

Е. С. Прохоров

*Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 15, Новосибирск, 630090, Россия*

prokh@hydro.nsc.ru

КВАЗИОДНОМЕРНЫЙ ПОДХОД К МОДЕЛИРОВАНИЮ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ В СРЕДЕ С ПЕРЕМЕННЫМ ХИМИЧЕСКИМ СОСТАВОМ *

Представлена квазиодномерная модель, описывающая распространение детонационной волны в трубе, заполненной взрывчатой газовой смесью, химический состав которой изменяется вдоль оси трубы. При этом учтены энергопотери химически равновесного потока продуктов детонации на трение и теплоотвод в стенки трубы. В рамках данной модели численно исследован переход газовой детонации через область с градиентом концентрации химических веществ. Проанализирована возможность возбуждения пересжатых детонационных волн в результате такого перехода.

Ключевые слова: детонационные волны, градиент концентрации химических веществ, степень пересжатия, продукты детонации, химическое равновесие, энергопотери.

Введение

Для газовой детонации характерна сложная неоднородная и нестационарная структура фронта детонационной волны (ДВ). Движение поперечных волн в ДВ носит периодический характер, а их траектории образуют упорядоченную структуру с характерным поперечным масштабом, называемым размером ячейки [1; 2].

Несмотря на многофронтный характер реальной детонации, при теоретическом рассмотрении осредненных характеристик процесса широко используются идеализированные классические представления о ДВ [3–5]. Так, при моделировании распространения газовой детонации в различных каналах (трубах) ее фронт часто рассматривается как скачок уплотнения с мгновенным выделением тепла, на котором должны выполняться законы сохранения массы, импульса

и энергии. При этом предполагается, что параметры течения продуктов химической реакции по ширине канала постоянны. Под шириной канала нередко подразумевается гидравлический диаметр, который для круглой трубы совпадает с обычным. Такой квазиодномерный подход имеет место, когда толщина зоны основного энерговыделения за счет химической реакции (для газовой детонации порядка размера детонационной ячейки [6]) мала по сравнению с характерным линейным масштабом всего течения. Квазиодномерный подход, например, используется для описания процессов, происходящих внутри установки для детонационного напыления [7–9].

В практике эксперимента [10] встречается ситуация, когда газовая детонация переходит из одной взрывчатой смеси (назовем ее условно смесь *A*) в другую (смесь *B*), имеющую иной химический состав. Из ре-

* Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-01-01154).

шения задачи о распаде разрыва между ПД смеси A и непрореагировавшей смесью B следует, что при определенных условиях в смеси B будет распространяться пересжатая ДВ. У такой волны скорость фронта D и давление (плотность) продуктов детонации больше, чем при установившейся детонации Чепмена – Жуге. Однако это решение справедливо, если область перемешивания двух контактирующих смесей бесконечно тонкая. Поэтому возникает вопрос: будет ли формироваться пересжатая ДВ при конечной ширине области перемешивания?

С этой целью в данной работе рамках квазиодномерного приближения сформулирована математическая модель и численно решена задача о распространении детонационной волны в трубе, заполненной взрывчатой газовой смесью с переменным по пространству химическим составом. Предложенная математическая модель позволяет описывать установившиеся (Чепмена – Жуге) и пересжатые режимы детонации. Задача решена для случая, когда в области перемешивания (рис. 1) концентрации химических веществ смесей A и B изменяются линейным образом (т. е. моделируется результат частичного диффузионного перемешивания [11]).

Математическая модель и постановка задачи

Пусть закрытая с одного конца труба (диаметром d), заполнена неподвижной газовой взрывчатой смесью (скорость газа $u_0 = 0$) с начальными давлением p_0 , температурой T_0 , плотностью ρ_0 , молярной массой μ_0 и удельной (на единицу массы) внутренней энергией U_0 . Ось координат x совмещена с осью трубы, а начало отсчета – с закрытым концом. Химический состав взрывчатой смеси будем характеризовать

концентрацией атомов кислорода \bar{n}_O , углерода \bar{n}_C ($\bar{n}_C \leq \bar{n}_O$), водорода \bar{n}_H , азота \bar{n}_N и любых других одноатомных инертных веществ $Z - \bar{n}_Z$. Однако более удобно использовать в расчетах относительные значения концентраций атомов

$$n_{s1} = \bar{n}_{s1} / \sum_{s1} \bar{n}_{s1}, \quad (1)$$

где $s1 = \{C, H, O, N, Z\}$, а индекс 1 подчеркивает, что вещество s одноатомное.

Отсюда следует, что при изменении химического состава взрывчатой смеси вдоль оси координат (см. рис. 1) начальные параметры ρ_0 , μ_0 , U_0 и n_{s1} будут зависеть от x . Причем набора этих начальных параметров (при постоянных p_0 и T_0) вполне достаточно, чтобы с помощью приближенной модели для анализа равновесных течений химически реагирующих газов [12], рассчитать (с погрешностью менее 1 %) не только локальную скорость детонации Чепмена – Жуге D_{CJ} для любой координаты x , но и соответствующие этой скорости значения давления p_{CJ} , плотности ρ_{CJ} , массовой скорости u_{CJ} , молярной массы μ_{CJ} , температуры T_{CJ} и равновесной скорости звука c_{CJ} продуктов детонации на фронте ДВ. Поэтому в дальнейшем считаем зависимость $D_{CJ} = D_{CJ}(x)$ известной.

Приближенная модель [12], описывающая равновесные состояния ПД, базируется на двух соотношениях: на выражении для полной (с учетом потенциальной химической энергии) внутренней энергии

$$U = U(\mu, T), \quad (2)$$

характеризующей химический состав ПД; и уравнении для сдвига химического равновесия

$$F(\mu, T, \rho) = \text{const}, \quad (3)$$

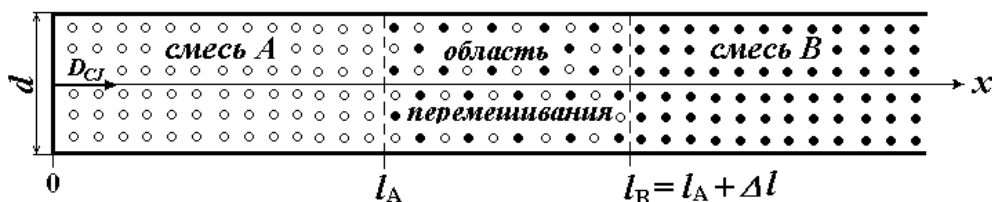


Рис. 1. Схема заполнения трубы взрывчатыми газовыми смесями A и B перед инициированием детонации

связывающего между собой молярную массу μ , температуру T и плотность ρ ПД. При использовании для ПД уравнения состояния идеального газа $p/\rho = RT/\mu$ совместно с (3), можно привести выражение (2) к следующему виду: $U = U(p, \rho)$. А это в свою очередь позволяет определять равновесную скорость звука c из соотношения

$$\begin{aligned} c^2 &= (p/\rho^2 - U_p)/U_p, \\ U_p &= (\partial U/\partial p)_\rho, \\ U_\rho &= (\partial U/\partial \rho)_p, \end{aligned} \quad (4)$$

которое легко получить из уравнения энергии в том виде, как его записывают при формулировке первого закона термодинамики.

В соответствии с [12] для правильного описания теплового эффекта химической реакции на фронте волны должны быть согласованы начала отсчета внутренней энергии ПД U и внутренней энергии среды в исходном состоянии U_0 . Отметим, что при детонации, из-за необратимости химической реакции, $U_0 \neq U(p_0, \rho_0)$.

Пусть в результате инициирования в момент времени $t = 0$ у закрытого конца трубы формируется ДВ, распространяющаяся по взрывчатой смеси в общем случае с переменной скоростью $D = D(x)$. Локальная степень пересжатия такой волны определяется соотношением $\alpha = D/D_{CJ}$. Полагаем, что ДВ может быть волной Чепмена – Жуге ($\alpha = 1$) или пересжатой волной ($\alpha > 1$).

Поведение реагирующей среды за фронтом ДВ будем описывать системой уравнений газовой динамики в квазиодномерном приближении с учетом потерь на трение и теплоотвод в стенки трубы [13]:

$$\begin{aligned} \rho_t + (\rho u)_x &= 0, \\ (\rho u)_t + (p + \rho u^2)_x &= -4f/d, \\ [\rho(U + u^2/2)]_t + \\ + [\rho u(U + u^2/2 + p/\rho)]_x &= -4q/d, \end{aligned} \quad (5)$$

к которой необходимо добавить уравнения для изменения концентраций атомов химических элементов за счет движения среды (аналог уравнения неразрывности для плотности)

$$\begin{aligned} (\bar{n}_{s1})_t + (\bar{n}_{s1}u)_x &= 0, \\ s1 &= \{C, H, O, N, Z\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Соотношения для силы f , действующей на единицу поверхности трубы со стороны газа, и плотности теплового потока через стенки q аналогичны приведенным в [7; 13].

Граничные условия: у закрытого конца трубы (левая граница) – скорость ПД $u = 0$ (условие непротекания газа); на правой подвижной границе – соотношения, выражающие законы сохранения массы, импульса и энергии на фронте ДВ

$$\begin{aligned} \rho(D - u) &= \rho_0 D, \\ p + \rho(D - u)^2 &= p_0 + \rho_0 D^2, \\ U(p, \rho) + p/\rho + (D - u)^2/2 &= \\ = U_0 + p_0/\rho_0 + D^2/2. \end{aligned} \quad (7)$$

На правой границе соотношения (7) для самоподдерживающейся ДВ с мгновенной химической реакцией дополняются условием Чепмена – Жуге относительно равновесной скорости звука

$$D_{CJ} - u_{CJ} = c_{CJ}, \quad (8)$$

а для нестационарной пересжатой волны – соотношением для приходящей на фронт c_+ -характеристики [8], которое следует из системы уравнений (5):

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho c} \frac{\partial p}{\partial t} + (u + c) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho c} \frac{\partial p}{\partial x} \right) = \\ = \frac{4}{\rho^2 c U_p d} [f(u - \rho c U_p) - q]. \end{aligned} \quad (9)$$

За время прохождения детонацией расстояния, сравнимого с диаметром трубы, трение и теплоотвод в стенки не успевают существенно изменить параметры потока за фронтом ДВ. Поэтому начальное распределение параметров ПД можно задать в виде простой волны (волны Римана) [3], которая определяется двумя обыкновенными дифференциальными уравнениями и соотношением между автомодельной переменной x/t , массовой скоростью u и скоростью звука c :

$$\begin{aligned} dp &= \rho c \cdot du, \\ d\rho &= \rho/c \cdot du, \\ u + c &= x/t \end{aligned} \quad (10)$$

при условии, что на фронте ДВ газодинамические параметры продуктов детонации соответствуют состоянию Чепмена – Жуге. Чтобы это решение было правомерным, необходимо предположить постоянство химического состава исходной взрывчатой смеси

в небольшой окрестности (порядка d) у закрытого конца трубы.

Представленная математическая модель (1)–(10) использована для решения задачи, которая соответствует случаю, изображенному схематически на рис. 1, где труба ($d = 20$ мм) до расстояния l_A заполнена смесью A , а с расстояния l_B – смесью B ($l_A \geq l_B$). Участок $l_A < x < l_B$ является областью перемешивания смесей A и B . Таким образом, характерная ширина области перемешивания равна $\Delta l = l_B - l_A$.

В качестве смеси A выбрана стехиометрическая смесь ацетилена с кислородом $\nu_{C_2H_2} C_2H_2 + \nu_{O_2} O_2$ ($\nu_{O_2} / \nu_{C_2H_2} = 2,5$). Для простоты в качестве смеси B использована смесь, приготовленная из смеси A путем ее разбавления воздухом:

$$(1 - \delta)(\nu_{C_2H_2} C_2H_2 + \nu_{O_2} O_2) + \delta(0,21O_2 + 0,78N_2 + 0,01Ar).$$

При таком порядке заполнения трубы и $\Delta l = 0$ (когда область перемешивания трансформируется в обычный контактный разрыв) в смеси B будет реализован пересжатый режим детонации. Чтобы обеспечить формирование достаточно интенсивных пересжатых волн, полагали степень разбавления смеси A – $\delta = 0,7$.

Если смеси A и B поменять местами, тогда по смеси A будет распространяться волна Чепмена – Жуге, т. е. возбуждение пересжатой волны возможно только при определенной последовательности заполнения трубы взрывчатыми смесями. Решая линеаризованную задачу о распаде разрыва между ПД смеси A и взрывчатой смесью B , можно получить условие

$$\frac{(p_{CJ})_B - p_0}{(p_{CJ})_A - p_0} + \frac{(u_{CJ})_B}{(u_{CJ})_A} < 2, \quad (11)$$

при выполнении которого в смеси B формируется пересжатая ДВ. Дальнейшая проверка показала, что для используемых смесей это условие выполнено. Условие (11) является необходимым, но не достаточным при конечной ширине области перемешивания.

При заданных начальных $p_0 = 101325$ Па ($= 1$ атм) и $T_0 = 298,15$ К смеси A и B характеризуются следующими величинами:

$$\begin{aligned} (\bar{n}_C)_A &= 23,36 \text{ моль/м}^3, \\ (\bar{n}_C)_B &= 7,007 \text{ моль/м}^3, \\ (\bar{n}_H)_A &= 23,36 \text{ моль/м}^3, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (\bar{n}_H)_B &= 7,007 \text{ моль/м}^3, \\ (\bar{n}_O)_A &= 58,39 \text{ моль/м}^3, \\ (\bar{n}_O)_B &= 29,53 \text{ моль/м}^3, \\ (\bar{n}_N)_A &= 0, \\ (\bar{n}_N)_B &= 44,63 \text{ моль/м}^3, \\ (\bar{n}_{Ar})_A &= 0, \\ (\bar{n}_{Ar})_B &= 0,2861 \text{ моль/м}^3, \\ (\mu_0)_A &= 30,29 \text{ г/моль}, \\ (\mu_0)_B &= 29,38 \text{ г/моль}, \\ (\rho_0)_A &= 1,238 \text{ кг/м}^3, \\ (\rho_0)_B &= 1,200 \text{ кг/м}^3, \\ (U_0)_A &= -6,543 \text{ МДж/кг}, \\ (U_0)_B &= -4,348 \text{ МДж/кг}. \end{aligned}$$

Поскольку начальные p_0 и T_0 не зависят от x , то суммарная концентрация молекул $\bar{n} = \bar{n}_A + \bar{n}_B$ во всех точках трубы постоянна $\bar{n} = p_0 / RT_0 = \text{const}$. (12)

Здесь и в дальнейшем индексы A и B обозначают, к какой смеси относится данный параметр.

При постановке задачи полагали, что по ширине области перемешивания концентрации химических веществ первой и второй смесей изменяются линейным образом. Обозначим через $\varepsilon = \varepsilon(x)$ мольную долю смеси A в исходной взрывчатой смеси, причем при $x \leq l_A$ – $\varepsilon = 1$, а при $x \geq l_B$ – $\varepsilon = 0$. Тогда начальные параметры в области перемешивания с учетом (12) можно определить следующим образом:

$$\begin{aligned} \mu_0 &= \varepsilon(\mu_0)_A + (1 - \varepsilon)(\mu_0)_B, \\ \rho_0 &= \varepsilon(\rho_0)_A + (1 - \varepsilon)(\rho_0)_B, \\ U_0 &= [\varepsilon(\mu_0 U_0)_A + (1 - \varepsilon)(\mu_0 U_0)_B] / \mu_0(x) \\ \bar{n}_{s1}(x) &= \varepsilon(\bar{n}_{s1})_A + (1 - \varepsilon)(\bar{n}_{s1})_B, \\ s1 &= \{C, H, O, N, Z\}, \end{aligned}$$

где $\varepsilon = (l_B - x) / \Delta l$ – линейная функция от x . Иначе говоря, создаваемый в трубе перед инициированием детонации градиент концентрации химического состава обратно пропорционален ширине области перемешивания ($\sim 1/\Delta l$).

Анализ результатов расчета

Поставленную задачу решали численно методом распада разрыва в подвижных сетках (схема Годунова) [14] с выделением правой границы (детонационного фронта).

Точность получаемых решений контролировалась по величине дисбаланса в интегральных законах сохранения, а также сравнением на различных разностных сетках. Пока ДВ не достигнет области перемешивания, параметры на фронте постоянны и соответствуют параметрам детонации Чепмена – Жуге для смеси *A*. Для увеличения точности схемы на границе скорость фронта пересжатой волны находилась не из решения о распаде разрыва, а по значению инварианта Римана для приходящей на фронт c_+ -характеристики, как в [15].

Переход к расчету скорости фронта ДВ по соотношениям (7), (9) осуществлялся в момент, когда в окрестности фронта для продуктов детонации начинало выполняться условие [8]:

$$u + c > D_{CJ}, \quad (13)$$

иначе полагали $D = D_{CJ}$. Здесь D_{CJ} – локальная скорость детонации Чепмена – Жуге, предварительно рассчитанная по соотношениям (7), (8).

Длительное существование пересжатых волн возможно лишь при наличии поршня, движущегося сзади и сжимающего ПД. Иначе нестационарная волна разрежения, возникающая вследствие расширения ПД, может догнать и ослабить ДВ до самоподдерживающегося режима Чепмена – Жуге [4]. Фронт волны Чепмена – Жуге не совпадает с характеристикой, а является огибающей семейства c_+ -характеристик, описывающих течение за фронтом. Реализация условия (13) означает, что при переходе детонации через область перемешивания формируется волна сжатия, и продукты детонации сами действуют на фронт ДВ как поршень.

Для смесей *A* и *B* параметры в точке Чепмена – Жуге имеют следующие значения:

- $(D_{CJ})_A = 2424$ м/с,
- $(u_{CJ})_A = 1111$ м/с,
- $(c_{CJ})_A = 1313$ м/с,
- $(p_{CJ})_A = 33,91$ атм,
- $(\rho_{CJ})_A = 2,286$ кг/м³,
- $(\mu_{CJ})_A = 23,32$ г/моль,
- $(T_{CJ})_A = 4215$ К,
- $(D_{CJ})_B = 1914$ м/с,
- $(u_{CJ})_B = 863$ м/с,

- $(c_{CJ})_B = 1051$ м/с,
- $(p_{CJ})_B = 20,58$ атм,
- $(\rho_{CJ})_B = 2,187$ кг/м³,
- $(\mu_{CJ})_B = 28,95$ г/моль,
- $(T_{CJ})_B = 3319$ К.

На рис. 2 приведено начальное распределение (автомодельное решение – (10)) для давления $\tilde{p} = p/(p_{CJ})_A$, массовой скорости $\tilde{u} = u/(u_{CJ})_A$, температуры $\tilde{T} = T/(T_{CJ})_A$ и молярной массы $\tilde{\mu} = \mu/(\mu_{CJ})_A$ за фронтом детонации Чепмена – Жуге, распространяющейся по смеси *A*, в зависимости от безразмерной переменной x/x_* (x_* – координата фронта). Видно, что у закрытого конца трубы формируется область покоя ($\tilde{u} = 0$) с постоянными газодинамическими параметрами. Эта область является достаточно протяженной, ее размер составляет примерно $x_*/2$.

Предварительные расчеты выполнены без учета потерь энергии продуктов детонации на трение и теплоотвод в стенки канала (далее для краткости – без учета потерь). В этом случае автомодельное решение можно использовать для тестирования вычислительного алгоритма, поскольку оно должно с точностью до аппроксимации разностной схемы совпадать с численным решением в нестационарной постановке задачи о распространении ДВ в трубе вплоть до выхода

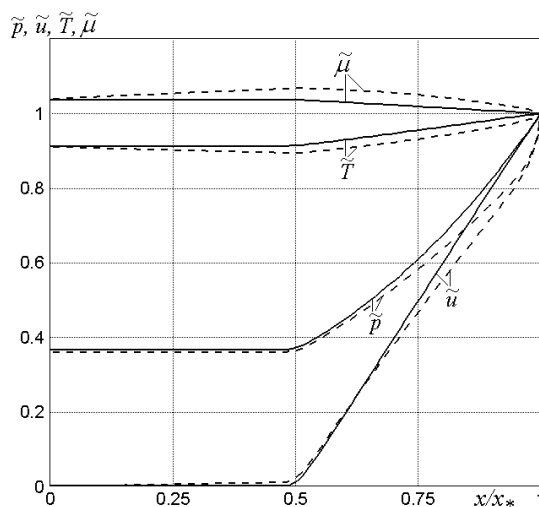


Рис. 2. Распределение параметров продуктов детонации за фронтом ДВ. Сплошные линии – автомодельное решение, пунктирные линии – расчеты (с учетом потерь) при $x_* = 1$ м

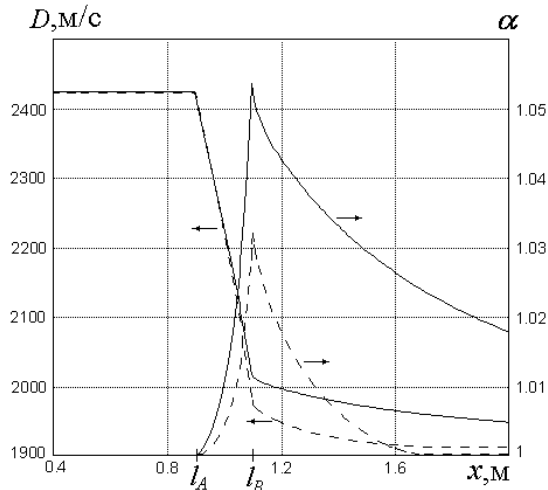


Рис. 3. Скорость фронта D и локальная степень пересжатия α при распространении детонации в трубе. Сплошные линии – расчеты без учета потерь, пунктирные линии – расчеты с учетом потерь

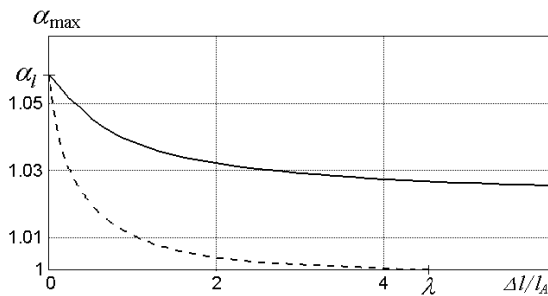


Рис. 4. Зависимость максимальной степени пересжатия ДВ в трубе от безразмерного параметра Δ/l_A . Сплошная линия – расчеты без учета потерь, пунктирная линия – расчеты с учетом потерь

ее фронта на границу области перемешивания ($x_* = l_A$).

Установлено, что на участке трубы $l_A < x < l_B$ скорость фронта D монотонно уменьшается, но при этом локальная степень пересжатия α растет (рис. 3) и достигает своего максимального значения α_{\max} в конце области перемешивания ($x_* = l_B$). В дальнейшем пересжатая волна постепенно затухает, и профили параметров продуктов детонации приближаются к характерным «треугольным» профилям для волны Чепмена – Жуге, которые определяются из автомодельного решения (10), но уже соответствующего смеси B .

Согласно теоретическим исследованиям (см., например, [16]) без учета потерь пере-

сжатая ДВ выходит на режим Чепмена – Жуге на бесконечности. Скорость затухания пересжатых волн коррелирует с шириной области перемешивания Δl . С уменьшением Δl скорость затухания увеличивается. При $\Delta l/l_A = \text{const}$ графики зависимости скорости фронта D от безразмерной координаты x/l_A , построенные для различных значений l_A , совпадают. Отсюда следует, что решение поставленной задачи без учета потерь обладает подобием и определяется одним безразмерным параметром $\Delta l/l_A$.

На рис. 4 представлена зависимость максимальной степени пересжатия ДВ α_{\max} в трубе от параметра $\Delta l/l_A$. При уменьшении $\Delta l/l_A$ величина α_{\max} стремится к значению степени пересжатия ($\alpha_i = 1,058$), рассчитанному при решении задачи о распаде разрыва ($\Delta l = 0$). При $\Delta l/l_A > 2$ график зависимости α_{\max} (сплошная линия) описывается медленно убывающей функцией. Очевидно, что при $\Delta l/l_A \rightarrow \infty$ величина $\alpha_{\max} \rightarrow 1$.

Таким образом, можно сделать вывод, что без учета потерь при переходе детонации через область перемешивания, в которой существует градиент концентрации химических веществ, всегда формируется пересжатая волна. При этом полагаем условие (11) выполненным.

Учет потерь на трение и теплоотвод несколько изменяет картину течения продуктов детонации в трубе, описанную выше. С одной стороны, существует корреляция между величиной энергопотерь и пройденным расстоянием ДВ в трубе. С другой стороны, смесь A более энергоемкая, чем смесь B , поскольку она обладает большей потенциальной химической энергией перед иницированием детонации. Чтобы каким-то образом обеспечить энергетический баланс, вычислительные эксперименты выполнены при варьировании ширины области перемешивания Δl и соблюдении условия $l = (l_A + l_B)/2 = \text{const}$. В этом случае объем смеси A в трубе перед иницированием детонации будет постоянным для всех вариантов расчетов и его величину можно легко оценить, поскольку при $\Delta l = 0$ имеем $l_A = l$. С практической точки зрения рост Δl можно трактовать как увеличение ширины области диффузионного размытия границы

двух контактирующих взрывчатых смесей перед инициированием детонации в трубе. Для определенности полагали $l = 1$ м. Соответствующие этой ситуации расчетные кривые на рис. 2–4 изображены пунктирными линиями.

По мере распространения ДВ от места инициирования до выхода на границу области перемешивания наблюдается отход параметров газового потока от автомодельного решения (см. рис. 2). Причем на одинаковых безразмерных расстояниях x/x_* давление \tilde{p} и температура \tilde{T} уменьшаются, а молярная масса $\tilde{\mu}$ ПД растет. Благодаря росту $\tilde{\mu}$, обусловленному сдвигом химического равновесия, происходит дополнительное энерговыделение в продуктах. При наличии потерь перестает существовать область покоя, поскольку в области у закрытого конца трубы (примерно при $x/x_* < 0,6$) массовая скорость \tilde{y} начинает увеличиваться. Эти выводы согласуются с результатами работы [7].

Энергопотери продуктов детонации приводят не только к снижению значения максимальной степени пересжатия α_{\max} , достигаемого после прохождения ДВ области перемешивания, но и к более быстрому ослаблению пересжатой волны и выходу детонации на режим Чепмена – Жуге на конечном расстоянии. Так, для варианта расчетов ($\Delta l = 0,2$ м), представленного на рис. 3, ДВ начинает распространяться по смеси B с постоянной скоростью $(D_{CJ})_B$ уже при $x_* > 1,74$ м.

При наличии потерь увеличение ширины области перемешивания может привести к тому, что на участке трубы $l_A < x < l_B$ детонация будет распространяться все время с локальной скоростью детонации Чепмена – Жуге и $\alpha_{\max} = 1$. Это означает существование критического значения $\lambda = 4,57$ (см. рис. 4) для безразмерного параметра $\Delta l/l_A$, начиная с которого пересжатая волна в смеси B не формируется. Этому значению λ при $l = 1$ м соответствует критическая ширина области перемешивания $(\Delta l)_{cr} \approx 1,39$ м.

Поскольку $(\Delta l)_{cr}$ намного превышает l_A , то можно сделать вывод, что на величину α_{\max} в основном влияют энергопотери в об-

ласти перемешивания, а не на участке трубы $0 < x < l_A$. Дополнительные расчеты при варьировании объема смеси A в трубе показали, что при $l > 0,7$ м величина $(\Delta l)_{cr}$ остается практически постоянной (отклонения не превышают 1 %).

Энергопотери ПД можно управлять путем изменения диаметра трубы d : при уменьшении d их интенсивность возрастает, и это, как следствие, приводит к сокращению $(\Delta l)_{cr}$. Так, для $d = 10$ мм критическая ширина области перемешивания $(\Delta l)_{cr}$ составляет примерно 0,67 м, а для $d = 5$ мм – $(\Delta l)_{cr} \approx 0,24$ м.

Таким образом, можно утверждать, что при наличии потерь энергии ПД существует некоторый минимальный градиент химического состава взрывчатой смеси в области перемешивания, когда еще возможно возбуждение пересжатой детонации.

Заключение

Итак, сформулирован квазиодномерный подход к моделированию распространения газовой детонации в среде с переменным химическим составом. На основе анализа выполненных вычислительных экспериментов определены необходимые и достаточные условия для формирования пересжатых ДВ в трубе при переходе газовой детонации через область перемешивания двух контактирующих взрывчатых смесей с различным химическим составом.

Список литературы

1. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчян М. Е. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963. 168 с.
2. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1963. 287 с.
3. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. 804 с.
4. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П., Чельшев В. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. М.: Наука, 1975. 704 с.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: М.: Наука, 1986. Т. 6: Гидродинамика. 736 с.

6. Митрофанов В. В., Субботин В. А. О механизме детонационного сгорания в газах // Горение и взрыв. М.: Наука, 1977. С. 447–453.
7. Ждан С. А., Феденок В. И. Параметры равновесного газового потока в стволе детонационной установки // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 6. С. 103–107.
8. Ждан С. А., Прохоров Е. С. Квазиодномерный расчет детонации в канале переменного сечения // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 5. С. 96–100.
9. Николаев Ю. А., Васильев А. А., Ульяницкий В. В. Газовая детонация и ее применение в технике и технологиях (обзор) // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 4. С. 22–54.
10. Батраев И. С., Прохоров Е. С., Ульяницкий В. Ю. Разгон и нагрев порошковых частиц продуктами газовой детонации в каналах с коническим переходом // Физика горения и взрыва. 2014. Т. 50, № 3. С. 78–86.
11. Пасконов В. М., Полежаев В. И., Чудов Л. А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. М.: Наука, 1984. 288 с.
12. Прохоров Е. С. Приближенная модель для расчета равновесных течений химически реагирующих газов // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 3. С. 77–85.
13. Гинзбург И. П. Прикладная гидрогазодинамика. Л., 1958. 339 с.
14. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. Н., Прокопов Г. П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
15. Алалыкин Г. Б., Годунов С. К., Куреева И. Л., Плинер Л. А. Решение одномерных задач газовой динамики в подвижных сетках. М.: Наука, 1970. 112 с.
16. Прохоров Е. С. Асимптотический закон ослабления пересжатых детонационных волн в газах // Инженерно-физический журнал. 2013. Т. 86, № 4. С. 864–868.

Материал поступил в редколлегию 20.10.2015

E. S. Prokhorov

*Institute of Hydrodynamics SB RAS
15 Acad. Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

prokh@hydro.nsc.ru

QUASI-ONE-DIMENSIONAL APPROACH TO MODELING OF PROPAGATION OF GAS DETONATION IN A MEDIUM WITH VARIABLE CHEMICAL COMPOSITION

The quasi-one-dimensional model is presented to describe the propagation of detonation wave in a tube filled with an explosive gas mixture, the chemical composition of which varies along the tube axis. This takes into account energy losses chemical equilibrium flow of detonation products for friction and heat removal in the tube wall. Within the limits of this model, it numerically investigated the gas detonation transition through a region with the concentration gradient of chemical agents. It analyzed the possibility of excitation overdriven detonation waves as a result of this transition.

Keywords: detonation waves, concentration gradient of chemical agents, degree of overdriven detonation products, chemical equilibrium, energy losses.