

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ УДАРНЫХ ВОЛН В КАНАЛАХ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ В ГАЗОВЗВЕСЯХ

А. В. Федоров, Ю. В. Кратова, Т. А. Хмель

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск
fedorov@itam.nsc.ru

Численно исследована задача о прохождении ударной волной обратного уступа в газовзвеси. Метод расчета тестирован на аналогичной задаче в газе, получено хорошее согласование с известными экспериментальными и расчетными данными. Определено влияние интенсивности ударной волны, массовой загрузки смеси частицами и размера частиц на структуру течения в газовзвеси. Показано, что наибольшее отличие картины течения в двухфазной смеси от соответствующего течения в газе наблюдается в интервале времен, когда характерные размеры образующихся структур сопоставимы с масштабами зон релаксации.

Ключевые слова: дифракция ударных волн, двухфазные течения, численное моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Дифракция ударных волн является одной из фундаментальных проблем газовой динамики и механики многофазных сред. Особый интерес представляет дифракция ударной волны при внезапном расширении плоского канала. Такая конфигурация типична для каналов технических устройств. В течении за уступом со временем развиваются процессы взаимодействия ударной волны и вихря, ударной волны и сдвигового слоя, возникают различные типы отражения пристенной ударной волны, вторичная ударная волна и пары ударных волн, индуцированных вихрем [1]. Некоторые аспекты этого явления исследовались как экспериментально, так и методами численного моделирования (подробный обзор работ, посвященных этой проблеме применительно к газовым смесям, приведен в [2]). Задача о дифракции ударных волн (УВ) на прямом угле принималась в качестве теста при численном моделировании нестационарных сжимаемых течений в газе [3]. Здесь выполнен сравнительный анализ экспериментальных данных и результатов расчетов, проведенных при использовании различных численных методик.

В смесях газа с частицами процессы дифракции ударных волн являются, очевидно, более сложными, чем в газовых смесях. Влияние процессов релаксации скоростей и температур двух фаз, характерные протяженности

которых определяются размером частиц, вносит дополнительный геометрический масштаб, в силу чего течение в окрестности угла, в отличие от течения в газе, перестает быть автомодельным. С этой точки зрения анализ течения за уступом при прохождении УВ в газовзвеси представляет фундаментальный теоретический интерес. Отметим, что подобные вопросы мало изучены и довольно слабо представлены в известной литературе.

В [4] численно решалась задача о распространении плоской УВ над квадратной каверной, заполненной неподвижной газовзвесью. Установлено, что с увеличением загрузки частиц УВ в каверне ослабляются и переходят в волны сжатия. Размер частиц оказывает значительное влияние на характер течения и волновую структуру в каверне. Показано, что для взвеси крупных частиц (250 мкм) течение приближается по структуре к течению в газовых смесях (очевидно в связи с тем, что зоны релаксации за УВ в рассмотренном случае превосходят геометрические размеры каверны и решение определяется замороженным течением в газе).

Аналогичная задача для трапецевидной каверны исследовалась в [5] в рамках приближения одиночных частиц (без учета влияния частиц на течение газа). Показано, что на подъем частиц со стенок каверны существенное влияние оказывают интенсивность УВ, начальное положение частицы и ее размер. Обнаружено перемещение частиц в направлении, противоположном потоку, — сальтация, что

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 06-01-00299).

может приводить к устойчивому накоплению частиц вблизи угла сжатия за уступом.

В работе [6] рассматриваются процессы горения и детонации в газовзвесах в трубах с внезапным расширением. Численно исследовались условия прохождения детонационной волны через разрыв поперечного сечения канала с частицами унитарного топлива фиксированного размера (30 мкм). Установлено значительное влияние массовой загрузки смеси на критическое отношение диаметров труб, соответствующее срыву детонации.

Таким образом, данные предшествующих исследований показывают, что размер частиц дискретной фазы и их массовая доля в смеси существенно влияют на ударно-волновые процессы в областях со сложной геометрией. В связи с этим анализ процесса дифракции УВ при внезапном расширении поперечного сечения канала в газовзвеси представляет интерес как с практической, так и с теоретической точки зрения.

В данной работе на основе физико-математической модели движения двухфазной среды в рамках двухскоростной двухтемпературной механики гетерогенных сред и численного моделирования двумерных течений анализируются волновые структуры, возникающие при дифракции УВ умеренной интенсивности при внезапном изменении сечения плоского канала.

В качестве рабочего тела, заполняющего канал, рассматриваются не реагирующие (без воспламенения и горения) монодисперсные смеси частиц алюминия различного диаметра и кислорода при малых и средних (достехиометрических) значениях массовой загрузки частиц.

Целью работы являются:

- развитие методики численного расчета для исследования ударно-волновых течений газовзвесей в каналах переменного сечения;
- численное моделирование процесса распространения ударной волны в газовзвеси в канале с внезапным расширением;
- исследование влияния массовой загрузки и размера частиц на волновую структуру течения в газовзвеси при дифракции ударной волны при внезапном изменении сечения канала.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим плоский канал, состоящий из узкой и широкой частей, который заполнен од-

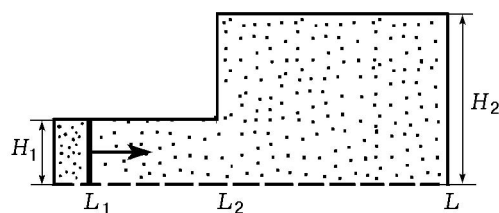


Рис. 1. Схема течения

нородной смесью газа и мелких частиц алюминия. Предполагаем, что канал симметричен относительно оси x , поэтому достаточно рассмотреть его верхнюю половину (рис. 1). По узкой части канала в газовзвеси слева направо распространяется плоская стационарная УВ. Исследуем процесс ее перехода из узкой части канала в широкую и ее последующее распространение по широкой части канала. На схеме течения (рис. 1) L_1 — положение фронта УВ в начальный момент, L_2 — длина узкой части канала, L — длина расчетной области, H_1 — поперечный размер узкой части канала, H_2 — поперечный размер широкой части канала.

Ударно-волновое течение в не реагирующих газовзвесах описывается следующей системой уравнений, вытекающей из законов сохранения массы, импульса и энергии каждой из фаз:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i v_i}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial \rho_i u_i}{\partial t} + \frac{\partial [\rho_i u_i^2 + (2-i)p]}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i u_i v_i}{\partial y} &= (-1)^{i-1}(-f_x), \\ \frac{\partial \rho_i v_i}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_i u_i v_i)}{\partial x} + \frac{\partial [\rho_i v_i^2 + (2-i)p]}{\partial y} &= (-1)^{i-1}(-f_y), \\ \frac{\partial \rho_i E_i}{\partial t} + \frac{\partial [\rho_i u_i (E_i + (2-i)p/\rho_1)]}{\partial x} + \frac{\partial [\rho_i v_i (E_i + (2-i)p/\rho_1)]}{\partial y} &= (-1)^{i-1}(-q - f_x u_2 - f_y v_2). \end{aligned} \quad (1)$$

Для замыкания модели привлекаются уравнения состояния с учетом того, что объемная концентрация частиц мала:

$$p = \rho_1 RT, \quad E_i = (u_i^2 + v_i^2)/2 + c_{v,i} T_i, \quad (2)$$

а также законы скоростного и теплового обмена между фазами:

$$\begin{aligned} \bar{f} &= \frac{3m_2 \rho_{11}}{4d} c_D |\bar{u}_1 - \bar{u}_2| (\bar{u}_1 - \bar{u}_2), \\ q &= \frac{6m_2 \lambda_1}{d^2} \text{Nu} (T - T_2). \end{aligned} \quad (3)$$

Для учета зависимости коэффициента сопротивления c_D от числа Рейнольдса и числа Маха относительного движения частиц используется формула, приведенная и подтвержденная в [7] сопоставлением с экспериментальными данными по траекториям движения частиц при ударно-волновом воздействии:

$$\begin{aligned} c_D(\text{Re}, M_{12}) &= \\ &= \left(1 + \exp\left(-\frac{0.43}{M_{12}^{4.67}}\right) \right) \left(0.38 + \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4}{\sqrt{\text{Re}}} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\text{Nu} = 2 + 0.6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}, \quad \text{Re} = \frac{\rho_{11} d |u_1 - u_2|}{\mu},$$

$$M_{12} = \frac{|u_1 - u_2| \sqrt{\rho_{11}}}{\sqrt{\gamma_1 p}}.$$

В формулах (1)–(4) p — давление; ρ_i , u_i , v_i , E_i , $c_{v,i}$ — соответственно средняя плотность, продольная и поперечная компоненты скорости, полная энергия на единицу массы и теплоемкость i -й фазы ($i = 1, 2$); индекс 1 относится к газу, 2 — к частицам; m_2 — объемная концентрация частиц; T , T_2 — температуры газа и частиц; $\rho = \rho_1 + \rho_2$; d — диаметр частицы; c_D — коэффициент сопротивления частиц; λ_1 — теплопроводность газа; Re , Nu , Pr — числа Рейнольдса, Нуссельта, Прандтля; μ — вязкость газа; γ_1 — показатель адиабаты газа.

Система (1)–(4) решается при следующих начальных условиях:

$$t = 0: \quad \varphi = \begin{cases} \varphi_l, & 0 < x < L_1, \\ \varphi_0, & L_1 < x \leq L, \end{cases} \quad (5)$$

где $\varphi = \{\rho_1, \rho_2, \rho_1 u_1, \rho_2 u_2, \rho_1 E_1, \rho_2 E_2\}$ — вектор решения, φ_l — установившееся решение, соответствующее стационарной плоской УВ, φ_0 — начальное состояние перед фронтом.

Начальные значения параметров смеси принимались такими же, как в [8]: $p_0 = 1$ атм,

$T_0 = T_{20} = 300$ К, $c_{v,2} = 880$ Дж/(кг·К), $c_{v,1} = 914$ Дж/(кг·К). Размер частиц варьировался в диапазоне $1 \div 5$ мкм, начальная средняя плотность частиц $\rho_{2,0}$ изменялась от нуля (газ без частиц) до 0.7 кг/м³. Геометрические параметры канала: $H_1 = 0.01$ и 0.02 м, $H_2 = 2H_1$, $L_2 = 0.01$ и 0.03 м.

МЕТОДЫ РАСЧЕТА

В качестве основы взят численный метод, успешно применяемый в [9] для расчета двумерных нестационарных детонационных течений газозвесей реагирующих частиц в рамках двухскоростного двухтемпературного приближения механики гетерогенных сред. Для уравнений газовой фазы применялась схема TVD [10] с пятиточечным шаблоном. Для решения уравнений, описывающих динамику твердой фазы, принята схема с разностями против потока Джентри — Мартина — Дэйли [11].

Особенностью настоящего численного метода является следующее. Для удобства численной реализации двумерной схемы TVD в объеме комбинированной геометрии в качестве расчетной области принимается плоский канал максимальной ширины. На каждом шаге по времени расчет проводится во всей области, после чего граничные значения на стенках узкой и широкой частей канала переопределяются в соответствии с условиями непротекания. На входной (левой) границе задавались условия поддерживающего поршня для УВ в газозвеси (значения конечного равновесного состояния). Расчет проводился до достижения фронтом правой границы области, поэтому условия на правой границе отвечали невозмущенному течению газозвеси (начальное состояние).

ТЕСТИРОВАНИЕ МЕТОДА НА ЗАДАЧЕ ДИФРАКЦИИ УВ В ГАЗЕ

В качестве тестовой задачи рассмотрим дифракцию плоской УВ интенсивностью, соответствующей $M = 1.5$, на прямом угле в незапыленном газе (в воздухе).

Отметим характерные черты течения в газе при прохождении обратного уступа ударной волной. На рис. 2 приведена схема течения, которое наблюдается в экспериментах и выявляется на шпирен-фотографиях [12]. При выходе плоской УВ из узкой части канала в широкую на угле расширения возникают волны разрежения, которые приводят к искривлению

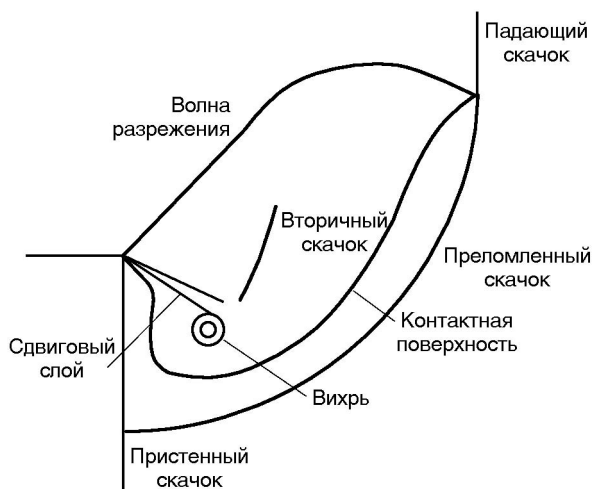


Рис. 2. Схема течения при дифракции ударной волны на обратном уступе в газах [1]

фронта падающей УВ. Форма веера волн разрежения связана с течением за падающей УВ. Течение, схема которого представлена на рис. 2, относится к сверхзвуковому. В случае малых чисел Маха УВ, характерных для дозвукового течения за фронтом, характеристики волн разрежения распространяются вверх по течению за уступ и форма этих характеристик становится более округлой (рис. 3).

Сдвиговый слой, образовавшийся при отрыве потока от поверхности узкой части канала, сворачивается в вихрь. Вблизи вихря образуется вторичный скачок, который позволяет согласовать условия за искривленной УВ и расширяющимся течением. Кроме того, вторичный скачок, как и вихрь, позволяет согласовать условия, возникающие за проходящей и искривленной УВ. К точке пересечения падающего плоского скачка и крайней характеристики веера волн разрежения примыкает искривленная контактная поверхность, которая отделяет газ, прошедший через проходящую плоскую УВ, от газа за дифрагированной волной. Перечисленные особенности (контактная поверхность и вторичный скачок) наиболее ярко выражены при достаточно больших значениях числа Маха ($M > 2$).

Указанные особенности течения воспроизводятся в настоящих численных расчетах, результаты которых приведены на рис. 3, в для случая дозвукового течения на уступе после прохождения УВ (число Маха УВ $M = 1.5$). Для сравнения на рис. 3, а и 3, б приведены данные из обзора [3]: на рис. 3, а — результаты

расчета Е. I. Lottati, выполненного по схеме Годунова, а на рис. 3, б — расчета М. Watanabe (схема класса TVD Harten-Yee). Из сравнения рис. 3, в с рис. 3, а, б, а также с рис. 2 видно неплохое совпадение по структуре течения, реализующегося на угле расширения, как с предшествующими расчетами, полученными по различным численным методикам, так и с приведенной на рис. 2 схемой течения.

Для дальнейшего исследования аналогичных течений газозвеси представляется интересным привести некоторые данные о влиянии интенсивности УВ на картину течения. Изолинии плотности газа при трех значениях числа Маха представлены на рис. 4. Видно, что увеличение числа Маха приводит прежде всего к качественному изменению веера волн разрежения на уступе. На рис. 4, а ($M = 2$) течение на уступе дозвуковое и подобно представленным на рис. 3 картинам. При увеличении числа Маха течение на уступе становится сверхзвуковым (рис. 4, б, в), в этих случаях все характеристики волн разрежения выходят из угловой точки (как на рис. 2). С ростом интенсивности УВ меняется также течение за уступом. В частности, область, занимаемая веером волн разрежения, увеличивается и становится более вытянутой в продольном направлении. Также на рис. 4, б, в более ярко выражены вторичный скачок и контактная поверхность, что свидетельствует о росте их интенсивности. Увеличивается размер и также вытягивается форма вихревой области.

Анализ структуры течения вблизи стенки обратного уступа выявляет образование ножки Маха при $M = 3$ и 4. Данный результат согласуется с данными экспериментальных и численных исследований [1, 12], где показано, что при относительно небольших числах Маха ($M < 2$) УВ направлена по нормали к стенке. При умеренных ударных нагрузках ($M \approx 3 \div 4$) у стенки развивается маховское отражение, а при сильных ударных волнах ($M > 4$) тип отражения переходит в регулярный. Это можно увидеть на рис. 4, в где ножка Маха различима, однако высота ее очень мала.

Таким образом, результаты тестового расчета для незапыленного газа хорошо согласуются с известными экспериментальными и расчетными данными, что позволяет применить используемую численную технологию для анализа процесса дифракции УВ в двухфазной смеси.

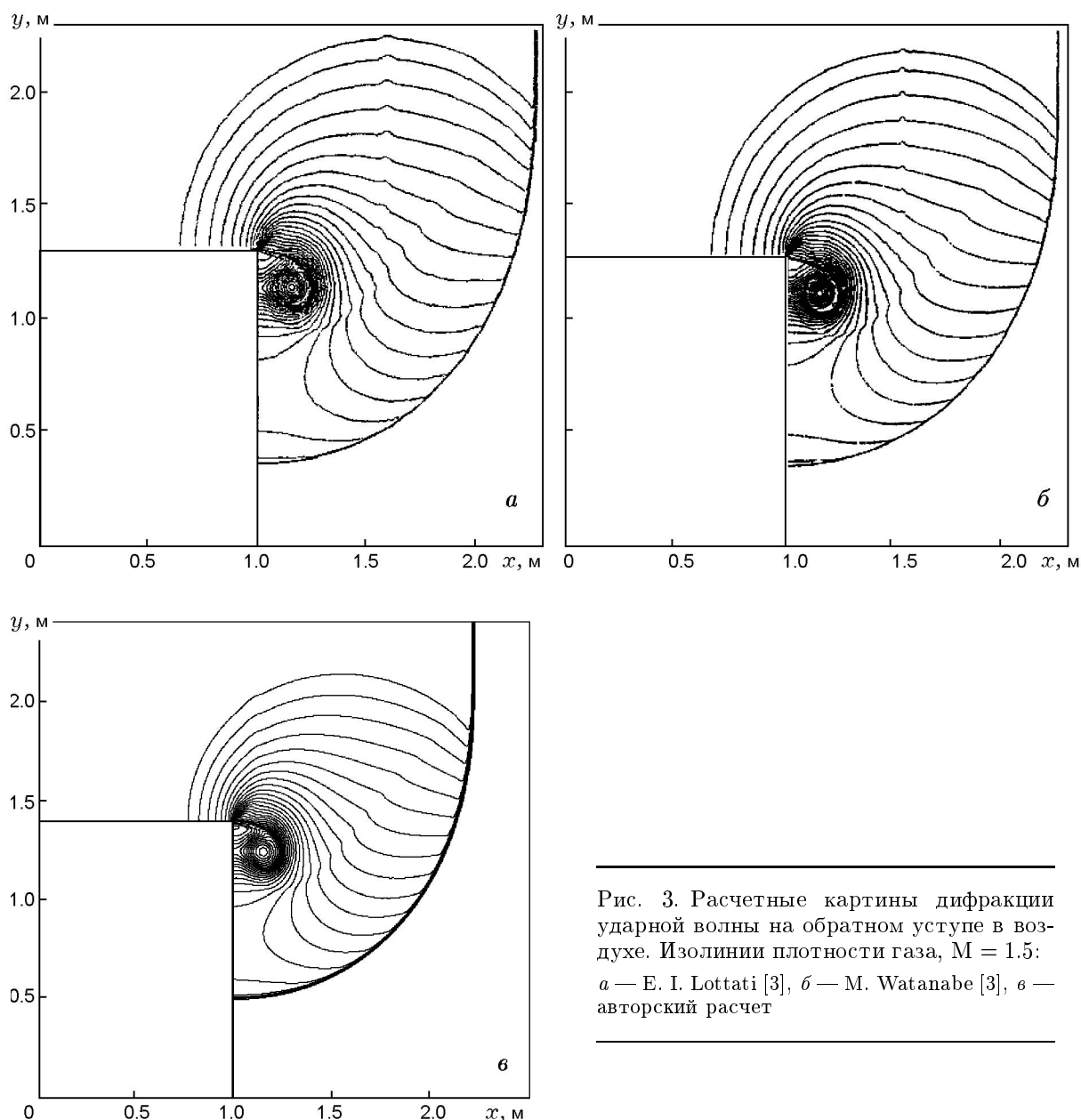


Рис. 3. Расчетные картины дифракции ударной волны на обратном уступе в воздухе. Изолинии плотности газа, $M = 1.5$:
 а — Е. I. Lottati [3], б — М. Watanabe [3], в — авторский расчет

ДИФРАКЦИЯ УВ В ГАЗОВЗВЕСИ

Отличительной чертой ударно-волновых течений в гетерогенных смесях по сравнению с течениями невязких газов является также то, что здесь внутреннюю структуру УВ определяют процессы тепловой и скоростной релаксации фаз. Характерные масштабы процессов релаксации зависят от размера частиц, а для рассматриваемых монодисперсных газовзвесей частиц алюминия размером $1 \div 5$ мкм в кислороде они сопоставимы также с принятыми в рас-

четах геометрическими масштабами задачи (с поперечными размерами канала). Наличие указанных релаксационных процессов может оказать существенное влияние как на картину дифракции УВ при прохождении обратного уступа, так и на условия дальнейшего распространения УВ по каналу. (Отметим, что особенно сильное влияние релаксационные процессы оказывают на условия инициирования, распространения и срыва детонационных волн в реагирующих газовзвесях.)

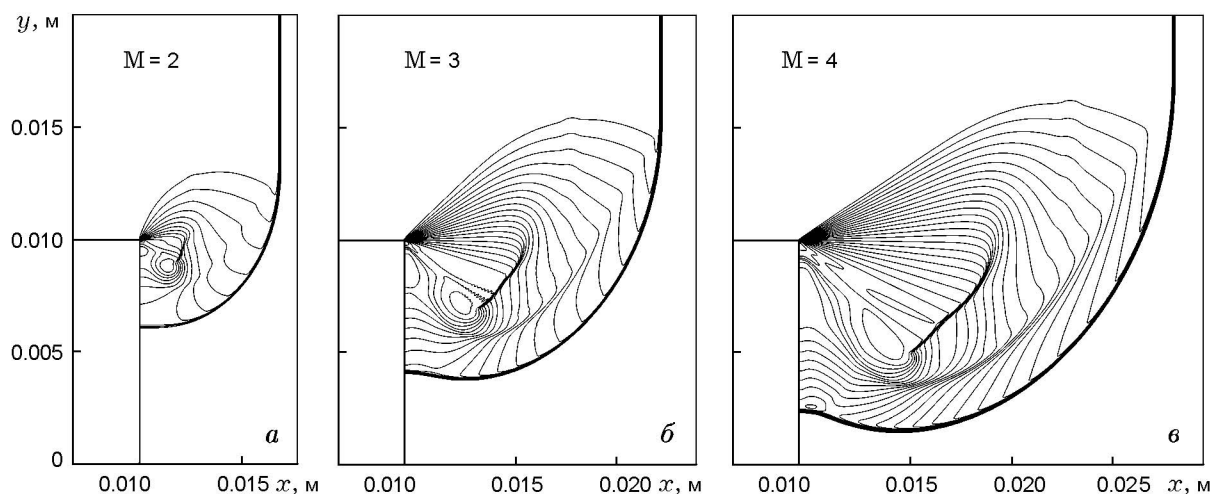


Рис. 4. Влияние интенсивности УВ на картину течения в незапыленном газе. Изолинии плотности газа, $t = 16$ мкс

Расчетные данные для течения, формирующегося при огибании ударной волной прямого угла расширения, для газозвеси частиц алюминия диаметром 1 мкм в кислороде при фиксированной начальной загрузке частиц $\rho_{2,0} = 0.69$ кг/м³ получены в диапазоне чисел Маха $2 \div 4$ и представлены на рис. 5, 6. На рис. 5 показаны поля плотностей газовой и дисперсной фаз и векторного поля скоростей газа при $M = 3$, т. е. при сверхзвуковом обтекании уступа. Отметим, что в целом волновая картина подобна течению при дифракции УВ в незапыленном газе (см. рис. 4, б). Здесь также можно выделить вихрь, вторичный скачок и волну разрежения, границы которых разделяют области различной интенсивности цвета на рис. 5, а. Однако присутствие частиц существенным образом влияет на форму и размеры характерных структур течения.

Образование области с пониженным содержанием частиц. Анализ картин плотности частиц (рис. 5, б) показывает, что за уступом образуется зона разрежения с очень низким содержанием частиц (средняя плотность частиц меньше 0.05 кг/м³). Причиной этого является, очевидно, следующее. Сразу же после прохождения ударной волной уступа газ резко меняет направление своего движения (рис. 5, в), а частицы в силу своей инерционности еще продолжают некоторое время двигаться в продольном направлении. Таким образом, за уступом образуется зона, в которую не поступают частицы из области течения перед уступом. Частицы же, первоначально находившиеся в этой зоне

за уступом, перемещаются вслед за дифрагированной УВ и выносятся из данной области. Здесь протекают два явления: первое, обусловленное лидирующей дифрагированной УВ, выносит частицы из области, а второе, обусловленное инерцией частиц, препятствует их попаданию в данную область. Формирующееся за уступом вихревое течение газа способствует дальнейшей сепарации частиц.

Накопление частиц происходит в слое, примыкающем к контактной поверхности, что можно отчетливо видеть на рис. 5, б. Так как скорость дискретной фазы (как и газовой) в вереве волн разрежения существенно выше, чем за дифрагированной УВ (ввиду ее ослабления за уступом, рис. 5, в), то в области между контактной поверхностью и вторичным скачком (см. также рис. 2) происходит торможение частиц. Следствием этого является значительное увеличение их концентрации (средняя плотность частиц достигает 5.36 кг/м³). Это означает, что средняя плотность частиц возросла почти на порядок, т. е. возникает своеобразный ρ -слой, который, как правило, образуется за УВ. Подчеркнем, что в данном случае он возник вблизи контактного разрыва. Аналогичный результат получен в [13], где рассматривалась задача о распространении затухающих сферических УВ, появляющихся после взрыва центрального заряда. Исследовалось движение мелкодисперсных частиц в поле течения газа без учета влияния частиц на газ. Анализ траекторий частиц показал, что они образуют ρ -слой перед контактным разрывом, отделяющий вы-

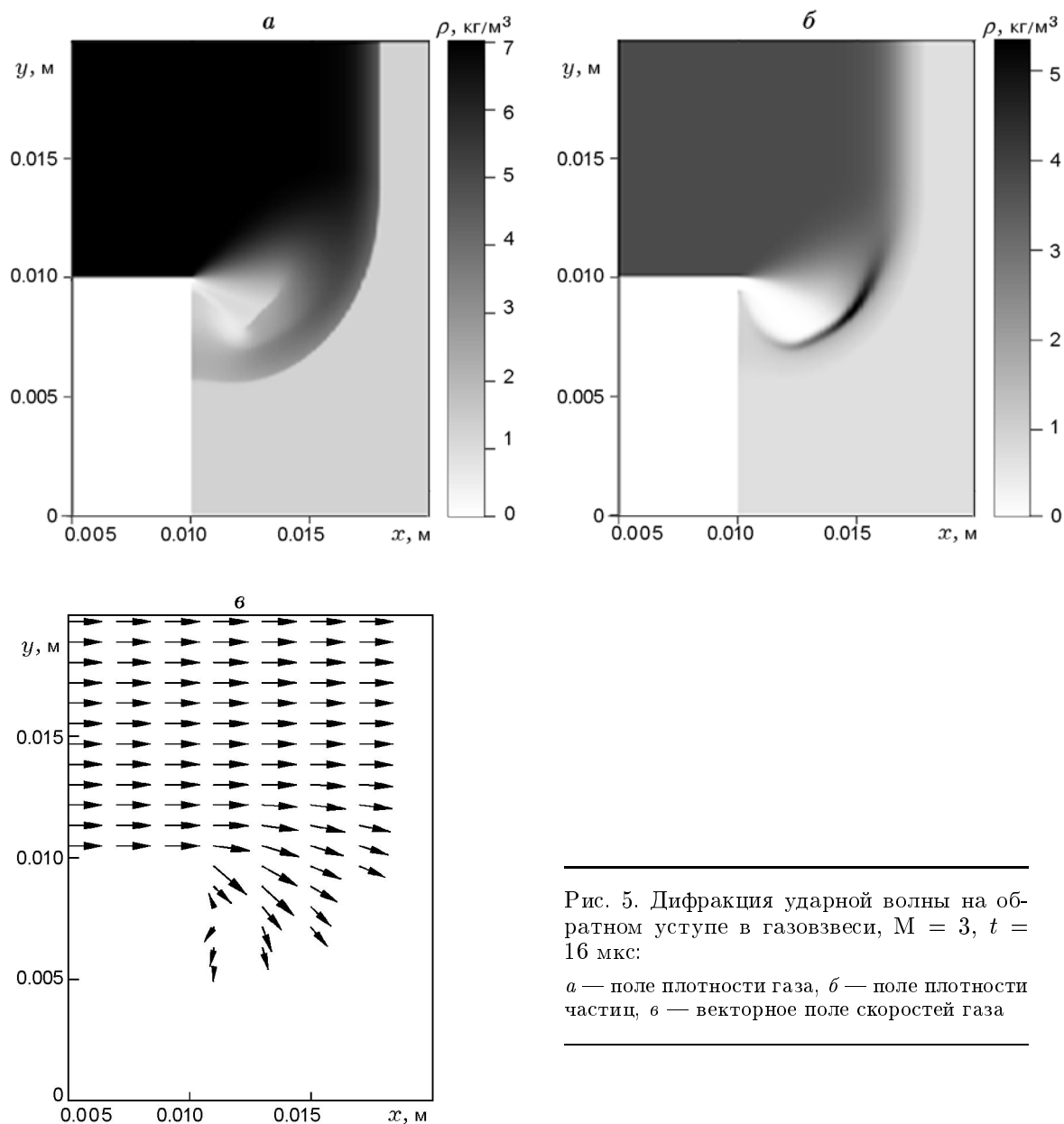


Рис. 5. Дифракция ударной волны на обратном уступе в газозвеси, $M = 3$, $t = 16$ мкс:
a — поле плотности газа, *б* — поле плотности частиц, *в* — векторное поле скоростей газа

сокотемпературный слой воздуха от продуктов детонации взрывчатого вещества.

Влияние интенсивности УВ на картину их дифракции на обратном уступе в смеси показано на рис. 6, где приведены изолинии плотности газа в один и тот же момент времени для трех различных значений начального числа Маха. Из сравнения с рис. 4 видно, что характерные особенности влияния числа Маха на структуру течения сохраняются и в гетерогенной смеси. С увеличением числа Маха падающей УВ происходит также вытягива-

ние области, занятой веером волн разрежения, и вытягивание вихревой зоны. Картина отражения дифрагированной УВ от стенки обратного уступа здесь аналогична случаям течения в незапыленном газе при тех же числах Маха.

Присутствие частиц в основном оказывает влияние на структуру течения непосредственно за фронтом лидирующей УВ. Наличие релаксационных процессов приводит к изменению направления и форм изолиний характерных параметров. Так, в результате взаимодействия веера волн разрежения и зоны релакса-

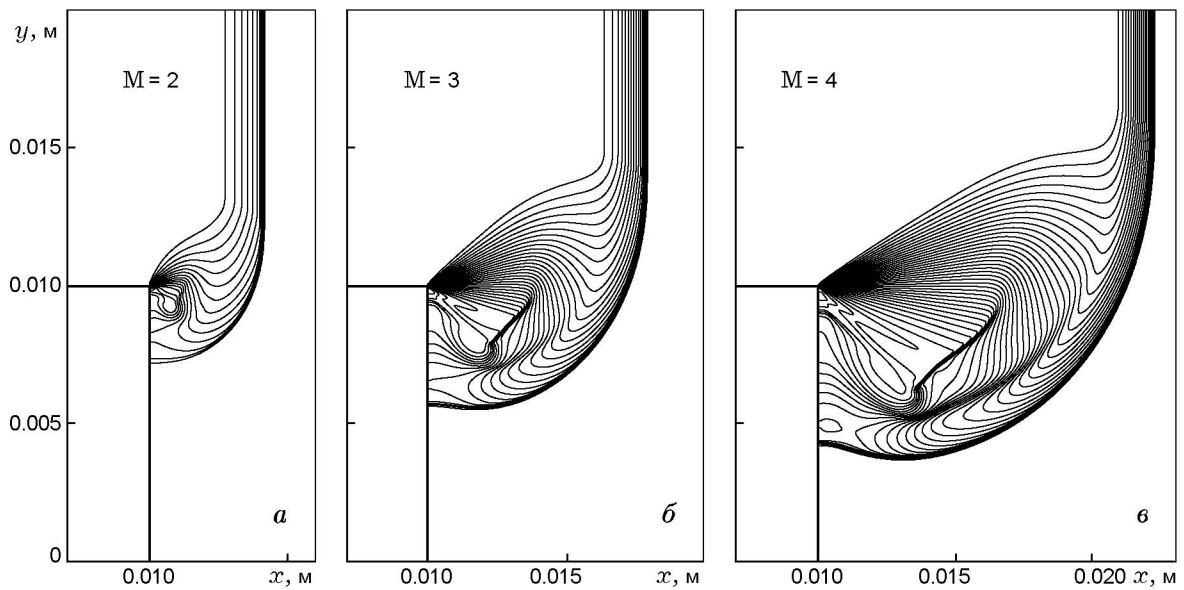


Рис. 6. Влияние интенсивности УВ на картину течения. Изолинии плотности газа, $t = 1.6 \cdot 10^{-5}$ с

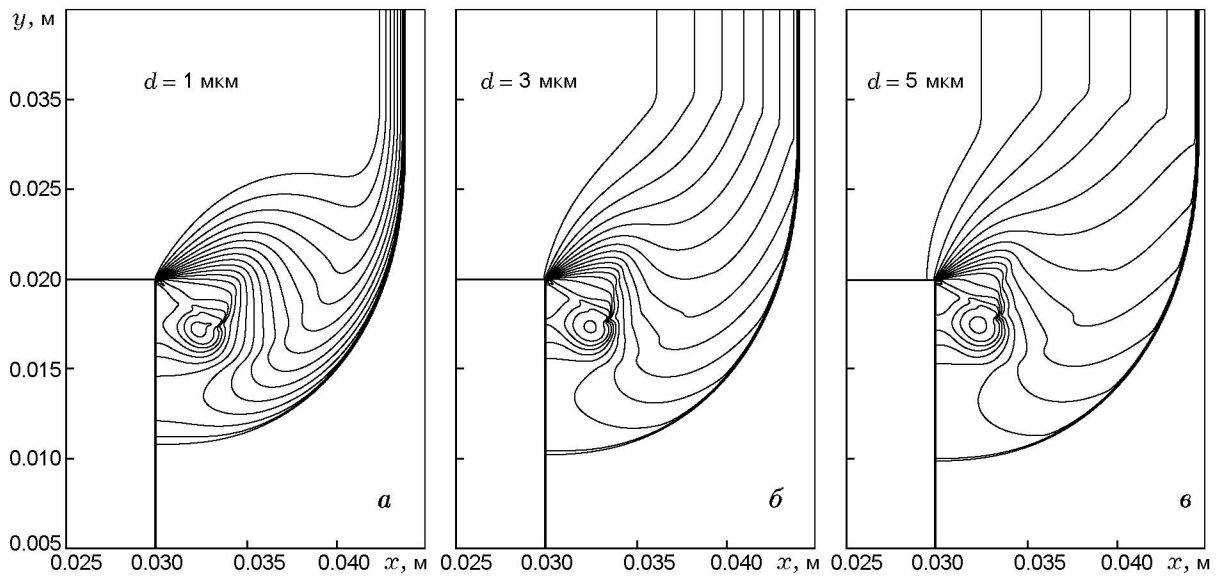


Рис. 7. Влияние размера частиц на волновую картину. Изолинии плотности газовой фазы

ции изолинии плотности газа разворачиваются в направлении центральной части канала и замыкаются на линии симметрии (см. рис. 6), тогда как в незапыленном газе они достигают фронта лидирующей УВ (см. рис. 4). На участке между фронтом дифрагированной УВ и контактной поверхностью на рис. 6 изолинии плотности сильно искривлены, в то время как на рис. 4 (в незапыленном газе) они близки к прямым линиям (что свидетельству-

ет о линейном характере изменения плотности в направлении нормали к фронту дифрагированной УВ).

Влияние размера частиц. Как известно, протяженности зон релаксационных процессов в монодисперсных газовзвесьях зависят от диаметра частиц. Влияние размера частиц на структуру дифрагированной УВ в смеси показано на рис. 7, где представлены результаты расчетов при $M = 2$, $\rho_{2,0} = 0.69$ кг/м³, $t =$

40 мкс и диаметре частиц $d = 1, 3$ и 5 мкм. Из сравнения рис. 7,а и 7,б видно, что увеличение размера частицы приводит к изменению угла наклона вторичного скачка, при этом меняются форма вихревой области и форма веера волн разрежения. При $d = 3$ и 5 мкм характерные масштабы структур течения в зоне за уступом на данный момент времени существенно меньше, чем характерный масштаб релаксационной зоны, который можно оценить как расстояние от фронта падающей УВ до крайней изолинии плотности при $y = 0.035$ м (рис. 7,б,в). Вследствие этого на рис. 7,б,в наклон вторичного скачка практически один и тот же. При максимальном рассмотренном диаметре частицы ($d = 5$ мкм) зона релаксации столь велика, что течение за уступом практически заморожено, т. е. приближается к реализующемуся в незапыленном газе. Ввиду того, что характерные размеры структур течения за уступом увеличиваются со временем, в какой-то момент они будут сопоставимы с характерными масштабами зон релаксации для частиц размером 3 и 5 мкм, и тогда влияние релаксационных процессов станет существенным и для указанных частиц. Для мелких частиц ($d = 1$ мкм), напротив, масштабы релаксационных процессов много меньше характерных масштабов структур и течение будет приближаться к равносному. Данные результаты согласуются с выводами, полученными из анализа расчетных данных в [14], где исследовались процессы взаимо-

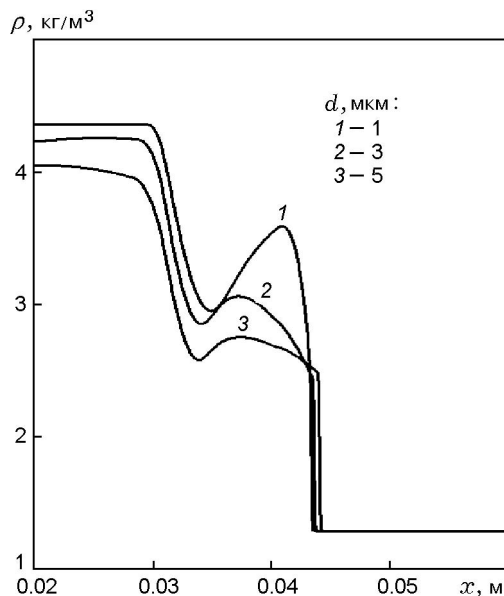


Рис. 8. Влияние размера частиц на распределение плотности газа, $y = 0.02$ м, $M = 2$

действия УВ и облака пыли, расположенного на дне плоского канала, и также показывают, что при уменьшении диаметра частиц профиль давления приближается к соответствующему распределению, полученному в равновесной модели.

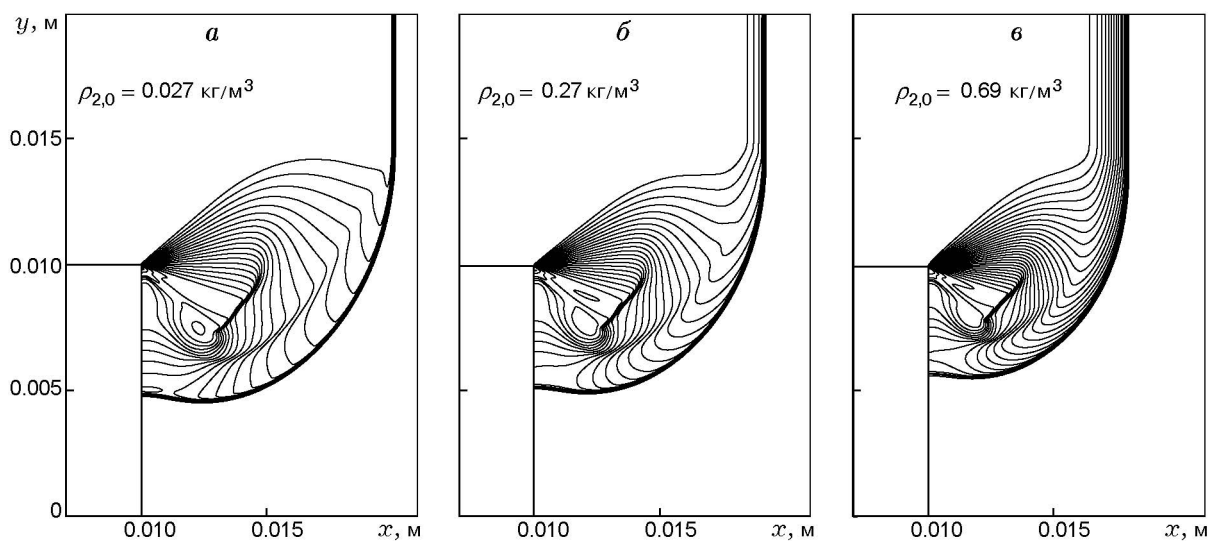


Рис. 9. Влияние загрузки частиц в газозвеси на картину течения, $M = 3, t = 16$ мкс

На рис. 8 представлено распределение плотности газовой фазы вдоль канала на высоте уступа $y = 0.02$ м в момент времени 40 мкс (местоположение уступа $x = 0.03$ м). Видно, что профили плотности немонотонны и характеризуются как точкой локального максимума (что связано с влиянием процессов релаксации на течение между лидирующим и вторичным ударными скачками), так и точкой локального минимума (к которой примыкает участок волны разрежения). Отметим, что пиковое значение давления в точке локального максимума существенно выше для мелких частиц. Это связано с тем, что здесь влияние процессов релаксации для крупных частиц проявляется гораздо слабее за счет большей зоны релаксации.

Влияние массовой загрузки частиц на картину дифракции показано на рис. 9. При малом содержании частиц в смеси ($\rho_{2,0} = 0.027$ кг/м³, рис. 9,а) картина практически совпадает с той, что реализуется в газах. Сравнивая местоположение фронта дифрагированной УВ на рис. 9,б,в с положением на рис. 9,а, можно видеть замедление УВ при увеличении массовой загрузки. Отметим, что вместе с уменьшением скорости УВ в смеси уменьшается и равновесная скорость звука перед фронтом, таким образом, число Маха УВ остается практически неизменным. На рис. 9,б,в также видно, что при повышении концентрации частиц на порядок и выше проявляются эффекты, связанные с влиянием зон релаксации: искривление волн разрежения, изменение характера течений между фронтом дифрагированной УВ и контактным разрывом и течения в вихревой зоне. Таким образом, в ударно-волновых процессах в каналах сложной геометрии уже при значениях относительных массовых концентраций частиц $\xi_2 = \rho_{20}/(\rho_{20} + \rho_{10}) \approx 0.1$ влияние частиц на течение газозвесей существенно.

ВЫВОДЫ

- В рамках физико-математической модели механики гетерогенных сред в двухскоростном двухтемпературном приближении численно исследована задача о распространении ударной волны в газозвеси в плоском канале с разрывом поперечного сечения.

- Установлено, что в целом структура течения в смеси при дифракции ударной волны на разрыве сечения качественно соответствует аналогичному течению в газах. Однако при-

сутствие частиц оказывает влияние на форму и размеры формирующихся структур течения.

- Влияние массовой загрузки частиц при значениях массовых концентраций ≈ 0.1 и выше существенно сказывается на форме веера волн разрежения, на течении между фронтом дифрагированной ударной волны и контактной поверхностью и на течении в вихревой зоне.

- Влияние размера частиц на картину дифракции наиболее выражено в интервале времени, когда характерные размеры структур сопоставимы с масштабами релаксационных зон.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hillier R. Computation of shock wave diffraction at a ninety degrees convex edge // Shock Waves. 1991. V. 1. P. 89–98.
2. Abate G., Shyy W. Dynamic structure of confined shocks undergoing sudden expansion // Progress in Aerospace Sci. 2002. V. 38. P. 23–42.
3. Takayama K., Inoue O. Shock wave diffraction over a 90 degree sharp corner // Shock Waves. 1991. V. 1. P. 301–312.
4. Wang B. Y., Wu Q. S., Wang C., Igra O., Falcovitz J. Shock wave diffraction by a cavity filled with dusty gas // Shock Waves. 2001. V. 11. P. 7–14.
5. Bedarev I. A., Gosteev Yu. A., Fedorov A. V. Computation of particles ascent from a cavity behind passing shock wave // Sixth Intern. Symp. on Hazards, Prevention, and Mitigation of Industrial Explosions (6th ISHPMIE). 2006.
6. Кутушев А. Г., Шорохова Л. В. Численное исследование процессов горения и детонации аэрозвесей унитарного топлива в резкорасширяющихся трубах // Хим. физика. 2003. Т. 22, № 8. С. 94–99.
7. Бойко В. М., Киселев В. П., Киселев С. П., Попырин А. Н., Поплавский С. В., Фомин В. М. О взаимодействии ударной волны с облаком частиц // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 2. С. 86–99.
8. Хмель Т. А., Федоров А. В. Взаимодействие ударной волны с облаком частиц алюминия в канале // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 2. С. 89–98.
9. Федоров А. В., Хмель Т. А. Численное моделирование формирования ячеистой гетерогенной детонации частиц алюминия в кислороде // Физика горения и взрыва. 2005. Т. 41, № 4. С. 84–98.
10. Harten A. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws // J. Comput. Phys. 1983. V. 49. P. 357–393.
11. Роч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.

-
12. **Skews B. W.** The perturbed region behind a diffracting shock wave // *J. Fluid Mech.* 1967. V. 29, pt 4. P. 705–719.
13. **Федоров А. В., Тетенов Е. В., Вессьер Б.** Воспламенение газозвеси частиц металлов при реальном взрыве. II. Одномерное нестационарное приближение // *Физика горения и взрыва*. 1991. Т. 27, № 5. С. 22–28.
14. **Федоров А. В., Харламова Ю. В., Хмель Т. А.** Отражение ударной волны в облаке пыли // *Физика горения и взрыва*. 2007. Т. 43, № 1. С. 121–131.

Поступила в редакцию 29/XII 2006 г.
