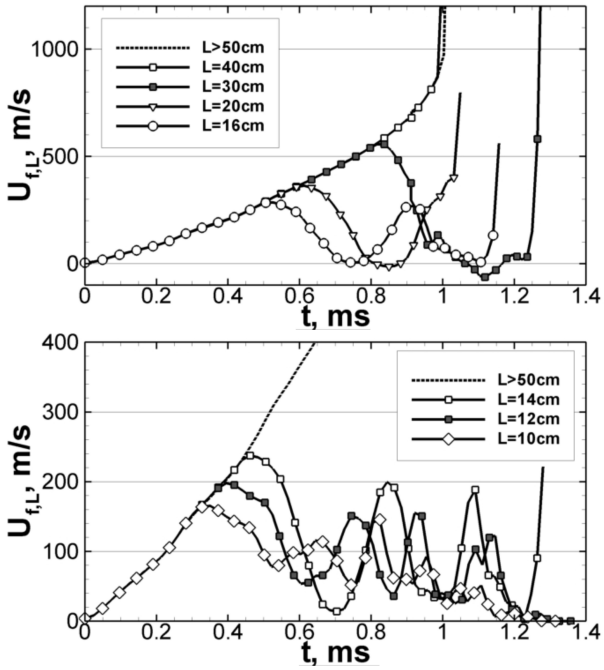

Рисунок 1. Хронограммы скорости фронта пламени в лабораторной системе координат в каналах различной протяженности.

закрытых каналов и характером взаимодействия пламени с отраженными ударными волнами. Выделим первый факт взаимодействия пламени с волной сжатия или слабой ударной волной, отраженной от переднего торца. Такое воздействие на фронт горения может иметь место на экспоненциальной стадии ускорения, на стадии, характеризуемой малой степенью нарастания скорости, и на стадии запертого пламени. В последнем случае ударно-волновое воздействие практически не оказывает влияния на динамику запертого пламени. В остальных случаях подобное воздействие тормозит фронт пламени, и дальнейшее его развитие в большей степени определяется движением волн сжатия и слабых ударных волн в канале.

Рассмотрим далее особенности распространения пламени в направлении переднего закрытого торца. Ускоряющееся в канале пламя, как это было отмечено выше, излучает волны сжатия во всех направлениях как движущийся источник энергии. Волны сжатия бегут в направлении переднего торца со скоростью звука в свежей смеси (a_f) и в направлении заднего торца со скоростью звука в горячих продуктах горения (a_b). Так как $a_b > a_f$ до определенного момента времени влияние на динамику фронта горения оказывают только волны сжатия, отражающиеся от заднего торца. Формально именно такое взаимодействие определяет расширение горячих продуктов горения и совместное ускорение фронта пламени и свежей смеси вперед по каналу. По мере развития процесса волны сжатия достигают переднего торца и после отражения начинают играть роль в эволюции фронта пламени — волны сжатия создают встречный поток, тормозящий распространение пламени. Согласно приведенным соображениям, можно выделить характерный пространственный масштаб L_0, определяющий положение фронта пламени в момент времени, когда воздействие отраженных от обоих торцов волн

уравновешивает друг друга и фронт пламени останавливается:

$$L_0/a_b = (L - L_0)/a_f \qquad (2)$$

Оценка (2) хорошо согласуется с данными по торможению пламен и формированию тюльпанообразных пламен в экспериментальных работах [17] и с расчетными данными работ [5, 6, 18]. Для стехиометрической водород-кислородной смеси при нормальных начальных условиях $L_0 = 0.72L$.

Дальнейшая динамика пламени, распространяющегося в закрытом канале, усложняется многократным воздействием на фронт распространяющихся и взаимодействующих с торцами канала волн сжатия и формируемых ими ударных волн. В коротких каналах формирование волнами сжатия слабых ударных волн можно наблюдать только на последних стадиях развития процесса. В более протяженных каналах ударные волны могут быть сформированы уже в потоке сжатого газа впереди фронта пламени. На экспоненциальной стадии ускорения пламени волны сжатия, излучаемые из зоны реакции вслед друг за другом, распространяются по всё более сжатой и прогретой среде со всё более нарастающей скоростью. Это определяет их дальнейшее взаимодействие и формирование ударной волны в потоке, набегающем на передний торец канала.

В представленных расчетах протяженность экспоненциальной стадии во времени составляет 0.3 мс, а формирование первой ударной волны происходит в момент времени $t_S \sim 0.35$ мс на расстоянии $L_S \sim 14$ см от заднего торца канала (в лабораторной системе отсчета). Таким образом, в каналах с протяженностью $L > L_S$ торможение фронта пламени происходит в потоке за отраженной ударной волной, тогда как в более коротких каналах торможение осуществляется отраженными от переднего торца волнами сжатия. Как можно видеть из результатов, представленных на рисунке 1, торможение волнами сжатия оказывается менее эффективным, и в случае коротких каналов с $L = 10$–12 см наблюдается меньшее падение скорости пламени, чем в случае более протяженных каналов. В случае более протяженных каналов $L = 16$–30 см наблюдается существенное торможение пламени до полной его остановки. При этом с увеличением длины канала увеличивается время развития ударной волны, усиливающейся по мере ее дальнейшего распространения в ускоряющемся потоке сжимаемого и прогреваемого волнами сжатия газа. Это в свою очередь определяет характер торможения и дальнейшего развития фронта пламени. При $L = 14$–15 см реализуется пограничный режим, определяемый взаимодействием пламени с отраженной ударной волной минимальной интенсивности. В этом случае не наблюдается полной остановки фронта пламени, но дальнейшее его развитие определяется динамикой ударной волны, распространяющейся в замкнутом объеме, и в конечном счете в системе происходит переход от медленного горения к детонации, индуцированный взаимодействием пламени с ударной волной. Стоит отметить, что критерий (2) имеет место только для относительно коротких каналов, в которых ускорение пламени ограничено во времени ввиду более раннего прихода отраженных волн сжатия ко фронту пламени. При ускорении пламени до более высоких скоростей торможение пламени происходит ближе к переднему торцу. Это связано, с одной стороны, с падением фазовой скорости отраженной ударной волны в набегающем на передний торец потоке, а с другой стороны — с увеличением импульса, необходимого для торможения более ускоренного фронта пламени.

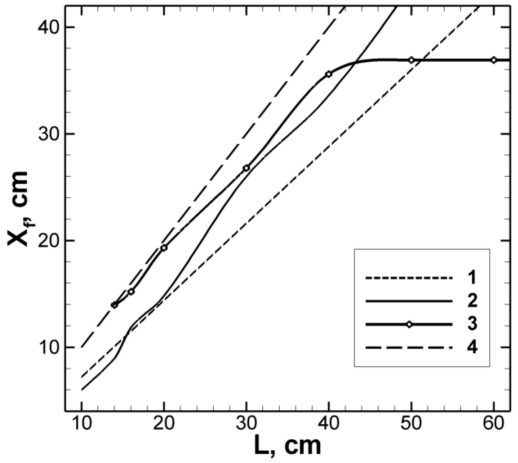

Рисунок 2. Характерные расстояния от заднего торца канала: 1 — положение фронта на момент его торможения за счет взаимодействия с отраженной волной сжатия, расчет по формуле (2); 2 — расчетное положение фронта пламени на момент его первого торможения во встречном потоке; 3 — положение фронта пламени в момент перехода к детонации; 4 — положение переднего торца.

На рисунке 2 приведены характерные точки траектории фронта волны горения при его распространении в каналах различной длины, показывающие положение фронта при его первом торможении (кривая 2) и при переходе от медленного горения к детонации (кривая 3). Рисунок 3 показывает максимальные давления, достижимые при формировании детонации (1) и при ее воздействии на передний торец канала (2). Помимо выделенного выше предела формирования детонации по длине канала $L = L_S \sim 14$ см следует выделить области, в которых переход к детонации происходит в непосредственной близости к переднему торцу канала, что может повлечь существенные нагрузки на торец. Местоположение точки перехода к детонации, равно как особенности дальнейшего развития детонации и характер ее воздействия на передний торец канала (рисунок 3) определяются механизмами взаимодействия фронта горения с ударными волнами и формируемыми условиями, при которых происходит инициирование и развитие детонации.

Опишем процесс взаимодействия пламени с ударными волнами на наиболее простом примере с одним торможением пламени (варианты $L = 20$ см и $L = 30$ см на рисунке 1). После воздействия встречной ударной волны фронт пламени тормозится и в течении некоторого времени не продвигается вперед за счет того, что перед ним отраженные волны формируют встречный поток сильно сжатой свежей смеси. По мере того, как ударная волна уходит к заднему торцу канала, смесь перед фронтом пламени разгружается (давление выравнивается) и пламя возобновляет свое движение. За это время ударная волна отражается от заднего торца с уси-

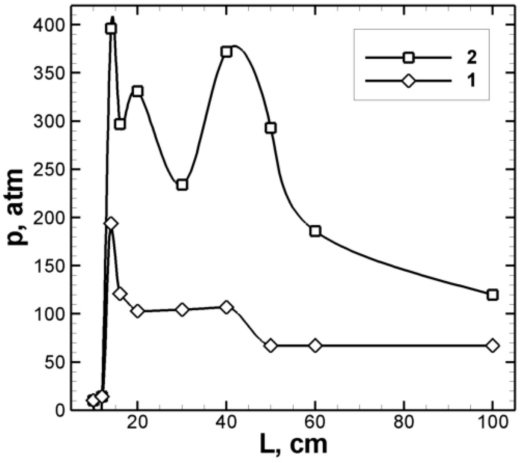

Рисунок 3. Зависимость максимального давления от протяженности канала L в момент перехода к детонации (1) и на переднем торце (2).

лением и далее нагоняет фронт пламени. Воздействие ударной волны на поток в области фронта горения ведет как к передаче импульса газовому потоку, так и к дополнительному сжатию и прогреву смеси, поступающей во фронт реакции. Фронт горения, распространяющийся в потоке за ударной волной, ускоряется как за счет вовлечения в ускоренный ударным воздействием поток, так и за счет роста скорости горения предварительно сжатой и нагретой горючей смеси. Пламя ускоряется относительно движущегося впереди газа, скорость фронта достигает скорости звука, в зоне реакции формируется сильная ударная волна, и волна горения переходит в детонацию по описанному выше сценарию. Следует отметить, что с ростом интенсивности ударной волны может так же наблюдаться режим перехода к детонации непосредственно за пересекающей фронт горения ударной волной. Скорость волны горения в потоке за более сильными ударными волнами может достичь скорости звука или даже превысить ее непосредственно после взаимодействия, что создаст условия для немедленного формирования детонации [4].

В более коротких каналах, при многократном прохождении ударной волны по каналу, фронт пламени при каждом воздействии ударной волны, бегущей сонаправлено, с ускорением продвигается в направлении переднего торца. После отражения от переднего торца ударная волна вновь тормозит фронт пламени, предотвращая переход к детонации. Со временем зазор между фронтом пламени и передним торцом уменьшается. Горючая смесь в зазоре, подвергшаяся многократному сжатию, нагревается, что в свою очередь определяет большую степень ускорения пламени после каждого последующего ускоряющего ударного воздействия. Можно, исходя из аналогичных предположений, лежащих в основе записи выражения (2), оценить расстояние, на которое пламя приближается к переднему торцу после каждого следующего прохода ударной волны по каналу. При двукратном ускоряющем ударно-волновом воздействии фронт пламени достигает как минимум точки $L_1 \approx 0.92L$, при трехкратном — точки $L_2 \approx 0.98L$. Расчеты, проведенные в работе, показали, что переход к детонации в случае двухкратного ударно-волнового воздействия на фронт пламени в канале протяженностью $L = 16$ см происходит в точке $L_{\mathrm{DDT}} = 15.2$ см на расстоянии 0.8 см от переднего торца. При трехкратном воздействии в канале протяженностью $L = 14$ см — в точке $L_{\mathrm{DDT}} = 13.96$ см на расстоянии 0.04 см от переднего торца, что по порядку величины соответствует нескольким ширинам фронта. Сформированная в результате детонационная волна существует только в узком зазоре, не успевает преодолеть стадию пересжатой детонации и выйти на квазистационарный режим. Это и определяет пиковые нагрузки на передний торец при развитии такого сценария (с формированием детонации в непосредственной близости к переднему торцу). При четырехкратном воздействии (например, в случае $L = 12$ см) линейный размер зазора на момент последнего воздействия составляет величину порядка или менее ширины фронта пламени. В этом случае ускорение фронта горения определяет быстрое сжигание смеси в зазоре, и детонация не возникает. С увеличением ширины канала области существования режимов с формированием детонации в результате многократного прохождения ударной волны будут расширяться, что определяется особенностями развития процесса в широких каналах и увеличением дистанции перехода к детонации L_{DDT} в полуоткрытом канале.

Стоит отметить существование режимов с меньшей амплитудой пиковых нагрузок (как это, например, реализуется в канале с $L = 30$ см, см. рисунок 3). Сценарий развития такого режима следующий: первое тормозящее воздействие фронт пламени испытывает со стороны относительно сильной встречной ударной волны. Неравномерный по сечению встречный поток за ударной волной тормозит в большей степени центральную часть поверхности фронта пламени, в данном случае более вытянутую по сравнению с отстающими боковыми поверхностями, распространяющимися вблизи границ пограничных слоев. По мере торможения и остановки центральной части поверхности фронта во встречном потоке боковые поверхности обеспечивают сжигание смеси внутри зазоров между ними и боковыми стенками. Фронт пламени становится плоским, и, следовательно, воздействие на него плоской ударной волны ведет к формированию плоской детонационной волны. В дополнение ко всему описанный режим перехода к детонации реализуется на относительно большом расстоянии от переднего торца. Детонация в этом случае стабилизируется на большем расстоянии от переднего торца, что и определяет ее меньшую амплитуду на момент подхода к торцу.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование позволяет ввести классификацию импульсных нагрузок на поверхность, ограничивающую заполненный горючей смесью объем, при развитии горения в этом объеме. Механизмы формирования сверхзвуковых нестационарных режимов горения, включая переход к детонации, определяются характером распространения волн сжатия и слабых ударных волн, обеспечиваемым геометрией объема и ограничивающей его поверхности. В случае простейшей геометрии объема — плоского канала — наиболее опасными режимами являются режимы перехода к детонации в непосредственной близости к нагружаемой поверхно-

сти (переднему торцу), что так же отмечалось в работе [4]. Это может быть достижимо при прямом переходе к детонации вблизи переднего торца или при формировании детонации в результате многократного ударно-волнового воздействия на фронт горения. Наименее опасными представляются режимы, в которых геометрически становятся возможными условия формирования стационарной волны детонации на расстоянии от нагружаемой поверхности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. International Atomic Energy Agency 2011 Mitigation of hydrogen hazards in severe accidents in nuclear power plants *Preprint* IAEA-TECDOC-1661 (Vienna: International Atomic Energy Agency)
2. Thomas G, Bambrey R and Brown C 2001 *Combust. Theory Modell.* **5** 573–594
3. Ivanov M F, Kiverin A D and Galburt V A 2010 *Combust. Sci. Technol.* **182** 1683–1692
4. Иванов М Ф и Киверин А Д 2015 *ТВТ* **53** 703–712
5. Голуб В В, Бакланов Д И, Головастов С В, Иванов К И, Иванов М Ф, Киверин А Д и Володин В В 2010 *ТВТ* **48** 901–907
6. Иванов М Ф, Киверин А Д и Рыков Ю В 2010 *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия: Естественные науки* **36** 21–38
7. Salamandra G, Bazhenova T and Naboko I 1958 *Symp. (Int.) Combust., [Proc.]* **7** 851–855
8. Kuznetsov M, Alekseev V, Matsukov I and Dorofeev S 2005 *Shock Waves* **14** 205–215
9. Wu M H, Burke M P, Son S F and Yetter R A 2007 *Proc. Combust. Inst.* **31** 2429–2436
10. Иванов М Ф, Киверин А Д, Либерман М А и Фортов В Е 2010 *ДАН* **434** 756–759
11. Ivanov M F, Kiverin A D and Liberman M A 2011 *Phys. rev.* E **83** 056313
12. Ivanov M, Kiverin A, Yakovenko I and Liberman M 2013 *Int. J. Hydrogen Energy* **38** 16427–16440
13. Warnatz J, Maas U and Dibble R 2005 *Combustion* 4th ed (New York: Springer-Verlag Berlin Heidelberg)
14. Chase Jr M W 1998 *NIST-JANAF Thermochemical Tables* 4th ed (Washington, DC, American Chemical Society & New York, American Institute of Physics for the National Institute of Standards and Technology)
15. Белоцерковский О М и Давыдов Ю М 1982 *Метод крупных частиц в газовой динамике* (Москва: Наука)
16. Ciccarelli G and Dorofeev S 2008 *Prog. Energy Combust. Sci.* **34** 499–550
17. Dunn-Rankin D, Barr P K and Sawyer R F 1988 *Symp. (Int.) Combust., [Proc.]* **21** 1291–1301
18. Gonzalez M, Borghi R and Saouab A 1992 *Combust. Flame* **88** 201–220