

УДК 534.222.2

## ВЫСОКОСКОРОСТНЫЕ РЕЖИМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В КАНАЛЕ И ПЕРЕХОД К ДЕТОНАЦИИ

© 2020 г. А. Д. Киверин<sup>1</sup>, \*, И. С. Яковенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*E-mail: alexeykiverin@gmail.com

Поступил в редакцию 20.02.2020 г.

После доработки 20.02.2020 г.

Принят к публикации 10.03.2020 г.

Выполнены систематизация и анализ физических механизмов, определяющих развитие пламени на стадии, предшествующей переходу в детонацию, в канале, заполненном горючей газообразной смесью. Особенности развития ускоренного в канале пламени продемонстрированы на основе результатов численного моделирования для гладких и загроможденных каналов. Проведенный анализ позволяет сформулировать критерии формирования детонации в результате развития ускоренного пламени. Проведенные на основе предложенных критериев оценки с хорошей степенью точности предсказывают пределы инициирования детонации в горючих смесях на основе водорода.

DOI: 10.31857/S0040364420040079

### ВВЕДЕНИЕ

Основными задачами при обеспечении взрывобезопасности промышленных объектов, работа которых связана с рисками генерации, выброса и последующего воспламенения газообразных горючих смесей, являются прогноз и оценка возможных сценариев развития взрыва [1] и разработка систем предотвращения взрыва и его последствий [2]. С учетом специфики развития газовых взрывов на различных промышленных объектах, включая шахты, системы хранения и транспорта горючих газов, атомные электростанции, объекты химической промышленности и др., необходимы гибкие методики оценки взрывоопасности при реализации того или иного аварийного сценария в широком диапазоне изменения внешних условий. Для этого, в свою очередь, требуется детальное изучение особенностей развития горения и, в частности, базовых физических механизмов, определяющих развитие того или иного режима горения.

Основным режимом горения предварительно перемешанных газообразных смесей является дефлаграционное горение. Дефлаграционное горение распространяется в объеме горючей смеси в форме фронта пламени и сопровождается развитием газодинамических процессов, обусловленных расширением продуктов горения, распространением самого фронта пламени и развитием его поверхности в результате неустойчивостей различного типа. Ввиду указанных физических процессов дефлаграционному пламени свойственно нестационарное поведение. В открытых

пространствах пламя ускоряется за счет развития неустойчивости фронта [3] и, как следствие, “автотурбулизации” пламени [4]. В закрытых объемах значительную роль начинают играть эффекты сжимаемости среды. Расширение продуктов горения в замкнутом объеме ведет к сжатию непрореагировавшей смеси, что обеспечивает ускорение процесса горения. Кроме того, в ряде случаев дополнительное сжатие может привести к самовоспламенению смеси в предпламенной зоне [5]. В результате развития нестационарного волнового процесса в сжимаемой среде генерируются волны сжатия, эволюция которых в замкнутой системе оказывает влияние на развитие самого фронта пламени [6].

Нестационарный характер развития горения определяет возможность формирования в системе ударных или даже детонационных волн, что, как правило, оценивается как наиболее опасный фактор при взрыве газа [7]. Возможность перехода в детонацию в открытом пространстве на сегодняшний день представляется дискуссионным вопросом [8], а сам переход наблюдается лишь в высокоактивных смесях [9, 10], переход в детонацию в замкнутых объемах является широкоизвестным и воспроизводимым для большинства горючих смесей [11–13]. При этом, несмотря на многолетний интерес к задаче перехода к детонации в газах, в настоящее время нет апробированных подходов к оценке количественных критериев перехода к детонации. Серия недавних исследований в области ускорения пламени и формирования детонации [14–18] позволила выявить особенности развития финальной стадии ускорения

пламени непосредственно перед переходом к детонации. В частности, было показано, что необходимым условием перехода к детонации является реализация стадии так называемого “запертого пламени” (“choking flame”). Режим горения в форме запертого пламени характеризуется околограничной сверхзвуковой скоростью распространения пламени ( $U_{\text{гд}} \sim a_b$ , где  $U_{\text{гд}}$  – скорость пламени в лабораторной системе отсчета,  $a_b$  – скорость звука в продуктах горения) [19]. Немаловажной особенностью также является структура фронта запертого пламени, характеризующаяся непрерывным сжатием смеси на масштабах фронта [16]. В случае устойчивости такой структуры сжатие на масштабах фронта определяет дополнительное ускорение горения, что благодаря положительной обратной связи ведет к дополнительному сжатию. В таких условиях на масштабах фронта пламени формируется ударная волна достаточной интенсивности для инициирования детонации [14, 15]. Если же запертое пламя неустойчиво, то устанавливается квазистационарный режим распространения пламени со скоростью порядка скорости звука в продуктах горения, что соответствует режиму дефлаграции Чепмена–Жуге, в котором волна горения распространяется с максимальной допустимой скоростью. Как показывает анализ доступных экспериментальных [19–22] и расчетных [16, 18] данных, устойчивость запертого пламени определяется составом и начальным термодинамическим состоянием реагирующей смеси, что позволяет предположить существование однозначного соответствия начальных условий и вероятности реализации перехода в детонацию.

Основной целью настоящего исследования являлись систематизация экспериментальных фактов и полученных новых знаний о возможных механизмах формирования детонации и построение критериев реализации того или иного режима быстрого горения, включая переход к детонации, квазистационарного сверхзвукового пламени или режима с независимым самовоспламенением перед фронтом пламени.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

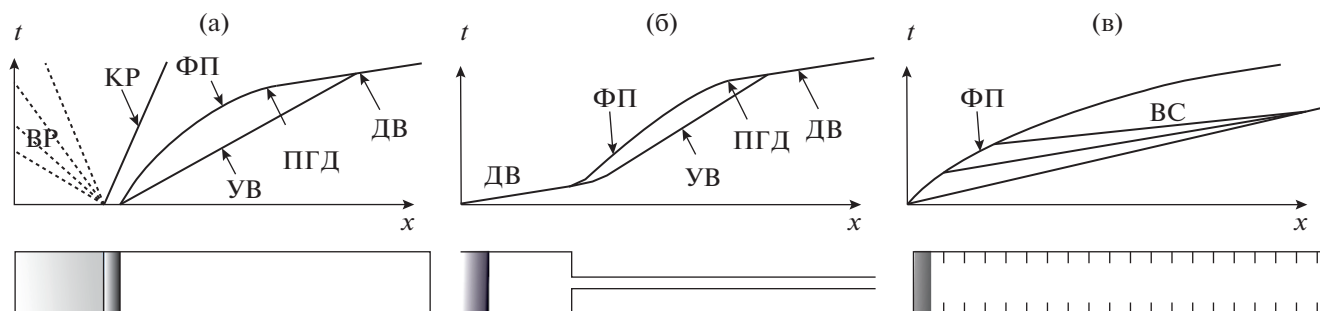
Для всестороннего анализа различных режимов горения на стадии высокоскоростного распространения пламени в канале будем решать следующие задачи:

- 1) рассмотрим на основе двумерного численного моделирования особенности развития так называемого “запертого” пламени в различных смесях;
- 2) проведем детальный анализ развития высокоскоростных пламен в каналах с препятствиями;
- 3) на основе многомерных расчетов опишем базовые механизмы формирования детонации в

различных условиях, сформулируем методику оценки критериев перехода горения в детонацию (ПГД) и проведем их расчет.

Многомерные и одномерные расчеты, положенные в основу оценки критериев ПГД, проводятся на основе традиционной математической модели газодинамики реагирующего газа [23]. Для расчета используются хорошо зарекомендовавшие себя вычислительные алгоритмы, использованные авторами ранее при решении широкого класса задач газодинамики горения [15, 16, 24, 25].

Эволюция запертого пламени в гладком канале изучается на основе следующей модельной постановки задачи (рис. 1а). В двумерном канале заданной ширины (5 мм) инициируется направленное течение реагирующей смеси с параметрами, соответствующими точке на ударной адиабате, близкой к состоянию  $u = a_b$  (здесь  $u$  – скорость потока). Такой режим течения моделируется решением задачи о распаде разрыва в заданном сечении канала. В этом же сечении и в примыкающем слое шириной 1 мм в начальный момент времени задается нагрев, обеспечивающий воспламенение реагирующей смеси. Решением такой задачи в одномерном приближении является течение с тремя разрывами, следующими друг за другом с постоянными скоростями: ударная волна (УВ), фронт пламени (ФП), контактный разрыв (КР). При формировании течения в противоположном направлении внутрь толкающего газа распространяется волна разрежения (ВР). Такая структура течения характерна для систем перепуска детонации (рис. 1б) и исследовалась в ряде работ [26–29]. В частности, анализ, проведенный в [30], показал устойчивость такого течения по отношению к возмущениям газодинамической природы. Важно, однако, помнить, что скорость фронта пламени определяется не только скоростью потока, увлекающего его в движение, но и скоростью горения, зависящей от состояния смеси, поступающей во фронт. Режим запертого пламени, как правило, устанавливается в результате нестационарного процесса, будь то ускорение пламени [11] или реиницирование пламени после распада детонации при ее перепуске [29]. Следовательно, важным аспектом, необходимым для модельного воспроизведения этой стадии развития процесса, является введение в модель фазы ускорения. В рамках двумерной численной модели это обеспечивается в результате двух факторов: нестационарной стадии формирования фронта пламени и установления квазистационарной формы многомерного фронта в результате взаимодействия со стенками канала. Таким образом, решение поставленной задачи воспроизводит все особенности развития пламени на стадии его высокоскоростного распространения в кана-



**Рис. 1.** Характерные картины течения: в постановке задачи, принятой для анализа эволюции запертого пламени в канале (а), при перепуске детонации из широкого канала в узкий (б) и при распространении пламени в загроможденном канале (в); внизу показаны соответствующие постановки задач.

ле, включая возможность формирования детонационной волны (ДВ) в результате перехода горения в детонацию (ПГД).

Задача о развитии горения в канале с препятствиями решалась в следующей постановке (рис. 1в). Инициирование горения моделировалось мгновенным нагревом слоя смеси конечной ширины до температуры 1500 К. Далее пламя распространялось по каналу с периодическими препятствиями, заполненному предварительно перемешанной смесью. Ускорение пламени, естественным образом, сопровождалось генерацией волн сжатия перед фронтом пламени (ВС).

Для оценки критерия перехода к детонации использовались вспомогательные одно- и нульмерные расчеты, позволяющие получить данные об основных характеристиках горючей смеси, таких как скорость горения, ширина фронта пламени, скорость звука в продуктах горения, время задержки воспламенения в смеси перед фронтом пламени.

### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

**Запертое пламя в гладком канале.** Рассмотрим структуру высокоскоростного пламени, распространяющегося в гладком канале со скоростью относительно стенок канала порядка скорости звука в продуктах горения. Выделение энергии на масштабах фронта пламени индуцирует формирование волн сжатия, изотропно распространяющихся в пространстве в направлении от источника. Часть энергии уносится в направлении заднего конца канала. При этом независимо от того, является задний конец закрытым или открытым, на этой стадии волны не успевают нагнать фронт пламени. Скорость волн сжатия в направлении заднего конца рассчитывается как  $u + a_b$ , равно как и в обратном направлении. При этом расширяющиеся продукты горения движутся в направлении заднего конца, соответственно волны в направлении заднего конца распространяются по потоку, а после отражения от заднего торца —

против потока. Таким образом, средняя скорость волн сжатия в области горячих продуктов горения 1 (рис. 2а) с хорошей степенью точности равна  $a_b$ , тогда как скорость фронта пламени составит  $a_b + u_f$ , где  $u_f$  — нормальная скорость горения. Следовательно, даже в случае распространения пламени от закрытого торца на этой стадии волны сжатия в области 1 не оказывают никакого влияния на динамику фронта пламени.

Рассмотрим теперь волны, распространяющиеся в область сжатой смеси 2 перед фронтом пламени. Здесь стоит отметить, что во фронте пламени скорость потока меняет направление, следовательно, существует точка, в которой скорость волны  $(u + a)$  в направлении распространения фронта в точности равна локальной скорости звука ( $a \approx a_b$ ), и есть слой внутри фронта пламени, где скорость излучаемых волн сжатия не превышает скорость самого фронта  $U_{fL} \sim a_b + u_f$ . Таким образом, часть волновой энергии оказывается заперта внутри фронта пламени, тогда как часть энергии по-прежнему уносится вперед, обеспечивая сжатие смеси перед фронтом пламени. Получаемая структура фронта пламени продемонстрирована на рис. 2б, где отчетливо видна роль запертых внутри фронта пламени возмущений, заключающаяся в дополнительном сжатии смеси на масштабах зоны горения. Условие устойчивости такой структуры эквивалентно условию локализации области сжатия внутри зоны горения и, следовательно, развитие устойчивого запертого пламени будет связано с механизмом положительной обратной связи: сжатие во фронте ускоряет горение, фронт пламени ускоряется, что обеспечивает дополнительное сжатие смеси во фронте и т.д. Если же условие устойчивости не выполняется, то возмущения убегают из зоны горения, и фронт пламени тормозится. В результате торможения фронт в случае закрытого канала попадает в область влияния волн сжатия, распространяющихся в области 1 (рис. 2а), что обеспечивает ускорение фронта. Причиной уско-

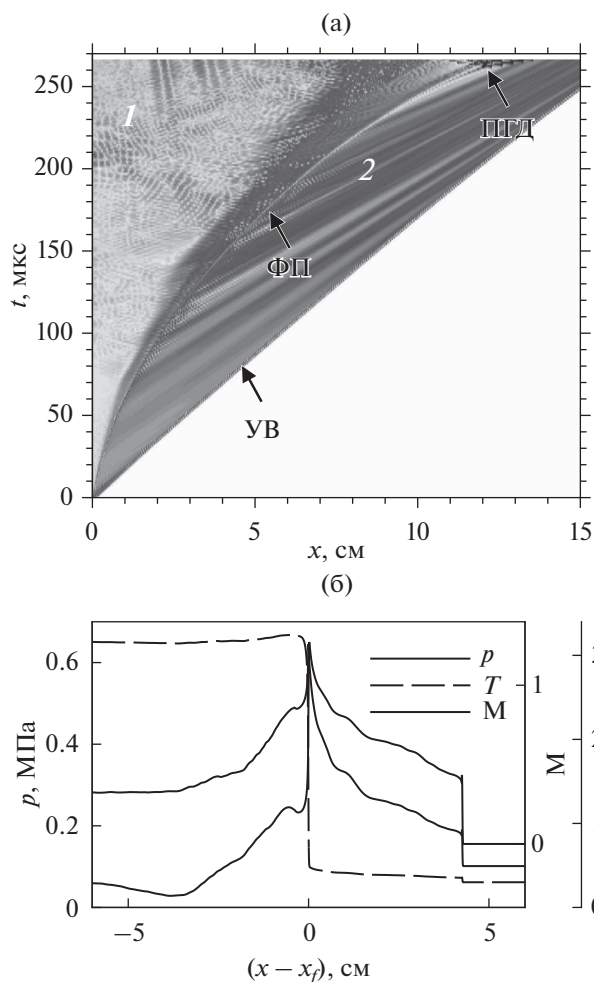


Рис. 2. Волновая картина в процессе ускорения пламени в канале в  $xt$ -координатах (а) и характерные профили температуры ( $T$ ), давления ( $p$ ) и локального числа Маха ( $M$ ) в окрестности фронта запятого пламени (б).

рения могут явиться и другие механизмы, такие как гидродинамическая неустойчивость фронта или растяжение фронта в результате взаимодействия с пограничным слоем на стенках канала. В результате устанавливается квазистационарный режим распространения пламени со скоростью, колеблющейся около среднего значения  $\sim a_b + u_f$ . При этом в область перед фронтом последовательно излучаются волновые пакеты с периодом порядка периода колебаний скорости фронта пламени. Такую волновую картину можно наблюдать в экспериментах с использованием пространственно-временной развертки [31].

Хронограммы скоростей фронта пламени на запятой стадии в водородно-воздушной смеси при разном начальном давлении продемонстрированы на рис. 3. При нормальных начальных условиях (1) устанавливается устойчивый режим

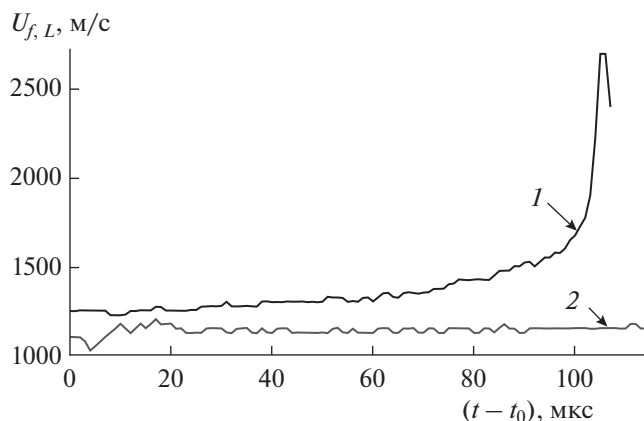


Рис. 3. Хронограммы скорости запятого пламени в стехиометрической водородно-воздушной смеси при начальном давлении 1 атм. (1) и 0.2 атм. (2).

с ускорением пламени и переходом к детонации. При пониженном давлении (2) можно наблюдать квазистационарный режим. Таким образом, налицо зависимость критерия устойчивости запятого пламени от реактивной способности смеси. В наиболее химически активных смесях реализуется переход в детонацию по механизму положительной обратной связи при ускорении устойчивого запятого пламени. В менее активных смесях перехода в детонацию на фронте пламени не происходит.

Ускорение потока в процессе ускорения пламени напрямую связано со сжатием смеси в последовательно распространяющихся волнах сжатия. На это указывали еще самые первые эксперименты по визуализации потока в окрестности ускоряющегося пламени [11]. На корреляцию скорости и степени сжатия смеси перед фронтом пламени также указывают многочисленные экспериментальные данные [32]. Поскольку сжатие обеспечивается серией волн сжатия, распространяющихся друг за другом, то характер сжатия близок к ударному, что количественно подтверждается как в экспериментах [32], так и в расчетах [16]. Таким образом, состояние смеси перед фронтом, скорость горения и скорость звука в продуктах горения на момент выхода на стадию запятого пламени определяются точкой на ударной адиабате смеси, соответствующей  $u = a_b$ . В случае менее активных смесей процесс на стадии запятого пламени может развиваться согласно нескольким основным сценариям, определяемым состоянием смеси перед фронтом пламени и его изменением за счет непрерывного воздействия волн сжатия, излучаемых осциллирующим фронтом пламени. Например, в смесях при начальном пониженном давлении ускорение потока до скорости звука в продуктах горения происходит при достижении весьма высоких зна-

чений температуры в области перед фронтом пламени (область 2 на рис. 2а). В таких условиях смесь перед фронтом пламени может независимо самовоспламениться при условии, что время задержки воспламенения  $\tau_{ind}$  при достигнутой температуре окажется меньше характерного времени распространения горения по смеси  $L_f/u_f$  ( $L_f$  – ширина фронта пламени). По сути, происходит смена режима распространения горения по смеси от дефлаграционного к механизму распространения фронта по смеси, реагирующей при фоновой температуре [33]. Скорость распространения такой волны реакции в общем случае не ограничена по величине, а в конкретном случае волна самовоспламенения ускоряется в потоке за ведущей ударной волной, что может инициировать переход в детонацию на фронте самовоспламенения [24] или при его взаимодействии с ведущей ударной волной, что наблюдалось, например, в эквимолярной водород-кислородной смеси при пониженном давлении [12].

Несколько отличный сценарий наблюдается при  $L_f/u_f < \tau_{ind}$ . Смесь не воспламеняется непосредственно перед фронтом пламени, но при этом волновое воздействие способствует дополнительному локальному разогреву смеси, что может инициировать независимое воспламенение на расстоянии  $L$  перед фронтом пламени ( $L = u_f \tau_{ind}$ ). При этом важно отметить, что если  $L$  оказывается больше зазора между ведущей ударной волной и фронтом пламени, то очагового самовоспламенения перед фронтом пламени произойти не может. Здесь, однако, возможна реализация еще одного режима, определяемого развитием газодинамических процессов на стадии ускорения пламени. В условиях классической постановки эксперимента по исследованию ускорения пламени и перехода в детонацию в канале при инициировании пламени локализованным источником энергии ускорение пламени реализуется в три стадии [34, 35]. На первой стадии пламя распространяется с экспоненциальным ускорением, что определяется сначала свободным расширением из области воспламенения в направлении боковых стенок канала, а далее направленным распространением вдоль стенок канала в потоке газа, вытесняемого расширяющимися продуктами горения. По мере удаления от заднего торца канала определяющую роль в динамике фронта пламени начинает играть волна разрежения [36], которая тормозит фронт пламени, при этом в большей степени тормозится центральная часть фронта, тогда как в области пограничного слоя эффект торможения меньше. На этой стадии формируется практически плоский фронт, а ведущую роль в дальнейшей эволюции пламени начинает играть растяжение фронта в области пограничного слоя. При этом по мере

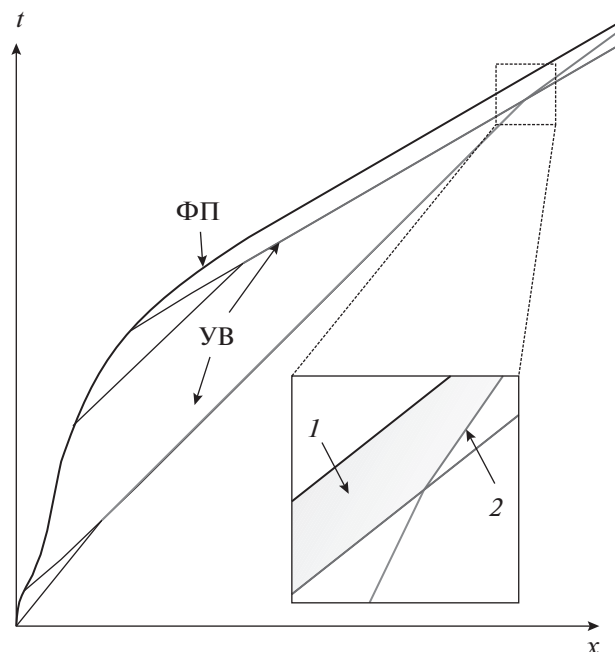


Рис. 4. Характерная картина развития процесса ускорения пламени в канале при инициировании точечным источником вблизи закрытого торца.

распространения пламени за ударной волной, сформированной на стадии ускорения, растет пограничный слой и развивается его структура подобно тому, как это описано в [24]. В результате взаимодействия пламени с неравномерным по сечению потоком, пламя вновь ускоряется [34], что ведет к формированию вторичной ударной волны (рис. 4). Сформированная на второй стадии ускорения ударная волна на более поздней стадии взаимодействует с ведущей ударной волной, что определяет формирование в точке их пересечения контактного разрыва (2 на рис. 4) и области локально повышенной температуры [37]. Согласно данным [12, 31], такой сценарий может привести к самовоспламенению смеси на новом контактном разрыве. Таким образом, самовоспламенение с возможным формированием детонации становится возможным даже при  $L = \tau_{ind} u_f$ , большем, чем зазор (1 на рис. 4) между ударной волной и фронтом пламени.

Отдельно стоит выделить режимы перехода к детонации в узких каналах. Как показывают экспериментальные данные [15, 38] для водород-кислородных смесей при пониженном давлении, существенную роль в развитии пламени в узких каналах играют потери на стенки, определяющие торможение фронта пламени. При этом переход горения в детонацию все же имеет место после взаимодействия с волной сжатия, отраженной сначала от переднего торца канала, а затем и от заднего торца. В момент времени взаимодействия



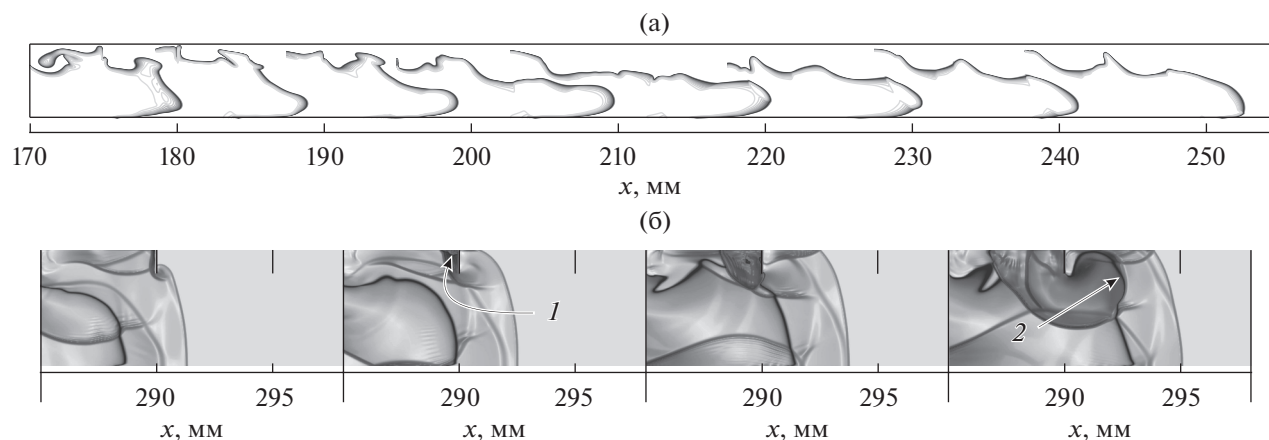


Рис. 5. Характерная картина развития пламени в загроможденном канале на стадии, предшествующей переходу к детонации,  $\Delta t = 10$  мкс (а), и на стадии формирования детонации,  $\Delta t = 1$  мкс (б).

фронта пламени с волной сжатия происходит ускорение пламени, сопровождающееся интенсификацией волны сжатия по механизму термоакустической неустойчивости [39]. В результате переход в детонацию проходит по сценариям, описанным в работах [40–42], где детально исследовался процесс взаимодействия пламени с волнами сжатия и ударными волнами различной интенсивности. Важно отметить, что после ускорения пламени процесс развивается по тем же сценариям, что были описаны выше.

#### Переход в детонацию в канале с препятствиями.

Рассмотрим отдельно механизм формирования детонации в канале с препятствиями. В первую очередь следует отметить, что пламя в загроможденном канале подвержено воздействию со стороны поперечных волн, формирующихся в результате переотражения волн сжатия от препятствий. Этот фактор препятствует переходу в запертый режим, который, согласно приведенному выше описанию, реализуется, когда газодинамическое воздействие на фронт пламени минимально. В загроможденном канале минимизация фактора поперечных волн становится возможна, только когда в поперечном направлении формируется стоячая волна. При согласовании фазы ускоряющегося пламени с фазой стоячей волны возможно формирование запертого пламени, однако даже в случае его устойчивости оно не способно инициировать детонацию, так как при дополнительном ускорении пламя уже не является согласованным с фазой стоячей волны, и структура запертого пламени разрушается. На рис. 5а продемонстрирована характерная картина развития пламени в загроможденных каналах.

В загроможденном канале определяющую роль в процессе формирования детонации играют препятствия. Согласно экспериментальным данным [43], основным механизмом перехода горе-

ния в детонацию является взаимодействие ударных волн с препятствиями. В ходе такого взаимодействия смесь дополнительно сжимается в отраженной ударной волне, и при условии, что время воспламенения сжатой смеси окажется меньше характерного времени разгрузки сжатого слоя вблизи поверхности препятствия, происходит локальное воспламенение смеси [44]. Последовательность таких независимых воспламенений перед фронтом пламени способствует дополнительному ускорению процесса сгорания смеси, а следовательно, и более интенсивному нарастанию давления, равно как и к росту интенсивности ударных волн. В результате становится возможным формирование детонации от очередного очага воспламенения, что иллюстрирует рис. 5б, полученный для смеси, содержащей 32.5% водорода в воздухе и заполняющей канал шириной 1 см (на рисунке представлена только верхняя половина канала), степень перекрытия сечения канала составляла 0.2. Как можно видеть из анализа представленных на рис. 5б данных, очаг воспламенения, сформированный за отраженной от препятствия ударной волной (1) становится источником детонации (2).

**Критерии устойчивости запертого пламени и перехода к детонации.** Анализ структуры запертого пламени указывает на следующие критерии ее устойчивости [17, 18]. Сжатие на масштабах фронта пламени должно обеспечивать более быстрый прирост скорости горения ( $\delta u_f$ ) по сравнению с соответствующим приростом скорости звука в продуктах горения ( $\delta a_b$ ). В таком случае волны сжатия, излучаемые с фронта горения в область 2 (рис. 2а), на протяжении всего процесса остаются запертыми в области фронта, всегда опережающего этот пакет волн сжатия в результате дополнительного ускорения. В противном случае, если  $\delta a_b > \delta u_f$ , волновой пакет будет опере-

жать фронт пламени, что обеспечит снос области сжатия из зоны горения. Горение будет протекать в области разрежения при пониженной температуре, что определит торможение фронта. В результате этого сформируется квазистационарный режим распространения пламени с околосвуковой скоростью по описанному выше механизму.

Принимая во внимание сделанное выше замечание о характере сжатия смеси в процессе ускорения пламени (вдоль ударной адиабаты), можно сформулировать следующий алгоритм построения количественного критерия устойчивости запертого пламени и возможности перехода к детонации. Начальному составу и состоянию смеси соответствует единственное решение  $u = a_b$  вдоль ударной адиабаты (множество решений для различных начальных давлений водородно-воздушной смеси представлены штриховой линией на рис. 6а, тонкими линиями показаны три характерные ударные адиабаты, построенные для стехиометрической водородно-воздушной смеси при начальных давлениях 0.2, 0.4 и 1.0 атм.). Если критерий  $\delta u_f > \delta a_b$  реализуется в точке ударной адиабаты ниже точки  $u = a_b$ , то запертое пламя устойчиво и процесс переходит в детонационный. Если этот критерий (сплошная линия на рис. 6а) реализуется выше точки  $u = a_b$  или не реализуется вовсе, то пламя выходит на квазистационарный режим, характеризуемый средней скоростью  $\sim a_b + u_f$ . На рис. 6а условия для перехода в детонацию на фронте пламени реализуются выше ударной адиабаты 0.4 атм (серая область). Линиями со стрелками показаны изменения параметров потока непосредственно перед фронтом пламени, полученные на основании двухмерного решения (рис. 3). Решение с переходом в детонацию в смеси при нормальном начальном состоянии практически не отклоняется от ударной адиабаты для свежей смеси. Это указывает на то, что запертые внутри фронта пламени возмущения в процессе дальнейшего ускорения пламени формируют ударную волну, которая и инициирует детонацию по достижении определенной интенсивности. Квазистационарный режим, устанавливаемый в смеси при начальном пониженном давлении, характеризуется колебаниями параметров около состояния  $u = a_b$ . Согласно предложенному критерию, переход к детонации в стехиометрической водородно-воздушной смеси не будет наблюдаться при давлении ниже 0.4 атм., что соответствует данным работы [22], согласно которым переход к детонации не будет наблюдаться при начальном давлении смеси ниже  $\sim 0.42$  атм.

Рассмотрим отдельно режимы формирования детонации в загроможденном канале, заполненном смесями различного состава. Отметим, что

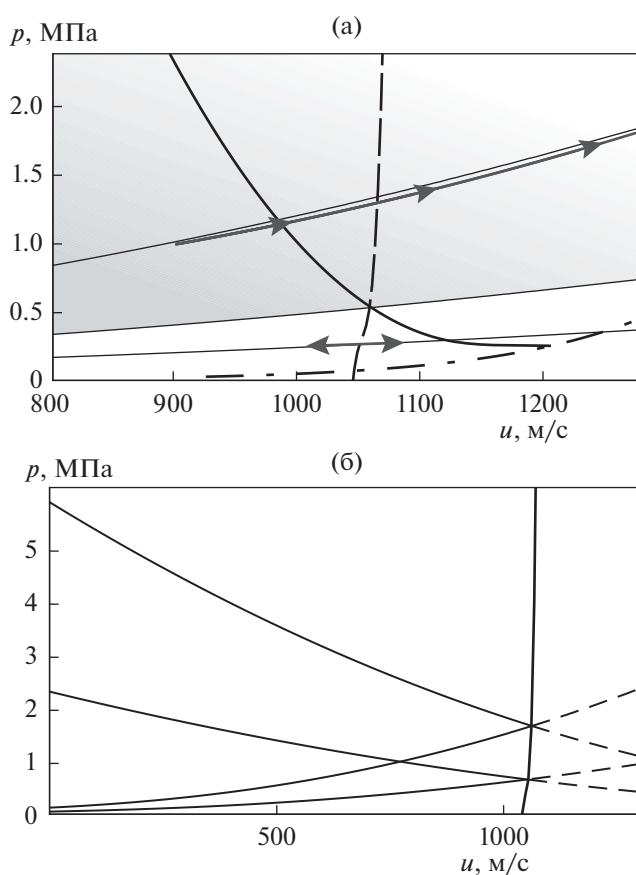


Рис. 6. Критерии реализации различных режимов высокоскоростного горения в координатах  $p-u$  (а) и геометрическая иллюстрация расчета параметров смеси в области торможения потока вблизи препятствий для случаев начального давления 0.4 и 1.0 атм. (б): сплошная линия – критерий  $u = a_b$ .

параметрический анализ, аналогичный представленному выше, указывает на то, что в случае водородно-воздушных смесей устойчивое самоподдерживаемое ускорение запертого пламени возможно лишь в узкой окрестности вблизи стехиометрического состава (рис. 7). В то же время эксперимент показывает, что пределы перехода к детонации значительно шире и существенно зависят от геометрии канала [20]. Важно отметить еще раз, что механизм формирования детонации в загроможденных каналах существенно отличается от механизма перехода к детонации в гладком канале. По большому счету, устойчивое запертое пламя здесь не является необходимым условием. Несомненно, дополнительное ускорение пламени, пусть и в течение ограниченного промежутка времени, способствует ускорению процесса воспламенения вблизи препятствий, но условия для воспламенения могут быть реализованы и при взаимодействии менее интенсивно развивающегося потока. Например, ускорение потока до скорости  $u = a_b$  способствует весьма су-

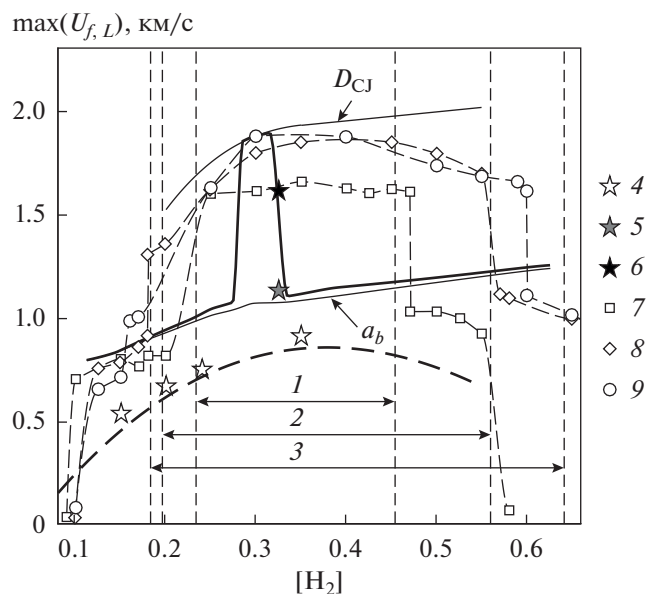


Рис. 7. Диаграмма максимальных скоростей пламени в загроможденных каналах.

шественному сжатию смеси при ее торможении о препятствие (рис. 6б). Представленный на рис. 6б расчет позволяет оценить время задержки воспламенения в области торможения, как и рассчитать скорость звука в области сжатия. Оба параметра могут быть впоследствии использованы для расчета критерия Томаса [45], определяющего способность воспламенения смеси вблизи поверхности препятствия:  $a_R \tau_{ind,R} / d$ , где  $a_R$  и  $\tau_{ind,R}$  – скорость звука и время задержки воспламенения в области торможения потока вблизи препятствия,  $d$  – характерный линейный размер препятствия. Расчеты критерия Томаса в диапазоне составов позволяют выделить область, в которой критерий Томаса оказывается меньше единицы. Эта область и соответствует возможной реализации перехода к детонации в загроможденных каналах (рис. 7). Для сравнения на рис. 7 приводятся также экспериментальные и расчетные данные. Символами 7–9 представлены результаты экспериментов из работы [20]. Тонкими линиями показаны характерные масштабы: скорость звука в продуктах горения ( $a_b$ ) и скорость детонации Чепмена–Жуге ( $D_{CJ}$ ). Сплошная линия иллюстрирует оценку максимально возможной скорости согласно предложенному критерию. Вертикальные штриховые линии – расчеты по критерию Томаса с учетом оценки максимально возможной скорости фронта пламени. Стрелки 1–3 показывают пары соответствующих концентрационных пределов. Символами 4 обозначены режимы, полученные из расчетов в канале шириной 0.5 см и степенью перекрытия сечения 0.5; 5, 6 – данные,

полученные из расчетов в более широком канале (1.0 см) с меньшей степенью перекрытия сечения (0.25 и 0.2 соответственно). Жирной штриховой линией представлены результаты численных расчетов, полученные в [46] с использованием одноступенчатого механизма химической кинетики и относительно грубых расчетных сеток.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена систематизация имеющихся в литературе экспериментальных данных и предшествующих расчетно-теоретических работ авторов по переходу горения в детонацию в газобразных смесях, заполняющих ограниченные объемы (каналы и трубы). Проведены двухмерные расчеты стадии распространения пламени в так называемом запертом режиме, являющемся необходимым условием перехода горения в детонацию в гладких каналах и трубах. Проведено параметрическое исследование критериев устойчивости запертого пламени и, как следствие, возможности перехода к детонации. Сопоставление расчетных данных и предложенного критерия показало хорошее согласие. На основе анализа экспериментальных и расчетных данных по переходу горения в детонацию в загроможденных каналах сформулирован критерий возникновения детонации в каналах сложной геометрии. Проведенная оценка критерия сопоставлена с литературными данными [20], получено удовлетворительное согласие с экспериментом.

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова и вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра Российской академии наук. Авторы выражают благодарность М.А. Мальцеву и И.В. Морозову за подготовку стилевого файла.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. International Atomic Energy Agency. Mitigation of Hydrogen Hazards in Severe Accidents in Nuclear Power Plants: Tech. Rep. IAEA-TECDOC-1661. Vienna: IAEA, 2011.
2. Wang B., Rao Z., Xie Q. et al. Brief Review on Passive and Active Methods for Explosion and Detonation Suppression in Tubes and Galleries // J. Loss Prev. Proc. Ind. 2017. V. 49. P. 280.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
4. Гостинцев Ю.А., Истратов А.Г., Шуленин Ю.В. Автомодельный режим распространения свободного турбулентного пламени в перемешанных газовых смесях // ФГВ. 1988. № 5. С. 63.



5. Wang Z., Qi Y., He X. et al. Analysis of Pre-ignition to Super-knock: Hotspot-induced Deflagration to Detonation // *Fuel*. 2015. V. 144. P. 222.
6. Xiao H., Sun J., Chen P. Experimental and Numerical Study of Premixed Hydrogen/air Flame Propagating in a Combustion Chamber // *J. Hazard. Mater.* 2014. V. 268. P. 132.
7. Ng H.D., Lee J.H. Comments on Explosion Problems for Hydrogen Safety // *J. Loss Prev. Proc. Ind.* 2008. V. 21. № 2. P. 136.
8. Koksharov A., Bykov V., Kagan L., Sivashinsky G. Deflagration-to-detonation Transition in an Unconfined Space // *Combust. Flame*. 2018. V. 195. P. 163.
9. Зельдович Я.Б., Розловский А.И. Об условиях возникновения неустойчивости нормального горения // *ДАН СССР*. 1947. Т. 57. № 4. С. 365.
10. Киверин А.Д., Яковенко И.С., Фортвов В.Е. Механизм формирования детонации при свободном распространении пламени в неограниченном пространстве // *Докл. РАН*. 2019. Т. 489. № 5. С. 365.
11. Salamandra G., Bazhenova T., Naboko I. Formation of Detonation Wave During Combustion of Gas in Combustion Tube // *Proc. Combust. Inst.* 1958. V. 7. № 1. P. 851.
12. Urtiew P.A., Oppenheim A.K. Experimental Observations of the Transition to Detonation in an Explosive Gas // *Proc. R. Soc. A*. 1966. V. 295. № 1440. P. 13.
13. Kuznetsov M., Alekseev V., Matsukov I., Dorofeev S. DDT in a Smooth Tube Filled with a Hydrogen–oxygen Mixture // *Shock Waves*. 2005. V. 14. № 3. P. 205.
14. Иванов М.Ф., Киверин А.Д., Либерман М.А., Фортвов В.Е. Механизм ускорения пламени и переход в детонацию водородно-кислородной смеси в канале // *Докл. РАН*. 2010. Т. 434. № 6. С. 756.
15. Liberman M., Ivanov M., Kiverin A. et al. Deflagration-to-detonation Transition in Highly Reactive Combustible Mixtures // *Acta Astronaut.* 2010. V. 67. P. 688.
16. Kiverin A., Yakovenko I., Ivanov M. On the Structure and Stability of Supersonic Hydrogen Flames in Channels // *Int. J. Hydrogen Energy*. 2016. V. 41. № 47. P. 22465.
17. Kiverin A.D., Yakovenko I.S. Estimation of Critical Conditions for Deflagration-to-detonation Transition in Obstructed Channels Filled with Gaseous Mixtures // *Math. Modelling Natural Phenomena*. 2018. V. 13. № 6. P. 54.
18. Kiverin A.D., Yakovenko I.S. Regimes of High-Speed Hydrogen Flame Propagation in Channels: Classification and Criteria of Realization // *Combust. Sci. Technol.* 2020. V. 192. № 1. P. 112.
19. Alekseev V., Kuznetsov M., Yankin Y., Dorofeev S. Experimental Study of Flame Acceleration and the Deflagration-to-detonation Transition under Conditions of Transverse Venting // *J. Loss Prev. Proc. Ind.* 2001. V. 14. № 6. P. 591.
20. Peraldi O., Knystautas R., Lee J. Criteria for Transition to Detonation in Tubes // *Proc. Combust. Inst.* 1988. V. 21. № 1. P. 1629.
21. Lee J., Knystautas R., Chan C. Turbulent Flame Propagation in Obstacle-filled Tubes // *Symp. (Int.) Combust.* [Proc.]. 1985. V. 20. № 1. P. 1663.
22. Vasil'ev A.A. Optimization of the Deflagration-to-detonation Transition // *Combust., Explos. Shock Waves (Engl. Transl.)*. 2012. V. 48. № 3. P. 269.
23. Warnatz J., Maas U., Dibble R. *Combustion: Physical and Chemical Fundamentals, Modeling and Simulation, Experiments, Pollutant Formation*. Berlin–Heidelberg: Springer–Verlag, 2006.
24. Kiverin A., Yakovenko I. Ignition and Detonation Onset behind Incident Shock Wave in the Shock Tube // *Combust. Flame*. 2019. V. 204. P. 227.
25. Bykov V., Kiverin A., Koksharov A., Yakovenko I. Analysis of Transient Combustion with the Use of Contemporary CFD Techniques // *Comp. Fluids*. 2019. V. 194. P. 104310.
26. Manzhalei V.I. Detonation Regimes of Gases in Capillaries // *Combust., Explos. Shock Waves (Engl. Transl.)*. 1992. V. 28. № 3. P. 296.
27. Wu Y., Zheng Q., Weng C. An Experimental Study on the Detonation Transmission Behaviours in Acetylene-oxygen-argon Mixtures // *Energy*. 2017. V. 143. P. 554.
28. Li J., Lai W., Chung K., Lu F. Experimental Study on Transmission of an Overdriven Detonation Wave from Propane/Oxygen to Propane/Air // *Combust. Flame*. 2008. V. 154. № 3. P. 331.
29. Khomik S., Veyssiere B., Medvedev S. et al. Limits and Mechanism of Detonation Reinitiation behind a Multi-orifice Plate // *Shock Waves*. 2012. V. 22. P. 199.
30. Johnson R., Mcintosh A., Yang X.S. Modelling of Fast Flame–shock Wave Interactions with a Variable Piston Speed // *Combust. Theory Modell.* 2003. V. 7. P. 29.
31. Smirnov N.N., Tyurnikov M.V. Experimental Investigation of Deflagration to Detonation Transition in Hydrocarbon-air Gaseous Mixtures // *Combust. Flame*. 1995. V. 100. № 4. P. 661.
32. Silvestrini M., Genova B., Parisi G., Leon Trujillo F. Flame Acceleration and DDT Runup Distance for Smooth and Obstacles Filled Tubes // *J. Loss Prev. Proc. Ind.* 2008. V. 21. № 5. P. 555.
33. Zeldovich Y. Flame Propagation in a Substance Reacting at Initial Temperature // *Combust. Flame*. 1980. V. 39. № 3. P. 219.
34. Пятницкий Л.П. Распространение пламени и акустика // *ФГВ*. 2019. Т. 55. № 6. С. 3. .
35. Krivosheyev P.N., Penyazkov O.G., Sakalou A. High-speed Imaging of DDT in a Round Tube // *27th ICDEERS*. 2019. № 071.
36. Adams G., Pack D. Some Observations on the Problem of Transition between Deflagration and Detonation // *Symp. (Int.) Combust.*, [Proc.]. 1958. V. 7. P. 812.
37. Taki S., Fujiwara T. One-dimensional Nonsteady Processes Accompanied by the Establishment of Self-sustained Detonation // *Symp. (Int.) Combust.* [Proc.]. 1971. V. 13. № 1. P. 1119.
38. Wang C., Wu S., Zhao Y., Addai E.K. Experimental Investigation on Explosion Flame Propagation of H<sub>2</sub>–O<sub>2</sub>

- in a Small Scale Pipeline // *J. Loss Prev. Proc. Ind.* 2017. V. 49. P. 612.
39. *Nicoud F., Poinsot T.* Thermoacoustic Instabilities: Should the Rayleigh Criterion be Extended to Include Entropy Changes? // *Combust. Flame.* 2005. V. 142. № 1. P. 153.
40. *Ivanov M.F., Kiverin A.D., Galburt V.A.* A Computational Study of the External Shockwave Impact on the Combustion Regime // *Combust. Sci. Technol.* 2010. V. 182. № 11–12. P. 1683.
41. *Иванов М.Ф., Киверин А.Д.* О генерации высоких давлений при взаимодействии пламени с ударными волнами // *ТВТ.* 2015. Т. 53. № 5. С. 703.
42. *Голуб В.В., Бакланов Д.И., Головастов С.В. и др.* Воздействие акустического поля на развитие пламени и переход в детонацию // *ТВТ.* 2010. Т. 48. № 6. С. 901.
43. *Kellenberger M., Ciccarelli G.* Propagation Mechanisms of Supersonic Combustion Waves // *Proc. Combust. Inst.* 2015. V. 35. № 2. P. 2109.
44. *Medvedev S.P., Polenov A.N., Khomik S.V., Gelfand B.E.* Deflagration-to-detonation Transition in Air-binary Fuel Mixtures in an Obstacle-laden Channel // *Russ. J. Phys. Chem. B.* 2010. V. 4. № 1. P. 70.
45. *Thomas G., Ward S., Williams R., Bambrey R.* On Critical Conditions for Detonation Initiation by Shock Reflection from Obstacles // *Shock Waves.* 2002. V. 12. № 2. P. 111.
46. *Hjertager B.H.* Computer Modelling of Turbulent Gas Explosions in Complex 2D and 3D Geometries // *J. Hazard. Mater.* 1993. V. 34. № 2. P. 173.