

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования

«Южно-Уральский государственный университет»
(национальный исследовательский университет)

Факультет «Математики, механики и компьютерных технологий»

Кафедра «Вычислительная механика»

ДОПУСТИТЬ К ЗАЩИТЕ

Заведующий кафедрой ВМ,

д. ф.-м. н., профессор

_____/Ю.М. Ковалев

_____ 2017 г.

**Решение задач газовой динамики модификационным
методом крупных частиц.**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

ЮУрГУ – 01.03.03.2017.11-011-1894.ВКР

Руководитель

к.ф.-м.н., доцент кафедры ВМ

_____/Н.Л. Клиначева

_____ 2017 г.

Автор работы

студент группы ЕТ-480

_____/В.А. Попкова

_____ 2017 г.

Челябинск 2017

Попкова В.А.

Решение задач газовой динамики модификационным методом крупных частиц В.А. Попкова - Челябинск, 2017. - 29 с.

Работа выполнена с целью изучения метода и способа решения задач газовой динамики.

Список лит. - 5 назв.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	7
ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	9
1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ	11
2. ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД	15
2.1 Базовый метод крупных частиц	15
2.2 Модифицированный метод крупных частиц	18
3. РЕЗУЛЬТАТЫ	21
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	25
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК	26

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы: Жизнь в современном мире не спокойна. Все чаще мы наблюдаем природные катаклизмы, взрывы и пожары, вызванные как человеком, так и самой природой.

Большую опасность для людей и сельскохозяйственных животных представляют пожары, возникающие на объектах народного хозяйства в результате воздействия светового излучения и ударной волны.

В 2013 году на Урале произошло падение метеорита, вызванная им ударная волна привела к многочисленным разрушениям, преимущественно в городе Челябинск, а также большому числу пострадавших людей.

Прямое воздействие ударной волны на людей и животных возникает в результате воздействия избыточного давления и скоростного напора воздуха. Ввиду небольших размеров тела человека ударная волна мгновенно охватывает и подвергает его сильному сжатию в течение нескольких секунд. Мгновенное повышение давления воспринимается живым организмом как резкий удар. Скоростной напор при этом создает значительное лобовое давление, которое может привести к перемещению тела в пространстве. Косвенные поражения людей и животных могут произойти в результате ударов осколков стекла, шлака, камней, дерева и других предметов, летящих с большой скоростью.

Также известны крупнейшие аварии на Чернобыльской атомной электростанции, сброшенная ядерная бомба на город Хиросима, взрыв на атомной электростанции Фукусима. Сила ударной волны была огромной и не оставила на своем пути ничего. С помощью рассматриваемых методов мы можем увидеть и рассчитать воздействие ударной волны на жесткую стенку.

Цель работы – Построение численного алгоритма решения задачи об отражении ударной волны от жесткой стенки модифицированным методом крупных частиц.

Задачи работы:

1. Построить численный алгоритм решения задачи об отражении плоской ударной волны от жесткой стенки модифицированным методом крупных частиц. Сравнить полученный результат с базовым методом крупных частиц;
2. Изучить процесс взаимодействия ударной волны со стенкой при прохождении через слой «замороженной» газозвеси;

Результаты работы могут быть использованы для расчётов и тестирования различных задач газовой динамики.

ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

При написании данной работы были использованы научная и учебно-методическая литература, статьи.

Книга Белоцерковского О.М. и Давыдова Ю.М. «Метод крупных частиц в газовой динамике» посвящена описанию численных методов в газовой динамике. Больше внимание уделяется исследованию и разработке метода крупных частиц. Этот метод позволяет пошагово использовать эйлеров и лагранжевы подходы в неподвижных узлах сетки, и рассмотреть взаимодействия ячеек, как независимые крупные частицы.

В статье «Повышение устойчивости вычислительного алгоритма метода крупных частиц» авторов Гришина Ю.А. и Зенкина В.А. представлена вычислительная работа с методом крупных частиц, а также приемы для повышения устойчивости, определение промежуточных значений давления и скорости, которые получают из разностного представления уравнения сохранения энергии на границах между ячейками.

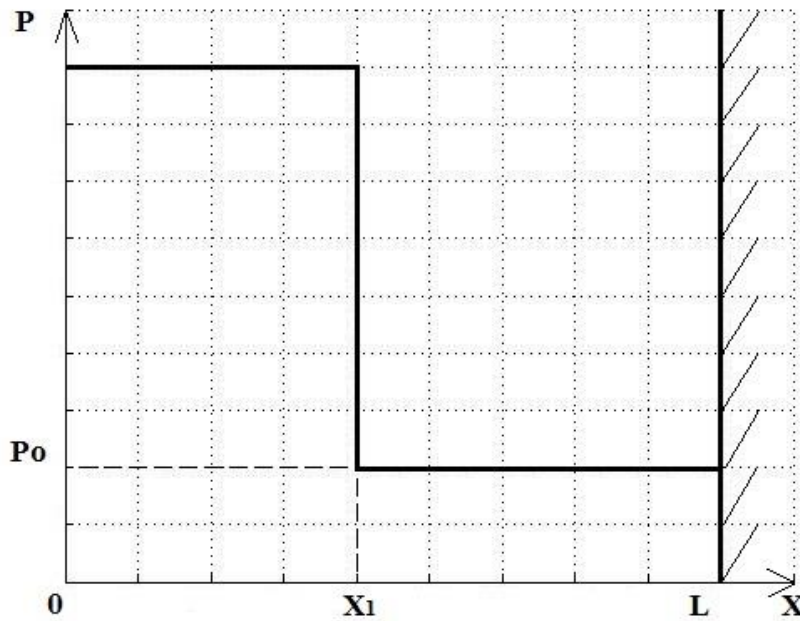
Кругликов Б.С. и Кутушев А.Г. рассматривают проблему ослабления воздушных ударных волн при помощи защитных экранов, а также возможность использования «замороженной» газозвеси, где описывается закон затухания и взаимодействия с преградами ударных волн в слоях решёток и запыленного газа. Результаты всех проводимых исследований мы можем увидеть в работе «Ослабление ударных волн экранирующими решетками».

В статье Гришина Ю.А. «Новые схемы метода крупных частиц и их использование для оптимизации газоздушных трактов двигателей» представлены новые экономичные неявные схемы метода крупных частиц, которые не требуют дополнительных прогонок на расчетном шаге. В основе этих схем лежит аналитическое выражение промежуточного давления на эйлеровом этапе. Сравниваются результаты расчетов, полученные с помощью базового и предложенных схем метода и с результатами специального эксперимента, которое моделирует отрывное течение через окна двухтактного двигателя внутреннего сгорания. Также приведены примеры практического

применения схем для оптимизации профилей газоздушных трактов двигателей, благодаря чему заметно улучшило их технико-экономические показатели, топливную экономичность.

Кругликов Б.С. и Кутушев А.Г. «Ослабление воздушных ударных волн слоями запыленного газа и решетками» также рассматриваются работы и численные решения.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ



Пусть дана некоторая область, на которой находится однородный слой газозвеси ширины L , экранирующий жесткую неподвижную стенку, на который набегают плоская ударная волна конечной длительности. Следует исследовать влияние слоя на воздействие волны на преграду.

Начальные условия: $t = 0$ при $0 \leq x \leq x_1$;

$$p_H = \frac{p_0(u_0(g+1) - u_1(g-1))}{u_1(g+1) - u_0(g+1)}$$

$$\rho_H = \frac{\rho_0(p_1(g+1) - p_0(g-1))}{p_1(g-1) + p_0(g+1)}$$

$$u_H = \sqrt{\frac{\rho_0 p_0 - p_1}{\rho_1 \rho_0 - \rho_1}}$$

при $x_1 \leq x \leq L$;

$$p = p_0$$

$$\rho_1 = \rho_{0_1} \alpha_1 \quad u_1 = 0$$

$$\rho_2 = \rho_{0_2} \alpha_2 \quad u_2 = 0$$

Где ρ_1 – плотность газа, ρ_2 – плотность частиц; α_1 и α_2 – объемные доли газа и частиц соответственно.

На левой границе условие свободного протекания, на правой границе условие не протекания для газа и условие свободного протекания для частиц. Система дифференциальных уравнений, описывающая в общем случае плоское одномерное нестационарное движение смеси идеального совершенного газа и несжимаемых частиц в безразмерном виде:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i}{\partial x} = 0, (i = 1, 2)$$

$$\frac{\partial \rho_i u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i^2}{\partial x} + \frac{[2 - i + (-1)^i \beta]}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial x} = (-1)^i (1 - \beta') F$$

$$\frac{\partial \rho_2 e_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 e_2 u_2}{\partial x} = Q,$$

$$\sum_{i=1}^2 \left(\frac{\partial \rho_i E_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i E_i}{\partial x} + \left(-\frac{1}{\gamma} \right) \frac{\partial p \alpha_i u_i}{\partial x} \right) = 0,$$

$$\rho_i = \alpha_i \rho_i^0, (\alpha_1 + \alpha_2 = 1), \quad \beta = 1.5 \alpha_2,$$

$$\beta' = \beta + \frac{0.5\rho_1^0}{\rho_2^0},$$

$$F = \rho_2(u_1 - u_2) \left\{ T_1^\varepsilon + \frac{\sqrt{Re_0}}{6} [\rho_1^0(u_1 - u_2)]^{0.5} T_1^{0.5\varepsilon} + \frac{Re_0}{60} \rho_1^0(u_1 - u_2) \right\} \left[1 + \exp\left(-\frac{0.427}{M_{12}^{4.63}}\right) \right] \frac{1}{(1 - \alpha_2)},$$

$$Q = \frac{\gamma}{Pr_0} \rho_2 \left(e_1 - \frac{e_2}{\delta_0} \right) \left\{ \frac{2}{3 \exp(M_{12}) T_1^\theta} + 0.153 Re_0^{0.55} Pr_0^{0.33} (\rho_1^0 |u_1 - u_2|)^{0.55} T_1^{(0.67\theta - 0.22\varepsilon)} \right\},$$

$$p = \gamma(\gamma - 1)\rho_1^0 e_1,$$

$$T_1 = \frac{p}{\rho_1^0},$$

$$e_i = E_i - \frac{u_i^2}{2},$$

$$a_1 = \sqrt{\frac{p}{\rho_1^0}},$$

$$M_{12} = \frac{|u_1 - u_2|}{a_1},$$

$$Re_0 = \frac{\rho_2^0 a_{10} d}{\mu_{10}},$$

$$Rr_0 = \frac{\gamma c_1 \mu_{10}}{\lambda_{10}},$$

$$\delta_0 = \frac{c_2}{c_1}.$$

Индексы 1 и 2 относятся к параметрам частиц; $\rho_1^0, \rho_i, u_i, e_i, \alpha_i, E_i$ – истинная и средняя плотности, скорость, внутренняя энергия, объемное содержание, полная энергия i –й фазы; p и T – давление и температура; F и Q – сила межфазного трения и интенсивность контактного теплообмена; M_{12} – число Маха относительно движения фаз, d – диаметр частиц;

2. ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

2.1 Базовый метод крупных частиц

Главная идея базового метода крупных частиц состоит в расщеплении по физическим процессам начальной нестационарной системы уравнений Эйлера, представленной в виде уравнений сохранения энергии. Процесс состоит из многократного повторения шагов, в результате установления. Рассчитываем каждый временной шаг (вычислительный цикл), состоящий из трех этапов:

- Эйлеров этап: Рассмотрим движение чистого газа, в качестве исходных возьмем дифференциальные уравнения Эйлера в дивергентном виде (уравнения неразрывности, импульса и энергии):

$$\frac{d\rho}{dt} + \operatorname{div}(\rho u) = 0$$

$$\frac{d\rho u}{dt} + \operatorname{div}(\rho u u) + \frac{dp}{dx} = 0$$

$$\frac{d\rho E}{dt} + \operatorname{div}(\rho E u) + \operatorname{div}(p u) = 0$$

Из уравнения неразрывности следует, что поле плотности будет заморожено и уравнение обращается в 0.

Аппроксимируя уравнения в момент времени t^n , получаем разностные уравнения для ячейки (крупной частицы) i :

$$\tilde{u}_{i,j}^n = u_{i,j}^n - \frac{p_{i+1/2,j}^n - p_{i-1/2,j}^n}{\Delta x} \frac{\Delta t}{\rho_{i,j}^n}$$

$$\tilde{E}_{i,j}^n = E_{i,j}^n - \left[\frac{p_{i+1/2,j}^n u_{i+1/2,j}^n - p_{i-1/2,j}^n u_{i-1/2,j}^n}{\Delta x} \right] \frac{\Delta t}{p_{i,j}^n}$$

Для улучшения устойчивости счета первого этапа в уравнениях вместо p используются обычно $p+q$. Здесь q — искусственное вязкостное давление (псевдовязкость):

$$q = -\mu \frac{\partial u}{\partial x} = -\mu\rho \frac{\partial u}{\partial s} = -\tilde{\mu} \frac{\partial u}{\partial s},$$

где μ — коэффициент вязкости, S — массовая лагранжева координата.

Величины с дробными индексами, относящиеся к границам ячеек, находятся так:

$$v_{i+\frac{1}{2}}^n = \frac{v_i^n - v_{i+1}^n}{2},$$

- Лагранжев этап:

На данном этапе вычисляются эффекты переноса, учитывающие обмен между ячейками при их перестройке на прежнюю эйлерову сетку. Так же находятся потоки массы ΔM_1^n , ΔM_2^n , поток частиц через границы эйлеровых ячеек за время Δt .

Можно поток массы ΔM^n определять по формулам первого порядка точности:

$$\Delta M_{i+\frac{1}{2}}^n = \begin{cases} \rho_i^n \frac{\tilde{u}_i^n + \tilde{u}_{i+1}^n}{2} \Delta t, & \text{если } \tilde{u}_i^n + \tilde{u}_{i+1}^n > 0, \\ \rho_{i+1}^n \frac{\tilde{u}_i^n + \tilde{u}_{i+1}^n}{2} \Delta t, & \text{если } \tilde{u}_i^n + \tilde{u}_{i+1}^n < 0. \end{cases}$$

Уравнение неразрывности записываем так:

$$\rho_{1i}^{n+1} \Delta x = \rho_{1i}^n \Delta x - \Delta M_{1i+\frac{1}{2}}^n + \Delta M_{1i-\frac{1}{2}}^n$$

$$\rho_{2i}^{n+1} \Delta x = \rho_{2i}^n \Delta x - \Delta M_{2i+\frac{1}{2}}^n + \Delta M_{2i-\frac{1}{2}}^n$$

- Заключительный этап:

На этом этапе масса, импульс и энергия перераспределяются по пространству и определяются окончательные поля эйлеровых параметров потока на фиксированной сетке в момент времени $t^{n+1} = t^n + \Delta t$.

Уравнения показывают, что внутри поля изменение за время Δt происходит только за счёт взаимодействия на внешнюю границу области

течения, а не источников и стоков для E, P, M . Величины $\Delta M_{j_{i+\frac{1}{2}}}^n$ ($j = 1, 2$) весомые функции. Потоки массы, определяемые на лагранжевом этапе, несут промежуточные значения удельной энергии и скорости, которые в свою очередь определяются на первом этапе.

Конечные значения параметров потока $\rho, X=(v_1, v_2, E_1, E_2)$ на новом временном слое $t^{n+1} = t^n + \Delta t$ найдем по формулам

$$\rho_{j_i}^{n+1} = \rho_{j_i}^n - \frac{\Delta M_{j_{i+\frac{1}{2}}}^n - \Delta M_{j_{i-\frac{1}{2}}}^n}{\Delta x},$$

$$(j = 1, 2)$$

$$X_{j_i}^{n+1} = \frac{\rho_{j_i}^n}{\rho_{j_i}^{n+1}} \tilde{X}_{j_i}^n - \frac{\tilde{X}_{j_{i+1}}^n \Delta M_{j_{i+\frac{1}{2}}}^n - \tilde{X}_{j_{i-1}}^n \Delta M_{j_{i-\frac{1}{2}}}^n}{\Delta x},$$

$$\begin{aligned} \rho_{i,j}^{n+1} &= \rho_{i,j}^n + \frac{\sum \Delta M_k^n}{\Delta x} \\ &= \rho_{i,j}^n + \frac{\Delta M_{i-1/2,j}^n + \Delta M_{i,j-1/2}^n - \Delta M_{i,j+1/2}^n - \Delta M_{i+1/2,j}^n}{\Delta x}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} X_{i,j}^{n+1} &= \frac{\rho_{i,j}^n}{\rho_{i,j}^{n+1}} \tilde{X}_{i,j}^n + \frac{\sum \tilde{X}_k^n \Delta M_k^n}{\rho_{i,j}^{n+1} \Delta x} \\ &= \frac{\rho_{i,j}^n}{\rho_{i,j}^{n+1}} \tilde{X}_{i,j}^n \\ &+ \frac{\tilde{X}_{i-1,j}^n \Delta M_{i-1/2,j}^n + \tilde{X}_{i,j-1}^n \Delta M_{i,j-1/2}^n - \tilde{X}_{i+1,j}^n \Delta M_{i+1/2,j}^n - \tilde{X}_{i,j+1}^n \Delta M_{i,j+1/2}^n}{\rho_{i,j}^{n+1} \Delta x} \end{aligned}$$

Каждый из этих трех этапов имеет ряд трактовок. Комбинируем различные представления на этапах и получаем серию разностных схем модифицированного метода крупных частиц, что позволяет провести ряд численных экспериментов.

2.2 Модифицированный метод крупных частиц

Для начала рассмотрим двумерное течение газа без учёта теплообмена и вязкости. Преобразуем уравнение энергии эйлера этапа метода крупных частиц с условием принятого для данного этапа допущения об отсутствии перетоков:

$$\begin{aligned} \frac{\rho \partial E}{\partial t} + \frac{\partial p u}{\partial x} + \frac{\partial p v}{\partial y} &= \frac{\rho \partial J}{\partial t} + \frac{\rho \partial W^2}{(2 \partial t)} + \frac{\partial p u}{\partial x} + \frac{\partial p v}{\partial y} \\ &= \frac{\rho \partial J}{\partial t} + \frac{\rho u \partial u}{\partial t} + \frac{\rho v \partial v}{\partial t} + \frac{p \partial u}{\partial x} + \frac{u \partial p}{\partial x} + \frac{p \partial v}{\partial y} + \frac{v \partial p}{\partial y} = 0, \end{aligned}$$

где ρ, p, W, E, J – плотность, давление и скорость газа с составляющими u и v по координатам x, y ; E – удельные полные и J – внутренняя энергии.

Теперь, умножая уравнения импульсов эйлера этапа на скорости, получаем:

$$\frac{\rho u \partial u}{\partial t} = - \frac{u \partial p}{\partial x},$$

$$\frac{\rho v \partial v}{\partial t} = - \frac{v \partial p}{\partial y},$$

подставляем в предыдущее уравнение и видим, что уравнение полной энергии эйлера этапа может быть заменено уравнением внутренней энергии:

$$\frac{\rho \partial J}{\partial t} + p \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \left[\frac{1}{(k-1)} \right] \frac{\partial p}{\partial t} + p \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right),$$

где k – газовая постоянная.

Для расчётов каналов произвольной формы принимаем $\Delta x = \Delta y$ и выбираем шаг Δt , обозначим

$$C = \frac{Co}{a} = \frac{\Delta t}{\Delta x}$$

Теперь, зная уравнение энергии для расчётной ячейки i , запишем конечно-разностные уравнения эйлера этапа как соотношения второго порядка точности по времени и по пространству

$$\tilde{u}_{i,j}^{n+1} = u_{i,j}^n - \left(0.5(\tilde{p}_{i,j}^{n+1} + \tilde{p}_{i+1,j}^n) - p_{i-\frac{1}{2},j}^{n+\frac{1}{2}} \right) \frac{C}{\rho_{i,j}^n},$$

$$\tilde{v}_{i,j}^{n+1} = v_{i,j}^n - \left(0.5(\tilde{p}_{i,j}^{n+1} + \tilde{p}_{i,j+1}^n) - p_{i,j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) \frac{C}{\rho_{i,j}^n},$$

$$\tilde{p}_{i,j}^{n+1} = p_{i,j}^n$$

$$\begin{aligned} & - (k-1)Cp_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} \left(0.5(\tilde{u}_{i,j}^{n+1} + u_{i+1,j}^n) - u_{i-\frac{1}{2},j}^{n+\frac{1}{2}} \right. \\ & \left. + 0.5(\tilde{v}_{i,j}^{n+1} + v_{i,j+1}^n) - v_{i,j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right), \end{aligned}$$

Получим «предварительные заготовки» для предыдущих формул:

$$p_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} = 0.25(\tilde{p}_{i-1,j}^{n+1} + \tilde{p}_{i,j-1}^{n+1} + p_{i+1,j}^n + p_{i,j+1}^n),$$

$$X_{i,j}^{n+1} = 0.5(\tilde{X}_{i-1,j}^{n+1} + X_{i,j}^n), \quad Y_{i,j}^{n+1} = 0.5(\tilde{Y}_{i,j-1}^{n+1} + Y_{i,j}^n),$$

где $X = (p, u)$ и $Y = (p, v)$.

Проведя все образования, получится основной результат расчетной схемы, т. е. аналитическое выражение для определения промежуточного давления без итераций:

$$\tilde{p}_{i,j}^{n+1} = \left\{ p_{i,j}^n - (k-1)C p_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} \left\{ 0.5 \left\{ u_{i,j}^n + u_{i+1,j}^n + v_{i,j}^n + v_{i,j+1}^n - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left[0.5(p_{i+1,j}^n + p_{i,j+1}^n) - p_{i-\frac{1}{2},j}^{n+\frac{1}{2}} - p_{i,j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right] \frac{C}{\rho_{i,j}^n} \right\} - u_{i-\frac{1}{2},j}^{n+\frac{1}{2}} - v_{i,j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right\} \right\} / \left[1 - \right. \\ \left. 0.5(k-1)p_{ij}^{n+\frac{1}{2}} \frac{C^2}{\rho_{i,j}^n} \right].$$

Завершается эйлеров этап расчётом полной энергии:

$$\tilde{E}_{i,j}^{n+1} = \frac{\tilde{p}_{i,j}^{n+1}}{(k-1)p_{i,j}^n} + \frac{(\tilde{u}_{i,j}^{n+1})^2 + (\tilde{v}_{i,j}^{n+1})^2}{2}.$$

Далее в обычной последовательности метода крупных частиц выполняются лагранжев и заключительный этапы. Применение предложенной схемы позволило при сохранении устойчивости вычислений увеличить число Куранта до 0.4, даже при параметрах с большими градиентами, т. е. увеличивается точность результатов и сокращается время счёта.

Радикальное упрощение получается при изотермическом представлении, при использовании модели предельно теплопроводного газа. Такое допущение может быть применено для предварительных работ по доводке профилей каналов с целью снижения их сопротивления, т. к. имитируются реальные заводские продувки, выполняемые холодным сжатым воздухом. Упрощение получается, благодаря исключению из рассмотрения уравнения энергии, из-за которого преимущественно и возникала неустойчивость.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Значение давления, плотности, скорости и энергии:

$$p_H = 10^6 (\text{Па}) \quad \rho_H = 4.61 (1/\text{м}^3) \quad u_H = 740.747 (\text{м/с}) \quad E_H = 8.209 * 10^5$$

$$p_0 = 10^5 (\text{Па}) \quad \rho_0 = 1.21 (1/\text{м}^3) \quad u_0 = 0 (\text{м/с}) \quad E_0 = 2.066 * 10^5$$

В результате численного моделирования были построены распределения давления, плотности и энергии на момент времени $t = 0.5$ мс (рис. 1-3) и на момент времени $t = 2$ мс (рис. 4-6), когда ударная волна отразилась от стенки и прошла расстояние 0,2 м. Полученные результаты качественно согласуются с результатами, представленными в литературе [1].

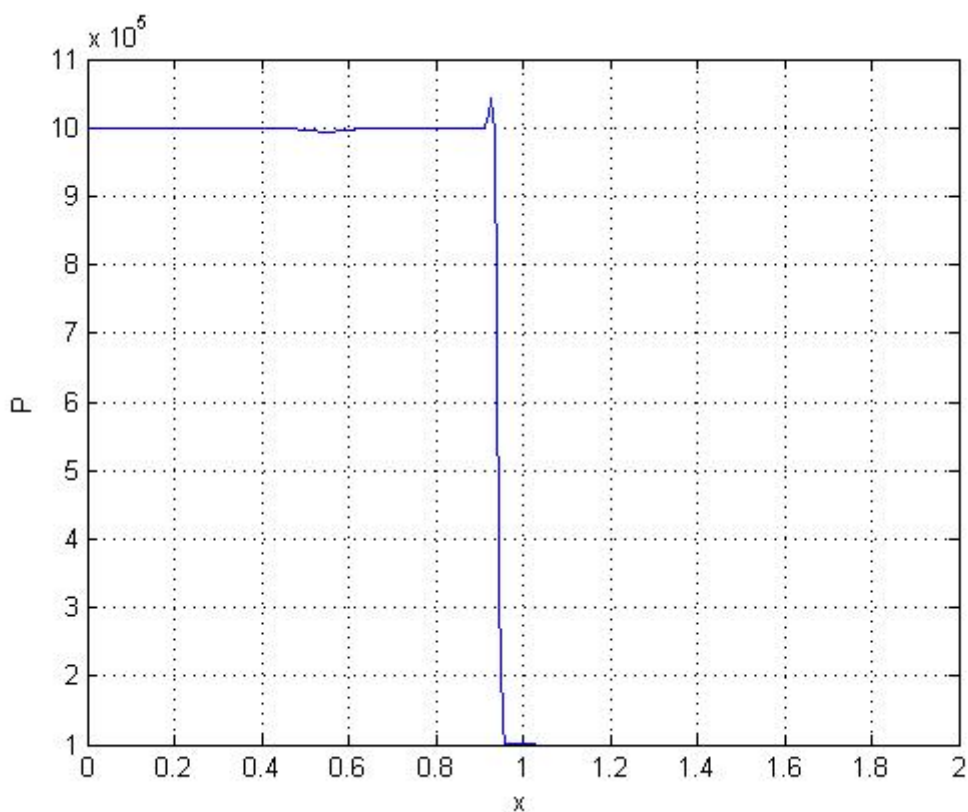


Рис. Распределение давления вдоль поверхности.

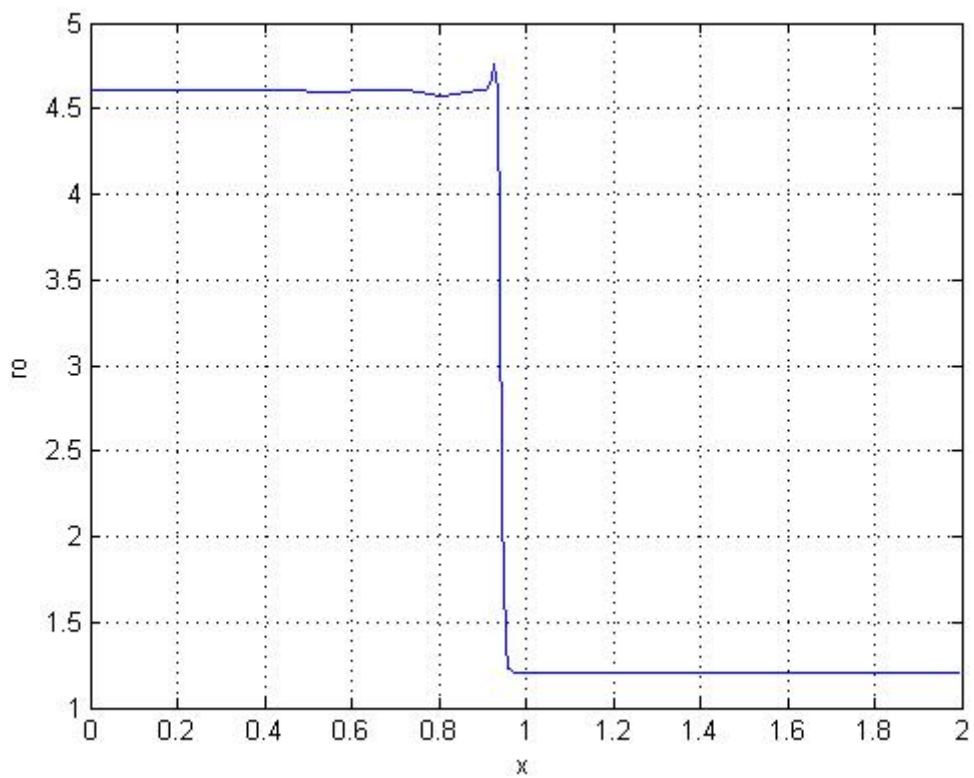


Рис.2 Распределение плотности вдоль поверхности.

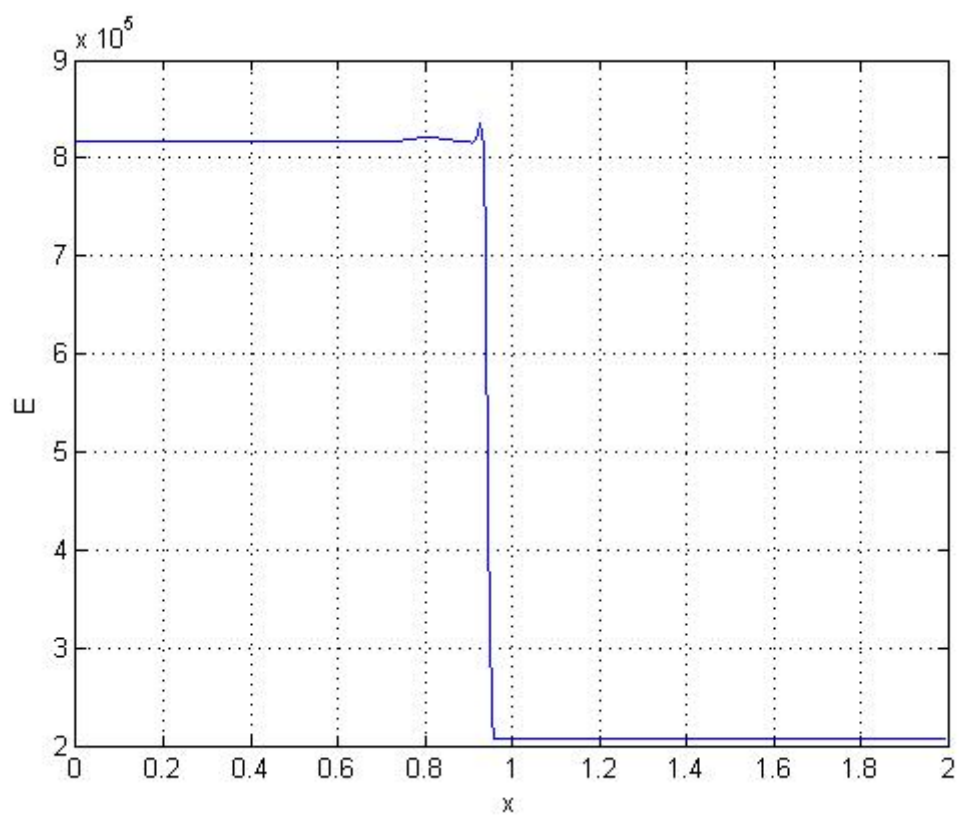


Рис.3 Распределение энергии вдоль поверхности.

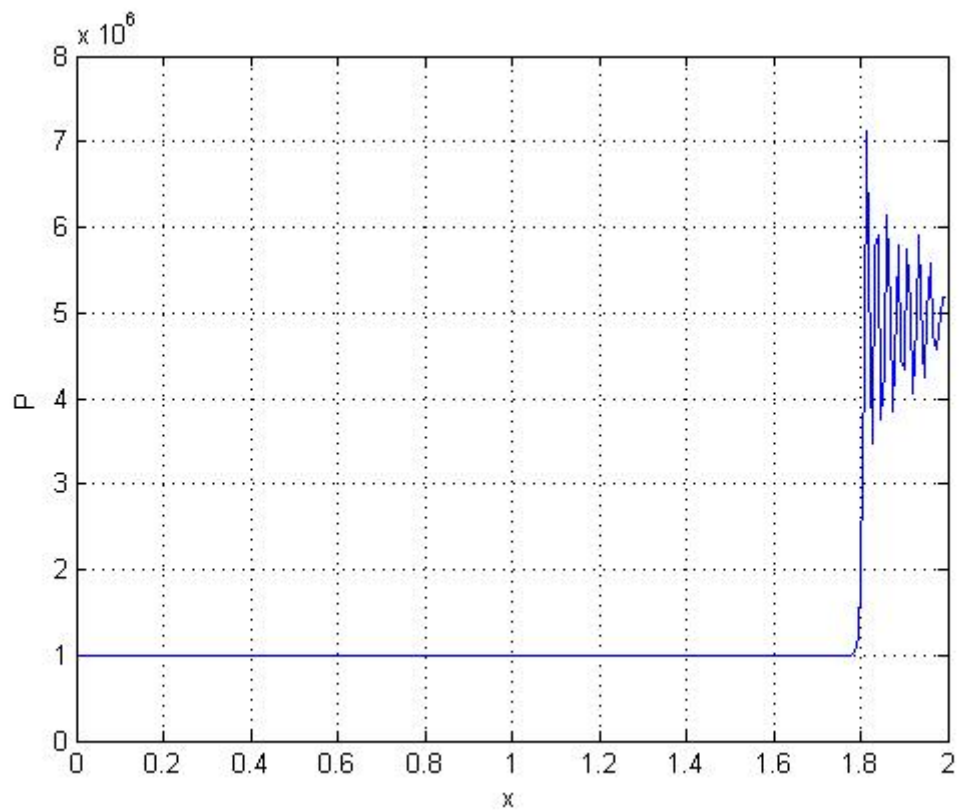


Рис.4 Распределение давления вдоль поверхности.

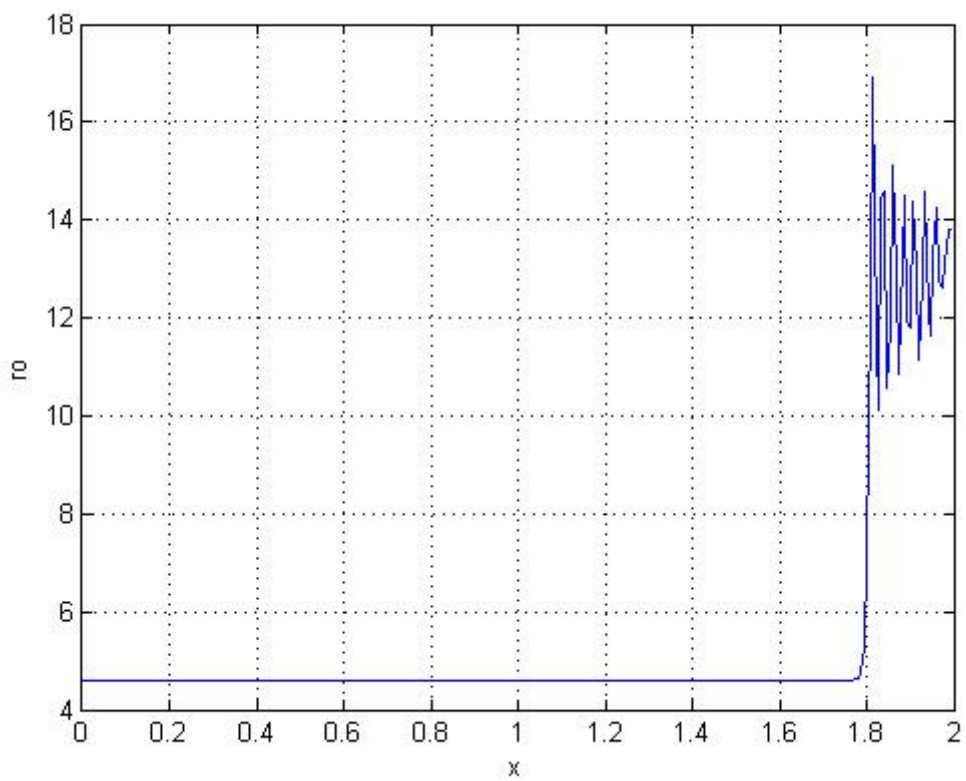


Рис.5 Распределение плотности вдоль поверхности.

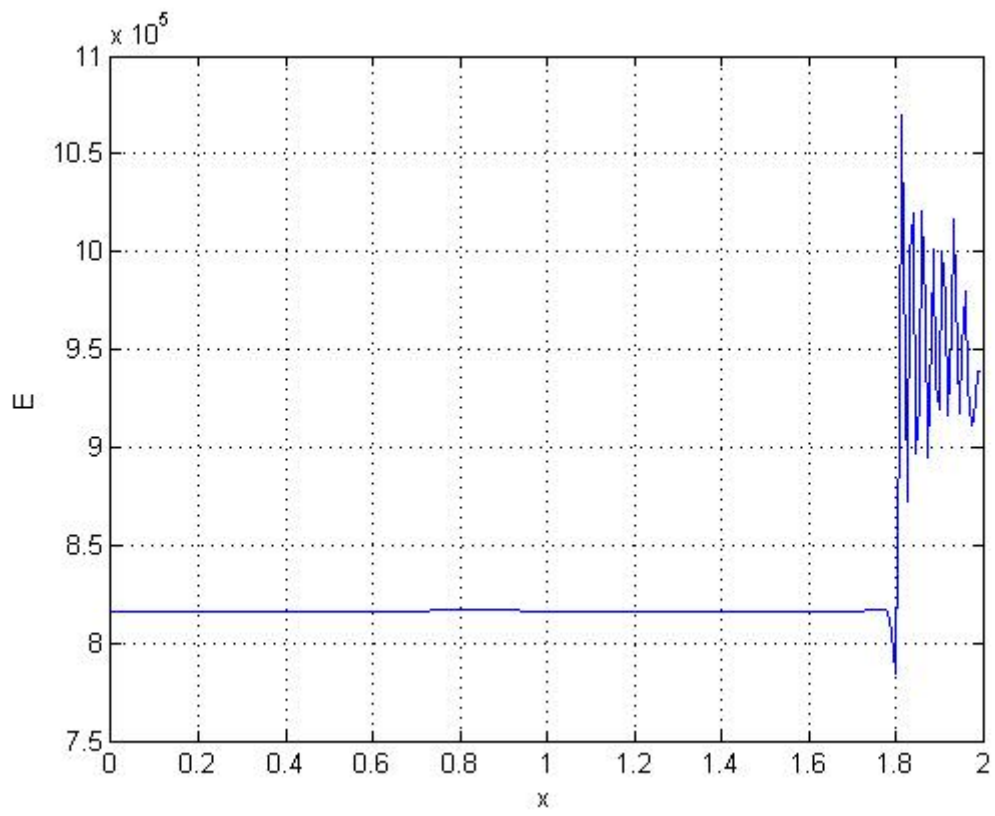


Рис.6 Распределение энергии вдоль поверхности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Изучены модифицированный и базовый методы крупных частиц, а также разложены по этапам. Исследованы различные экспериментальные задачи.
2. Разработан алгоритм по решению задачи в базовом методе и реализован в пакете Matlab. Построен численный алгоритм решения задачи об отражении плоской ударной волны от жёсткой стенки базовым методом крупных частиц.
3. Выполнены параметрические расчёты: найдены зависимости скорости, плотности и давления.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Белоцерковский, О.М., Давыдова, Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. Вычислительный эксперимент / О.М. Белоцерковский, Ю.М. Давыдова. // М.: Наука. Главная редакция физико-математической литература, 1982. – 392 с.
2. Гришин, Ю.А., Зенкин, В.А. Повышение устойчивости вычислительного алгоритма метода крупных частиц / Ю.А. Гришин, В.А. Зенкин // МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электронное научно-техническое издание «Наука и образование», 2011. – С. 1-5.
3. Кругликов, Б.С., Кутушев, А.Г. Ослабление ударных волн экранирующими решетками / Б.С. Кругликов, А.Г. Кутушев // – Москва, 1985. – С. 115-118.
4. Гришин, Ю.А. Новые схемы метода крупных частиц и их использование для оптимизации газоздушных трактов двигателей. / Ю.А. Гришин // – В сб. Математическое моделирование. – Наука, Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, 2002. – Т. 14, № 8– С. 51-55.
5. Кругликов, Б.С., Кутушев А.Г. Ослабление воздушных ударных волн слоями запыленного газа и решётками / Б.С. Кругликов, А.Г. Кутушев, А.Г. // – Москва, ФГВ. – 1986. –С. 51-56.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Текст программы:

```
clc;
clear all;
L=2.0;
N=302;
v=0.1;% число Куранта, для шага по времени
q=0.0;%вязкость
dx=L/N;%шаг по пространству
g=1.4; %гамма
p1=10.^6;%давление
p0=10.^5;%давление после
u0=0.0;%давление после
r0=1.21;%плотность после
r1=(r0*((g+1)+(p0/p1)*(g-1)))/((g-1)+p0/p1*(g+1));%плотность
u1=740.747;%u0-((2*g*p0))/((g+1)*w1)+(2/g+1)*w1*(1/r0);
c=sqrt(g*(p1/r1));
dt=(dx*v)/c;%шаг по времени

E1=p1/((g-1)*r1)+(u1*u1)/2;
E0=p0/((g-1)*r0)+(u0*u0)/2;

Un=zeros(N,1);Un1=zeros(N,1);Unn=zeros(N,1); Un2=zeros(N,1);
Pn=zeros(N,1);Pn1=zeros(N,1);Pnn=zeros(N,1);
En=zeros(N,1);En1=zeros(N,1);En2=zeros(N,1);
ro=zeros(N,1);ro1=zeros(N,1);
Mn=zeros(N,1);
D1=zeros(N,1);D3=zeros(N,1);
q1=zeros(N,1);q2=zeros(N,1);
tstop=0.0005;

%Начальные условия
for i=1:N
    if (i)*dx<=0.45
        Un(i)=u1;
        Pn(i)=p1;
        En(i)=E1;
        ro(i)=r1;
    else
        Un(i)=u0;
        Pn(i)=p0;
        En(i)=E0;
```



```

    ro(i)=r0;
end
end
plot (Pn);
t=0.0; %Всегда перед While
while (t<tstop)
%% Эйлеров этап
% для половинчатых
    for i=1:N-1
        Pnn(i)=(Pn(i)+Pn(i+1))/2;
        Unn(i)=(Un(i)+Un(i+1))/2;
    end
% скорость
    for i=2:N-1
        Un2(i)=Un(i)-((Pnn(i)-Pnn(i-1))/dx)*(dt/ro(i));
    end
% энергия
    for i=2:N-1
        En2(i)=En(i)-((Pnn(i)*Unn(i)-Pnn(i-1)*Unn(i-1))/dx)*(dt/ro(i));
    end
End
% Граничные условия
    En2(1)=En2(2);
    En2(N)=En2(N-1);
    Un2(1)=Un2(2);
    Un2(N)=-Un2(N-1);
%% Лагранжев этап
% масса
    for i=1:N-1
        if Un2(i)+Un2(i+1)>0
            Mn(i)=dt*ro(i)*(Un2(i)+Un2(i+1))/2;
        else
            Mn(i)=dt*ro(i+1)*(Un2(i)+Un2(i+1))/2;
        if Un2(i)+Un2(i+1)==0
            Mn(i)=0;

        end
    end
end
end
%% Заключительный этап
% ПЛОТНОСТЬ
    for i=2:N-1
        ro1(i)=ro(i)+(Mn(i-1)-Mn(i))/dx;
    end
%% последнее уравнение

```

```

for i=1:N-1
    if ((Un2(i)+Un2(i+1))>0)
        D1(i)=Mn(i)*Un2(i);
    else D1(i)=Mn(i)*Un2(i+1);
    end
    if ((Un2(i)+Un2(i+1))>0)
        D3(i)=Mn(i)*En2(i);
    else D3(i)=Mn(i)*En2(i+1);
    end

end

for i=2:N-1
Un1(i)=Un2(i)*ro(i)/ro1(i)+(D1(i-1)-D1(i))/dx/ro1(i);

En1(i)=En2(i)*ro(i)/ro1(i)+(D3(i-1)-D3(i))/dx/ro1(i);

Pn1(i)=(g-1)*ro1(i)*(En1(i)-(Un1(i)*Un1(i))/2);
End
% Граничные условия
Un1(1)=Un1(2);Un1(N)=-Un1(N-1);
En1(1)=En1(2);En1(N)=En1(N-1);
Pn1(1)=Pn1(2);Pn1(N)=Pn1(N-1);
ro1(1)=ro1(2);ro1(N)=ro1(N-1);

ro=ro1;
Un=Un1;
En=En1;
Pn=Pn1;
xx=0:dx:L-dx;

grid on
plot(xx,Pn);
grid on
pause(0.0001)
t=t+dt;

end

```