

УДК 534.222.2

ИНИЦИИРОВАНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ МНОГОМЕРНЫХ ВОЛН ДЕТОНАЦИИ

В. А. Левин^{1,2}, И. С. Мануйлович¹, В. В. Марков^{1,3}¹НИИ механики Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, 119192 Москва
levin@imec.msu.ru²Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, 690041 Владивосток³Математический институт им. В. А. Стеклова РАН, 119191 Москва

Проведено численное исследование трехмерной детонации в каналах различного поперечного сечения и спиновой детонации в каналах круглого сечения. Изучена возможность формирования галопирующей детонации в сверхзвуковом потоке смеси с переменной по ширине плоского канала концентрацией горючего. Получены условия формирования детонации при воздействии движущихся границ области течения при вращении эллиптического цилиндра и в квадратной камере изменяющегося размера. Проведены расчеты формирования трехмерной детонации в сверхзвуковом потоке в канале винтовой формы с эллиптическим сечением и в канале переменного квадратного сечения.

Ключевые слова: уравнения Эйлера, численное исследование, трехмерная детонация, спиновая детонация, каналы прямоугольного и круглого сечения, трехмерный винтовой канал, сверхзвуковой поток, переменная концентрация горючего, условия формирования детонации.

ВВЕДЕНИЕ

Всё возрастающий в последние годы интерес специалистов к исследованию газовой детонации связан в основном с попытками использовать ее энергетические возможности в энергоустановках различного назначения. Большие значения газодинамических параметров и сложная картина течения за фронтом детонационной волны серьезно затрудняют как экспериментальное, так и теоретическое изучение детонации. Основным источником информации о волнах детонации являются натурные эксперименты. Эффективным инструментом в руках ученых становятся вычислительные эксперименты, базирующиеся на математических моделях различного уровня сложности и адекватности исследуемым процессам. По мере накопления экспериментальных данных совершенствовались и теоретические мо-

дели детонации. Так, двухстадийная модель, учитывающая задержку воспламенения и конечное время последующего тепловыделения, позволила описать нестационарную нелинейную волновую структуру детонации [1]. В рамках двухстадийной модели аналитически была исследована начальная стадия течения при точечном взрыве и обнаружен эффект расщепления детонационной волны [2]. Численно с использованием модельной и реальной кинетики установлен механизм возникновения и распространения самоподдерживающейся детонационной волны при взрыве, в частности, показано, что такая волна всегда нестационарная, а параметры на ее головном фронте изменяются периодически под воздействием ударных волн, формирующихся в зоне индукции перед ускоряющимся фронтом пламени [3–7]. Автоколебательный процесс развивается лишь в том случае, когда величина энергии взрыва превосходит определенное критическое значение. Иначе детонационная волна затухает, распадаясь на ударную волну и волну медленного горения. Были установлены значения критической энергии при инициировании детонации поршнем, электрическим разрядом, взрывающейся проволокой, зарядом тротила и определена ее зависимость от параметров горючей смеси и пространственно-временных ха-

Результаты раздела «Формирование детонации в канале в сверхзвуковом потоке смеси с переменной по ширине канала концентрацией горючего» получены при поддержке Российского научного фонда (грант № 14-11-00773), все остальные результаты — при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 13-01-12043-офи_м), гранта Президента РФ (НШ-5436.2014.1) и программы фундаментальных научных исследований Президиума РАН № 26 «Горение и взрыв».

© Левин В. А., Мануйлович И. С., Марков В. В., 2015.

рактических источников энергии, а также дано объяснение аномальной экспериментальной зависимости критической энергии от продолжительности электрического разряда [7–9]. Особое внимание в последнее десятилетие уделяется проблемам инициирования и стабилизации детонации в ограниченных объемах камер сгорания энергетических установок, реализующих высокоскоростное сжигание топлива. В этой связи особую роль приобретают методы математического моделирования, которые благодаря бурному развитию высокопроизводительной техники открывают практически безграничные возможности исследования разнообразных явлений в природе и технике с учетом сложных быстропротекающих физико-химических процессов. Важно отметить необходимость тесного сотрудничества теоретиков и экспериментаторов. Как показали последние результаты по инициированию детонации, вычислительный эксперимент позволяет найти новые схемы течений, гарантирующих формирование самоподдерживающегося детонационного горения за счет кинетической энергии горючей смеси. Важные результаты получены и по ячеистой структуре детонации, которые вносят весомый вклад в решение фундаментальных проблем детонации.

Использование высокопроизводительной вычислительной техники позволило исследовать многомерные течения при инициировании детонации за счет энергии движения горючей смеси и при ее взаимодействии с движущимися границами. При этом обнаружены неизвестные ранее режимы распространения волн химических реакций, среди которых галолирующая слоистая детонация [10, 11].

Следует особо отметить, что неотъемлемым атрибутом газовой детонации является наличие нестационарных скачков уплотнения за головным ударным фронтом. Только благодаря их взаимодействию друг с другом и с лидирующим скачком уплотнения оказывается возможным распространение самоподдерживающейся волны детонации. При моделировании детонации в одномерном приближении с учетом конечного времени протекания химических реакций наблюдаются продольные скачки уплотнения, формирующиеся периодически перед самоускоряющимся фронтом тепловыделения, а в экспериментах и расчетах в двумерном и трехмерном приближениях — это поперечные волны за головной ударной волной.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

В настоящей работе для описания газодинамических двумерных и трехмерных нестационарных течений использовалась система уравнений Эйлера для идеальной многокомпонентной реагирующей смеси совершенных газов в декартовых координатах с условием непротекания на твердых поверхностях. Исследовались течения стехиометрической пропановоздушной смеси в рамках одностадийной кинетики химических реакций [12] при нормальных условиях (давление $p_0 = 1$ атм, температура $T_0 = 293$ К).

Численные расчеты проводились на оригинальном программном комплексе с современным интерфейсом, созданном на базе модифицированного метода С. К. Годунова [13] 1-го порядка точности по пространству и времени. Комплекс позволяет решать широкий круг нестационарных задач химической газовой динамики. Для численного исследования рассматриваемых многомерных быстропротекающих процессов необходимо было привлекать высокопроизводительные многопроцессорные ЭВМ. В данной работе представлены результаты, полученные с использованием ресурсов суперкомпьютерного комплекса МГУ им. М. В. Ломоносова с расчетными сетками, содержащими до 10 млрд ячеек [14].

ТРЕХМЕРНАЯ ЯЧЕИСТАЯ ДЕТОНАЦИЯ В КАНАЛАХ

Исследуется процесс формирования трехмерной ячеистой детонации в каналах квадратного, прямоугольного, круглого и эллиптического поперечного сечения, инициированный в покоящейся горючей смеси мгновенным однородным электрическим разрядом в зоне конечной ширины у плоского закрытого конца канала.

В силу неустойчивости происходит спонтанное формирование ячеистой детонации, о котором можно судить по фиксируемому в пространстве при расчетах линиям максимумов давления, отражающим траектории точек пересечения изломов головного фронта и поперечных волн, распространяющихся в потоке за ним. Эти линии соответствуют следовым отпечаткам на закопченных поверхностях, получаемым в реальных экспериментах, и поэтому далее они называются численными следовыми отпечатками.

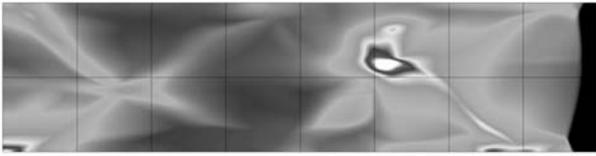


Рис. 1. Численные следовые отпечатки на боковой поверхности канала квадратного сечения

Канал прямоугольного сечения

Согласно расчетам, в каналах прямоугольного поперечного сечения, размеры которого сопоставимы или порядка размера двумерной детонационной ячейки, формируется хаотическая ячеистая структура детонации, отдаленно напоминающая классическую двумерную структуру, наблюдаемую в экспериментах. Это иллюстрирует рис. 1, на котором представлены численные следовые отпечатки на боковой поверхности канала квадратного сечения со стороной 20 мм. Расчеты течения при фиксированной «высоте» канала $H_y = 20$ мм и «ширине» $H_x \rightarrow 0$ показали, что начиная с некоторого малого значения H_x детонация приобретает четкую периодическую структуру, о чем свидетельствуют следы тройных точек на боковой поверхности, которые совпадали со следами, полученными в двумерных расчетах. Таким образом, показано существование критической «ширины» канала, при которой не формируются поперечные волны в узком зазоре и реализуется двумерное течение.

Канал круглого и эллиптического сечения

Рис. 2 иллюстрирует процесс спонтанного зарождения хаотической трехмерной ячеистой детонации в канале круглого сечения большого диаметра (40 мм) при инициировании детонации описанным выше способом.

Согласно расчетам, проведенным для канала эллиптического сечения с длинами полу-

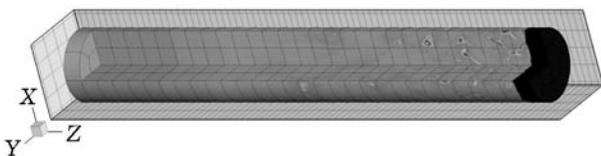


Рис. 2. Численные следовые отпечатки на стадии зарождения трехмерной ячеистой детонации в канале круглого сечения

осей эллипса 10 и 5 мм, в нем не формируются четкие периодические структуры, о чем свидетельствует отсутствие повторяемости по длине канала картин максимумов давления в его поперечных сечениях. Интересно отметить, что максимумы давления вблизи концов большей оси эллипса возрастают с увеличением отношения длин его осей.

СПИНОВАЯ ДЕТОНАЦИЯ В КАНАЛАХ КРУГЛОГО СЕЧЕНИЯ

Рассматривался процесс спонтанного формирования спиновой детонации в каналах круглого сечения. Как и ранее, предполагалось, что движение возникает в результате энергоподвода при мгновенном однородном электрическом разряде. Согласно расчетам, первоначально одномерное течение в силу неустойчивости трансформируется в трехмерное. При этом, если диаметр канала превосходит размер полученной в двумерных расчетах свободной детонационной ячейки, наблюдается упомянутая выше хаотическая картина течения. С уменьшением диаметра, начиная с некоторого критического, первоначально плоская волна детонации трансформируется в спиновую. Можно выделить четыре фазы процесса: 1) распространение одномерной детонационной волны с возрастанием возмущений, связанных с ограниченной точностью арифметических операций; 2) детонация с хаотической трехмерной структурой и интенсивными поперечными волнами; 3) постепенная трансформация поперечных детонационных волн в одну вращающуюся волну; 4) спиновая детонация, фронт которой равномерно вращается вокруг оси симметрии, двигаясь вдоль нее. На рис. 3 представлены фрагменты канала с численными следовыми отпечатками на его поверхности. Левый фрагмент соответствует третьей фазе течения, правый — четвертой фазе.

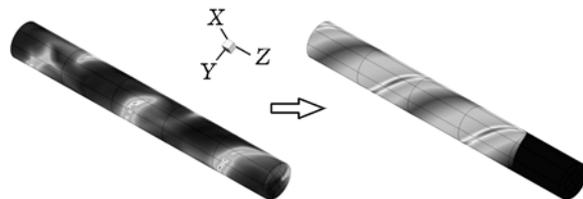


Рис. 3. Формирование спиновой детонации в канале круглого сечения

Все расчеты многомерной детонации проведены в корректной постановке для всего канала большой длины (1 м), а не только в некоторой зоне, перемещающейся вместе с волной.

ФОРМИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ В КАНАЛЕ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ СМЕСИ С ПЕРЕМЕННОЙ ПО ШИРИНЕ КАНАЛА КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ГОРЮЧЕГО

Исследован процесс инициирования детонации в сверхзвуковом потоке горючей смеси в плоском канале, во входном сечении которого концентрация горючего переменна и зависит от поперечной координаты. Предполагается, что инициирование происходит за счет взаимодействия потока с расположенным на нижней стенке канала уступом, имеющим цилиндрическое закругление. Рассмотрены три закона убывания концентрации горючего по вертикали вверх от нижней стенки канала: линейный, параболический и гауссов. При линейном и параболическом законах концентрация на нижней стенке соответствовала стехиометрической смеси, а на верхней была равна нулю. При гауссовом законе концентрация на нижней стенке также соответствовала стехиометрической смеси, а параметры, определяющие этот закон, т. е. ширину гауссовой струи, задавались в широких пределах.

Исследование данной задачи проводилось в первую очередь для оценки возможности реализации галопирующей детонации в эксперименте. Галопирующая детонация ранее была обнаружена авторами при рассмотрении задачи о втекании в канал по одной части его поперечного сечения сверхзвукового однородного воздушного потока, а по другой — однородной горючей смеси (струи), разделенных контактной поверхностью. Возникли естественные предположения о возможном влиянии диффузии струи на обнаруженный режим, а также о его чувствительности к неоднородности концентрации горючего в струе. Гауссов закон распределения горючего соответствовал распределению горючего при реально наблюдаемой диффузии струи, а линейный и параболический законы могут соответствовать неоднородности иного происхождения, но при которой также нет разрыва в распределении концентрации горючего.

Согласно расчетам, при линейной зависимости концентрации от поперечной координаты не формируется галопирующий режим

детонации с большой амплитудой колебаний ударной волны относительно детонационной. Это связано с тем, что «эффективная ширина» струи оказывается слишком большой по отношению к ширине канала. В этом случае течение подобно тому, которое формируется в задаче о втекании сверхзвуковой однородной струи обедненной горючей смеси через все входное сечение канала. При линейном распределении горючего, как и ранее для однородного потока горючей смеси, установлено существование двух критических скоростей набегающего потока, которые разделяют режимы без детонации, режимы с детонацией, выходящей через входное сечение канала, и режимы со стационарной детонационной волной.

При параболической зависимости концентрации от координаты галопирующая детонация развивается в определенном диапазоне скоростей, поскольку «эффективная ширина» струи оказывается достаточно малой для того, чтобы ударная волна в бедной смеси отделилась от детонационной волны в богатой смеси. В этом случае результаты аналогичны полученным ранее для струй с четкой границей. В расчетах для ряда геометрических параметров канала определены три критические скорости набегающего потока, которые разделяют режимы без детонации, с галопирующей детонацией, с детонацией, выходящей через входное сечение канала в виде стационарного волнового комплекса, и со стационарной детонационной волной.

Случай с гауссовой зависимостью соответствует изначально тонкой струе вблизи нижней стенки канала, которая размывается в процессе истечения. При этом ключевым параметром является степень размытости струи. В данной работе концентрация горючего в струе определялась законом $C = C_0 \exp(-d^2/\delta^2)$, где C_0 — концентрация в стехиометрической смеси, d — расстояние до нижней стенки канала, δ — степень пространственного размытия струи, вызванного диффузией. Численными расчетами показано наличие галопирующего режима детонации, а также других режимов, найденных ранее. На рис. 4 представлены поля температуры при галопирующей детонации в размытой струе в близкие моменты времени. Соответствующий расчет проведен при ширине канала 0.17 м, ширине уступа 0.05 м и $\delta = 0.05$ м.

На основании результатов исследования можно сделать вывод, что диффузия сверхзву-

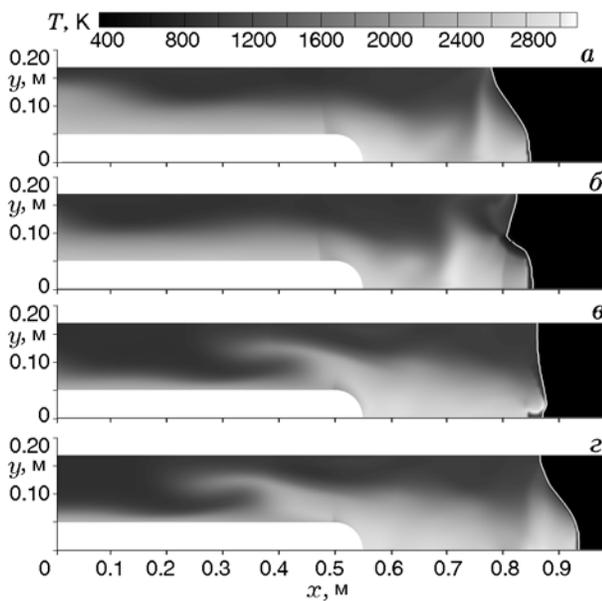


Рис. 4. Поля температуры при галопирующей детонации в размытой по гауссовому закону сверхзвуковой струе горючей смеси, набегающей на уступ

ковой струи и неоднородность концентрации горючего в набегающем потоке не препятствуют формированию режима галопирующей детонации. Поэтому если речь идет о постановке натурального эксперимента, то основной проблемой является обеспечение высокой скорости набегающего потока.

ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ ЗА СЧЕТ ДВИЖЕНИЯ ГРАНИЦ ОБЛАСТИ ТЕЧЕНИЯ

Рассматривался эллиптический цилиндр с длинами полуосей основания a и b , помещенный соосно в круговой цилиндр радиуса r . В эллиптическом цилиндре и вне его находилась неподвижная горючая смесь при нормальных условиях. Предполагается, что в начальный момент времени ($t = 0$) внутренний цилиндр мгновенно приобретает постоянную угловую скорость ω относительно оси цилиндров. В результате этого в горючей смеси возникает двумерное течение, зависящее от координат x, y в плоскости основания. При вращении формируются как ударные волны вблизи участков поверхности цилиндра, движущихся в сторону смеси, так и волны разрежения вблизи участков, движущихся в противоположную сторону, поскольку каждый элемент поверхно-

сти цилиндра действует как поршень.

Ниже приведены результаты расчетов, полученные при значениях параметров $a = 0.2$ м, $b = 0.1$ м, $r = 0.25$ м и различной угловой скорости ω . Установлено, что для угловых скоростей, больших критической $\omega_{**} = 13\,000$ рад/с, практически мгновенно (за время индукции) инициируется детонация вблизи двух участков границы эллипса, симметричных относительно его центра. При $\omega = \omega_{**}$ инициирование происходит в точках эллипса, положение которых соответствует максимумам нормальной компоненты скорости. С увеличением ω зона инициирования постепенно расширяется, превращаясь в два симметричных участка между концами больших и малых полуосей.

Согласно расчетам, при угловых скоростях, меньших критической $\omega_* = 6\,000$ рад/с, детонация не формируется вообще, что связано с отсутствием в потоке зон, в которых повышенные параметры существуют достаточно для воспламенения время. В интервале скоростей $\omega_* < \omega < \omega_{**}$ детонация формируется в течение длительного времени, за которое в результате сложного взаимодействия ударных волн между собой и со стенкой цилиндра наиболее благоприятные условия для инициирования детонации возникают вблизи концов большой оси эллипса, поскольку в этих точках максимальны кривизна и линейная скорость при вращении. На отдельных участках симметричных ударных волн, генерируемых в начальный момент, интенсивность с течением времени растет, в результате чего ударные волны превращаются в волны детонации.

Следует отметить, что даже при минимальной угловой скорости ω_* , приводящей к детонации, инициирование происходит всего за четверть оборота цилиндра. Кроме того, в силу критерия подобия, при пропорциональном увеличении длин осей эллипса значения ω_* , ω_{**} уменьшаются согласно равенствам $\omega_* a = \text{const}$, $\omega_{**} a = \text{const}$.

Детонация вне вращающегося эллиптического цилиндра возникает за время индукции при угловой скорости, большей ω_{**} . Согласно расчетам, при фиксированных $\omega < \omega_{**}$ и различных радиусах r кругового цилиндра детонация в горючей смеси возникает при r , меньших критического значения r_* . Более того, с уменьшением величины зазора между эллиптическим и круговым цилиндрами $r - a$ критическая угловая скорость ω_* понижается. При

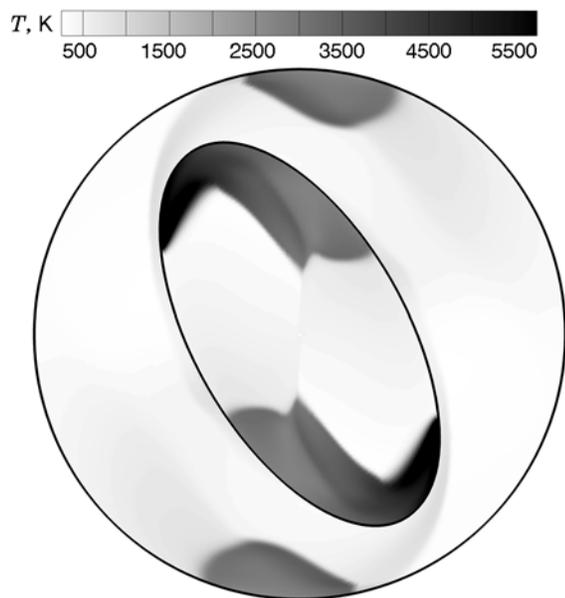


Рис. 5. Поле температуры при детонации смеси внутри и вне вращающегося эллиптического цилиндра, заключенного в круговой цилиндр

малом зазоре детонация формируется благодаря эффекту «запирания» в нем потока горючей смеси. На рис. 5 представлено поле температуры в эллиптическом цилиндре размеров $a = 0.2$ м, $b = 0.1$ м, $r = 0.25$ м при $\omega = 12\,000$ рад/с, когда детонация возникает как внутри, так и вне цилиндра.

Таким образом, при численном исследовании инициирования детонации в горючей смеси внутри и вне вращающегося эллиптического цилиндра, заключенного в круговой цилиндр, установлена возможность формирования детонации. Обнаружено существование двух критических угловых скоростей вращения цилиндра, от которых при прочих равных условиях зависит качественная и количественная картина течения.

Другим примером формирования детонации за счет движения границ области течения является течение в квадратной камере изменяющегося размера. Рассматривается квадратная камера, заполненная покоящейся горючей смесью при нормальных условиях. Предполагается, что центр камеры неподвижен, а длина сторон камеры начинает изменяться в начальный момент времени по синусоидальному закону $h = H - A[1 - \cos(2\pi t/T)]$, где H — длина стороны в начальный момент времени, T — период колебаний, $A < H/2$ — амплитуда коле-

баний каждой из сторон.

Скорость движения сторон квадрата в рассматриваемом случае равна $2\pi A/T \sin(2\pi t/T)$. В начальный момент времени она равна нулю и достигает максимального значения $2\pi A/T$ через четверть периода колебаний. После половины периода колебаний длина стороны принимает минимальное значение, равное $H - 2A$.

В каждый момент времени стенки камеры действуют как поршень, и в газе возникает ударная волна или волна разрежения в зависимости от того, в какую сторону движется стенка. Интенсивность ударных волн при движении стенки в сторону газа возрастает с ростом ее скорости, и в определенных диапазонах значений A и T движение стенки может привести к быстрому инициированию детонации во время первого сокращения размеров камеры. При небольшой интенсивности начальных ударных волн детонация может возникнуть за конечное время за счет их взаимодействия, кумуляции в центре камеры или при генерации новых ударных волн в течение последующих периодов колебаний. Картина течения усложняется из-за наличия у камеры углов, в которых происходит кумуляция ударных волн.

Основными определяющими параметрами в рассматриваемой задаче являются амплитуда A и период колебаний T . От их величины существенно зависит возникающая картина течения. С целью классификации и построения диаграммы режимов течения проведена серия расчетов для различных пар значений (A, T) при $H = 0.06$ м. Амплитуда A пробегала полный диапазон $(0, H/2 = 30$ мм) с шагом $\Delta A = 2$ мм, а период T задавался в диапазоне $10 \div 140$ мкс с шагом $\Delta T = 10$ мкс.

Согласно расчетам существуют различные режимы инициирования детонации, разделяемые критическими кривыми в плоскости амплитуда — период колебаний (рис. 6). Детонация формируется тем интенсивнее, чем больше амплитуда колебаний и меньше период. Она может не возникать или возникает вдоль всего периметра, в углах или в центре, через один или несколько периодов колебаний. В некоторых случаях горючая смесь воспламенялась после 5 и более периодов колебаний. При этом инициирование детонации происходит благодаря эффекту «накачки» энергии в горючую смесь за счет работы стенок камеры сгорания. Наблюдаются также определенные резонанс-

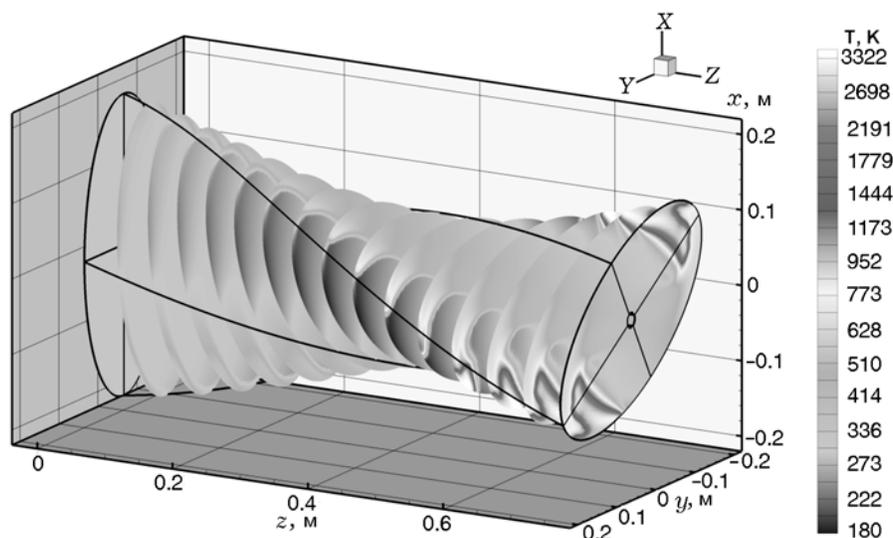


Рис. 8. Сечения стационарного поля температуры при детонации в винтовом канале эллиптического сечения ($u = 2400$ м/с, $H = 2.25$ м)

липтического сечения со скоростью набегающего потока $u = 2400$ м/с. В этих сечениях поля температуры в соответствующие моменты времени близки к полям температуры в двумерной нестационарной задаче.

Рассмотрим теперь трехмерный канал, поверхность которого получается при одновременном изменении размера квадрата по гармоническому закону и его перемещении с постоянной скоростью вдоль оси канала. Такой канал имеет криволинейные боковые стенки, а его поперечное сечение подчиняется периодическому закону при перемещении вдоль его оси, период которого будем называть шагом канала по аналогии с шагом винта. Если в канал втекает однородная горючая смесь с заданной скоростью u , направленной вдоль оси, то в результате возмущения потока при взаимодействии со стенкой канала могут создаться благоприятные условия для формирования детонации. Если шаг канала много больше размеров поперечного сечения, то можно воспользоваться гипотезой плоских сечений. При этом форма канала будет определяться скоростью потока горючей смеси u и амплитудой A и периодом T колебаний. В плоскости, перпендикулярной оси канала и движущейся вдоль нее с заданной на входе скоростью потока u , размер области течения будет изменяться, а картина течения будет соответствовать нестационарной двумерной картине в квадратной камере переменного

размера. При этом расчетные данные, полученные при определенных значениях A и T , можно применить к целому спектру каналов с различными значениями шага $L = uT$, имеющих различный наклон боковых стенок по отношению к набегающему потоку. В каждой точке боковой стенки трехмерного канала с углом наклона α ударные или детонационные волны возникают, как в случае набегания потока на клин. При этом углу наклона стенки канала α соответствует движение стенки в двумерном нестационарном течении со скоростью $W = utg \alpha$, и это значение определяет интенсивность локального поршневого эффекта. Аналогии двумерных волн в трехмерных сверхзвуковых течениях представляют собой поверхности взаимодействующих косых стационарных ударных волн или волн детонации, сходящихся к оси канала вниз по потоку.

Расчеты при больших значениях u подтвердили гипотезу плоских сечений в данной задаче. На рис. 9 представлены поля температуры в стационарном потоке, скорость которого $u = 6000$ м/с, в канале длиной $l = 0.09$ м и в нескольких поперечных сечениях канала шириной $h = H - A[1 - \cos(\pi z/l)]$ при $H = 0.06$ м, $A = 0.012$ м. Здесь наблюдается хорошее совпадение с двумерными картинами течения. Видны косые ударные волны, присоединенные к сторонам входного сечения, и детонационные волны, представляющие собой криволинейные поверх-

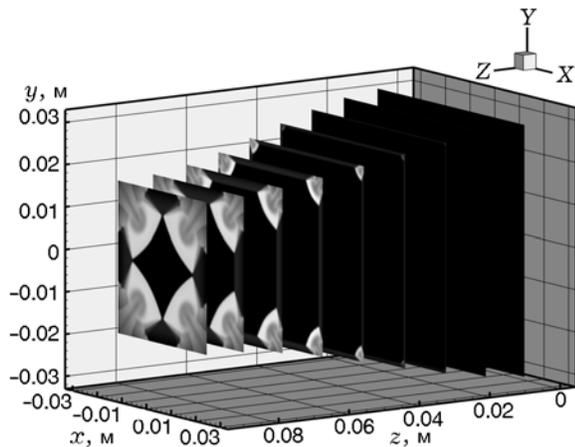


Рис. 9. Стационарная детонация около двугранных углов трехмерного канала

ности в виде углов, вершины которых находятся в углах входного сечения канала.

Следует отметить, что при рассмотрении течений с детонацией границы применимости гипотезы плоских сечений смещаются в сторону больших скоростей набегающего потока. Согласно расчетам, при недостаточно высокой сверхзвуковой скорости горючей смеси увеличение энергии потока за счет тепловыделения при химических реакциях приводит к эффекту запирания и движению детонационной волны ко входному сечению. Эту ситуацию иллюстрирует рис. 10, на котором представлено по-

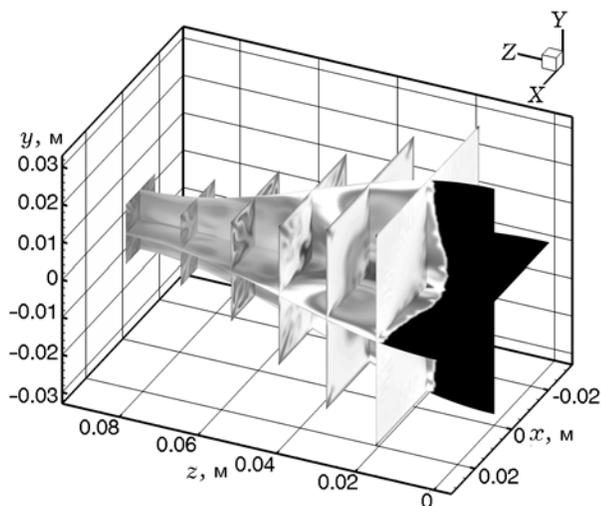


Рис. 10. Поле температуры в сечениях канала в случае неприменимости гипотезы плоских сечений из-за запирания потока ($u = 3000$ м/с)

ле температуры в нескольких сечениях канала при $u = 3000$ м/с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное исследование трехмерных структур газовой детонации, установлен их хаотический характер в общем случае. Показано, что наблюдаемая в экспериментах двумерная ячеистая детонация реализуется за счет подавления поперечных волн при достаточно малом размере одной из сторон прямоугольного сечения канала. Получено спонтанное формирование спиновой детонации в канале круглого сечения, когда его диаметр меньше размера свободной двумерной ячейки. Исследованы условия инициирования двумерной детонации при вращении в эллиптическом канале и канале квадратного сечения, изменяющегося со временем по периодическому закону. Численными расчетами процесса формирования трехмерной детонации в сверхзвуковом потоке в винтовом канале эллиптического сечения и в канале квадратного сечения, переменного по длине канала, показано, что для оценки возможности формирования детонации в трехмерных каналах можно использовать результатов двумерных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коробейников В. П., Левин В. А. Сильный взрыв в горючей смеси газов // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1969. — № 6. — С. 48–51.
2. Korobeinikov V. P., Levin V. A., Markov V. V., Chernyi G. G. Propagation of blast waves in a combustible gas // Astronaut. Acta. — 1972. — V. 17. — N 5–6. — P. 529–537.
3. Левин В. А., Марков В. В. О возникновении детонации при концентрированном подводе энергии // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1974. — № 5. — С. 89–93.
4. Левин В. А., Марков В. В. Возникновение детонации при концентрированном подводе энергии // Физика горения и взрыва. — 1975. — Т. 2, № 4. — С. 623–633.
5. Korobeinikov V. P., Markov V. V. On propagation of combustion and detonation // Archivum Procesow Spalania. — 1977. — V. 8, N 1. — P. 101–118.
6. Седов Л. И., Коробейников В. П., Марков В. В. Теория распространения взрывных волн // Тр. МИАН СССР. — 1986. — Т. 225. — С. 178–216.
7. Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф. Прямое инициирование детонации в смеси водорода с кислородом, разбавленной азотом // Изв.

- АН СССР. МЖГ. — 1992. — № 6. — С. 151–156.
8. **Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф.** Моделирование инициирования детонации в горючей смеси газов электрическим разрядом // Хим. физика. — 1984. — Т. 3, № 4. — С. 611–613.
 9. **Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф.** Иницирование детонации в водородовоздушной смеси взрывом сферического заряда ТНТ // Физика горения и взрыва. — 1995. — Т. 31, № 2. — С. 91–95.
 10. **Левин В. А., Мануйлович И. С., Марков В. В.** Новые эффекты слоистой газовой детонации // Докл. АН. — 2010. — Т. 430, № 2. — С. 185–188.
 11. **Левин В. А., Мануйлович И. С., Марков В. В.** Особенности галопирующей детонации в сверхзвуковом потоке неоднородной горючей смеси // Изв. РАН. МЖГ. — 2010. — № 5. — С. 166–174.
 12. **Westbrook C. K., Dryer F. L.** Chemical kinetic modeling of hydrocarbon combustion // Prog. Energy Combust. Sci. — 1984. — V. 10. — P. 1–57.
 13. **Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. Н., Прокопов Г. П.** Численное решение многомерных задач газовой динамики. — М.: Наука, 1976.
 14. **Воеводин В., Жуматий С., Соболев С., Антонов А., Брызгалов П., Никитенко Д., Стефанов К., Воеводин В.** Практика суперкомпьютера «Ломоносов» // Открытые системы. — 2012. — № 7. — С. 36–39.
 15. **Ильюшин А. А.** Закон плоских сечений в аэродинамике больших сверхзвуковых скоростей // Прикл. математика и механика. — 1956. — Т. 20, вып. 6. — С. 733–755.
 16. **Черный Г. Г.** Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. — М.: Физматгиз, 1959.

Поступила в редакцию 5/VI 2014 г.
