

01;03

Формирование детонационных волн в каналах и их взаимодействие с проницаемыми перегородками

© Ю.М. Липницкий, А.В. Панасенко

Центральный научно-исследовательский институт машиностроения,
141070 Королев, Московская область, Россия
e-mail: akpanas@mail.ru

(Поступило в Редакцию 21 января 2010 г.)

Рассмотрены двумерные течения в каналах с ударными волнами, возникающими в результате детонации горючей смеси газов. Определены условия возникновения детонации и параметры ударных волн. Исследованы возможности ослабления интенсивности ударных волн и снижения нагрузок на конструкцию при установке в канале системы сетчатых перегородок. Проведены численные расчеты возникновения детонации в смеси воздуха с водородом и последующего прохождения ударных волн через сетчатые перегородки. Получены основные количественные характеристики ослабления ударных волн в зависимости от проницаемости сетчатой перегородки и взаимного расположения перегородок с различной проницаемостью.

Введение

Изучение явления детонации важно как для использующих ее технических приложений, так и для предотвращения катастрофических последствий эволюции детонации. Исследованию различных аспектов формирования и развития детонации посвящено большое число работ (см., например, в [1–3]). Можно выделить три направления исследований. Первое включает работы, основу которых составляет предположение о самом факте существования развитого детонационного течения, например, [4,5]. Второе содержит работы на основе использования модельных кинетических уравнений, например, [6,7]. К третьему направлению относятся работы по прямому математическому моделированию детонационного процесса на основе использования уравнений полной химической кинетики, например, [8,9].

Целью настоящей работы является определение условий возникновения детонации, исследование влияния начальных условий на формирование ячеистой структуры детонации, расчет параметров ударной волны, выходящей из горючей смеси газов, и изучение возможности ослабления прошедшей в негорючую часть канала ударной волны перфорированными (сетчатыми) перегородками.

1. Постановка задачи

Рассмотрим плоский двумерный канал высотой H и длиной L , содержащий области, заполненные смесью водорода с воздухом. Начало координат совпадает с началом канала, ось X направлена по его длине, а ось Y — вертикально вверх. Концентрация горючего варьируется от значений, достаточных для возникновения детонации, и до низких, при которых детонации не возникает. В области, не содержащей горючего, предполагается наличие поперечных перфорированных перегородок. В такой постановке решались четыре взаимосвязанные задачи.

В задаче 1 целью исследования являлось определение условий возникновения детонации. Считалось, что при $t < 0$ во всей области газ покоится ($U = 0$) и термодинамические параметры (давление P , температура T и массовая концентрация компонент C_i) постоянны: $P = P_0$, $T = T_0$, $C_i = C_{i0}$. В начальный момент $t = 0$ в области $0 \leq X \leq L_T$ возникает „горячее пятно“ с неоднородным распределением параметров воздушной среды (плотности ρ , температуры T и концентрации горючего C_i), подчиняющееся линейному закону. Величина L_T — линейный размер „горячего пятна“. На левой границе неоднородности $X = 0$ температура максимальна $T = T_m$, а концентрация $C = C_{mH_2}$ минимальна. Вне пятна при $X \geq L_T$ газодинамические и термодинамические величины равны параметрам невозмущенной среды. Согласно гипотезе Я.Б. Зельдовича [10,11], такое распределение параметров может приводить к возникновению детонации.

В проведенных расчетах рассматривалась стехиометрическая смесь со значениями массовых концентраций компонент вне области „горячего пятна“: H_2 — 0.029, OH — 0, H — 0, H_2O — 0, O_2 — 0.226, N_2 — 0.745, NO_2 — 0, H_2O_2 — 0, O — 0. Плотность в газе определяется по уравнению состояния, а внутренняя энергия единицы массы газа как

$$\varepsilon = \frac{P}{\rho(\gamma - 1)}.$$

В качестве характерных масштабов принимались следующие величины: P_0 , ρ_0 , $L = 1$ м (L — характерный линейный масштаб).

При проведении расчетов варьировались значения T_m , C_{mH_2} , L_T , на левом конце расчетной сетки поддерживались условия симметрии течения, а на правом — условия свободного вытекания.

В задаче 2 исследовалось влияние начальных „взрывных“ условий на формирование ячеистой структуры

детонации с целью выяснения ее зависимости от начальных данных. Принималось, что на незначительном расстоянии от левой границы области в начальный момент времени возникли чередующиеся области холодного и горячего газа. Параметры в областях холодного газа совпадали с невозмущенными параметрами в канале. Величина параметров в горячей области задавалась достаточной для формирования в дальнейшем самоподдерживающейся детонационной волны. В ходе проведения расчетов задавались различные варианты вышеописанных начальных условий (количество областей горячего газа и значения параметров в областях). Тестовые расчеты проводились для условий, рассматриваемых в ряде работ, например, [8]. Моделировалось течение смеси газов $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 7\text{Ar}$ в плоском канале с поперечным и продольным размерами $H = 0.06016 \text{ м}$, $L = 0.6144 \text{ м}$. Расчетная сетка состояла из 2048×256 ячеек. В невозмущенной области задавались значения давления и температуры: $P_0 = 6670 \text{ Па}$ и $T_0 = 300 \text{ К}$. Проведенные расчеты показали, что через некоторое время после начала течения результат не зависел от начальных „взрывных“ условий.

Задача 3 была направлена на изучение параметров ударной волны (УВ), выходящей из горючей смеси газов в область с низкой концентрацией горючего или его отсутствием. Значения концентрации на начальном участке канала соответствовали составу стехиометрической смеси, что (как в задаче 1) приводило к формированию устойчивой детонационной волны. На участке канала справа от координаты $X = X_0$ задавалась смесь с пониженным значением концентрации горючего. Целью расчетов являлось определение изменений, происходящих при переходе детонационной волны в область с пониженным значением концентрации горючего. Рассматривались различные варианты задания массовых концентраций на начальном участке канала по отношению к составу стехиометрической смеси.

Задача 4 является естественным развитием задачи 3 и важна в практическом отношении. Ее целью являлось изучение возможности ослабления прошедшей в негорючую часть канала УВ перфорированными (сетчатыми) перегородками. Рассматривался плоский канал шахты, перегороденный одной или несколькими сетчатыми перегородками. Первоначальная УВ распространяется слева направо и характеризуется безразмерным перепадом давления $\Delta P_+ = P_s/P_0 - 1$. Для УВ, прошедшей сетку, значение $\Delta P_- = P_{sc1}/P_0 - 1$. На стенках шахты и на твердых границах сетки задавались условия отсутствия потоков. Сетка характеризуется коэффициентом проницаемости $K_c = S_d/S_c$, где S_d , S_c — соответственно обшая площадь отверстий сетки и площадь канала шахты.

2. Методика расчета

Приводимые ниже результаты получены при использовании метода конечных объемов применительно к

системе уравнений газовой динамики в совокупности с уравнениями химической кинетики [9]. Расчеты проведены с использованием модифицированной кинетической схемы горения смесей водорода с воздухом [12], включающей 10 основных компонент (H_2 , OH , H , H_2O , O_2 , N_2 , HO_2 , H_2O_2 , O , Ar) и учитывающей 40 элементарных химических реакций.

Проведение расчетных исследований с использованием детального кинетического механизма химической реакции наталкивается на значительные вычислительные трудности, связанные с тем, что время расчета кинетики („химический шаг“) на порядок превышает время расчета газодинамических параметров. Поэтому приводимые ниже результаты получены на многопроцессорной вычислительной системе, установленной в МСЦ РАН, с использованием параллельного алгоритма вычислений. Для описания расчетной области выделялось N_p процессоров. На каждом из них решалась система уравнений газовой динамики и химической кинетики. При расчете уравнений газовой динамики проводился обмен информацией между граничными ячейками. В ходе расчета проводилось динамическое перераспределение ячеек между процессорами с учетом времени расчета одного временного шага на каждом из них.

3. Результаты и их обсуждение

На рис. 1 для $P_0 = 1 \text{ атм}$, $T_0 = 300 \text{ К}$, $T_m = 2500 \text{ К}$ и длине канала $X_{\text{max}} = 1.4 \text{ м}$ приведены типичные зависимости давления и температуры смеси, полученные в расчетах при определении границы максимально допустимого градиента температуры, при котором возникает устойчивая детонация.

На рис. 1, *a* показано развитие процесса по времени при отсутствии формирования ярко выраженной детонационной структуры. В этом случае градиент температуры выше некоторого критического значения, и в результате протекания химических реакций в газовой фазе происходит подъем температуры выше 2400 К со сгоранием водорода и кислорода и образованием водяного пара. При этом, однако, фронт реакции отстает от волнового фронта и детонационная волна не образуется.

На рис. 1, *b* показано, как происходит формирование самоподдерживающейся детонационной структуры в случае, когда градиент температуры ниже критического значения. Здесь в узкой области на участке „горячего пятна“ происходит быстрый рост температуры до значений $\sim 3000 \text{ К}$ и давления до значений $\sim 30 \text{ атм}$. При этом структура детонационной волны, показанная на рис. 1, *c* для момента времени $134 \mu\text{s}$, хорошо соответствует теоретическим представлениям. Пунктиром показан уровень давления за детонационной волной [13]. В дальнейшем эта структура сохраняется.

В качестве примера в табл. 1 для смеси стехиометрического состава и $P_0 = 1 \text{ атм}$ приведены полученные

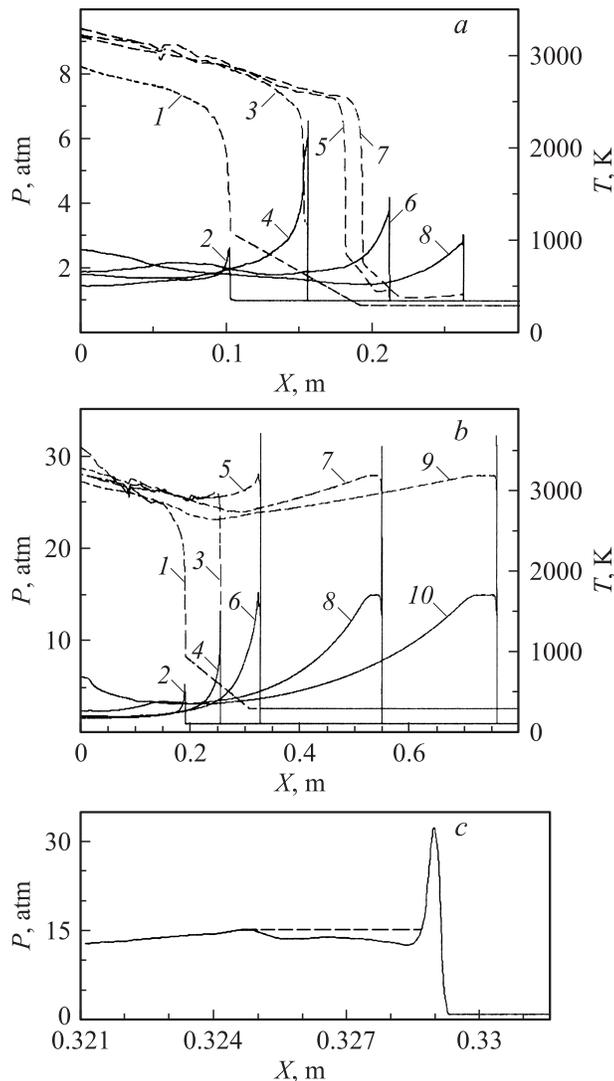


Рис. 1. *a, b* — пространственно-временные распределения газодинамических параметров в смеси в различные моменты времени при различных начальных условиях, приводящих к возникновению (рис. 1, *b*) или отсутствию детонации (рис. 1, *a*). Четные номера кривых — $P(X)$, нечетные номера кривых — $T(X)$. *a*: $L_T = 0.3$ м; $t, \mu\text{s}$: 1, 2 — 36.3; 3, 4 — 78.4; 5, 6 — 136; 7, 8 — 210. *b*: $L_T = 0.31$ м; $t, \mu\text{s}$: 1, 2 — 61.4; 3, 4 — 97.2; 5, 6 — 134; 7, 8 — 237; 9, 10 — 335. *c* — структура детонационной волны для момента времени 134 μs .

в расчетах границы критических значений размеров горячих пятен, в зависимости от максимальных значений температуры T_m в „горячем пятне“ $L_T(T_m, P_0)$. В случае $L_T > L_{TU}$ в расчетах зафиксировано образование устойчивой детонационной структуры, а при $L_T < L_{TD}$ устойчивая детонационная структура отсутствует. Аналогичные граничные критические значения размеров горячих пятен приведены в табл. 2 для массовой концентрации горючего в смеси, в два раза меньшей ее стехиометрического значения. Видно, что при заданной максимальной температуре в „горячем пятне“ при уменьшении концен-

трации горючего по отношению к стехиометрическому составу наблюдается возникновение устойчивой детонации при больших размерах „горячего пятна“.

Снижение в смеси уровня концентрации горючего приводит к более низким значениям давления и температуры в лидирующей ударной волне вплоть до исчезновения самоподдерживающейся детонации. Если уровень концентраций горючего в смеси недостаточен для возникновения самоподдерживающейся детонации, при прохождении волной переходного участка температура в детонационной волне падает до уровня 1000 К, и происходит вырождение детонационной волны в ударно-волновую структуру. Сказанное иллюстрирует рис. 2, где приведены огибающие максимальных давлений во фронте лидирующей ударной волны, возникшей в стехиометрической смеси, как функции от ее расстояния $X - X_0$ до границы области, за которой горючее отсутствует. Кривые приведены для двух случаев длины области $X_0 = 0.35$ и 1 м. Координата X_0 соответствует сечению, где начинается движение в газе устойчивой детонационной волны. Видно, что быстрота падения давления в детонационной волне до уровня ударной волны при выходе в область с отсутствием горючего зависит от размеров области с давлением, соответствующим уровню Чепмена–Жуге.

Одним из основных направлений исследований в настоящее время является изучение условий формирования ячеистой структуры детонационной ударной волны. В работах [6,8] отмечалось, что при решении рассматриваемой задачи численные значения начальных данных могут быть достаточно произвольными. Необходимо только, чтобы задаваемая начальная энергия превышала

Таблица 1. Границы критических значений размеров горячих пятен для смеси стехиометрического состава

T, K	L_{TD}, m	L_{TU}, m
1200	0.13	0.14
1400	0.13	0.14
1600	0.14	0.15
1800	0.16	0.17
2000	0.19	0.2
2500	0.24	0.25

Таблица 2. Границы критических значений размеров горячих пятен для массовой концентрации горючего, в 2 раза меньшей его значения для смеси стехиометрического состава

T, K	L_{TD}, m	L_{TU}, m
1200	0.17	0.18
1400	0.18	0.19
1600	0.21	0.22
1800	0.25	0.26
2000	0.28	0.29
2500	0.37	0.38

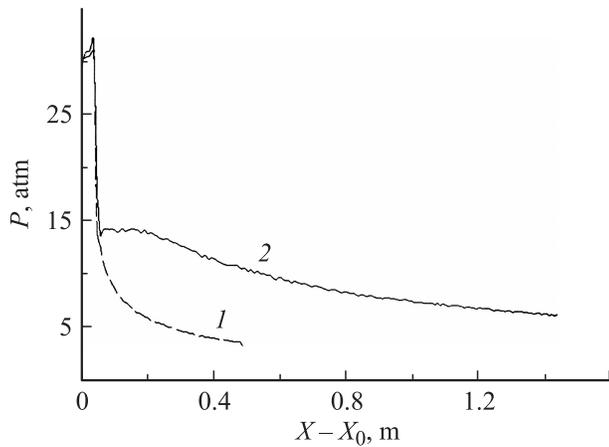


Рис. 2. Огибающие максимальных давлений в ударной волне на выходе из области горючей смеси газов: 1 — $X_0 = 0.35$, 2 — 1 м.

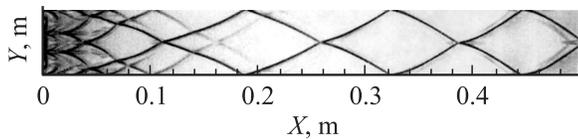


Рис. 3. Формирование ячеистой структуры детонации в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 7\text{Ar}$ при взрывных начальных данных с произвольной периодической структурой.

некоторую критическую величину. В вышеупомянутых работах в качестве начальных данных задавались параметры за детонационной волной, соответствующие режиму Чемпена–Жуге [14,15].

Численные расчеты структуры детонационной УВ проводились с заданием начальных данных „взрывного“ типа. Во всех расчетах через некоторое время после начала течения результат не зависел от начальных условий „взрывного“ типа. На некотором расстоянии от первоначального взрывного источника образовывалась типичная детонационная ячеистая структура. Пример ее образования приведен на рис. 3 в виде картины абсолютных максимальных по времени значений скорости в каждой точке канала. При этом в расчетах были получены скорости лидирующей детонационной волны на уровне $V_D = 1660$ м/с (в работе [8] получено значение 1623 м/с при скорости Шарпан Жугет 1619 м/с). Видно, что при значениях времени, близких к началу процесса, ячеистая структура отслеживала первоначальную структуру энерговыделения. Впоследствии под воздействием химических реакций ячеистая структура принимала вид, характерный для детонации. При этом, как показали проведенные расчеты, ее вид не зависит от первоначальной структуры энерговыделения.

Одной из актуальных задач, связанных с угледобывающей отраслью, является разработка средств защиты горноспасателей при проведении ими восстановительных работ в шахте, связанных с устранением последствий

взрыва метана. При этом важное значение имеет возможность ослабления ударной волны (УВ), возникшей при повторном взрыве, при ее подходе к перекрывающей шахту перегородке, защищающей горноспасателей. Ниже в качестве средства ослабления УВ рассмотрена система перекрывающих канал шахты перфорированных (сетчатых) перегородок.

На рис. 4 в логарифмическом масштабе приведены полученные в расчетах данные по ослаблению интенсивности УВ, прошедшей одинарную сетчатую перегородку, в зависимости от коэффициента проницаемости сетки. Здесь цифрой 1 обозначены результаты для набегающих на сетку УВ с интенсивностью $\Delta P_+ = 0.513$; цифрой 6 обозначены данные, приведенные в [15] и полученные разными авторами для величин $\Delta P_+ \approx 0.001-0.2$.

Видно, что:

- имеет место корреляция настоящих результатов с данными других авторов;

- наличие сетки может приводить к значительному ослаблению первоначальной интенсивности УВ при фиксированном значении проницаемости сетки тем больше, чем больше интенсивность УВ.

Для анализа ударно-волновой картины при прохождении УВ через перфорированную перегородку с периодической структурой был рассмотрен случай с перепадом безразмерного давления во фронте 29 (число Маха УВ равно 5) при коэффициенте проницаемости 0.76. Для этого случая на рис. 5 для двух моментов времени представлены результаты расчета картины изолиний $P = \text{const}$ при прохождении УВ одной из ячеек сетки. Линейные размеры X , Y на рисунке отнесены к периоду L_g расположения ячеек сетки: $x = X/L_g$, $y = Y/L_g$. Здесь же приведены зависимости распределения давления вдоль линии симметрии течения $P(x)$. Кривая 1 соответствует $y = 1$ (линия симметрии проходит между ячейками сетки), кривая 2 соответствует $y = 0$ (линия симметрии проходит посередине ячейки сетки). Видно, что при прохождении ударной волны вблизи сетки образуется сложная система ударных волн. Ударная волна, по

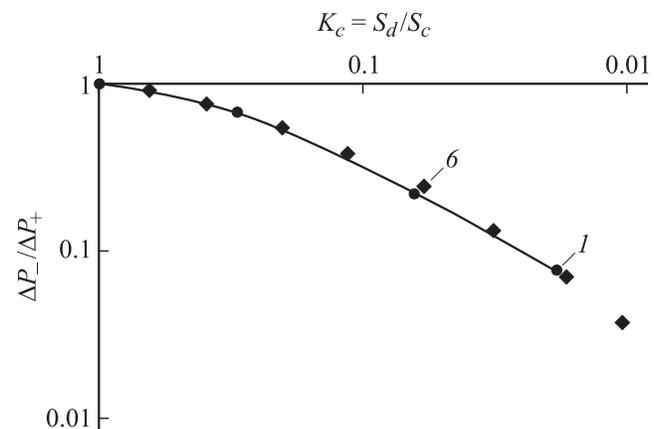


Рис. 4. Ослабление интенсивности ударной волны в зависимости от коэффициента проницаемости сетки.

интенсивности близкая к детонационной, после прохождения сетчатой перегородки большой проницаемости на некотором от нее расстоянии выходит на уровень близкий к первоначальному ($P_{sc1} = P_{sc}/P_0 = 25$) из-за поперечного взаимодействия ударных волн. Хорошо виден веер волн разрежения, образующийся в угловой точке сетки и приводящий к резкому падению давления за отраженной УВ. При этом перед сеткой формируется отраженная УВ значительной интенсивности, что следует учитывать при оценке прочностных характеристик сетки. После прохождения сетки в ее окрестности ударная волна теряет свою однородную по сечению канала структуру. Следствием этого является образование тройного пересечения ударных волн (точка S). При этом за прошедшей ударной волной WS возникает вторичная слабая ударная волна RP , ориентированная в противоположном направлении и сносимая сверхзвуковым потоком за прошедшей ударной волной. При этом могут образовываться множественные обратные ударные волны (RP, RM), связанные со столкновением тройных точек пересечения ударных волн, образованных при прохождении различных участков сетки.

Наличие одной перфорированной перегородки на пути ударной волны может не привести к желаемому результату ослабления прошедшей ударной волны из-за больших интегральных силовых нагрузок, действующих на сетку, приводящих к ее разрыву. Поэтому значительный

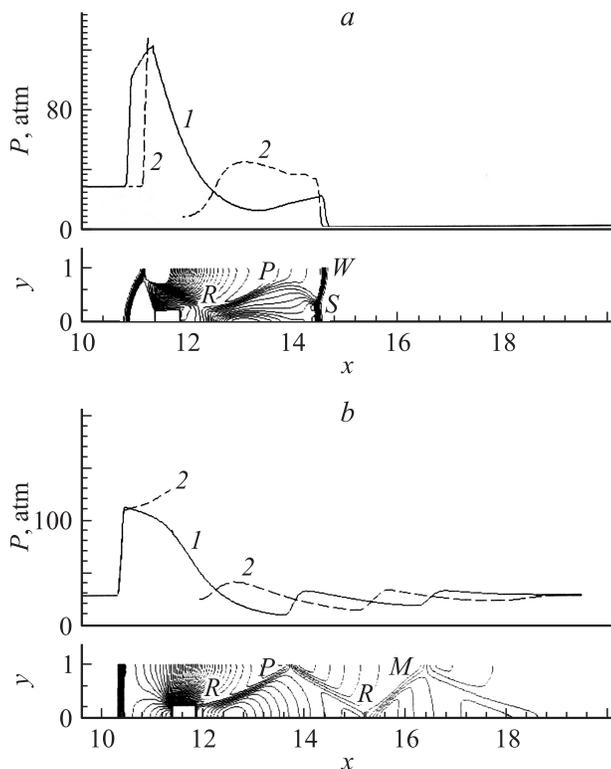


Рис. 5. Распределение давления вдоль линий симметрии и линий $P = \text{const}$ при прохождении ударной волны сетчатой перегородки за время t , ms: a — 2.09, b — 6.33.

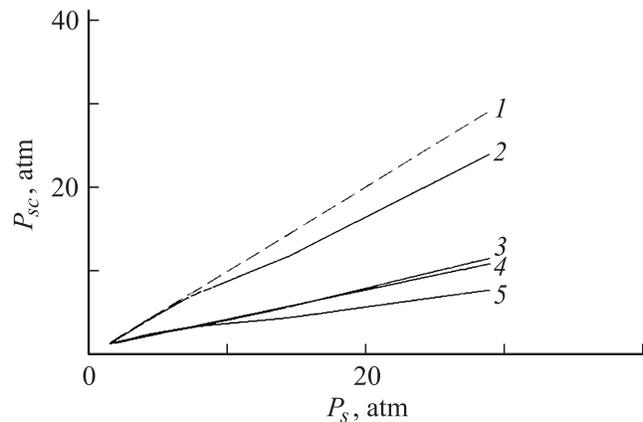


Рис. 6. Ослабление интенсивности ударной волны при прохождении сетчатых перегородок различной проницаемости: 1 — $P_{sc} = P_s$, 2 — $P_{sc1} = 76\%$, 3 — $P_{sc1} = 30\%$, 4 — $P_{sc2} = 30 + 76\%$, 5 — $P_{sc2} = 76 + 30\%$.

интерес представляет конструкция из двух перфорированных перегородок.

На рис. 6 приведены зависимости интенсивностей ударных волн, прошедших одну (P_{s1}) или две (P_{s2}) перфорированные перегородки, от первоначальных интенсивностей ударной волны P_s . Результаты получены для различных комбинаций сеток и их проницаемости, указанной в процентах. Верхняя кривая приведена для течения без перегородок в канале и представляет собой зависимость $P_{sc} = P_s$. Нижние кривые 2–5 показывают влияние проницаемости сетки на ослабление УВ. Видно, что ударная волна, прошедшая сетку с меньшей проницаемостью, ослабевает больше, чем УВ, прошедшая более разреженную сетку. Соответственно интенсивность ударной волны (P_{sc2}), прошедшей последовательно 2 сетки с проницаемостью 30 и 76%, меньше, чем интенсивность ударной волны, прошедшей последовательно 2 сетки со значениями проницаемостей 76 и 30%. Тем не менее в этом случае ослабление УВ более значительно, чем при прохождении одинарной секти.

Заключение

Проведенные расчеты показывают, что

- основные закономерности газодинамического течения, проявляющиеся при прохождении одной перфорированной перегородки, сохраняются и при наличии нескольких перегородок;

- наличие перед ударной волной двух сетчатых перегородок разной проницаемости приводит к большему ослаблению прошедшей ударной волны в случае сочетания сеток 76 + 30%, нежели в случае сочетания сеток 30 + 76%.

Список литературы

- [1] *Войцеховский Б.В., Митрофанов В.В., Топчян М.Е.* Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: СО АН СССР, 1960.
- [2] *Мейдер Ч.* Численное моделирование детонации. М.: Мир, 1985. 384 с.
- [3] *Нетлтон М.* Детонация в газах. М.: Мир, 1989. 280 с.
- [4] *Левин В.А., Черный Г.Г.* // ПММ. 1967. Т. 31. Вып. 3. С. 393–398.
- [5] *Демьянов Ю.А., Секриеру Г.В., Игошин А.И., Киреев В.Т., Пинский В.Л.* Одномерные нестационарные течения реального газа. Кишинев: Штиинца, 1980. 188 с.
- [6] *Trotsyuk A.V.* // Gaseous and Heterogeneous Detonations: Science to Applications. Moscow: ENAS Publishers, 1999. P. 163–178.
- [7] *Kapila A.K., Schwendeman D.W., Quirk J.J., Hawa T.* // Combustion Theory and Modeling. 2002. Vol. 6. P. 553–594.
- [8] *Oran E.S., Weber J.W., Stefaniev E.I., Lefebvre M.H. and Anderson J.D.* // Combustion Flame. 1998. Vol. 113. P. 147–163.
- [9] *Кириллов И.А., Осинина Е.В., Панасенко А.В., Стрелкова М.В.* // Математическое моделирование. 2005. Т. 17. № 11. С. 93–102.
- [10] *Zel'dovich Ya.B.* // Combust. Flame. 1980. Vol. 39. P. 211–214.
- [11] *Zel'dovich Ya.B., Librovich V.B., Makhviladze G.M., Sivashinsky G.I.* // Astronautica Acta. 1970. Vol. 15. P. 313–320.
- [12] *Marinov N., Westbrook C.K., Pitz W.J.* // Transport phenomena in combustion. 1996. Vol. 1.
- [13] Физика взрыва / Под ред. Л.П. Орленко. Т. 1. М.: Физматлит, 2002. 823 с.
- [14] *Chapman D.L.* // Phil. Mag. 1899. Vol. 47. P. 90–104.
- [15] *Jouguet E.J.* Mathem. Pures Appl. 1905. Vol. 1. P. 347–425; 1906. Vol. 2. P. 542–568.
- [16] *Гельфанд Б.Е., Медведев С.П., Поленов А.Н., Цыганов С.А.* // Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 6. С. 174–176.