

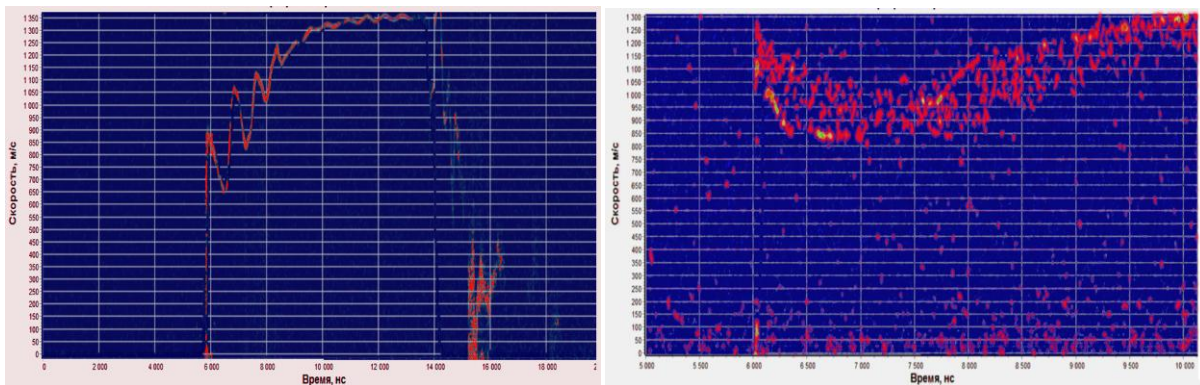
Experimental (Laser-Heterodyne Method PDV) and Numerical Investigation of the Movement of the Dispersed Phase

**K.V. Bandurkin, V.G. Kamenev, G.V. Kaplyukov, S.E. Kuratov,
A.N. Kondratyev, A.Y. Mikulin, D.B. Rogozkin, A.A. Serezhkin,
A.A. Tikhov, I.V. Tour**

*All-Russia Duhov Research Institute of Automatics (VNIIA)
Moscow, 127055, Russia
kameneww@vniia.net*

Abstract

This paper describes the use of laser-heterodyne method PDV (Photon Doppler Velocimetry) for registration of fast dynamic processes involving the movement of the dispersed phase. The PDV method is based on the Doppler effect on reflection of radiation from moving environments. Beating between biased and unbiased wave allow to register the velocity of the medium, reflects the radiation. The report describes the study of the motion of metal particles on the surface of the plate, that is run with on an explosive. The scheme of the experiment and the principles of the registration system based on the PDV. In the article describes the main results – registration of the signal from free surface (*a*) and of the dispersed phase (*b*).



a) free surface PDV spectrogram

b) dispersed phase PDV spectrogram

The results of free face movement registration are compared with numerical simulation results. The comparison confirm the correction of mathematic model that describe the qualitative dynamic of free face movement. Initial differences in numerical dynamics can be described by the features of explosive kinetics. Numerical agreement between numerical and experimental results is possible to be achieved if to take into account additional specific energy of aluminum powder burning.

Keywords: PDV, dispersed phase, free surface, gasdynamic experiments

УДК 621.3.087.24

Экспериментальные (лазерно-интерферометрическая методика PDV) и расчетные исследования движения частиц дисперсной фазы

**К.В. Бандуркин, В.Г. Каменев, Г.В. Каплюков, С.Е. Куратов,
А.Н. Кондратьев, А.Ю. Микулин, Д.Б. Рогозкин, А.А. Сережкин,
А.А. Тихов, И.В. Тур**

*ФГУП Всероссийский Научно-Исследовательский Институт Автоматики им. Н.Л. Духова,
Россия, Москва, 127055, Суцневская ул., 22
kameneww@vniia.net*

Аннотация

В данной работе описывается применение лазерно-гетеродинного метода PDV (Photon Doppler Velocimetry) для регистрации быстропротекающих газодинамических процессов, сопровождающихся движением частиц дисперсной фазы. Метод PDV основан на эффекте Доплера при отражении излучения от движущихся сред. Биения между смещённой и несмещённой волной позволяют зарегистрировать скорость движения среды, отражающей излучение. В докладе описывается исследование движения мелкодисперсных металлических частиц, расположенных на поверхности пластины, разгоняемой с помощью шашки ВВ. Приводится схема постановки эксперимента и принципы работы системы регистрации на основе PDV. Описываются основные результаты – регистрация сигнала от метаемой свободной поверхности и от дисперсной фазы. Результаты эксперимента сравниваются с результатами расчётного моделирования, на основании которых делаются выводы о корректности расчётных моделей.

Ключевые слова: PDV, дисперсная фаза, свободная поверхность, газодинамические эксперименты

1. Введение

При исследованиях воздействия ударно-волнового нагружения на различные материалы, наблюдается эффект, известный как пыление [1]. Суть данного эффекта заключается в образовании облака частиц дисперсной фазы при выходе ударной волны на свободную поверхность. Регистрация динамики частиц дисперсной фазы вещества в быстропротекающих газодинамических процессах представляет собой сложную научно-техническую задачу. На сегодняшний день данное явление по-прежнему остаётся недостаточно изученным, а техника проведения экспериментов – не достаточно совершенной [2]. Одним из направлений исследования динамики дисперсной фазы в быстропротекающих процессах является регистрация движения частиц, для которых размер, масса и форм-фактор известны [3]. В таких опытах на свободную поверхность метаемой пластины наносится слой калиброванных частиц, после чего производится ударно-волновое нагружение пластины и разгон частиц дисперсной фазы. Сравнение экспериментальных данных с результатами расчётов позволяет проверить корректность расчётных моделей и получить данные о динамике движения частиц с известными параметрами. Эти данные могут быть сопоставлены с результатами регистрации дисперсной фазы в процессах пыления, где параметры частиц изначально не известны.

2. Экспериментальные исследования

2.1. Постановка эксперимента

Схема постановки эксперимента показана на рис. 1. В эксперименте задействованы три основных узла: приборный комплекс ТКПФ268 (1), экспериментальная сборка (2) и подрывная установка (3).

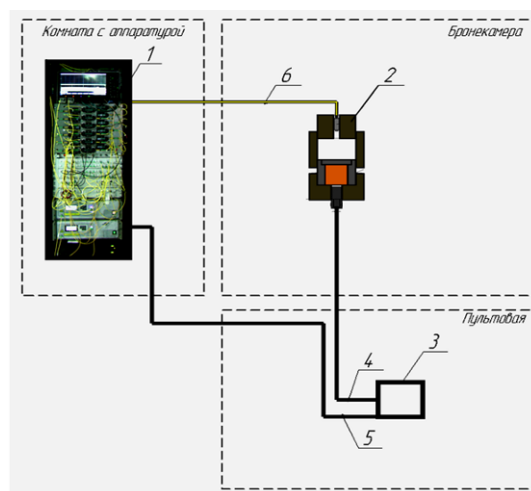


Рис. 1. Схема постановки эксперимента

Подрывная установка связана со сборкой с помощью подрывной магистрали (4). Сигнал синхронизации для запуска приборного комплекса передается с помощью линии синхронизации (5). Приборный комплекс передает на сборку зондирующее излучение, и принимает отраженное излучение посредством волоконно-оптической линии (6). Экспериментальная сборка располагается в защищенной бронекамере, измерительная аппаратура – в специальном помещении, смежном со стеной бронекамеры, запуск измерительной аппаратуры приборного комплекса и электродетонатора сборки осуществляется дистанционно с помощью сигналов от подрывной установки.

2.2. Экспериментальная сборка

На рис. 2 изображен эскиз экспериментальной сборки. В опытах использовались два типа сборок.

С помощью первого типа сборок изучался процесс разлета шлифованной пластины (5) из стали 12X18H10T, диаметром 20 мм и толщиной 2 мм.

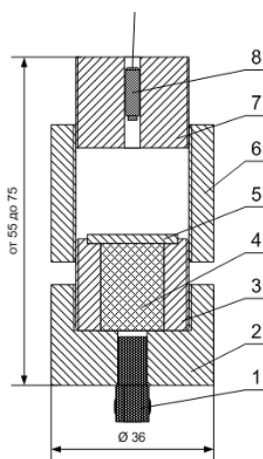


Рис. 2. Схема взрывной сборки

Пластина (5) устанавливалась в выемку в стакане (3), выполненном из стали 12Х18Н10Т, и разгонялась продуктами взрыва шашки (4) Ø14x19 мм из взрывчатого состава А-IX-2. Иницирование шашки происходило от электродетонатора (1) через воздушный зазор величиной 1.5 мм.

Электродетонатор (1) устанавливался в панель (2). Для фиксации коллиматора (8) использовались корпус (6) и панель (7). Панель (2), корпус (6) и панель (7) были выполнены из латуни марки ЛС59.

Размеры и материалы экспериментальной сборки выбирались таким образом, чтобы обеспечить выпрямление фронта детонационной волны при подходе к пластине что, соответственно, позволяло уменьшить эффект выгибания пластины при метании.

С помощью второго типа сборок изучался разлет пылевого облака с поверхности пластины (5). Использовалась насыпка алюминиевой пудры ПАП-2 толщиной до 100 мкм, которая располагалась на шлифованной поверхности пластины (5) со стороны коллиматора (8). Размеры и материалы составных частей экспериментальной сборки второго типа были аналогичны первому.

Иницирование ЭД для обоих типов сборок происходило от подрывной установки. Запуск системы оптической регистрации осуществлялся с помощью синхроимпульса от подрывной установки амплитудой от 220 до 500 В, длительностью не более 0.8 мкс и временем нарастания не более 0.3 мкс.

2.3. Метод регистрации и используемая аппаратура

Для регистрации движения свободной поверхности используется лазерно-гетеродинный метод PDV [4], основанный на эффекте Доплера. Принцип проведения эксперимента по схеме PDV показан на рис. 3, а. Непрерывный волоконно-оптический лазер (1) генерирует излучение на длине волны $\lambda = 1550$ нм с мощностью излучения до 2 Вт и спектральной шириной линии $10 \div 25$ кГц. Излучение поступает на разветвитель (2), где делится на две части – сигнальную и опорную. Сигнальная часть излучения передаётся на циркулятор (3), через который направляется на исследуемый объект (4). Сигнал, отражённый от объекта, снова проходит через циркулятор и объединяется с опорным сигналом на сумматоре (5). Если отражающая поверхность движется, то отражённое от объекта излучение испытывает доплеровский сдвиг частоты. При этом опорный сигнал остаётся неизменным. Сложение сигнальной и опорной волны, отличающихся на малый частотный сдвиг, приводит к их интерференции и возникновению эффекта биений. При регистрации взрывных экспериментов характерные скорости могут достигать $4 \div 5$ км/с. Им соответствует сдвиг частоты до 6.45 ГГц. Данная область частот доступна для регистрации с помощью быстродействующего фотодетектора (6) и осциллографа (7).

Схема дальнейшей обработки данных показана на рис. 3, б–3, г. На зарегистрированной осциллограмме биений (рис. 3, б) выделяется участок длительностью от 1 до 100 нс и осуществляется его Фурье-преобразование. Полученный в результате Фурье-спектр сохраняется, и аналогичному преобразованию подвергается соседний участок. Таким образом происходит обработка всей осциллограммы, а из полученных спектров составляется спектрограмма (рис. 3, в), где по оси x отложено время, по оси y – частота, а код яркости пропорционален амплитуде соответствующей частотной компоненты в конкретный момент времени.

Поскольку частота доплеровского сдвига линейно связана со скоростью движения, то значения на оси y на спектрограмме можно пересчитать в значения скорости (рис. 3, г). Таким образом, полученная спектрограмма содержит информацию о временной динамике скоростей объектов, зондируемых лазерным излучением.

В работе использовался комплекс приборный ТКПФ268, содержащий 16 каналов регистрации по схеме PDV со спектральным и временным уплотнением. Интенсивность излучения подсветки на одном канале составляет до 250 мВт. Комплекс обеспечивает регистрацию отражённого сигнала с интенсивностью до – 40 дБм с частотой дискретизации до 80 ГВыб/с.

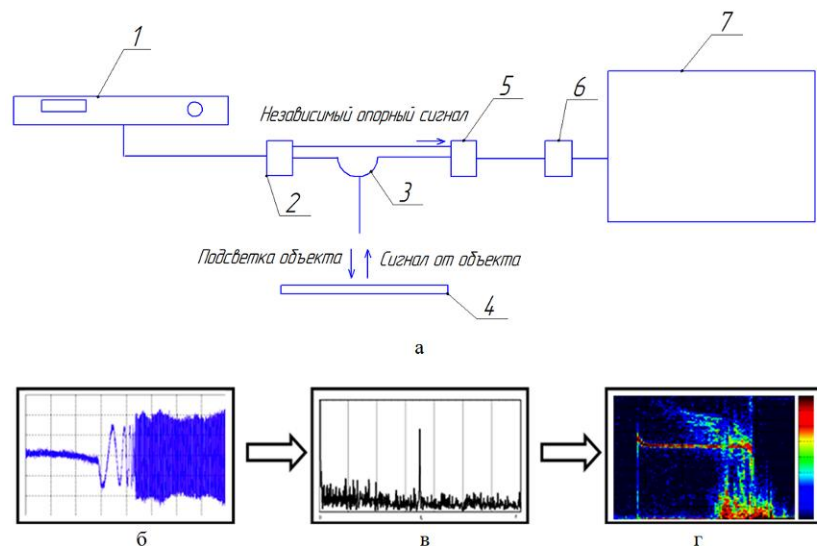


Рис. 3. Обработка сигнала PVD

Поскольку при обработке осциллограммы используется Фурье-преобразование, временное и частотное разрешение комплекса связаны соотношением неопределённости. При временном разрешении 1 нс, частотное разрешение составляет 80 МГц (60 м/с), при временном разрешении 10 нс, частотное разрешение составляет 8 МГц (6 м/с). Продолжительность регистрации определяется временем записи осциллографа и составляет до 500 мкс при максимальной частоте дискретизации.

2.4. Результаты экспериментов

В серии экспериментов поверхность метаемой пластины (5) на сборках (рис. 2) была подвергнута полировке до зеркального состояния. После этого были проведены два эксперимента. В первом – сигнал получали от чистой поверхности пластины. Во втором случае наносился слой микронных частиц. В серии опытов успешно зарегистрировано движение ударно-нагруженной поверхности и облака баллистической пыли. Результаты опытов приведены на рис. 4–5.

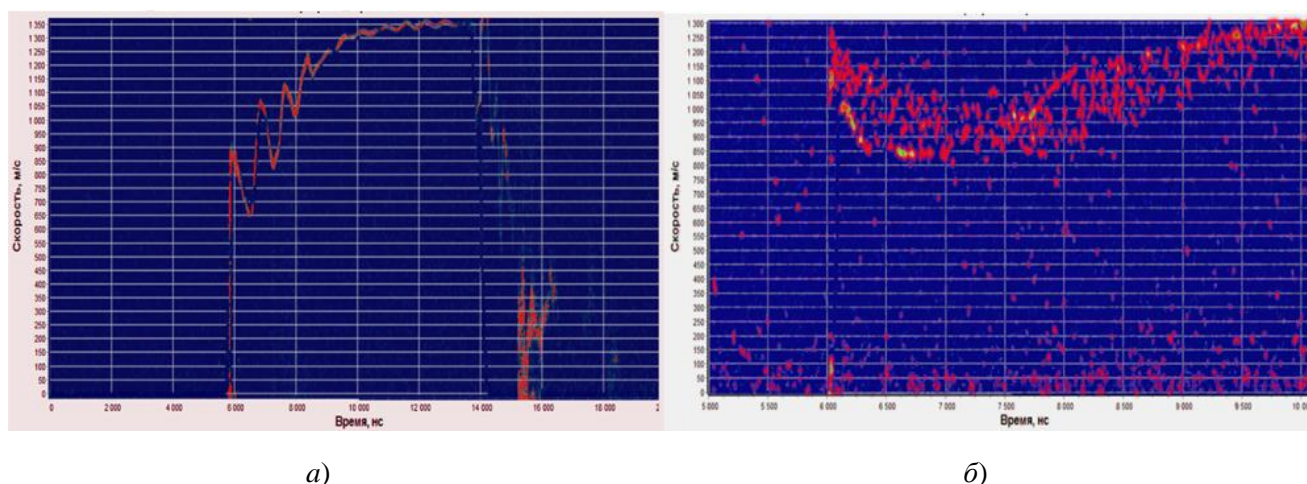


Рис. 4. Спектрограммы движения свободной поверхности (а) и дисперсной фазы (б)

В первом опыте (рис. 4, а) итоговой серии металась зеркально полированная пластина. Мощность сигнала была на уровне – 5 ДБм. Зафиксировано движение свободной поверхности, сопровождающееся колебательным процессом. Продолжительность процесса – 8 мкс. Максимальная развиваемая скорость полёта пластины – 1350 м/с.

Во втором опыте (рис. 4, б) производилось метание пластины с нанесённым на ней слоем микронных частиц (ПАП-2). Наблюдается движение свободной поверхности и облака пыли. Длительность процесса – 4 мкс. Максимальная развиваемая скорость – 1300 м/с. Разброс пыли по скоростям – 200 м/с.

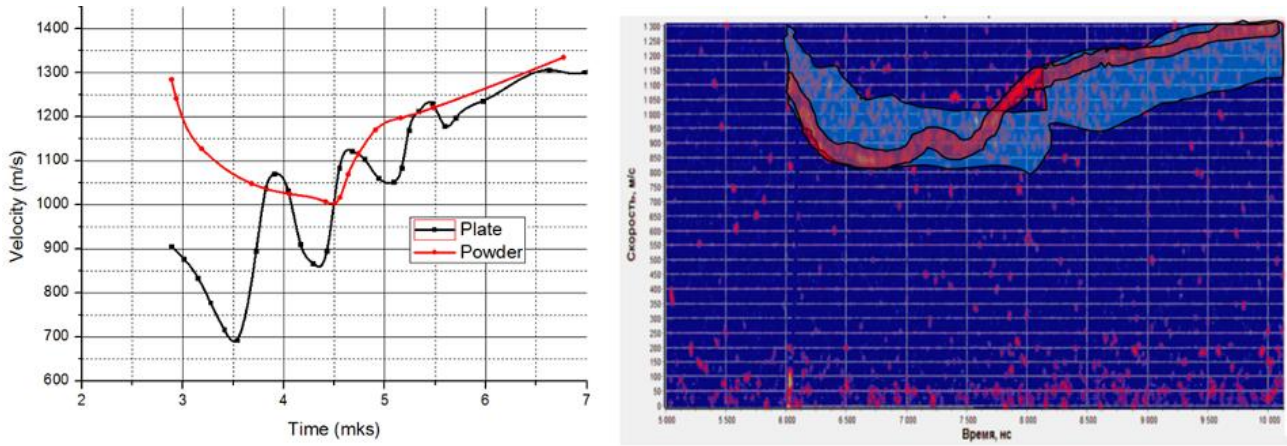


Рис. 5 Спектрограмма эксперимента (справа) и сравнение профилей скорости пластины и фронта облака частиц алюминиевой пудры (слева)

3. Расчетные исследования

3.1. Программный комплекс ТИС

Численное моделирование процесса движения пылевого облака в заполненном газом канале осуществлялось с помощью комплекса прикладных программ ТИС-2D [6,15]. Комплекс ориентирован на моделирование задач динамики двухфазной среды, первая представляет собой твердую фазу (S) пористого вещества, равномерно занимающего часть объема сплошной среды, определяемую параметром объемной доли ($0 \leq \phi_S \leq 1$), вторая представляет газообразную фазу (G), занимающую оставшуюся часть пространства ($\phi_G + \phi_S = 1$). Движение двухфазной среды описывается в гидродинамическом приближении, то есть состояние среды помимо параметров объемной доли определяется истинной (кристаллической) плотностью фаз ρ_S^0, ρ_G^0 , скоростью \vec{u}_S, \vec{u}_G , давлением P_S, P_G и внутренней энергией ξ_S, ξ_G . Гидродинамические параметры каждой фазы связаны собственным уравнением состояния $\xi_S = \xi_S(\rho_S^0, P_S)$, $\xi_G = \xi_G(\rho_G^0, P_G)$. Между фазами возможны следующие виды взаимодействия – межфазное трение вследствие неравенства скоростей, деформирование микроструктуры среды вследствие разницы напряженных состояний (сужение или расширение пор или гранул твердой фазы, что отражается на изменении параметра объемной доли). В комплексе реализованы и другие варианты взаимодействия, например, теплообмен, но в рамках данной задачи ими пренебрежем. Таким образом, система уравнений записывается в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \phi_S \rho_S \\ \phi_S \rho_S u_S \\ \phi_S \rho_S E_S \\ \rho_S \\ \phi_G \rho_G \\ \phi_G \rho_G u_G \\ \phi_G \rho_G E_G \end{pmatrix} + \frac{\partial}{\partial x} \begin{pmatrix} \phi_S \rho_S u_S \\ \phi_S \rho_S u_S^2 + \phi_S P_S \\ \phi_S \rho_S u_S E_S + \phi_S u_S P_S \\ \rho_S u_S \\ \phi_G \rho_G u_G \\ \phi_G \rho_G u_G^2 + \phi_G P_G \\ \phi_G \rho_G u_G E_G + \phi_G u_G P_G \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -P_G \\ -P_G u_S \\ 0 \\ 0 \\ P_G \\ P_G u_S \end{pmatrix} \frac{\partial \phi_G}{\partial x} + \begin{pmatrix} 0 \\ C_d (u_G - u_S) \\ C_d (u_G - u_S) u_S \\ 0 \\ 0 \\ -C_d (u_G - u_S) \\ -C_d (u_G - u_S) u_S \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -P_G / \phi_G \rho_G \\ -\rho_S / \phi_S \\ 0 \\ 0 \\ P_G / \phi_G \rho_G \end{pmatrix} \dot{\phi}_{def_S},$$

$$E_S = \xi_S + \frac{u_S^2}{2}, \quad E_G = \xi_G + \frac{u_G^2}{2} \quad (1)$$

В упрощенной записи

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{q} + \frac{\partial}{\partial x} \bar{F} = \bar{H}_n \frac{\partial \phi_G}{\partial x} + \bar{H}_D + \bar{H}_E \dot{\phi}_{def_s} \quad (2)$$

Система уравнений гиперболического типа состоит из левой части, описывающей консервативное течение фаз и правой, где собраны члены, отвечающие за эффекты связанные с неравномерностью распределения объемной доли (сопловые эффекты) \bar{H}_n , трения \bar{H}_D и деформирования микроструктуры \bar{H}_E . Коэффициент трения C_d берется из исследований [7] по продувке гранулированных сред. Деформирование микроструктуры за счет разницы во внутрифазовых напряжениях подчиняется определяется следующей моделью

$$\dot{\phi}_{def_s} = \begin{cases} \phi_s \frac{P_s - P_G \left(\frac{S \rho_s r}{3} \right) - P_f \left(1 - \frac{S \rho_s r}{3} \right)}{\eta_s} & \text{при } \phi_G < \phi_{G0} \\ \phi_s \frac{(P_s - P_s^*)}{\eta_s} & \text{при } \phi_G > \phi_{G0} \end{cases} \quad (3)$$

$\eta_s = 10^{-7}$ Па·с – динамическая вязкость твердой фазы; P_f – межгранулярное давление, в текущей работе моделируется как $P_f = \max \left(P_s, \rho_0 c_s^2 \varphi_{G0} \left(\frac{\varphi_{G0}}{\varphi_G} - 1 \right) \right)$, $c_s = c_s^* + K(0.37 - \varphi_{G0})$; $c_s^* = 420$ м/с; $K = 5450$ м/с. Если начальная пористость меньше 0.37, $\varphi_{G0} = 0.37$, $\phi_{G0} = 1 - \phi_{S0}$, $S = (3\varphi_G)^{2/3} / \rho_s r$ – дисперсность, размер кристалла $r = r_0 (\lambda_s \rho_0 / \rho_s)^{1/3}$, λ_s – массовая доля твердой фазы в ячейке.

С помощью параметра P_s^* мы моделируем особенности структуры твердого вещества. Если твердая фаза имеет вид твердого скелетона, т.е. в ней присутствуют внутренние связи, то $P_s^* = P_G$, т.е. моделируется процесс выравнивания давлений (параметр динамической вязкости нарочито берется малым, порядка величины одного шага по времени). Если же, как в рассматриваемой задаче, твердая среда имеет структуру несвязанных при $\phi_G > \phi_{G0}$ между собой гранул, то $P_s^* = 10^5$ Па. Что говорит о том, что движение свободных частиц вследствие отсутствия градиента давления в твердой фазе определяется давлением газа за счет сопловых эффектов и трением между фазами.

Система уравнений дискретизируется на подвижной эйлеровой расчетной сетке методом конечного объема. Численное решение системы на конкретном временном шаге разбивается на два этапа, на первом решается неконсервативная система уравнений динамики сплошной двухфазной среды.

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{q} + \frac{\partial}{\partial x} \bar{F} = \bar{H}_n \frac{\partial \phi_G}{\partial x} \quad (4)$$

Для решения используется модифицированный метод С.К. Годунова реализованный на подвижных эйлеровых сетках. На втором этапе решение с первого этапа корректируется посредством интегрирования источниковых членов в правой части

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{q} = \bar{H}_D + \bar{H}_E \dot{\phi}_{def_s} \quad (5)$$

Поскольку все рассматриваемые процессы на данном этапе суть лагранжевы, решение строится в конкретной лагранжевой точке среды (фактически сетка замораживается и решение строится в ячейке независимо от соседей). Таким образом, расчетный процесс представляется комбинацией двух операторов

$$\bar{q}^* = L_1(\Delta t, \bar{q}^n); \quad \bar{q}^{n+1} = L_2(\Delta t, \bar{q}^*) \quad (6)$$

Здесь L_1 оператор метода С.К. Годунова для неконсервативных систем. Дискретизация системы уравнений на первом этапе сводит ее к системе полудискретных уравнений

$$\frac{dV_i \bar{q}_i}{dt} = - \sum_{\sigma} \left[(\bar{\Phi}_k + \bar{\Gamma}_k) n_k - \bar{q} U_n - \delta \bar{q} v_n^c \right] S_{\sigma} \quad (7)$$

Изменение вектора состояния в расчетной ячейке равняется сумме численных потоков через грани. Функция численного потока рассчитывается по методу типа Русанова с учетом динамики движения контактной поверхности разрыва пористости [8]. L_2 – оператор решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Поскольку вследствие большой (в три порядка) разницы в плотностях фаз и больших градиентов величин система может быть достаточно жесткой, для решения используется внешняя библиотека DLSODE, с реализованным методом Гира для жестких систем.

Шаг по времени выбирается в соответствии с условием Куранта – Фридрихса – Леви.

3.2. Постановка задачи

На рис. 6 приведена начальная расчётная модель. В силу цилиндрической симметрии расчёт проводился в двумерной эйлеровой постановке с размером ячейки 0.1 мм и их общим числом 101.7 тыс.

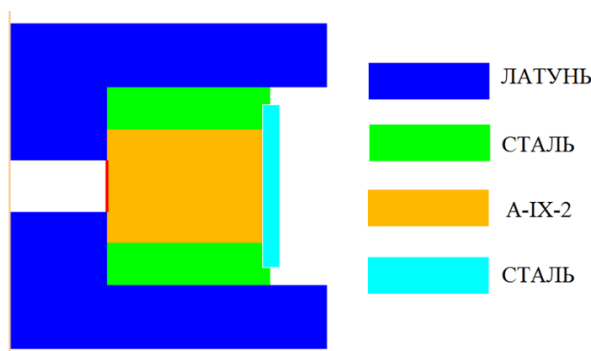


Рис. 6. Расчётная геометрия

Предполагалось, что детонация распространяется по лучам из области, обозначенной красным.

Левая граница расчётной области сделана открытой (обозначена бежевым цветом).

Для стали 12Х18Н10Т использовалась модель упругопластики Джонсона – Кука. В качестве критерия разрушения была использована модель гидродинамического откола с откольной прочностью 5 ГПа.

Отечественно взрывчатое вещество А-IX-2 представляет собой смесь из 73 % гексогена, 23 % алюминия и 4% инертных связующих. Предназначено для снаряжения бризантно-фугасных снарядов.

Скорость детонации 8000 м/с. при плотности 1.76 г/см³. Теплота взрыва 6.48 МДж/кг. Бризантность 22 мм (Тротил -13 мм). Фугасность 530 мл. При моделировании для ВВ использовался УРС в форме JWL [9]

$$P_{JWL} = A \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0} \frac{\omega}{R_1} \right) e^{-R_1 \frac{\rho_0}{\rho}} + B \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0} \frac{\omega}{R_1} \right) e^{-R_2 \frac{\rho_0}{\rho}} + \omega e \rho \quad (8)$$

Являясь широкодиапазонным уравнением состояния, УРС JWL в состоянии хорошо описывать как воздействия детонационных волн на преграды, так и задачи, связанные со значительным расширением ПВ.

3.3. Результаты расчётов и сравнение с экспериментом

3.3.1 Эксперимент № 1

На рис. 7 приведен результат расчёта на момент времени 8 мкс после инициирования шашки ВВ и сравнение расчётных и экспериментальных скоростей пластины. Наблюдается сохранение "плоскости" центральной части пластины диаметром около 10 мм.

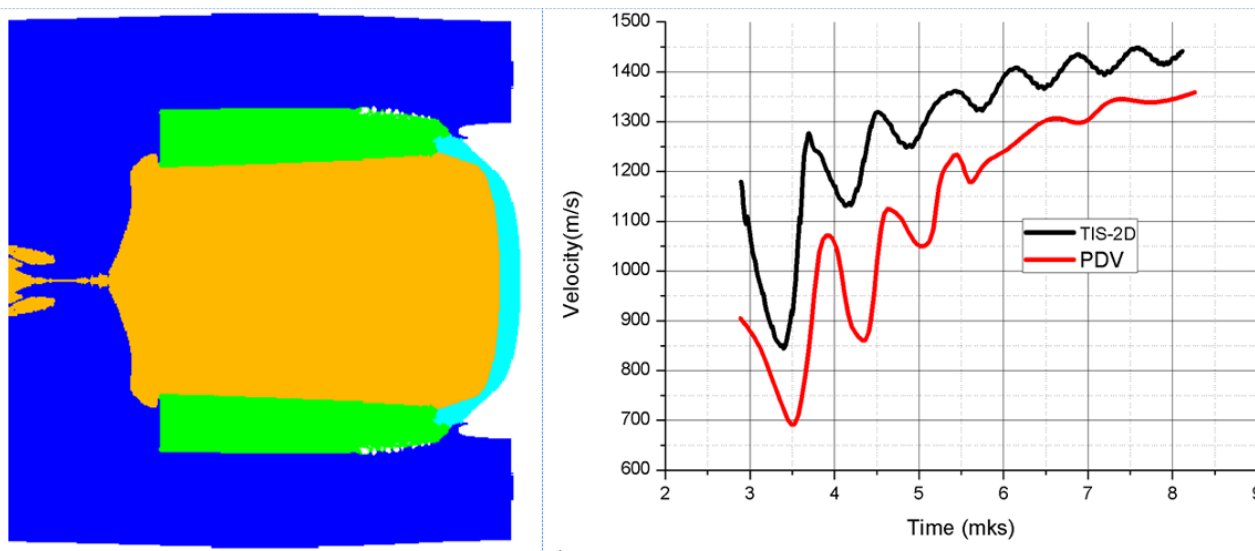


Рис. 7. Расчётная модель на момент времени 8 мкс от начала детонации шашки ВВ (слева), и сравнение расчётных и экспериментальных профилей скорости метаемой пластины (справа)

Сравнивая результаты расчёта и эксперимент, можно сделать вывод о хорошем согласии (в пределах погрешности методики измерений PDV) конечных расчётной и измеренной экспериментально скоростей пластины. Отличие экспериментальных результатов от расчётных на этом этапе, по-видимому, обусловлено различием кинетики горения реального и модельного составов А-IX-2.

Как было упомянуто выше, А-IX-2 представляет из себя смесь гексогена с алюминием. Согласно [10], [11], [12] размер частиц алюминия в данном ВВ лежит в диапазоне от $10 \div 20$ до 160 мкм.

Исследованию влияния добавки алюминия к ВВ посвящено множество работ. Их широкий обзор содержится, например, в монографии [13]. Ссылаясь на данный источник, отметим следующий важный для нас факт: "Общим для большинства экспериментов является то, что дополнительная энергия, связанная с окислением алюминия, начинает выделяться и ускорять метаемую оболочку или пластину, только начиная с некоторого времени ($\sim 3 \div 4$ мкс) или соответствующей ему базы разгона (степени расширения ПД). При прочих равных условиях, эффект проявляется тем сильнее и раньше, чем мельче размер частиц алюминия и зерен ВВ, и чем выше кислородный баланс ВВ-основы". Это позволяет сделать предположение о том, что данный эффект играет главную роль в значительном расхождении расчётных и экспериментальных данных на малых временах.

Для проверки справедливости данного предположения нами были проведены расчёты, учитывающие "зафронтное догорание". При этом считаем, что непосредственно за фронтом детонационной волны выделяется половина внутренней энергии реакции, а оставшаяся половина выделяется за 2 мс через некоторое время. На рис. 8 приведены сравнения результатов эксперимента, результатов расчёта без учёта зафронтного догорания и результаты расчётов для двух различных интервалов выгорания алюминия.

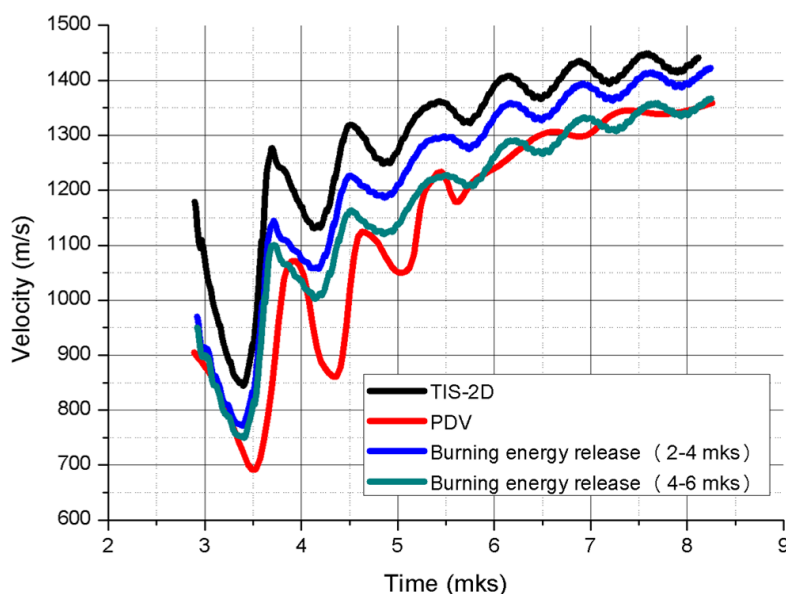


Рис. 8. Результаты расчётов с "зафронтным догоранием" алюминия

3.3.2. Эксперимент № 2

Дизайн данного эксперимента аналогичен дизайну эксперимента № 1 с тем лишь отличием, что на поверхность метаемой пластины была нанесена смесь алюминиевых пудр ПАП-1 и ПАП-2 толщиной $50 \div 100$ мкм.

Алюминиевая пудра ПАП-2 и ПАП-1 - легко мажущийся взрывоопасный материал, содержащий до 93% активного алюминия, плотностью около 0.3 г/см^3 . Выпускается в серебристо-сером цвете без инородных включений и примесей. Мелкие алюминиевые частицы пластинчатой формы со средней толщиной до 0.5 мкм и линейным размером до 30 мкм в пудре заключены в жировую и тонкую оксидную плёнку.

На рис. 9 изображена микрофотография частиц алюминиевой пудры ПАП-2.

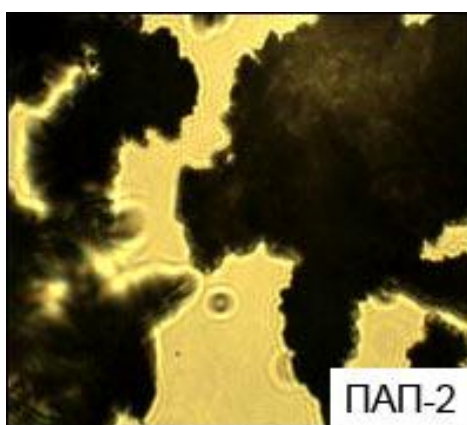


Рис. 9. Микрофотография частиц алюминиевой пудры ПАП-2

Численная постановка задачи осуществляется следующим образом. Расчетная область представляет прямоугольник $1 \times 12 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, она представляет канал, разделенный изначально на две части – левую $75 \cdot 10^{-4} \times 12 \cdot 10^{-4}$ заполненную смесью воздуха и алюминиевой пыли с начальной концентрацией пыли $\phi_s^0 = 0.1107$, правая заполнена чистым воздухом. В левой задана равномерная сетка 50×3 ячейки, в правой 20×3 со сгущением ячеек влево. Такой выбор сетки обусловлен прежде всего необходимостью корректно учесть взаимодействие контактной поверхности между двумя областями, поскольку ее смещение будет определять

правую границу пылевого облака. Как уже стало ясно, на границе между блоками поставлено лагранжево граничное условие контакта. На остальных границах стоит условие жесткой стенки, или непротекания. Левая граница всей области смещается со скоростью пластины, остальные неподвижны, фактически левая граница действует в качестве поршня движущегося по определенному закону.

Состояние материала частиц пыли подчиняется уравнению состояния Ми – Грюнайзена

$$\begin{aligned}
 P_S &= P_x + \Gamma \rho_S^0 [\xi_S - \xi_x], \\
 P_x &= \frac{\rho_S^{00} c_0^2}{n} (\delta^n - 1), \\
 \xi_x &= \frac{c_0^2}{n} \left(\frac{\delta^{n-1} - 1}{n-1} + \frac{1}{\delta} - 1 \right), \\
 \delta &= \frac{\rho_S^0}{\rho_S^{00}}
 \end{aligned} \tag{9}$$

Значение начальной плотности и набор констант уравнения состояния следующие:

$$\rho_S^{00} = 2710 \frac{\text{КГ}}{\text{М}^3}, \quad c_0 = 5330 \frac{\text{КМ}}{\text{С}}, \quad n = 3.5, \quad \Gamma = 2.13$$

Состояние воздуха подчиняется уравнению состояния идеального газа $P_G = \gamma \rho_G^0 \xi_G$ с показателем адиабаты $\gamma = 1.4$.

Моделирование осложнялось сложной формой частиц пыли, поскольку представленная теория строилась для частиц близких по форме к сферическим, а в постановке речь идет о частицах имеющих форму плоского диска осевым сечением $20 \cdot 10^{-6} \times 2 \cdot 10^{-6}$ м. В связи с этим в модели возникает еще два варьируемых параметра - объемная доля газа в плотной упаковке частиц $0.63 < \phi_{S0} < 0.9$ и коэффициент трения C_d , будем считать, что форма частиц влияет линейным увеличением коэффициента $C_d^* = n C_d$, $1 \leq n \leq 100$.

Приведем результаты численного моделирования для $\phi_{S0} = 0.63$ и $n = 1$ (рис. 10–11).

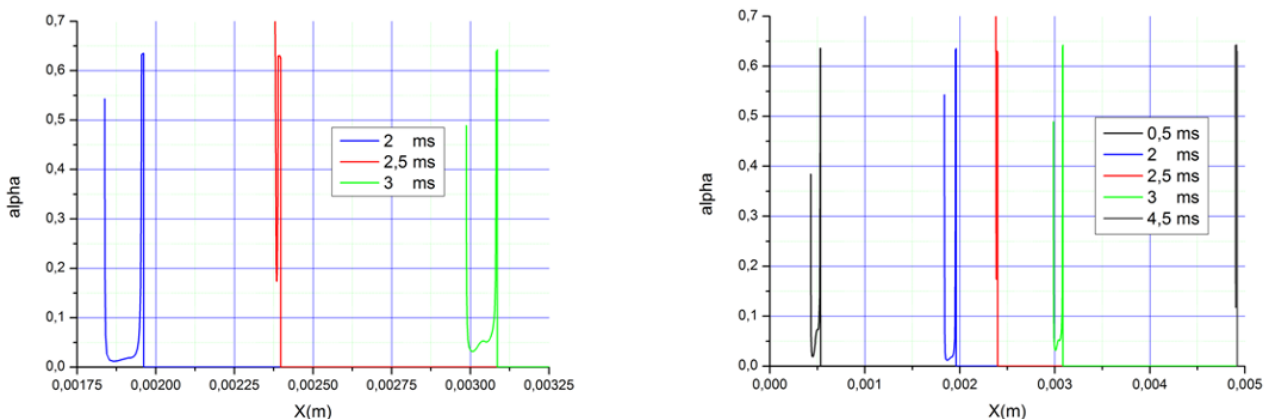


Рис. 10. Распределения объемной доли пыли в различные моменты времени

Физика процесса читается как начальное компактирование частиц до концентрации плотной упаковки с последующим отрывом сформировавшегося слоя пыли от границы вследствие падения ее скорости. Далее граница ускоряется и в момент времени 0.002 мс догоняет слой пыли и толкает его дальше, и это процесс продолжается. О корректности объяснения говорит зависимость положения границ области пылевого облака и характер распределения объемной доли в некоторые моменты времени на рис. 10–11.

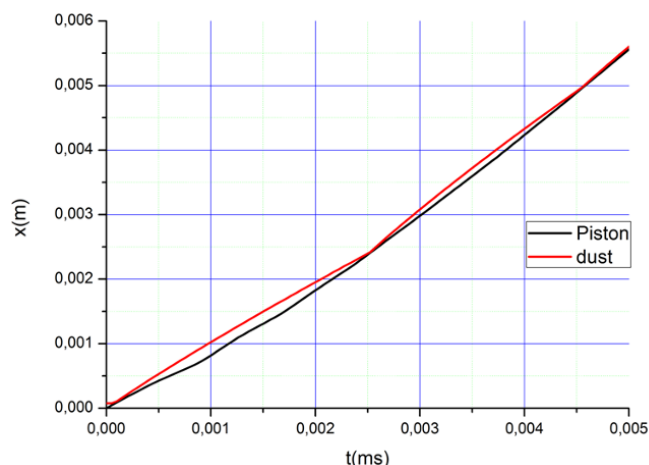


Рис. 11. Положение левой границы области (черная кривая) и правой границы пылевого облака (красная кривая)

Характер динамики правой границы пылевого облака совпадает с экспериментальным наблюдением, однако характерные величины (начальный пик скорости и скорость торможения) отличаются. Варьирование объемной доли газа в плотной упаковке частиц и коэффициента трения дает следующие результаты показанные на рис. 12.

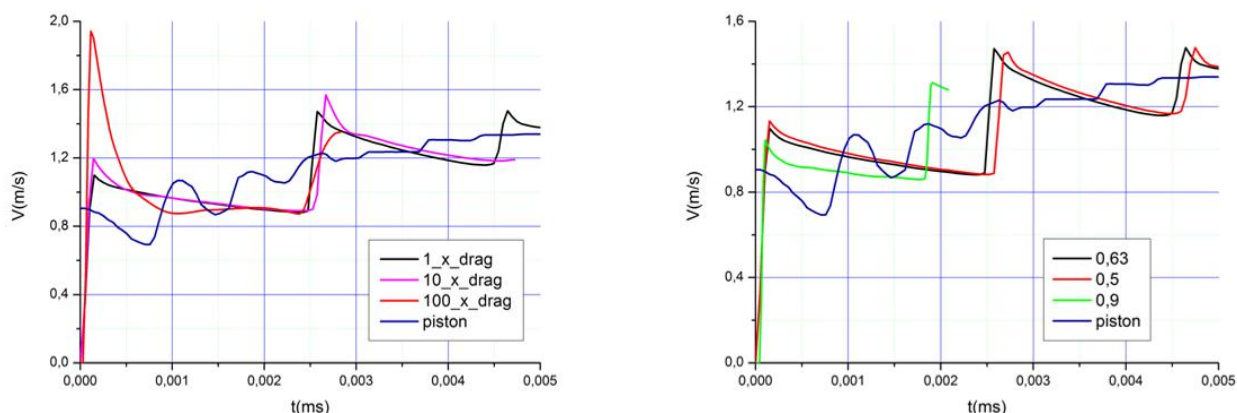


Рис. 12. Скорости левой и правой границы пылевого облака в зависимости от силы трения и объемной доли пыли в плотной упаковке.

В соответствии с полученными данными можно заключить, что наиболее близки к экспериментальным данным значения варьируемых параметров $\phi_{S0} = 0.9$ и $n = 30$. Скорость правой границы пылевого облака после резких скачков убывает из-за присутствия сопловых эффектов и силы трения. Отметим, что увеличение силы трения влечет увеличение первого пика скорости границы, это связано с тем, что вытесняемый при первом компактировании частиц газ сильнее разгоняет крайние правые частицы пыли. В результате на правой границе пылевого облака образуется характерное размытие (рис. 13), т.е. частицы, изначально находившиеся у правой границы, отрываются от основного облака и образуют своеобразный "предвестник". Данный "предвестник" представляет разреженную взвесь частиц пыли в газе, его присутствие может приносить искажение в экспериментальные данные в виде нечетко фиксируемого фронта, движущегося впереди основного с несколько большей скоростью. Так же увеличение силы трения предсказуемо сглаживает решение на втором пике, поскольку приводит к более сильному размытию границ пылевого облака, тем самым приближает численные результаты к экспериментальным, где второй пик практически незаметен.

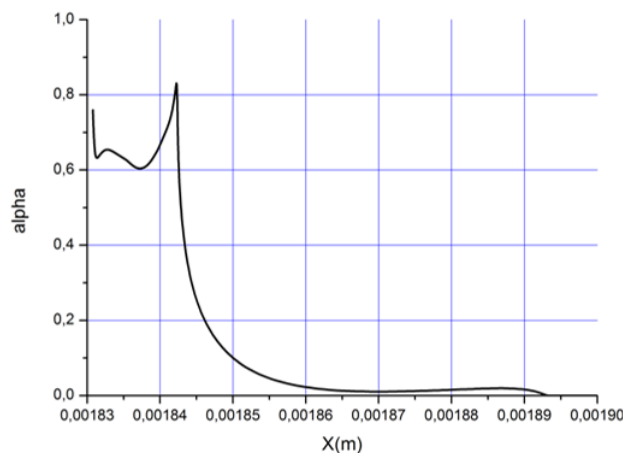


Рис. 13. Правый фронт облака для $\phi_{s0} = 0.9$ и $n = 20$ в момент времени $t = 2$ мкс

Строя интегральные кривые, видим, что передняя граница облака частиц пудры на временах, близких к окончанию эксперимента, отстоит от пластинки приблизительно на 0.5 мм (рис. 14).

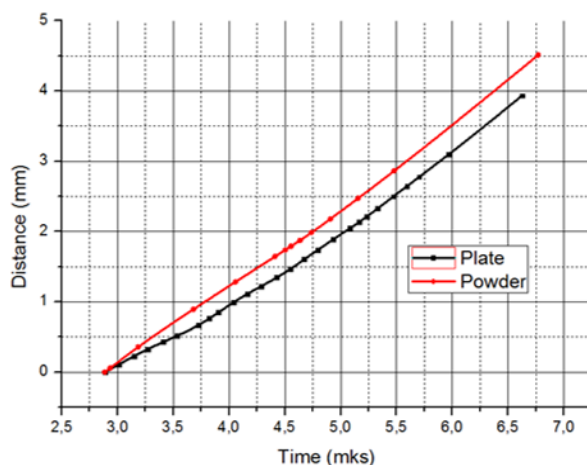


Рис. 14. Координаты пластины и передней границы облака частиц пудры

4. Заключение

Проведены два взрывных опыта с регистрацией методом PDV скорости свободной поверхности и частиц дисперсной фазы с известными параметрами.

В первом эксперименте разгонялась железная пластина, поверхность которой была отполирована до зеркального состояния. Результаты регистрации движения свободной поверхности сопоставлены с расчётной моделью. Подтверждена корректность модели, достоверно описывающей качественную динамику движения свободной поверхности. Первоначальные различия в количественной динамике объясняются особенностями кинетики горения используемого ВВ. При корректном учете зафронтového догорания алюминиевых частиц удается достичь и количественного согласия.

Второй эксперимент аналогичен первому с тем лишь отличием, что на поверхность метаемой пластины была нанесена смесь алюминиевых пудр толщиной 100 мкм. Результаты численного моделирования движения частиц алюминиевой пыли демонстрируют формирование двух фракций, имеющих различную динамику. Первую фракцию представляют части-

цы скомпактированные до концентрации плотной упаковки. Вытесняемый при компактировании частиц газ разгоняет крайние правые частицы пыли. В результате на внешней границе пылевого облака образуется характерное размытие т.е. частицы, изначально находившиеся у границы, отрываются от основного облака и образуют своеобразный "предвестник" – вторую фракцию. Данная фракция представляет разреженную взвесь частиц пыли в газе, его присутствие приводит к искажению в экспериментальные данные в виде нечетко фиксируемого фронта, движущегося впереди основного с большей скоростью. Полученные численные результаты находятся в качественном согласии с экспериментальными данными.

Литература

1. Огородников В.А., Иванов А.Г., Михайлов А.Л. и др. О выбросе частиц со свободной поверхности металлов при выходе на нее ударной волны и методах диагностики этих частиц//ФГВ, 1998, т. 34, № 6, с. 103–107.
2. Огородников В.А., Михайлов А.Л., Бурцев В.В., Лобастов С.А., Ерунов С.В., Романов А.В., Руднев А.В., Кулаков Е.В., Базаров Ю.Б., Глушихин В.В., Калашник И.А., Цыганов В.А., Б.И. Ткаченко. Регистрация выброса частиц со свободной поверхности ударно-нагруженных образцов теньевым способом. 10th International Conference on Fluid Control, Measurements and Visualization. August 17–21, 2010, Moscow, Russia.
3. Frontal and tilted PDV probes for measuring velocity history of laser-shock induced calibrated particles.
4. Strand O.T., Goosman D.R., Martinez C., Whitworth T.L. and Kuhlow W.W., Compact system for high-speed velocimetry using heterodyne techniques, Rev. Sci. Instrum. 77, 083108 (2006).
5. Hongbo PEI, Jianxin NIE, Qingjie JIAO. Study on the Detonation Parameters of Aluminized Explosives Based on a Disequilibrium Multiphase Model. Central European Journal of Energetic Materials, 2014, 11(4), 491-500, ISSN 2352-1843.
6. Menshov I. and Serezhkin A. Modelling non-equilibrium two-phase flow in elastic-plastic porous solids, 11th World Congress on Computational Mechanics (WCCM XI) 5th European Conference on Computational Mechanics (ECCM V) 6th European Conference on Computational Fluid Dynamics (ECFD VI) (2013).
7. Khomenko Y.P., Ischenko A.N., Kasimov V. Mathematical modelling of interior ballistic processes in barrel systems. - Novosibirsk: Publishing House of SB RAS, 1999. - 256 p.
8. Clain S., Rochette D. First- and second order finite volume methods for the one-dimensional nonconservative Euler system JCP 228 (2009). Pp. 8214–8248.
9. Urtiew P.A., Hays B. Parametric study of the Dinamic JWL – EOS for detonation products. ФГВ № 4. 1991. Pp. 126–127.
10. ГОСТ 5592-71 Пудра алюминиевая марки III для производства взрывчатых веществ и пиротехнических составов.
11. ГОСТ 6613-86 Сетки проволочные тканые с квадратными ячейками. Технические условия.
12. Ягодников Д.А., Гусаченко Е.И. Экспериментальное исследование дисперсности конденсированных продуктов сгорания аэрозвеси частиц алюминия. Физика горения и взрыва, 2004, т. 40, № 2.
13. Физика взрыва / Под ред. Л.П. Орленко. - Изд. 3-е, испр. - В 2 т. Т.1. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. - 832 с. - ISBN 5-9221-0219-2.
14. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ. Справочник под редакцией Р.Ф. Трунина, РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, 2001 г.
15. Городничев К.Е., Куратов С.Е., Серёжкин А.А. Эволюция возмущений фронта ударных волн и контактной поверхности при распаде разрыва на границе двух сред //Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2014. Т. 15, вып. 5. 27с. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-5/articles/249/>

Статья поступила в редакцию 20 ноября 2015 г.