



Анвар Гумерович КУТУШЕВ —
профессор кафедры теплогазоснабжения
и вентиляции ТюмГАСА,
доктор физико-математических наук,
Алексей Викторович ТАТОСОВ —
старший преподаватель кафедры
математического моделирования
математического факультета,
кандидат физико-математических наук

УДК 532.529:518.5

СФЕРИЧЕСКИЙ ВЗРЫВ ГАЗОДИСПЕРСНОЙ СМЕСИ НАД ПЛОСКОЙ ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

АННОТАЦИЯ. Осуществляется математическое моделирование процесса ударного инициирования волны гетерогенной детонации в сферическом облаке частиц унитарного топлива. Анализируется процесс последующего затухания взрывной волны в атмосферном газе и ее отражение от плоской твердой поверхности.

The mathematical simulation of the process of shock initiation of a wave of heterogeneous detonation in a spherical cloud of particles of the propellant is carried out. The process following the attenuation of a blast wave in atmospheric gas and its reflection from a plane solid surface are analysed.

Взрывы дисперсных смесей газа с твердыми частицами или жидкими каплями широко распространены в различных областях человеческой деятельности, в особенности, связанной с производством, переработкой и транспортом сыпучих материалов и аэрозолей. В большинстве случаев взрывы аэродисперсных сред на промышленных предприятиях носят спонтанный характер и в этой связи являются крайне нежелательными, так как представляют очень серьезную угрозу людям и окружающей среде. В то же время в ряде случаев для решения конкретных технологических, экологических и других задач целесообразно проведение взрывов газозвесей. Для определенности можно отметить, что одним из таких случаев использования взрыва является утилизация скоплений вредных химически активных веществ в атмосфере, образующихся в результате аварийных разрывов пневмопылетранспортных систем и нефтепродуктопроводов.

Успешное решение вопросов, связанных с разработкой мер пожаро-взрывобезопасности газодисперсных сред, с одной стороны, и с проведением взрывных работ — с другой, требует детального изучения закономерностей протекания взрыва в двухфазных смесях газа со взвешенными горючими частицами. Целью данной работы является математическое моделирование процесса ударного инициирования волны гетерогенной детонации в сферическом облаке частиц унитарного (окислительсодержащего) топлива и последующее взаимодействие взрывной волны с плоской твердой поверхностью.

Уравнения движения реагирующей газозвеси. Пусть имеется газозвесь унитарного топлива, представляющая собой в исходном невозмущенном состоянии смесь химически-инертного газа и твердых взвешенных монодисперсных частиц. Для описания ее движения используются обычные для механики гетерогенных дисперсных сред допущения. Дополнительно предполагается, что процессы воспламенения и горения осуществляются при температуре частиц равной температуре разложения унитарного топлива (T_s), а продукты горения взвеси, образующиеся в зоне химической реакции, являются идеальным калорически совершенным газом. В рамках принятых допущений система дифференциальных уравнений двухмерного осесимметричного ($\nu = 1$) движения газа и частиц топлива может быть записана в следующем виде [1,2]:

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial \rho_{1k}}{\partial t} + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial (r^\nu \rho_{1k} v_{r1})}{\partial r} + \frac{\partial (\rho_{1k} v_{z1})}{\partial z} = (k-1)J, \\
 & \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial (r^\nu \rho_2 v_{r2})}{\partial r} + \frac{\partial (\rho_2 v_{z2})}{\partial z} = -J, \\
 & \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial (r^\nu n v_{r2})}{\partial r} + \frac{\partial (n v_{z2})}{\partial z} = 0, \\
 & \frac{\partial (\rho_i v_{ri})}{\partial t} + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial (r^\nu \rho_i v_{ri})}{\partial r} + \frac{\partial (\rho_i v_{ri} v_{zi})}{\partial z} + \alpha_i \frac{\partial p}{\partial r} = (-1)^i (F_r - J v_{r2}), \\
 & \frac{\partial (\rho_i v_{zi})}{\partial t} + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial (r^\nu \rho_i v_{ri} v_{zi})}{\partial r} + \frac{\partial (\rho_i v_{zi}^2)}{\partial z} + \alpha_i \frac{\partial p}{\partial z} = (-1)^i (F_z - J v_{z2}), \\
 & \frac{\partial (\rho_2 e_2)}{\partial t} + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial (r^\nu \rho_2 e_2 v_{r2})}{\partial r} + \frac{\partial (\rho_2 e_2 v_{z2})}{\partial z} = Q\eta(-J) + J e_2, \\
 & \sum_{i=1}^2 \left[\frac{\partial (\rho_i E_i)}{\partial t} + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial (r^\nu \rho_i v_{ri} E_i)}{\partial r} + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial (r^\nu \alpha_i p v_{ri})}{\partial r} + \frac{\partial (\rho_i v_{zi} E_i)}{\partial z} + \frac{\partial (\alpha_i p v_{zi})}{\partial z} \right] = 0, \\
 & \rho_1 = \rho_{11} + \rho_{12}, \rho_i = \rho_i^0 \alpha_i, E_i = e_i + 0,5(v_{ri}^2 + v_{zi}^2) \alpha_i + \alpha_2 = 1, \alpha_2 = \pi d^3 n/6.
 \end{aligned} \tag{1}$$

В представленных уравнениях индекс «1k» внизу относится к параметрам инертного газа ($k=1$) и продуктов сгорания частиц ($k=2$). Через $\rho_i, \rho_i^0, v_{ri}, v_{zi}, \alpha_i, e_i, E_i$ обозначены средняя и истинная плотности, составляющие скорости в радиальном и осевом направлениях, объемное содержание, удельные внутренняя и полная энергии i -й фазы ($i=1$ — газа, $i=2$ — частиц); ρ_{1k} — приведенная плотность k -й компоненты газа; n — числовая концентрация частиц дисперсной фазы; p — давление газовой смеси; d — диаметр частиц; F_r и F_z — составляющие силы межфазового взаимодействия; J — интенсивность сгорания частиц; Q — интенсивность теплообмена между фазами; η — функция Хевисайда; ν — параметр симметрии движения, равный 1 — для двухмерных течений ($\partial/\partial z \neq 0$) и 2 — для одномерных сферически симметрических течений ($\partial/\partial z \equiv 0$).

Уравнения состояния составляющих фаз и смеси, а также законы межфазного взаимодействия имеют вид [3]:



$$p_{1k} = \rho_{1k}^0 R_{1k} T_1, \quad p = p_{11} + p_{12}, \quad e_{1k} = c_{1k}(T_1 - T_0) + e_{1k}^0, \quad e_1 = c_1(T_1 - T_0) + e_1^0, \\ \rho_2^0 = \text{const}, \quad e_2 = c_2(T_2 - T_0) + e_2^0, \quad c_1 = x_{11}c_{11} + x_{12}c_{12}, \quad (2)$$

$$c_{p1} = x_{11}c_{p11} + x_{12}c_{p12}, \quad x_{1k} = \frac{p_{1k}}{p_1} \quad (e_{11}^0, e_{12}^0 = \text{const}),$$

$$F_j = 0,5 \rho_1^0 |v_1 - v_2| (v_{j1} - v_{j2}) C_d S_m n \quad \left(S_m = \frac{\pi d^2}{4}, \quad j = r, z \right),$$

$$Q = \lambda_1 Nu (T_1 - T_2) \pi n d, \quad \lambda_1 = x_{11} \lambda_{11} + x_{12} \lambda_{12},$$

$$c_d = 24 Re^{-1} + 4 Re^{-0,5} + 0,4, \quad Re = |v_1 - v_2| \rho_1^0 d / \mu_1,$$

$$\mu_1 = x_{11} \mu_{11} + x_{12} \mu_{12}, \quad Pr = c_{p1} \mu_1 / \lambda_1,$$

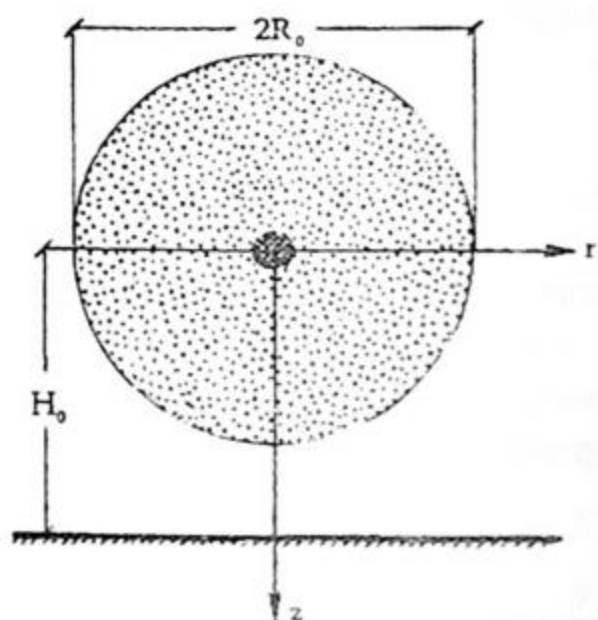
$$J = \pi n d^2 v_s \rho_2^0 (P / P_s)^\varphi \quad (v_s, P_s, \varphi = \text{const}).$$

Здесь $p_{1k}, R_{1k}, e_{1k}, c_{1k}, c_{p1k}, \lambda_{1k}, \mu_{1k}, x_{1k}$ — парциальное давление, газовая постоянная, удельная внутренняя энергия, удельные теплоемкости при постоянном объеме и давлении, теплопроводность, динамическая вязкость и концентрация k -й газовой компоненты; T_i, c_i — температура и удельная теплоемкость при постоянном объеме i -й фазы; c_{p1} — удельная теплоемкость при постоянном давлении газовой смеси; e_{1k}^0, e_i^0 — удельные внутренние энергии k -й газовой компоненты и i -й фазы при температуре T_0 ; μ и λ — вязкость и теплопроводность газовой смеси; S_m — миделево сечение сферических частиц; C_d и Nu — коэффициент аэродинамического сопротивления и число Нуссельта одиночной частицы; Re и Pr — числа Рейнольдса и Прандтля; v_s — линейная скорость горения унитарного топлива при давлении $P = P_s$; φ — эмпирическая постоянная.

В рамках представленных выше уравнений (1)–(2) численно, методом крупных частиц [4, 5] решена следующая задача: в центре сферического облака частиц унитарного топлива (пороха марки «Н»), находящегося на высоте H_0 от твердой плоской поверхности и имеющего радиус $R_0 (R_0 < H_0)$ происходит взрыв. Под действием этого взрыва в облаке инициируется и постепенно формируется волна гетерогенной детонации, которая в процессе своего распространения пересекает границу облака частиц ($r = R_0$) и затем вырождается в затухающую воздушную ударную волну. Необходимо изучить процесс взаимодействия этой ударной волны с отражающей твердой плоской поверхностью.

Начальные и граничные условия задачи для стадии ударного инициирования волны гетерогенной детонации в сферическом облаке частиц унитарного топлива аналогичны [6]. На стадии отражения волны от твердой поверхности граничные условия задачи задаются в виде равенства нулю нормальных (осевых) составляющих скоростей фаз на непроницаемой поверхности.

Из вышеизложенного ясно, что процессы инициирования, формирования и последующего выхода ударной волны из облака частиц до момента ее падения на твердую поверхность рассчитываются в рамках одномерной сферически-симметричной схемы течения двухфазной



реагирующей газозвеси. Процесс отражения ударной волны от твердой поверхности рассчитывается в рамках двумерной схемы течения в цилиндрических координатах (см. рис. 1).

Расчеты проводились для смесей воздуха, газообразных продуктов горения пороха и частиц пороха. При этом использовались следующие значения термодинамических параметров составляющих дисперсной смеси:

Рис. 1. Схематическое представление задачи

$$\begin{aligned}
 T_0 &= 300 \text{ K}, & P_0 &= 0,1 \text{ МПа}, & \gamma_{11} &= 1,4, & R_{11} &= 287 \text{ м}^2 / (\text{с}^2 \cdot \text{К}), \\
 \mu_{11} &= 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ кг} / (\text{м} \cdot \text{с}), \\
 \lambda_{11} &= 2,57 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{м} / (\text{с}^3 \cdot \text{К}), & \rho_{110}^0 &= 1,29 \text{ кг} / \text{м}^3, & \gamma_{12} &= 1,24, \\
 R_{12} &= 328 \text{ м}^2 / (\text{с}^2 \cdot \text{К}), & \rho_{120}^0 &= 1,03 \text{ кг} / \text{м}^3, & \mu_{12} &= 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ кг} / (\text{м} \cdot \text{с}), \\
 \lambda_{12} &= 8,37 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{м} / (\text{с}^3 \cdot \text{К}), & \rho_2^0 &= 1550 \text{ кг} / \text{м}^3, \\
 c_2 &= 1466 \text{ м}^2 / (\text{с}^2 \cdot \text{К}), & T_S &= 473 \text{ К}, & \varphi &= 0,7, \\
 v_S &= 6,5 \cdot 10^{-4} \text{ м} / \text{с}, & P_S &= 0,1 \text{ МПа} & Q &= 1,93 \text{ МДж} / \text{кг}.
 \end{aligned}$$

Здесь γ_{ik} — показатели адиабат компонент газовой смеси ($k = 1, 2$), Q — теплотворная способность топлива. Давление на фронте ударной волны, инициирующей детонацию в смеси, равно $500P_0$, а энергия инициирующего взрыва $E_0 = 320 \text{ МДж}$.

Ударное инициирование волны гетерогенной детонации. На рис. 2а показана динамика развития сферического взрыва в объемно-детонирующей системе, представляющей собой аэрозвесь пороха с начальным относительным массовым содержанием $m = \rho_{20} / \rho_{10}$ и исходным диаметром частиц топлива, соответственно равными 10 и 30 мкм. Видно, что под действием инициирующей ударной волны происходит воспламенение и горение частиц взвеси. В результате этих процессов в окружающую газовую среду выделяются горячие газообразные продукты горения пороха, которые увеличивают температуру, давление и плотность газовой смеси. Возникшие в процессе горения частиц газодинамические возмущения сносятся газовым потоком, и волна горения ускоряется.

Волна горения и лидирующая проходящая ударная волна усиливаются по мере того, как зона химической реакции охватывает все большую массу дисперсных частиц топлива. Постепенное усиление волны горения завершается формированием стационарной детонационной волны, т. е. волны горения, распространяющейся со сверхзвуковой скоростью. В примере, проиллюстрированном на рис. 2а, образование стационарной



волны гетерогенной детонации в газозвеси унитарного топлива происходит на расстояниях ~ 35 м, что несколько меньше радиуса правой границы облака дисперсных частиц ($R_0 = 40$ м)

Возникшая детонационная волна в процессе своего распространения встречает контактную поверхность, отделяющую взвесь от чистого газа, при этом картина течения существенно меняется. На рис. 2б показана последующая динамика взрывной волны на моменты времени, когда фронт возмущения пересек границу сферического облака частиц и распространяется в виде воздушной ударной волны в газовом пространстве.

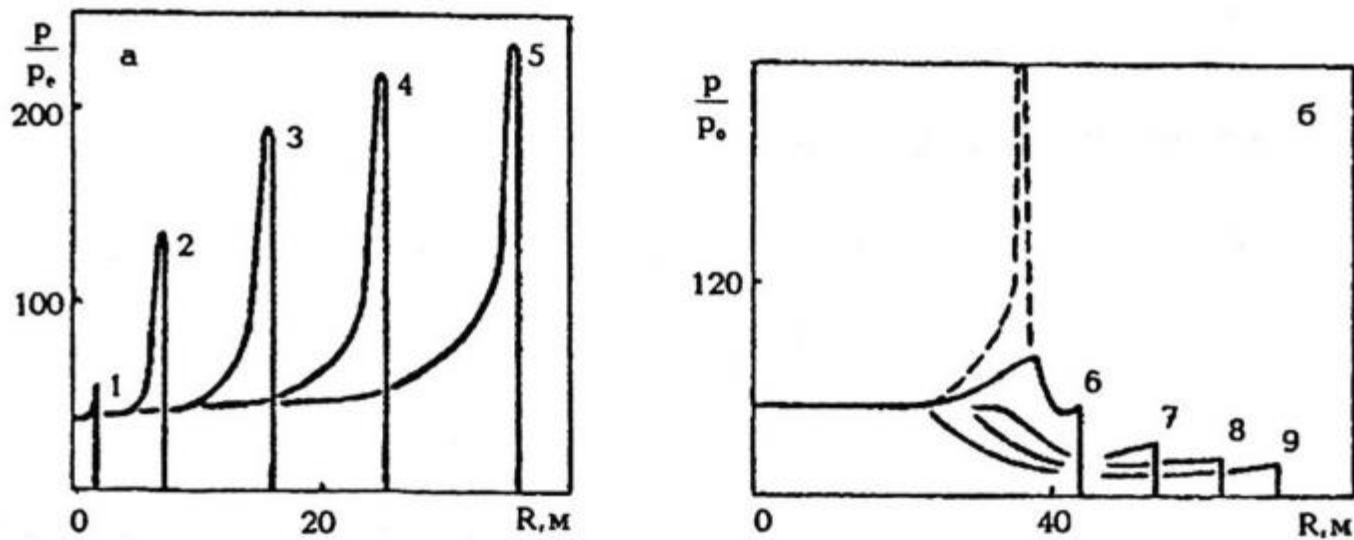


Рис. 2. Расчетные профили давления газа за сферической детонационной волной в облаке газозвеси (а) и за воздушной ударной волной, распространяющейся по газовому пространству вне облака частиц (б). Кривые 1÷9 соответствуют моментам времени $t = 0,9; 4,7; 13,2; 19,7; 27,2; 30; 37; 44$ и 51 мс

Распространение затухающей ударной волны в газе, порожденной гетерогенной детонацией. Как следует из рис. 2б, при взаимодействии набегающей детонационной волны с контактной поверхностью «газо-взвесь—газ» образуются две волны. Одна из них — проходящая в газовое пространство — затухающая воздушная ударная волна, другая — отраженная в область взвеси волна разрежения. За фронтами этих волн имеет место постепенное уменьшение давления газовой смеси. При этом чем больше расстояние между границей облака частиц и твердой поверхностью, тем больше понижение давления на фронте затухающей воздушной ударной волны на уровне отражающей плоской поверхности. Ввиду важности знания параметров волны давления у отражающей твердой поверхности представляется целесообразным получить асимптотический закон затухания сферической ударной волны в газе, порожденной взрывом объемно-детонирующей системы.

Обозначим давление газа на фронте воздушной ударной волны через $P_f(R)$. Это давление будет зависеть от начальных условий задачи и параметров подобия системы уравнений движения реагирующей дисперсной смеси. Если процесс распространения ударной волны, порожденной гетерогенной детонацией, рассматривается на расстояниях $R - R_0 \gg \Delta R_f$, где ΔR_f — характерная толщина зоны горения частиц в детонационной волне, то влияние параметров частиц топлива и кинетики их горения на этот процесс несущественно. Иначе, при затухании ударной

волны в газе зависимость $P_f(R)$ на расстояниях $R - R_0 \gg \Delta R_J$ асимптотически стремится к аналогичной зависимости для ударной волны, вызванной идеальной (мгновенной) детонацией ($\Delta R_J = 0$). Это означает, что в качестве безразмерных параметров, определяющих зависимость $P_f(R)$, можно взять следующие отношения:

$$\frac{P_f}{P_{c-J}}, \quad \frac{P_0}{P_{c-J}}, \quad \frac{R}{R_0}, \quad (3)$$

где P_{c-J} — давление в точке Чепмена-Жуге детонационной волны. С учетом (3) зависимость $p_f(R)$ можно представить в следующем виде:

$$\frac{P_f}{P_{c-J}} = F\left(\frac{R}{R_0}, \frac{P_0}{P_{c-J}}\right). \quad (4)$$

В соответствии с расчетными данными [6] для газовзвесей унитарного топлива с начальными относительными массовыми содержаниями частиц $m \geq 0,5$, отношение $\varepsilon = P_0 / P_{c-J} \ll 1$ и, следовательно, функцию (4) можно разложить в ряд по степеням ε . В первом приближении получим следующую зависимость:

$$\frac{P_f}{P_{c-J}} = F\Big|_{\varepsilon=0} + \frac{\partial F}{\partial \varepsilon}\Big|_{\varepsilon=0} \varepsilon = F\left(\frac{R}{R_0}\right) + F_1\left(\frac{R}{R_0}\right) \frac{P_0}{P_{c-J}}. \quad (5)$$

В нулевом приближении зависимость (5) принимает особенно простой вид:

$$\frac{P_f}{P_{c-J}} = F\left(\frac{R}{R_0}\right)$$

и соответствует случаю распространения ударных волн, порожденных достаточно сильными детонационными волнами. Для определения функций F и F_1 необходимо знать зависимость P_f для ударной волны, вызванной гетерогенной детонацией, всего для двух различных значений массового содержания частиц унитарного топлива в смеси. Эта зависимость может быть найдена либо экспериментально, либо на основе численных расчетов. В последнем случае, имея данные численного эксперимента по затуханию ударных волн в газе ($p_f(R/R_0)$) для относительных массовых содержаний взвеси m^* и m^{**} , можно получить зависимости

$$p_f^* = F p_{c-J} + F_1 P_0, \quad p_f^{**} = F p^{**} + F_1 P_0,$$

из которых определяются функции F и F_1 .

Отражение сферической воздушной ударной волны от твердой плоской поверхности. На рис. 3 в плоскости координат (r, z) проиллюстрирован процесс нестационарного взаимодействия сферической ударной волны с твердой поверхностью ($z = H_0 = 50$ м). Показаны положения падающих и отраженных ударных волн на ряд моментов времени, причем момент времени $t = 32,2$ мс (кривая 0) соответствует моменту касания падающей волны точки $(r = 0, z = 50$ м) отражающей поверхности.

Как видно из рис. 3, на начальной стадии отражения сферической ударной волны для значений угла падения $\alpha < \alpha_*$ ($\alpha \cong 40^\circ$ для воздуха) имеет место регулярное отражение волны (см. кривые 0 и 1). На последующей стадии отражения с ростом угла падения фронтальной поверхности сфе-



рической ударной волны ($\alpha \geq \alpha_*$) регулярное отражение становится невозможным и падающая волна разветвляется на некотором расстоянии от поверхности, образуя тройную конфигурацию ударных волн (см. кривые 2÷4). Такое отражение называется нерегулярным, или маховским, отражением, а вновь образующийся скачок (3'' или 4'') называют волной Маха.

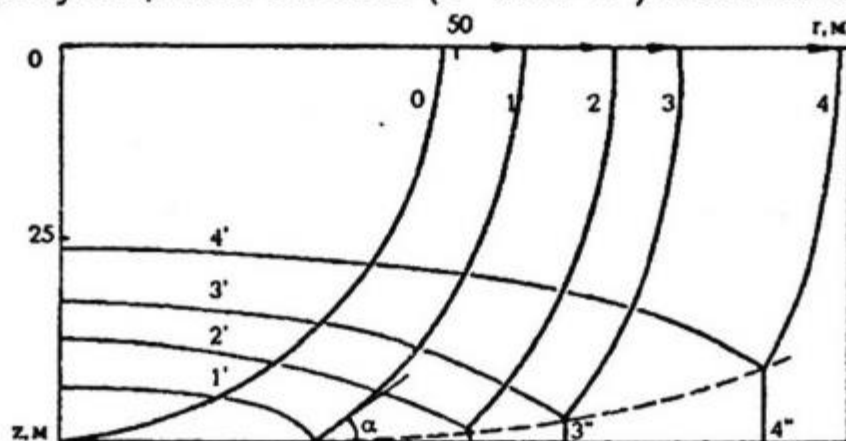


Рис. 3. Положения ударных волн в плоскости (r, z) при взаимодействии сферической ударной волны с отражающей поверхностью ($z=50$ м) в моменты времени $t=32,2; 39,5; 48,64; 57,78$ и 76 мс (кривые 0÷4 — падающая волна, кривые 1'÷4' — отраженная волна, 2''÷4'' — волна Маха); α — угол падения ударной волны; штриховая линия — траектория движения тройной точки

Следует отметить, что при взаимодействии сферической ударной волны с плоской поверхностью формируется отраженная ударная волна, скорость движения фронта которой вдоль его длины различна по абсолютной величине: по оси r фронт отраженной ударной волны движется быстрее, чем по z . Эта разница в скоростях перемещения фронта объясняется тем, что движение газа вблизи отраженной ударной волны удовлетворяет уравнению ударной поляры, а не ударной адиабаты.

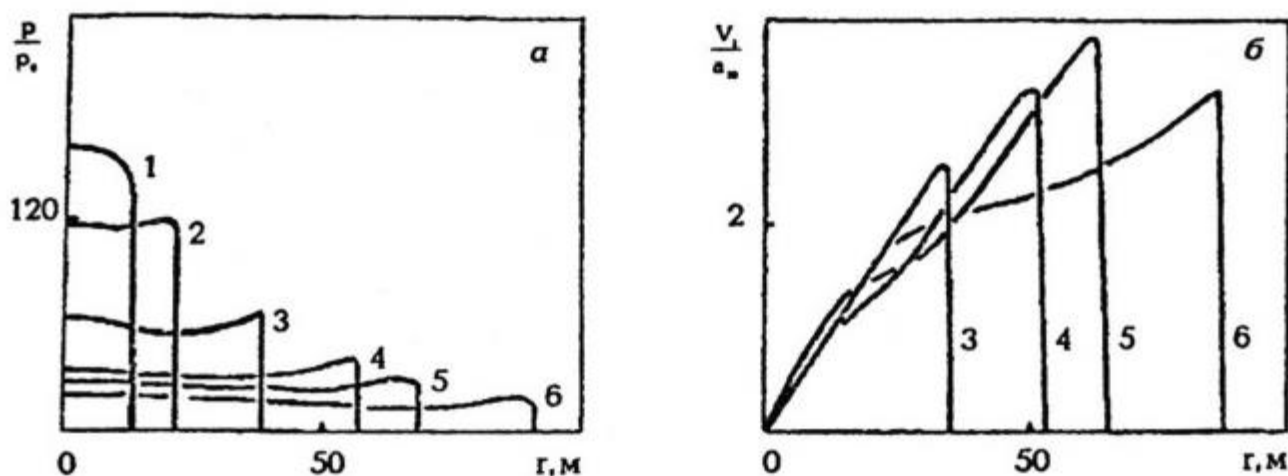


Рис. 4. Расчетные профили давления (а) и массовой скорости (б) газа на отражающей поверхности в моменты времени $t=33,1; 34,9; 39,51; 48,64; 57,78$ и $76,05$ мс (кривые 1÷6). Масштаб обезразмеривания скорости (a_{10}) — скорость звука в атмосферном газе, равная 341 м/с

Взаимодействие ударной волны с отражающей поверхностью характеризуется неоднородным нестационарным распределением параметров среды на твердой поверхности (см. рис. 4). В частности, давление газа вдоль радиальной координаты уменьшается, а массовая скорость газа изменяется немонотонным образом. Аналогичный немонотонный характер изменения газодинамических параметров за отраженной ударной волной реализуется и вдоль оси симметрии ($r=0$). В точке $(r=0, z=H_0)$, являющейся центром отражающей поверхности, давление газа со временем $\delta t=t-t_0$ ($t_0=32,2$ мс) уменьшается монотонным образом (рис.5).

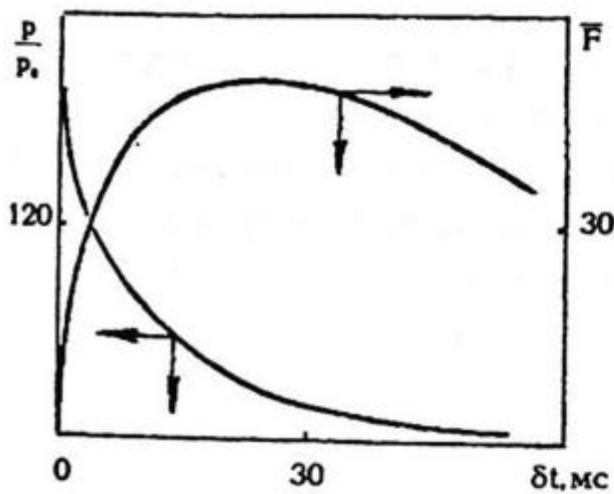


Рис.5. Зависимости от времени давления газа в центре отражающей поверхности и силы воздействия ударной волны на поверхность. Все параметры такие же, как на рис. 4

При отражении ударной волны возникает дополнительная сила давления на поверхность. Определим ее как интеграл избыточного давления на поверхности

$$\bar{F} = \frac{F}{F_0} = \frac{1}{F_0} \int (p - p_0) ds \quad F_0 = \pi H_0^2 p_0.$$

Ввиду того, что величина избыточного давления газа на поверхность монотонно уменьшается со временем, а площадь поверхности, участвующей в отражении, увеличивается, функция \bar{F} имеет немонотонный вид. Подтверждением последнего служит рис. 5, где изображена расчетная зависимость силы \bar{F} от времени.

Выводы. Взаимодействие затухающей сферической воздушной ударной волны, возникшей в результате взрыва объемно-детонирующей гетерогенной дисперсной смеси, с твердой плоской поверхностью осуществляется в режимах регулярного, а впоследствии нерегулярного (маховского) отражения. Пиковое давление и температура газа на отражающей поверхности вдоль радиальной координаты имеет монотонно-убывающий вид с максимумом в точке торможения ($r = 0, z = H_0$). Силовое воздействие газа за отраженной ударной волной и волной Маха на поверхность монотонно возрастает со временем от 0 в точке $r = 0$ до некоторого максимального значения в точке $r = r_m$ и далее при $r \geq r_m$ монотонно убывает.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kutushev A. G., Rodionov S. P., Kutenkov V. V. Numerical investigation of process of flow of burning gas-particle suspension from shock tube to flood space // Intern. Conference on the Methods of Aerophysical Research: Proc. Pt II. Novosibirsk, 1998. P. 133-137.
2. Кутушев А. Г., Татосов А. В. Математическое моделирование выброса газозвеси из канала ударной трубы под действием сжатого газа // Физика горения и взрыва. 1998. Т.34. № 3. С.107-116.
3. Кутушев А. Г., Родионов С. П. Плоские детонационные волны в газозвесах унитарного топлива с продольным или поперечным пространственно-неоднородным распределением концентрации частиц // Физика горения и взрыва. 1998. Т.34. № 5. С. 103-110.
4. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1992. 392 с.
5. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Родионов С. П. Математическое моделирование ударно-волновых процессов в химически-инертных и реагирующих полидисперсных смесях газа с твердыми частицами // Математическое моделирование. 1995. Т.7. №12. С. 19-32.
6. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Родионов С. П. Формирование волн гетерогенной детонации в газозвесах унитарного топлива под действием взрыва // Физика горения и взрыва. 1995. Т.31. № 3. С. 83-91.