

## ГОРЕНИЕ, ВЗРЫВ И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

УДК 544.45

### АВТОМОДЕЛЬНОСТЬ ПРОЦЕССА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В КАНАЛЕ

© 2021 г. А. Д. Киверин<sup>1\*</sup>, А. В. Тюрнин<sup>1</sup>, И. С. Яковенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва, Россия

\*E-mail: alexeykiverin@gmail.com

Поступила в редакцию 26.03.2021;  
после доработки 16.04.2021;  
принята в печать 20.04.2021

Работа посвящена численному анализу зависимости динамики горения в канале от его ширины. Продемонстрировано, что на ранних стадиях развития горения имеет место подобие нестационарного процесса горения в каналах различной ширины. Вывод о подобии процессов нестационарного горения в каналах различной ширины расширяет представления о возможности использования численного моделирования для количественной оценки таких характеристик горения, как концентрационные пределы реализации ускоренных режимов горения.

*Ключевые слова:* нестационарное горение, ускорение пламени, численное моделирование, водород.

DOI: 10.31857/S0207401X21120098

#### ВВЕДЕНИЕ

Использование газообразных топлив в энергетике приобретает все большее распространение. В том числе отдельный интерес представляет использование водорода [1], являющегося наиболее химически активным и наименее детонационно-стойким газообразным топливом. При этом необходимость хранения больших объемов горючих газов и их транспортировки определяет важность обеспечения надежных мер взрывобезопасности. При утечке горючих газов, наполнении ими помещений промышленного объекта и смешении их с воздухом высока вероятность взрыва формируемой топливно-воздушной смеси. Аналогичные сценарии развиваются и при спонтанном накоплении горючих газов при штатных и еще в большей степени аварийных режимах работы различных промышленных объектов, таких как атомные электростанции [2], трансформаторные подстанции [3] и др. Как правило, наиболее опасным сценарием развития газового взрыва считается формирование детонации [4]. Здесь, однако, важно отметить, что не меньшую опасность представляют сценарии с развитием дефлаграционного горения, неустойчивого по своей природе и распространяющегося в замкнутом объеме с ускорением. Ускорение волны дефлаграции сопровождается сжатием газа и формированием ударных волн, оказывающих динамическое воздействие на элементы конструкций, что является фактором риска их деформации и разрушения [2]. Максимально возможная скорость фронта

дефлаграционного горения соответствует режиму дефлаграции Чепмена–Жуге и составляет величину порядка скорости звука в продуктах горения. На этой финальной фазе развития дефлаграционного горения в системе формируются сильные ударные волны, которые могут стать причиной перехода горения в детонацию на фронте пламени [5] или в результате самовоспламенения смеси после взаимодействия ударной волны с преградами [6]. Ввиду этого, для корректной оценки рисков, связанных с ускорением пламени, принципиальным является определение условий реализации таких ускоренных режимов и механизмов ускорения пламени.

Среди многообразия сценариев нестационарного развития горения можно выделить следующие базовые сценарии: ускорение пламени в открытом пространстве, ускорение пламени в канале и ускорение пламени в загроможденном объеме. В первом случае ведущим механизмом ускорения пламени является развитие неустойчивости фронта расходящегося пламени [7]. При горении в канале определяющую роль в ускорении пламени играет взаимодействие с потоком, формирующимся в результате расширения продуктов горения в ограниченном объеме. При этом можно выделить четыре основные стадии развития пламени: 1) изотропное расширение из очага воспламенения; 2) ускоренное распространение вдоль стенок канала в форме вытянутого пламени (*finger flame*) после того, как пламя охватывает все сечение канала; 3) торжественное формирование фронта и перестройка формы пламени к

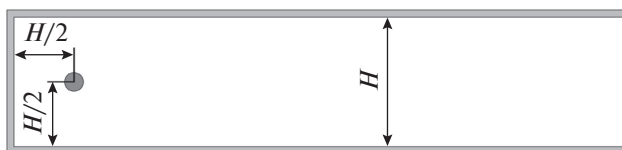


Рис. 1. Постановка задачи.

тюльпанообразной поверхности, вогнутой в центральной части канала (*tulip flame*); 4) ускорение тюльпанообразного пламени за счет взаимодействия с пограничным слоем, турбулизующимся со временем. Все четыре стадии наиболее полно описаны в недавних экспериментальных работах [8, 9]. При использовании каналов с шероховатыми стенками и тем более при наличии препятствий внутри канала (частный случай загроможденного объема) турбулизация потока может проявляться уже и на ранних стадиях, что способствует более интенсивному ускорению пламени. Такая постановка задачи, в частности, была предложена К.И. Щелкиным и рассматривается как наиболее надежный способ инициирования детонации путем интенсификации ускорения пламени [10]. Тем не менее независимо от геометрических параметров сечения канала и, как следствие, условий развития пламени для некоторых составов ускорение пламени не наблюдается. В первую очередь это касается обедненных и низкоактивных смесей, где максимально достижимая скорость пламени оказывается значительно ниже скорости звука [11]. В связи с этим возникает закономерный вопрос, касающийся определения концентрационных пределов реализации ускоренных режимов горения. Известно, что при преодолении некоторого концентрационного предела дефлаграционное горение вырождается, и горение в объеме развивается согласно совсем иным механизмам [12], а его распространение происходит в форме так называемых шариков пламени (*flame-balls*), всплывающих вверх по каналу под действием силы Архимеда, и не вызывает при этом заметного изменения давления. Возможно, этот концентрационный предел совпадает с пределом реализации ускоренного горения, однако явление такого рода неочевидно и требует экспериментальной проверки и физической интерпретации. При этом в настоящее время основным методом физической интерпретации комплексных нестационарных процессов в реагирующих средах является расчетно-теоретическое исследование с применением современных вычислительных методик.

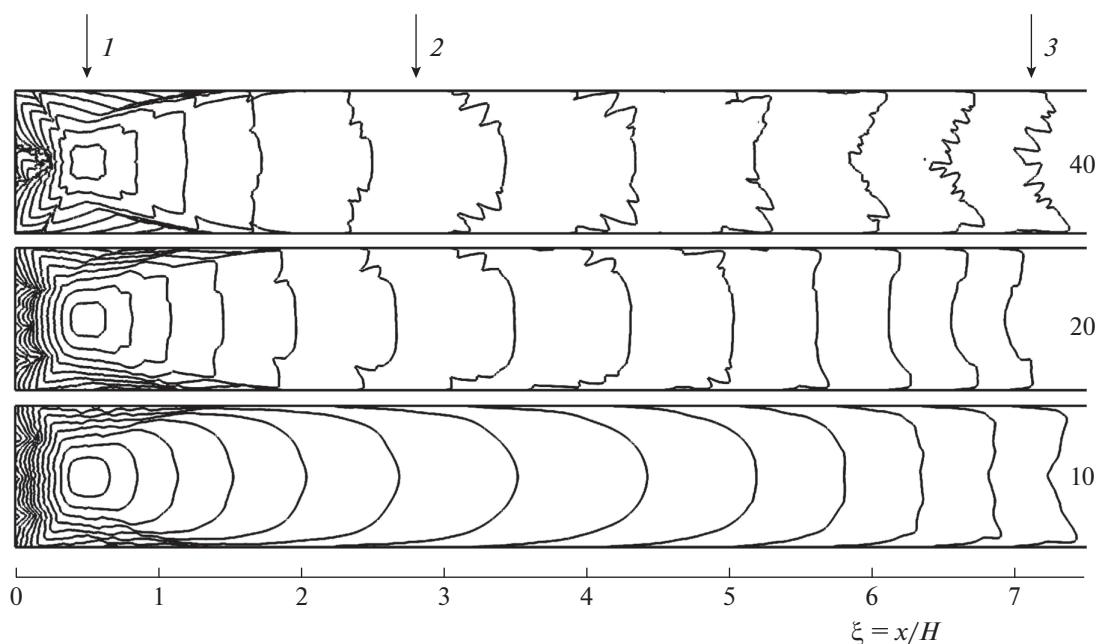
В настоящей работе проводится анализ подобия нестационарного развития горения в каналах различной ширины. Факт наличия такого подо-

бия позволит провести расчетно-теоретическое исследование, направленное на количественное определение концентрационных пределов, внутри которых возможно ускорение пламени. При этом расчеты можно будет проводить в относительно небольших расчетных областях, что является принципиальным ввиду естественной ограниченности вычислительных ресурсов, с одной стороны, а с другой – необходимости численного разрешения зоны реакции и мелкомасштабных структур потока. Работа выполнена методами численного моделирования, и для достижения поставленной цели в ней решается задача о развитии пламени в полуоткрытом канале при инициировании горения точечным источником вблизи закрытого торца.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Будем рассматривать классическую постановку задачи о распространении пламени в полуоткрытом канале при инициировании горения точечным источником вблизи закрытого торца (рис. 1). В рамках настоящего исследования ограничимся рассмотрением начальных стадий развития процесса, предшествующих существенной турбулизации потока за счет эволюции пограничных слоев. Важную роль в распространении пламени на этих стадиях играют потери импульса и тепла на стенках. При этом, если потери импульса рассматриваются как один из основных факторов ускорения пламени [13], то потери тепла представляют собой лимитирующий фактор и могут способствовать даже погасанию пламени. В связи с этим одно из основных допущений в постановке задачи состоит в исключении из рассмотрения потерь тепла на стенках, что верно для широких каналов, характерных для экспериментальных и реальных условий.

Таким образом, основной вопрос, поставленный в настоящей работе, касается определения возможности моделирования численно процесса ускорения пламени в реальных условиях, но на масштабах, воспроизводимых с использованием современных вычислительных ресурсов. Ширина канала  $H$  в расчетах варьируется в диапазоне от 5 до 60 мм. Верхняя часть интервала уже охватывает экспериментальные установки, в том числе на базе ударных и детонационных труб. На нижнем пределе исключено рассмотрение тонких капилляров, где имеет место различие в развитии потока и фронта пламени в них, связанное с достаточно быстрым смыканием пограничных слоев в ядре потока и отмеченное в работе [14]. Еще одним допущением является рассмотрение процесса в двухмерной геометрии. Без сомнения, трехмерные эффекты играют важную роль в развитии потока и фронта пламени, особенно на стадиях, когда в канале развивается турбулентность. Однако, как



**Рис. 2.** Эволюция фронта пламени в каналах различной ширины. Значения ширины  $H$  для трех представленных случаев указаны в правой части рисунка. Положения фронта пламени представлены в последовательные моменты времени через каждые 100 мкс ( $H = 10$  мм), 200 мкс ( $H = 20$  мм) и 400 мкс ( $H = 40$  мм),  $\Delta t = 0.0255$  ( $u_f = 2.55$  м/с). Цифрами указаны три стадии развития горения в канале: 1 – изотропное расширение очага горения, 2 – вытянутое пламя, 3 – тьюлпанообразное пламя.

показывают проведенные ранее исследования [15], рассмотренные здесь начальные стадии развития процесса не столь чувствительны к выбору геометрии.

В качестве газообразного топлива рассматривается водород, а его концентрация в смеси с воздухом (29.5%) соответствует стехиометрическому составу. Для воспроизведения количественных особенностей горения смесей заданного состава крайне важно учитывать детальный кинетический механизм окисления топлива [16]. В связи с этим в настоящей работе используется детальный кинетический механизм окисления водорода, представленный в работе [17].

Газодинамика процесса рассчитывается на основе полной системы уравнений динамики вязкой сжимаемой среды с учетом теплопроводности, многокомпонентной диффузии и экзотермических химических превращений [18]. Расчеты проводятся с использованием хорошо зарекомендовавшего себя [19] вычислительного алгоритма на основе бездиссипативной вычислительной методики КАБАРЕ, представленной в работе [20]. Размер расчетных ячеек выбирался в соответствии с результатами специально проведенных тестов на сходимость по нормальной скорости горения и ширине фронта пламени.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим подробно стадии развития пламени в полуоткрытом канале при инициировании горения локализованным источником вблизи закрытого торца. На начальной стадии пламя распространяется изотропно в направлении от источника воспламенения (рис. 2, стадия 1). На этой стадии расширение продуктов горения способствует ускорению окружающего газа. Скорость последнего достигает величины  $u = (\theta - 1)u_f$ , где  $\theta$  – коэффициент расширения,  $u_f$  – нормальная скорость горения. При этом скорость расходящегося пламени в лабораторной системе отсчета равна  $D = u + u_f = \theta u_f$ .

Расходящееся пламя неустойчиво по своей природе и в процессе его распространения развитие неустойчивости на фронте определяет ускорение пламени [21]. Более того, расширение продуктов горения приводит к формированию волн сжатия, отражающихся от стенок канала, воздействующих на поток и дополнительно возмущающих фронт, интенсифицируя тем самым развитие неустойчивости. Эти газодинамические факторы определяют ускоренное развитие пламени. При этом положительная обратная связь между ускорением пламени и эволюцией потока в ограниченном пространстве задает экспоненциальный характер ускорения фронта пламени на этой стадии, что в явном виде демонстрируют многочис-

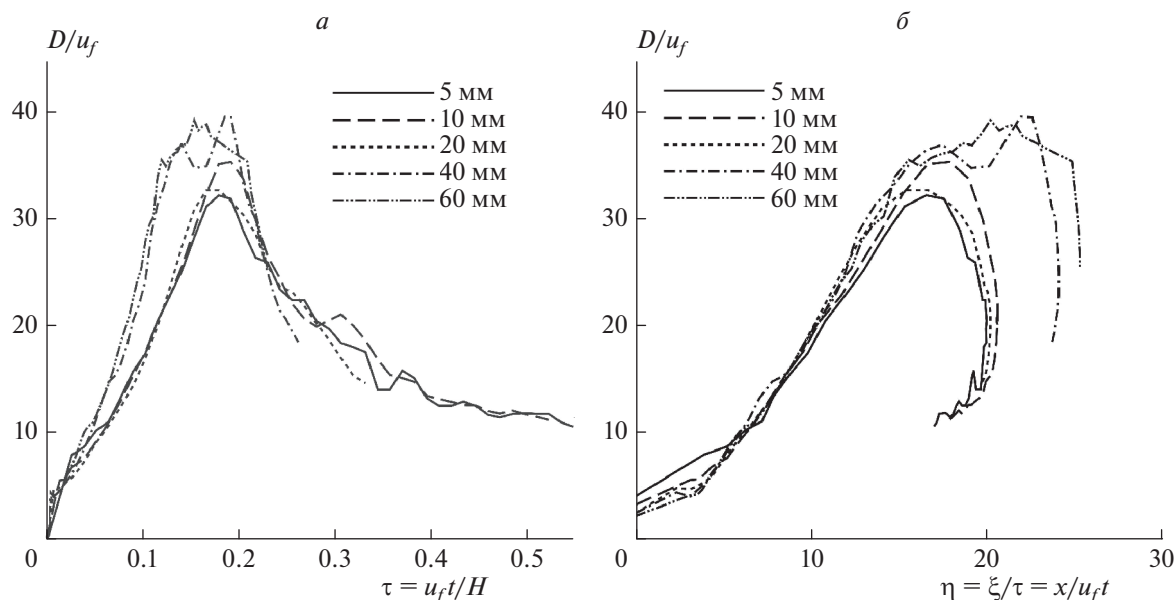


Рис. 3. Зависимости скорости пламени  $D$  от безразмерного времени  $\tau = u_f t/H$  (а) и автомодельной переменной  $\eta = \xi/\tau = x/u_f t$  (б) для каналов различной ширины.

ленные экспериментальные работы (см., например, [22]).

На второй стадии, по мере того как пламя занимает все большую часть сечения канала, в его распространении проявляется анизотропия. Отраженные от стенок канала (боковых и заднего торца) волны сжатия разворачивают поток, тормозя фронт пламени. Можно показать [23], что максимальное торможение фронта достигается на расстоянии  $L_1 = L a_f / (a_f + a_b)$  от стенки ( $L$  – расстояние от эпицентра воспламенения до стенки,  $a_f$  и  $a_b$  – скорости звука в свежей смеси и в продуктах горения, соответственно), что подтверждается экспериментально [24]. В результате этого очаг горения приобретает форму, вытянутую в направлении открытого конца канала и сплюснутую в направлении боковых стенок и заднего торца (рис. 2, стадия 2). Динамика фронта пламени на этой стадии определяется в первую очередь его распространением в направлении открытого конца канала. Растяжение фронта пламени в формируемом в канале течении, представляющем собой равномерный поток в центральной части канала, ограниченный пограничными слоями у боковых стенок, определяет ускорение пламени и соответствующее ускорение потока. Таким образом, так же как и на первой стадии, реализуется экспоненциальное ускорение, обеспечиваемое положительной обратной связью между ускорением пламени и ускорением потока [14, 25].

Третья стадия заключается в перестройке фронта пламени (рис. 2, стадия 3), связанной с тем, что по мере удаления фронта от заднего тор-

ца влияние последнего ослабевает, и ведущую роль в динамике пламени начинает играть волна разрежения подобно тому, как это имеет место в открытых каналах. Газ меняет направление своего движения в сторону закрытого торца, и пламя тормозится. При этом наибольшее торможение имеет место в ядре потока и уменьшается по мере приближения к боковым стенкам, где скорость снижается до нуля внутри пограничного слоя. Таким образом, в центральной части канала фронт приобретает вогнутую форму, тогда как вблизи стенок пламя вытянуто в направлении распространения пламени. В литературе такая форма фронта получила название тюльпанообразного пламени, и дальнейшее его развитие связано с взаимодействием вытянутых участков фронта с пограничным слоем.

Проведенные расчеты явным образом показывают подобие эволюции фронта пламени в каналах различной ширины (рис. 2). Как можно видеть из рис. 2 в безразмерных координатах  $\xi = x/H$  и  $\tau = u_f t/H$  эволюция пламени воспроизводится с хорошей степенью точности. Этот же результат подтверждает и анализ зависимостей скорости ведущей точки фронта пламени  $D$  от переменных  $\tau$  и  $\eta = \xi/\tau$  (рис. 3). Полученный результат указывает на то, что системе допустимо параметризовать следующим образом: рассматривать скорость пламени как функцию интегральных параметров  $u_f$  и  $H$ . Таким образом, процесс нестационарного распространения пламени может быть охарактеризован функцией  $D = f(x, t, u_f, H)$ , а переход к автомодельным переменным  $D^* = D/u_f$ ,

$\eta = \xi/\tau = x/u_f t$  приводит к автомодельной форме:  
 $D^* = F(\eta)$ .

Эта функция не представлена здесь в аналитической форме ввиду смены режимов горения на различных стадиях, включая переходы между стадиями. Однако проведенные расчеты указывают на то, что действительно имеет место подобие процесса на всех рассмотренных здесь начальных стадиях развития горения в канале.

Важно отметить, что в широких каналах ( $H > 20$  мм) важную роль в эволюции пламени начинает играть развитие неустойчивости на фронте пламени. Это способствует дополнительному ускорению фронта пламени на ранней стадии свободного распространения последнего от источника воспламенения до боковых стенок канала и отражается на следующих стадиях развития процесса. Тем не менее интегрально ход развития процесса не изменяется, и результирующая топология фронта пламени воспроизводится даже в узких каналах ( $H = 5-10$  мм). В связи с этим можно также сделать вывод о том, что эволюция пламени в относительно узких каналах с хорошей степенью точности отражает характер развития горения в более крупных масштабах.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в работе расчеты явным образом показывают наличие подобия нестационарного процесса горения в каналах различной ширины, заполненных горючей смесью заданного состава. На основании полученных данных можно сделать вывод о возможности использования результатов численного моделирования процесса горения в относительно узких каналах ( $H \sim 10$  мм) для интерпретации крупномасштабных экспериментов и реальных аварийных сценариев. В частности, эти расчеты могут быть использованы для количественной оценки таких характеристик горения, как концентрационные пределы реализации ускоренных режимов горения.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Abe J., Popoola A., Ajenifuja E., Popoola O.* // Intern. J. Hydrog. Energy. 2019. V. 44. № 29. P. 15072.
2. Mitigation of Hydrogen Hazards in Severe Accidents in Nuclear Power Plants. IAEA-TECDOC-1661. Vienna: IAEA, 2011.

3. *Efremov V.P., Ivanov M.F., Kiverin A.D., Utikin A.V.* // Shock Waves. 2017. V. 27. № 3. P. 517.
4. *Ng H.D., Lee J.* // J. Loss Prev. Process Ind. 2008. V. 21. № 2. P. 136
5. *Киверин А.Д., Смыгалина А.Е., Яковенко И.С.* // Хим. физика. 2020. Т. 39. № 8. С. 9.
6. *Медведев С.П., Поленов А.Н., Хомик С.В., Гельфанд Б.Е.* // Хим. физика. 2010. Т.4. № 1. С. 70.
7. *Киверин А.Д., Яковенко И.С., Фортвов В.Е.* // ДАН. 2019. Т. 489. № 5. С. 461.
8. *Пятницкий Л.Н.* // Физика горения и взрыва. 2019. Т. 55. № 6. С. 3.
9. *Krivosheyev P., Penyazkov O., Sakalou A.* // Combust. and Flame. 2020. V. 216. P. 146.
10. *Фролов С.М.* // Хим. физика. 2008. Т. 27. № 6. С. 32.
11. *Peraldi O., Knystautas R., Lee J.* // Proc. 21st Sympos. (Intern.) on Combust. Pittsburgh: The Combust. Inst., 1988. P. 1629.
12. *Volodin V.V., Golub V.V., Kiverin A.D. et al.* // Combust. Sci. Technol. 2021. V. 193. № 2. P. 225.
13. *Brailovsky I., Sivashinsky G.* // Combust. Theory Model. 1998. V. 2. № 4. P. 429.
14. *Ivanov M.F., Kiverin A.D., Liberman M.A.* // Phys. Rev. E. 2011. V. 83. № 5. 056313.
15. *Ivanov M.F., Kiverin A.D., Yakovenko I.S., Liberman M.A.* // Intern. J. Hydrog. Energy. 2013. V. 38. Issue 36. P. 16427.
16. *Власов П.А., Смирнов В.Н., Тереза А.М.* // Хим. физика. 2016. Т. 35. № 6. С. 35.
17. *Keromnes A., Metcalfe W.K., Heufer K.A. et al.* // Combust. and Flame. 2013. V. 160. № 6. P. 995.
18. *Kuo K.* Principles of combustion. 2nd ed. Hoboken, New Jersey: Wiley Interscience, 2005; ISBN 0-471-04689-2
19. *Vykov V., Kiverin A., Koksharov A., Yakovenko I.* // Computers & Fluids. 2019. V. 194. 104310.
20. *Головизнин В.М., Зайцев М.А., Карабасов С.А., Короткин И.А.* Новые алгоритмы вычислительной гидродинамики для многопроцессорных вычислительных комплексов. М.: Изд-во Моск. ун-та, 2013.
21. *Гостинцев Ю.А., Истратов А.Г., Шуленин Ю.В.* // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24. № 5. С. 63.
22. *Kuznetsov M., Liberman M., Matsukov I.* // Combust. Sci. Technol. 2010. V. 182. № 11–12. P. 1628.
23. *Киверин А.Д., Семиколонов А.В., Яковенко И.С.* // Вестн. ОИВТ. 2018. Т. 1. С. 82.
24. *Dunn-Rankin D., Barr P.K., Sawyer R.F.* // Proc. 21th Sympos. (Intern.) on Combust. Pittsburg: The Combust. Inst., 1988. P. 1291.
25. *Clanet C., Searby G.* // Combust. and Flame. 1996. V. 105. № 1–2. P. 225.