

ГОРЕНИЕ, ВЗРЫВ И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

УДК 534.222.2

ДВА МЕХАНИЗМА ОЧАГОВОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ В УДАРНЫХ ТРУБАХ

© 2020 г. А. Д. Киверин^{1*}, К. О. Минаев^{1,2}, И. С. Яковенко¹

¹Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва, Россия

²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

*E-mail: alexeykiverin@gmail.com

Поступила в редакцию 15.01.2020;

после доработки 15.01.2020;

принята в печать 20.02.2020

Методами математического моделирования исследована структура потока и температурного поля за отраженной ударной волной в ударной трубе. Продемонстрированы два возможных сценария формирования областей повышенной температуры – потенциальных очагов воспламенения исследуемой газообразной смеси. Оба сценария оцениваются как равновероятные, однако в зависимости от параметров течения и диаметра трубы один из сценариев может реализоваться раньше другого, что продемонстрировано на примере водородно-воздушной смеси. Сценарий с воспламенением на оси наиболее вероятен для случая высоких температур и узких каналов, тогда как воспламенение в области пограничного слоя с большей вероятностью реализуется при умеренных температурах в широких каналах.

Ключевые слова: ударная труба, взаимодействие ударной волны с пограничным слоем, бифуркация отраженной ударной волны, температурное поле, очаги воспламенения.

DOI: 10.31857/S0207401X20080051

ВВЕДЕНИЕ

Одним из широко применяемых методов экспериментального исследования кинетики воспламенения и горения газообразных смесей является эксперимент в ударной трубе. К настоящему времени на основе исследований в ударных трубах накоплен обширный массив данных по задержкам воспламенения большого числа горючих газообразных смесей, представляющих интерес с прикладной точки зрения. Это позволило обосновать разработанные кинетические модели с целью их последующего использования для интерпретации широкого класса явлений, связанных с воспламенением и горением газообразных реагирующих смесей.

Стоит отметить, что при исследовании процесса воспламенения газообразных смесей в ударных трубах в области умеренных температур наблюдается заметное отклонение получаемых экспериментальных данных от результатов расчетов с применением разработанных кинетических механизмов. Одним из объяснений этого факта является очаговый характер воспламенения смеси в условиях неоднородного распределения температуры в потоке за ударной волной [1]. В результате локализованного воспламенения газообразная смесь сгорает в дефлаграционном режиме быстрее, чем реализуется объемное воспламенение смеси при

температуре, достигаемой в результате ударного сжатия. В работах [1–3] этот механизм развития воспламенения был подтвержден расчетами по существующим кинетическим схемам для ряда горючих газообразных смесей, таких как H_2/O_2 , $H_2/CO/O_2$ и C_3H_8/O_2 . Представленные в этих работах расчеты показывают удовлетворительное согласие с экспериментальными данными по времени задержки воспламенения. Важно отметить, что природа формирования самих очагов самовоспламенения до сих пор не выяснена, также не решены вопросы о структуре очагов и о механизмах формирования различных режимов горения. Решение этих вопросов является первостепенным для интерпретации результатов экспериментов в лабораторных реакторах.

В недавних работах [4–6], посвященных изучению особенностей развития течений и температурных полей в ударных трубах с однократным [6] и двукратным [4, 5] сжатием, было обнаружено, что важную роль в развитии очагового воспламенения могут играть области локально повышенной температуры, формируемые на масштабах пограничного слоя в роликовых вихревых структурах. При этом, регулярный характер формирования роликовых вихрей, определяемый развитием газодинамической неустойчивости пограничного слоя [7], позволяет объяснить многоочаговое воспламенение, наблюдаемое в ряде эксперимен-

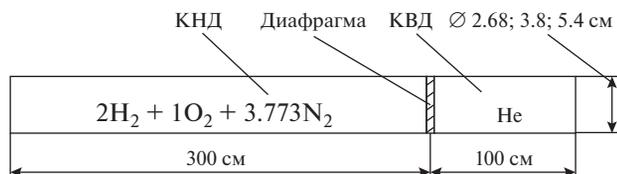


Рис. 1. Постановка задачи.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Изучение эволюции потока в ударной трубе проводилось в следующем модельном приближении. Численно решена задача о течении газа в плоском канале в предположении о мгновенном раскрытии диафрагмы, разделяющей камеры высокого и низкого давлений (рис. 1). Расчеты выполняли в двухмерной постановке на равномерной сетке с шагом 0.2 мм. Ширина канала, H , варьировалась и в различных расчетах составляла 2.68, 3.8, 5.4 см. Полная длина канала (ударной трубы) – 400 см, длина камеры низкого давления – 300 см. В качестве граничных условий использовали изотермические (300 К) жесткие непроницаемые стенки с учетом прилипания потока на них.

В качестве толкающего газа, заполняющего камеру высокого давления, использовали гелий при давлении p_1 , варьируемом в диапазоне 5–7 атм. Камера низкого давления (КНД) заполнялась стехиометрической водородно-воздушной смесью при давлении p_0 , варьируемом в диапазоне 0.15–0.18 атм. Начальная температура газа в обеих секциях ударной трубы составляла величину 300 К. Начальные условия ставились таким образом, чтобы в ходе решения при фиксированной плотности смеси за отраженной ударной волной ($\rho_5 = 1.5 \text{ кг/м}^3$) температура смеси (T_5) изменялась в диапазоне 950–1100 К.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим развитие потока в канале за прошедшей ударной волной. Формируемое вблизи стенки канала за фронтом ударной волны течение можно рассматривать в системе отсчета, связанной с фронтом ударной волны, как набегающий на стенку поток. Согласно газодинамической теории вблизи поверхности формируется пограничный слой. На определенном расстоянии за фронтом начинает развиваться его неустойчивость [7], в результате чего на масштабах пограничного слоя формируются вихревые структуры. На более поздней стадии важную роль начинает играть взаимодействие этих вихревых структур друг с другом, что в конечном итоге определяет переход к турбулентному течению. Следует отметить, что развитие турбулентности происходит на значительно больших пространственно-временных масштабах, чем масштабы, характеризующие штатный режим работы ударной трубы, который определяется расстоянием между фронтом падающей ударной волны и контактным разрывом.

Переход к турбулентности можно ускорить путем профилирования стенок канала (использование шероховатых труб) [17]. Важно отметить, что выбор меньшего диаметра ударной трубы также способствует ускорению развития неустойчивости пограничного слоя через дополнительное его возмущение за счет действия поперечных волн,

тальных работ (см., например, [8–10]). Однако ассоциированное с вихревой структурой пограничного слоя воспламенение реализуется далеко не во всех случаях. В работе [11] указано, что в зависимости от состава реагирующей смеси и от интенсивности ударного сжатия наблюдалось два режима очагового воспламенения. В одном случае воспламенение возникало в области между торцом и отраженной ударной волной. Теневая визуализация через боковую стенку ударной трубы регистрировала воспламенение в слое, охватывающем все сечение трубы, что может быть интерпретировано как воспламенение в пограничном слое вдоль всего периметра боковой поверхности трубы по механизму, предложенному в работах [4–6]. В другом случае воспламенение происходило в ядре потока непосредственно за фронтом отраженной ударной волны.

Подобные выводы были также сделаны в работах [12, 13], где путем наблюдения через торец ударной трубы были определены два режима воспламенения: в пограничном слое и в ядре потока. Следует отметить, что в результате взаимодействия отраженной ударной волны с пограничным слоем независимо от его структуры формируется неравномерное по сечению ударной трубы течение, что в ряде режимов является определяющим для возникновения очагов воспламенения [14, 15]. Например, в работе [16] численно продемонстрирован режим с последовательным воспламенением в трех типах очагов: сначала вблизи боковой стенки трубы внутри пограничного слоя, затем в ядре потока и непосредственно на торце ударной трубы. Анализ картины течения с учетом результатов работ [4, 5] показывает, что различные типы очагов формируются по различным сценариям. Ход развития этих сценариев и выделение соответствующих ведущих физических механизмов представляет отдельный научный интерес.

Цель настоящей работы – определение газодинамических механизмов формирования температурных неоднородностей в условиях эксперимента в ударной трубе. Особое внимание уделено сопоставлению двух сценариев с формированием очага повышенной температуры вблизи стенки канала и в ядре потока. Исследовано влияние интенсивности ударной волны и ширины канала на развитие того или иного сценария методами численного моделирования.

т.е. при выборе более узкого канала зарождение неустойчивости пограничного слоя и, как следствие, формирование роликовых вихрей происходит на меньшем расстоянии за фронтом прошедшей ударной волны.

После отражения от торца ударная волна распространяется навстречу неравномерному потоку, характеризующемуся структурой пограничного слоя, сформированного на предшествующей стадии. Из-за того, что поток за падающей ударной волной оказывается заторможен в области пограничного слоя, отраженная ударная волна претерпевает меньшее сопротивление вблизи стенки. Это определяет искажение фронта ударной волны, и происходит формирование так называемой бифуркационной структуры [17]. По мере распространения отраженной ударной волны вдоль развитого пограничного слоя эта бифуркационная структура непрерывно увеличивается в размерах до определенного уровня, что показано на рис. 2. При этом формирующийся косой скачок определяет дополнительное возбуждение потока в поперечном направлении (от стенки в направлении оси канала), что, в свою очередь, определяет аксиальное сжатие газа в ядре потока. Причем максимальное сжатие наблюдается непосредственно за фронтом ведущей ударной волны (рис. 3). В результате эффекта аксиального сжатия в ядре потока наблюдается рост температуры (штриховые линии на рис. 4), что может явиться причиной зарождения экзотермической реакции непосредственно на оси канала. Эффект аксиального сжатия иллюстрирует анализ серии расчетов, проведенных в каналах различной ширины. Как видно из рис. 3 и 4, в более узком канале наблюдается более интенсивное сжатие смеси на оси канала; при этом максимальная степень сжатия смеси в ядре потока ограничена и в узких каналах оказывается ниже, чем в более широких.

Как было сказано выше, описанный механизм формирования очага повышенной температуры на оси канала развивается на фоне другого процесса, связанного с взаимодействием возмущений внутри пограничного слоя с отраженной ударной волной. Результаты проведенных ранее исследований [4, 5] показали, что локальный разогрев на границе пограничного слоя с внутренним течением усиливается в области торможения потока за фронтом ударной волны, и это является альтернативным механизмом воспламенения, реализующимся в области пограничного слоя.

Следует отметить, что в рассмотренных режимах заметное развитие пограничного слоя наблюдается только в узком канале, где более интенсивному развитию неустойчивости способствуют волновые процессы, развивающиеся в поперечном сечении канала. Это видно из анализа структуры пограничного слоя в области перед отраженной ударной волной (рис. 3). В связи с малой развитостью по-

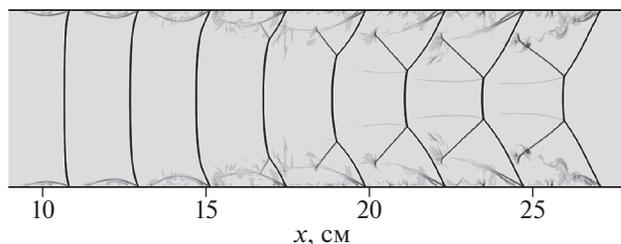


Рис. 2. Эволюция структуры отраженной ударной волны в канале шириной 5.4 см, заполненном стехиометрической водородно-воздушной смесью: $p_5 = 5.8$ атм, $T_5 = 1000$ К, $x = 0$ соответствует положению торца.

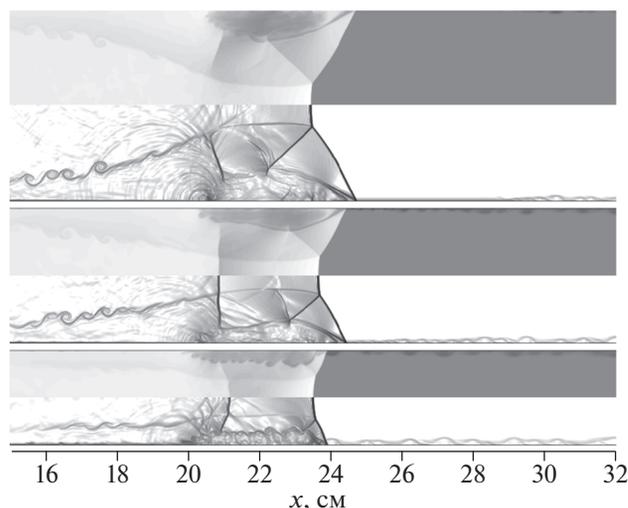


Рис. 3. Сравнение структуры потока и температурного поля в области за отраженной ударной волной на один момент времени для каналов шириной 2.68, 3.8 и 5.4 см. Пространственные масштабы для всех трех случаев одинаковы. Цветовая гамма, отражающая пространственное распределение температуры (верхние части), варьируется от темного (300 К) до белого (1050 К); цветовая гамма, отражающая изменение градиента плотности (нижние части), напротив варьируется от белого (нулевое значение градиента плотности) к черному (максимальный градиент плотности).

граничного слоя следует ожидать и небольшую роль этого механизма в развитии температурного поля. Анализ данных о максимальных значениях температур внутри пограничного слоя (см. рис. 4) указывает на то, что в процессе взаимодействия пограничного слоя с отраженной ударной волной локальный разогрев вблизи боковой стенки (сплошные линии) не превышает разогрева в ядре потока за счет механизма аксиального сжатия. В случае узкого канала, где роликовые вихри внутри пограничного слоя успевают сформироваться, температура на масштабах пограничного слоя оказывается ниже наблюдаемой в ядре потока для всех рассмотренных режимов. При увеличении

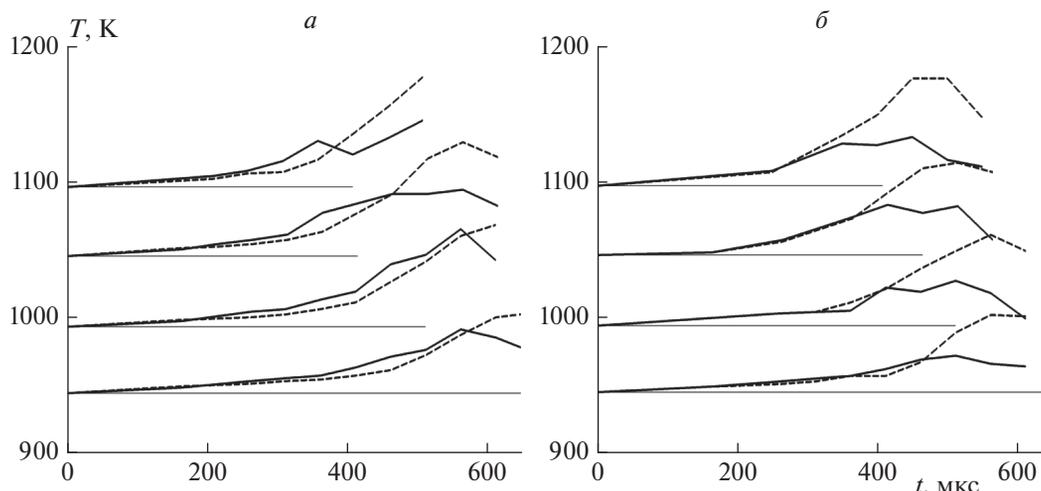


Рис. 4. Зависимость максимальной температуры от времени на оси канала (штриховые линии) и в области пограничного слоя (сплошные линии) в каналах различной ширины (*a* – 5.4 см, *b* – 3.8 см) при разных температурах T_5 смеси за отраженной ударной волной. Изменения температуры смеси показаны тонкими горизонтальными линиями; отсчет времени начинается с момента отражения ударной волны от торца.

ширины канала эффект разогрева в пограничном слое становится более заметным. В канале шириной 5.4 см при умеренных температурах (950 К, 1000 К) уже наблюдается выравнивание максимальных разогревов внутри пограничного слоя и в ядре потока. При этом немаловажным является то, что темп разогрева внутри пограничного слоя опережает темп разогрева в ядре потока, что может определять в этом диапазоне условий более раннее воспламенение именно в пограничном слое.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе численного анализа структуры течения, формируемого в ударной трубе в области взаимодействия отраженной ударной волны с набегающим потоком, продемонстрирован газодинамический механизм, ответственный за возникновение очагов воспламенения в ядре потока вблизи оси канала. За счет аксиального сжатия газа структура температурного поля характеризуется локальным максимумом температуры на оси ударной трубы, причем температура в нем может превышать рассчитанное в приближении идеальной ударной трубы значение на 50–100 К. В таких условиях в соответствии с классической теорией нестационарного взрыва [18] зарождение реакции произойдет непосредственно в точке с максимальной температурой, соответствующей минимальному значению времени задержки воспламенения.

Сценарий с развитием очагов самовоспламенения на масштабах пограничного слоя также оценивается как вероятный. Как показал проведенный в работе анализ, вероятность воспламенения вблизи боковой стенки ударной трубы растет при переходе в

область более низких температур и при увеличении диаметра ударной трубы. Именно этим можно объяснить наблюдаемую в работах [11–13] зависимость положения очага воспламенения от состава смеси и условий, создаваемых в ударной трубе.

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ им. М.В. Ломоносова и вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра Российской академии наук.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Medvedev S.P., Agafonov G.L., Khomik S.V., Gelfand B. // *Combust. and Flame*. 2010. V. 157. P. 1436.
2. Агафонов Г.Л., Тереза А.М. // *Хим. физика*. 2015. Т. 34. № 2. С. 49.
3. Павлов В.А., Герасимов Г.Я. // *Инж.-физ. журн.* 2014. Т. 87. № 6. С. 1238.
4. Kiverin A., Yakovenko I. // *Phys. Lett. A*. 2018. V. 382. № 5. P. 309.
5. Kiverin A.D., Yakovenko I.S. // *Phys. Rev. Fluids*. 2018. V. 3. P. 053201.
6. Kiverin A., Yakovenko I. // *Combust. and Flame*. 2019. V. 204. P. 227.
7. Шлихтинг Г. Возникновение турбулентности. Пер. с нем. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. С. 201.
8. Saytzev S.G., Soloukhin R.I. // *Proc. 8th Sympos. (Intern.) on Combust.* Pittsburgh, PA: The Combust. Inst. 1961. V. 8. P. 344.
9. Bazhenova T., Soloukhin R. // *Proc. 7th Sympos. (Intern.) on Combust.* Pittsburgh, PA: The Combust. Inst., 1959. V. 866. P. 213.
10. Edwards D.H., Thomas G.O., Williams T.L. // *Combust. and Flame*. 1981. V. 43. № 1. P. 187.

11. *Medvedev S.P.* Plenary lecture at 15th Intern. Sympos. on Flow Visualization. Minsk: ITMO, 2012. ISFV15-163-PL7; http://www.itmo.by/en/conferences/abstracts/isfv_15/
12. *Пенязьков О.Г., Скилондь А.В.* // Сб. докл. V Минского междунар. коллоквиума по физике ударных волн, горения и детонации. Минск: Изд-во Ин-та тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси, 2017. С. 148.
13. *Pryor O., Barak S., Batikan K., Ninnemann E., Vasu S.S.* // *Combust. and Flame.* 2017. V. 180. P. 63.
14. *Grogan K.P., Ihme M.* // *Proc. Combust. Inst.* 2015. V. 35. № 2. P. 2181.
15. *Oran E.S., Gamezo V.N.* // *Combust. and Flame.* 2007. V. 148. P. 4.
16. *Ihme M., Sun Y., Deiterding R.* // *AIAA Paper.* 2013; <https://doi.org/10.2514/6.2013-538>
17. *Penyazkov O., Skilandz A.* // *Shock Waves.* 2018. V. 28. № 2. P. 299.
18. *Zeldovich Y.* // *Combust. and Flame.* 1980. V. 39. № 2. P. 211.