

ЛИТЕРАТУРА

1. Аманбаев Т. Р., Ивандаев А. И. Структура ударных волн в двухфазных смесях газа с каплями жидкости // ПМТФ.— 1988.— № 2.
2. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. Газовая динамика многофазных сред // Итоги науки и техники. Сер. МЖГ.— М.: ВИНТИ, 1981.— Т. 16.
3. Нигматулин Р. И. Уравнения гидромеханики и волны уплотнения в двухскоростной и двухтемпературной сплошной среде при наличии фазовых превращений // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1967.— № 5.
4. Аманбаев Т. Р., Ивандаев А. И. Результаты исследования влияния дробления капель на структуру ударных волн в газокпельных смесях // ПМТФ.— 1988.— № 3.
5. Ranger A., Nicholls J. Aerodynamic shattering of liquid drop // AIAA J.— 1969.— V. 7, N 2.
6. Goossens H. W. J., Bercelemans M. J. C. M., van Dongen M. E. H. Experimental investigation of weak shock waves, propagating in a fog // 15th Int. ern. Sympos. on Shock Waves and Shock Tubes, Berkeley, Calif., 1985: Proc.— Stanford, 1986.
7. Британ А. Б., Зиновик И. И., Левин В. А. Разрушение пены ударными волнами // ФГВ.— 1992.— № 5.
8. Британ А. Б., Зиновик И. И., Левин В. А. Измерение параметров газозвеси за ударной волной в пене // Изв. РАН. МЖГ.— 1993.— № 2.
9. Голубев А. Г., Ягодкин В. И. Оптические методы измерения аэрозолей // Тр. ЦИАМ.— 1978.— Вып. 828.
10. Салтанов Г. А. Неравновесные и нестационарные процессы в газодинамике.— М.: Наука, 1979.
11. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Натанзон М. С., Коссов О. М. О режимах дробления капель и критериях их существования // ИФЖ.— 1981.— Т. 40, № 1.
12. Oota E., Tajima T., Suzuki S. Cross-section concentration of particles during shock process propagating through a gas-particle mixture in a shock tube // Shock Tubes and Waves: Proc. 14th Intern. Sympos. on Shock Tubes and Shock Waves, Univ. Sydney, Australia, 1983.— Sydney, 1983.
13. Стернин Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах.— М.: Машиностроение, 1974.
14. Кан К. Б. Капиллярная гидродинамика пен.— Новосибирск: Наука, 1989.

г. Москва

Поступила 25/IV 1992 г.

УДК 532.529 : 518.5

А. Г. Кутушев

ЭКРАНИРОВАНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН СЛОЯМИ ПАРОГАЗОКАПЕЛЬНОЙ СМЕСИ

В [1—4] приводятся результаты математического моделирования воздействия экранирующих слоев инертной газозвеси твердых частиц на процесс взаимодействия с плоскими преградами взрывных волн. В настоящей работе, являющейся логическим продолжением [1—4], сообщаются результаты численного исследования влияния капельных завес на отражение от жесткой стенки ударно-волновых импульсов. Исследование проводится с учетом возможных процессов дробления и испарения капель, а также конденсации пара в парогазокпельной смеси. Результаты численного счета иллюстрируются характерными профилями параметров фаз в различные моменты движения за падающими и отраженными ударными волнами, а также некоторыми интегральными зависимостями.

1. Основные допущения и уравнения. Пусть имеется двухфазная смесь трехкомпонентного (эффективного) газа (инертного газа, пара и мелкодиспергированных капель жидкости) и крупных жидких капель. Для описания движения такой смеси используются главные предположения механики сплошных многофазных дисперсных сред [5, 6]: характерные размеры капель и расстояния между ними значительно меньше характерного масштаба изменения макроскопических параметров течения; эффекты вязкости и теплопроводности существенны лишь в процессах межфазового взаимодействия.

© А. Г. Кутушев, 1993

Дополнительно, согласно [7, 8], принимаются следующие допущения: смесь газа и крупных капель в невозмущенном состоянии однородная, моноподисперсная, термодинамически равновесная; инертный газ и пар — идеальные калорически-совершенные газы; мелкодисперсная капельная составляющая газовой фазы (влаги) и крупные капли представляют собой однокомпонентную несжимаемую жидкость; крупные капли имеют сферическую форму; скорость и температура влаги совпадают с соответствующими параметрами парогазовой смеси; между крупными каплями, паром и влагой осуществляются следующие процессы межфазного массообмена: а) при дроблении крупных капель в слутном газовом потоке по механизму срыва тонкого пограничного слоя жидкости и последующем мгновенном распаде сорванной жидкой пленки на облако мельчайших капелек образуется влага в газовой фазе; б) при отсутствии дробления крупных капель имеют место испарение крупных капель в окружающий пар или конденсация пара на поверхности крупных капель; в) между паром и влагой в эффективном газе реализуется равновесный фазовый переход: испарение влаги в пар или конденсация пара на капельках влаги; процессы столкновения и слипания капель друг с другом пренебрежимо малы [5].

С учетом этих допущений система дифференциальных уравнений плоского одномерного неустановившегося движения составляющих парогазокапельной смеси имеет вид [8]

$$\begin{aligned}
 (1.1) \quad & \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{11} v_1}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{12} v_1}{\partial x} = J_2^v - J_3^v, \\
 & \frac{\partial \rho_{13}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{13} v_1}{\partial x} = J_3^v + J_2^s, \quad \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial x} = -J_2^s - J_2^v, \quad \frac{\partial n_2}{\partial t} + \frac{\partial n_2 v_2}{\partial x} = 0, \\
 & \frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1^2}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} = -F_{12} + (J_2^s + J_2^v) v_2, \\
 & \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2^2}{\partial x} = F_{12} - (J_2^s + J_2^v) v_2, \\
 & \frac{\partial \rho_2 e_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 e_2 v_2}{\partial x} = -Q_{2\sigma} - J_2^v e_{2\sigma} - J_2^s e_2, \\
 & \frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 E_1 + \rho_2 E_2) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_1 E_1 v_1 + \rho_2 E_2 v_2) + \frac{\partial}{\partial x} (p(\alpha_1 v_1 + \alpha_2 v_2)) = 0, \\
 & \rho_{11} = \rho_{11}^0 \alpha_{11}, \quad \rho_{12} = \rho_{12}^0 \alpha_{12}, \quad \rho_{13} = \rho_{13}^0 \alpha_{13}, \quad \alpha_{11} = \alpha_{12}, \quad \alpha_{11} + \alpha_{13} = \alpha_1, \\
 & E_1 = e_1 + 0,5v_1^2, \quad E_2 = e_2 + 0,5v_2^2, \quad \alpha_2 = \frac{\pi d_2^3 n_2}{6}, \\
 & \rho_1 = \rho_{11} + \rho_{12} + \rho_{13}, \quad \rho_1 = \rho_1^0 \alpha_1, \quad \rho_2 = \rho_2^0 \alpha_2, \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1.
 \end{aligned}$$

В уравнениях (1.1) представлены законы сохранения масс компонентов эффективного газа (инертного газа, пара и мелкодисперсной влаги), сохранения массы и числа крупных капель, сохранения количества движения эффективного газа и крупных капель, сохранения полной энергии всей смеси в целом и уравнение притока тепла для дисперсной фазы. Индексы 11, 12, 13 внизу относятся соответственно к инертному газу, пару и влаге, а 1 и 2 — к параметрам несущей газовой и дисперсной конденсированной фаз; через ρ , ρ^0 , α , v , e , E обозначены средняя и истинная плотность, объемное содержание, массовая скорость, удельные внутренняя и полная энергии; d_2 и n_2 — диаметр и число крупных капель в единице объема смеси; F_{12} — интенсивность силового взаимодействия между несущей и дисперсной фазами; $Q_{2\sigma}$ — интенсивность притока тепла к межфазной поверхности (σ -фазе) со стороны дисперсной фазы; p — давление парогазовой смеси; $e_{2\sigma}$ — удельная внутренняя энергия крупных капель на межфазной поверхности; J_2^s — интенсивность срыва поверхностного слоя крупных капель; J_2^v — интенсивность испарения

крупных капель или конденсации пара на крупных каплях; J_2^0 — интенсивность равновесного фазового перехода между шаром и влагой.

Уравнения состояния инертного газа, пара, влаги и крупных капель пара следующие [5, 6]:

$$(1.2) \quad \begin{aligned} p_{11} &= \rho_{11}^0 R_{11} T_1, \quad e_{11} = c_{11} T_1, \\ p_{12} &= \rho_{12}^0 R_{12} T_1, \quad e_{12} = c_{12} (T_1 - T_0) + e_{12}^0, \quad \rho_2^0 = \text{const}, \\ e_{13} &= c_2 (T_1 - T_0) + e_2^0, \quad e_2 = c_2 (T_2 - T_0) + e_2^0, \\ e_{2\sigma} &= c_2 (T_\sigma - T_0) + e_2^0, \\ e_2^0 - e_{12}^0 &= (c_2 - c_{12}) T_0 - \left[(c_2 - \gamma_{12} c_{12}) T_s(p_0) + \frac{p_0}{V_2^0} + l(p_0) \right] \\ &(R_{11}, R_{12}, c_{11}, c_{12}, c_2, e_{12}^0, e_2^0, l(p_0) \equiv \text{const}). \end{aligned}$$

Здесь p_{1k} , e_{1k} , R_{1k} , c_{1k} , γ_{1k} — парциальное давление, удельная внутренняя энергия, газовая постоянная, удельная теплоемкость при постоянном объеме и показатель адиабаты k -й составляющей трехкомпонентного эффективного газа ($k=1, 2, 3$); T_i , T_σ , T_0 — температура i -й фазы, межфазной поверхности и начальные температура; e_{12}^0 и e_2^0 — постоянные, удовлетворяющие условию нормировки; p_0 — начальное давление газовой смеси при $T_1 = T_0$; T_s — температура насыщения пара; $l(p_0)$ — удельная теплота парообразования.

В соответствии с законом Дальтона, а также условием аддитивности внутренней энергии газовой смеси по массам составляющих уравнения состояния эффективного газа имеют вид

$$(1.3) \quad \begin{aligned} p &= \rho_1^0 R_1 T_1 \quad \left(R_1 = x_{11} R_{11} + x_{12} R_{12}; \quad x_{11} = \frac{\rho_{11}}{\rho_1}; \quad x_{12} = \frac{\rho_{12}}{\rho_1} \right), \\ e_1 &= c_1 (T_1 - T_0) + e_1^0 \quad \left(c_1 = x_{11} c_{11} + x_{12} c_{12} + x_{13} c_2, \quad x_{13} = \frac{\rho_{13}}{\rho_1} \right), \\ e_1^0 &= x_{11} e_{11}^0 + x_{12} e_{12}^0 + x_{13} e_2^0. \end{aligned}$$

Интенсивности силового взаимодействия и контактного теплообмена между несущим газовым потоком и крупными каплями задаются соотношениями [6]

$$(1.4) \quad \begin{aligned} F_{12} &= \frac{0,75 \alpha_2 C_d \rho_1^0 |v_1 - v_2|}{d_2}, \quad Q_{i\sigma} = \frac{6 \alpha_2 \varepsilon \text{Nu}_i \lambda_i (T_i - T_\sigma)}{d_2^2}, \\ C_d &= \begin{cases} 27 \text{Re}_{12}^{-0,84}, & 0 < \text{Re}_{12} \leq 80, \\ 0,27 \text{Re}_{12}^{0,217}, & 80 < \text{Re}_{12} \leq 10^4, \\ 2, & \text{Re}_{12} > 10^4, \end{cases} \\ \text{Nu}_1 &= 2 + 0,6 \text{Re}_{12}^{0,5} \text{Pr}_1^{0,33}, \quad \text{Nu}_2 = 10, \quad \text{Pr}_1 = \frac{c_{p11} \mu_1}{\lambda_1}, \\ \text{Re}_{12} &= \frac{\rho_1^0 |v_1 - v_2| d_2}{\mu_1}, \quad \mu_1 = x_{11} \mu_{11} + x_{12} \mu_{12} + x_{13} \mu_2, \\ c_{p1} &= x_{11} c_{p11} + x_{12} c_{p12} + x_{13} c_2, \quad \lambda_1 = x_{11} \lambda_{11} + x_{12} \lambda_{12} + x_{13} \lambda_2, \end{aligned}$$

где C_d — коэффициент аэродинамического сопротивления капли; Re_{12} — число Рейнольдса относительного движения газовой и дисперсной фаз; Nu_i , λ_i , μ_i — число Нуссельта, коэффициент теплопроводности и динамическая вязкость i -й фазы ($i=1, 2$); λ_{1k} , μ_{1k} , c_{p1k} — коэффициент теплопроводности, динамическая вязкость и удельная теплоемкость при постоянном давлении k -й составляющей газовой фазы ($k=1, 2$); Pr_1 — число Прандтля.

Параметр ε , входящий в выражение (1.4) для $Q_{1\sigma}$, принимает значения 0 и 1 соответственно в случаях наличия ($We \geq We_*$) и отсутствия ($We < We_*$) дробления капель в потоке газа. Здесь We и We_* — число Вебера и критическое значение числа Вебера

$$(1.5) \quad We = \frac{\rho_1^0 (v_1 - v_2)^2 d_2}{\sigma_2} \quad (\sigma_2 = \text{const})$$

(σ_2 — коэффициент поверхностного натяжения жидкости на границе с газом).

Интенсивность межфазного массообмена по механизму срыва поверхностного слоя крупных капель задается на основе зависимости типа [6, 9, 10]

$$(1.6) \quad J_2^s = (1 - \varepsilon) k_J \left(\frac{\rho_1^0}{\rho_2^0} \right)^{0,33} \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{0,16} v_2^{0,5} |v_1 - v_2|^{0,5} \left(\frac{d_2}{2} \right)^{1,5} \rho_2^0 n_2 \quad (k_J \simeq 12),$$

где $v_i = \mu_i / \rho_i^0$ — кинематическая вязкость i -й фазы ($i = 1; 2$). При этом, согласно [11],

$$(1.7) \quad We_* = k_s Re_{12}^{0,5} \quad (k_s \simeq 1).$$

В соответствии с гипотезой о квазиравновесности протекания процессов испарения жидкости и конденсации пара ($T_\sigma = T_s(p_{12})$) интенсивность фазового превращения J_2^v определяется из уравнения теплового баланса на межфазной границе [5]:

$$(1.8) \quad J_2^v = \frac{\varepsilon (Q_{1\sigma} + Q_{2\sigma})}{l}.$$

Для нахождения зависимости $T_s(p_{12})$ используется уравнение Клапейрона — Клаузиуса [12]

$$(1.9) \quad \frac{dT_s}{dp_{12}} = \frac{T_s (1 - \rho_{12}^0 / \rho_2^0)}{\rho_{12}^0 l}.$$

Интенсивность массообмена в газовой фазе между паром и влагой находится аналогично [7, 8] из уравнения притока тепла для эффективного газа, записанного на линии насыщения $T_1 = T_s$:

$$(1.10) \quad J_3^v = \left(\frac{\partial e_1}{\partial x_{13}} \right)^{-1} \left\{ p \frac{\partial}{\partial x} (\alpha_1 v_1 + \alpha_2 v_2) + \left[p \left(\frac{1}{\rho_2^0} - \frac{1}{\rho_1^0} \right) - \left(x_{11} \frac{\partial e_1}{\partial x_{11}} + x_{13} \frac{\partial e_1}{\partial x_{13}} \right) - \frac{(v_1 - v_2)^2}{2} \right] (J_2^v + J_2^s) + \left(\frac{\partial e_1}{\partial x_{13}} - e_2 + e_1 \right) J_2^s - (i_{12s} - i_1) J_2^v - (v_1 - v_2) F_{12} + Q_{1\sigma} + \rho_1 \frac{\partial e_1}{\partial T_s} \frac{dT_s}{dp_{12}} \frac{dp_{12}}{dt} \right\}.$$

Субстанциональная производная dp_{12}/dt определяется из уравнения состояния пара.

2. Постановка задачи и некоторые результаты численного исследования. В начальный момент времени $t = 0$ из области ($0 \leq x \leq x_f$) двухкомпонентной газовой смеси (инертного газа и пара) в направлении твердой жесткой стенки ($x = x_w$), экранируемой слоем однородной монодисперсной парогазокапельной смеси ($x_f < x < x_w$), движется плоская ударная волна с треугольным профилем массовой скорости газа. Ставится цель изучить процесс эволюции ударной волны в экранирующем слое.

Начальные условия для сформулированной задачи задаются, как в [1]:

$$\begin{aligned}
 (2.1) \quad v_1 &= v_{1f} \frac{x}{x_f}, \quad \alpha_1 = \alpha_{11} = \alpha_{12} = 1, \quad \alpha_2 = \alpha_{13} = 0, \\
 \rho_1^0 &= \rho_{1f}^0 (\varphi(x))^{2/(\gamma_1-1)}, \quad p = p_f (\varphi(x))^{2\gamma_1/(\gamma_1-1)}, \quad T_1 = \frac{p}{(\gamma_1-1) c_1 \rho_1^0}, \\
 \rho_{12}^0 &= \rho_1^0 \frac{(\gamma_2-1) c_2 - (\gamma_{12}-1) c_{12}}{(\gamma_{12}-1) c_{12} - (\gamma_{11}-1) c_{11}}, \quad \rho_{11}^0 = \rho_1 - \rho_{12}^0 \\
 \left(\varphi(x) = 1 - \frac{(\gamma_1-1)}{2} \frac{v_{1f}}{a_{1f}} \left(1 - \frac{x}{x_f} \right), \quad a_{1f}^2 &= \gamma_1 \frac{p_f}{\rho_{1f}^0}, \quad 0 \leq x \leq x_f \right), \\
 v_1 &= v_2 = 0, \quad \alpha_1 = \alpha_{11} = \alpha_{12} = \alpha_{10}, \quad \alpha_2 = \alpha_{20}, \quad \alpha_{13} = 0, \\
 \rho_1^0 &= \rho_{10}^0, \quad \rho_{12}^0 = \rho_{120}^0, \quad \rho_{11}^0 = \rho_{10}^0 - \rho_{120}^0, \quad \rho_2 = \rho_2^0 \alpha_{20}, \\
 p &= p_{110} + p_{120} = p_0, \quad T_1 = T_2 = T_s(p_{120}) = T_0, \quad d_2 = d_{20}, \quad n_2 = n_{20} \\
 &\quad (x_f < x < x_w).
 \end{aligned}$$

Здесь γ_1 — показатель адиабаты парогазовой смеси; параметры газа перед и за фронтом ударной волны связаны соотношениями Ренкина — Гюгонио

$$(2.2) \quad \frac{\rho_{1f}^0}{\rho_{10}^0} = \frac{(\gamma_1+1) M_0^2}{2 + (\gamma_1-1) M_0^2}, \quad \frac{v_{1f}}{a_{10}} = \frac{2}{(\gamma_1+1)} \left(M_0 - \frac{1}{M_0} \right), \quad \frac{p_f}{p_0} = 1 + \frac{2\gamma_1}{\gamma_1+1} (M_0^2 - 1),$$

где M_0 — число Маха исходной ударной волны.

На левой границе расчетной области ($x=0$) ставилось условие свободного протекания газовой фазы [13—15]

$$(2.3) \quad v_1(0_-, t) = v_1(0_+, t).$$

Граничное условие для капель при $x=0$ не ставилось ввиду отсутствия их в процессе всего движения. На правой границе расчетной области ($x=x_w$), являющейся стенкой, задавались условие непротекания газа и условие свободного протекания капель, моделирующее их сток при неупругом взаимодействии с преградой [13—15]:

$$(2.4) \quad v_1(x_w, t) = 0, \quad v_2(x_w-, t) = v_2(x_w+, t).$$

Сформулированная задача представляет собой смешанную задачу для системы квазилинейных дифференциальных уравнений в частных производных (1.1)—(1.10) с начальными (2.1), (2.2) и граничными (2.3), (2.4) условиями. Численное решение задачи осуществлялось методом крупных частиц [13] с алгоритмом локализации границы капельного облака [14, 15]. Вычисления проводились с помощью ЭВМ ЕС-1066.

Расчеты выполнялись для парогазокапельных смесей воздуха, водяного пара и капель воды. При этом использовались следующие значения термодинамических параметров фаз и их компонент: $T_0 = 293$ К, $p_0 = 1,01 \cdot 10^{-5}$ Н/м², $\rho_{10}^0 = 1,21$ кг/м³, $\gamma_{10} = 1,4$, $c_{10} = 716$ м²/(с² · град), $\mu_1 = 1,85 \cdot 10^{-5}$ кг/(м · с), $\lambda_1 = 2,5 \cdot 10^{-2}$ кг · м/(с³ · град), $a_{10} = 341$ м/с, $p_{110} = 0,976 \cdot 10^5$ Н/м², $\rho_{110}^0 = 1,19$ кг/м³, $\gamma_{11} = 1,39$, $c_{11} = 704,5$ м²/(с² · град), $\mu_{11} = 1,85 \cdot 10^{-5}$ кг/(м · с), $\lambda_{11} = 2,5 \cdot 10^{-2}$ кг · м/(с³ · град), $p_{120} = 2,4 \cdot 10^3$ Н/м², $\rho_{120}^0 = 1,89 \cdot 10^{-2}$ кг/м³, $\gamma_{12} = 1,3$, $c_{12} = 1442$ м²/(с² · град), $\mu_{12} = 8,85 \cdot 10^{-6}$ кг/(м · с), $\lambda_{12} = 1,88 \cdot 10^{-2}$ кг · м/(с³ · град), $\rho_2^0 = 998$ кг/м³, $c_2 = 4180$ м²/(с² · град), $\mu_2 = 10^{-3}$ кг/(м · с), $\lambda_2 = 0,6$ кг · м/(с³ · град), $\sigma_2 = 0,073$ Н/м.

Интенсивность ударных волн задавалась $M_0 = 5,1$ и 7 . Длина ударных волн в начальный момент движения $l_0 = 0,048; 0,22$ и $0,4$ м, протяженность экранирующих слоев капельной газозвеси $l_s = 0,05; 0,25$

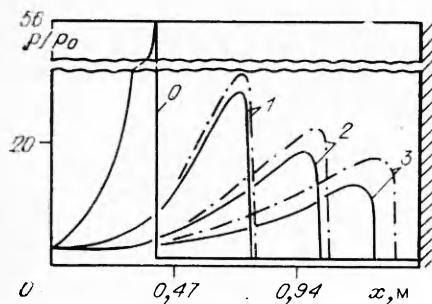


Рис. 1

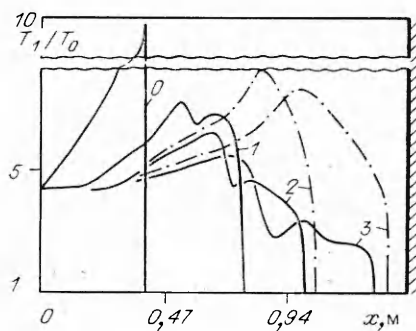


Рис. 2

и 1 м. Начальное относительное массовое содержание $m_{20} = \rho_{20}/\rho_{10}$ и исходный диаметр d_{20} капель в смеси изменялись в интервалах $0 \leq m_{20} \leq 4$ и $0 \leq d_{20} \leq 1200$ мкм.

На рис. 1, 2 приведены соответственно характерные расчетные профили давления и температуры газа за ударной волной ($M_0 = 7$, $l_b = 0,4$ м), проникающей в слой парогазокапельной смеси ($l_s = 1$ м, $m_{20} = 0,82$, $d_{20} = 600$ мкм), находящейся перед жесткой стенкой ($x_w = -l_b + l_s = 1,4$ м). Сплошными и штрихпунктирными линиями показаны решения, отвечающие случаям учета ($J_2^s, J_2^v, J_3^r \neq 0$) и неучета ($J_2^s = J_2^v = J_3^r \equiv 0$) процессов межфазного массообмена, в моменты движения $t_i = 0,18i$ мс ($i = 0 \div 3$ — соответственно кривые 0—3).

Как видно из рис. 1, ударная волна с начальным треугольным профилем давления по мере своего распространения в экранирующем слое капельной газовой смеси интенсивно затухает. Затухание ее обусловлено как действием нагоняющей волны разрежения, так и диссипативными процессами межфазового взаимодействия (трения и теплообмена). Детальное обсуждение влияния процессов силового и теплового взаимодействия фаз на эволюцию проходящей ударной волны в экранирующем слое газовой смеси приводилось в [1—4]. В этой связи представляется целесообразным отметить лишь влияние процессов межфазного массообмена на динамику распространения ударно-волнового возмущения в облаке парогазокапельной смеси.

Как показывают расчеты, для рассматриваемых примеров движения среди процессов межфазного массообмена, реализующихся в нестационарных ударных волнах в парогазокапельных средах, наиболее интенсивным, а поэтому определяющим является процесс разрушения капель газовым потоком. Интенсивность дробления капель J_2^s на порядок и более превышает интенсивность испарения капель J_2^v . Кроме того, за нестационарными ударными волнами с «треугольным» профилем массовой скорости газа практически во всей области возмущенного движения фаз осуществляется разрушение капель по механизму срыва их поверхностного слоя ($We > We_*$). Испарение крупных капель, как правило, реализуется лишь в сравнительно узкой области двухфазного движения вверх по потоку от фронта ударной волны, где $v_2 \approx v_1$.

Из рис. 1, 2 видно, что наличие дробления и испарения капель способствует более сильному затуханию проходящей ударной волны по сравнению со случаем отсутствия массообмена между фазами смеси (ср. решения, изображенные сплошными и штрихпунктирными линиями). Учет процессов межфазного массообмена приводит к заметному уменьшению давления и температуры газа, а также приведенной плотности капель газовой смеси. Таким образом, показано, что из-за реализации дробления и испарения капель имеют место значительные потери внутренней энергии газового потока, обуславливающие более интенсивное ослабление проходящей ударной волны (по сравнению со случаем затухания

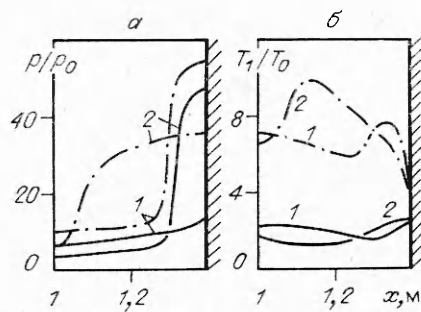


Рис. 3

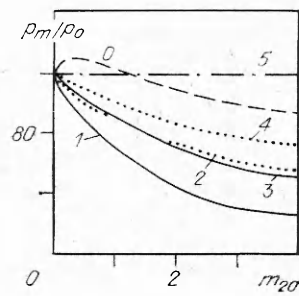


Рис. 4

хания ударной волны в идентичной, но инертной газозвеси твердых частиц).

При последующем взаимодействии проходящей ударной волны с жесткой стенкой ($x = x_w$) образуется нестационарная отраженная ударная волна, за фронтом которой из-за скоростной неравновесности фаз также наблюдается дробление капель, вызывающее снижение давления и температуры газа в окрестности преграды. Для иллюстрации влияния межфазного массообмена на параметры отраженной от жесткой стенки ударной волны обратимся к рис. 3, где приведены соответствующие рис. 1, 2 расчетные профили давления (*a*) и температуры (*b*) газовой фазы в парогазокапельной смеси на моменты движения 0,72 и 0,9 мс (кривые 1, 2). Сплошными и штрихпунктирными линиями показаны решения, полученные соответственно с учетом и без учета процессов межфазного массообмена.

Представленные на рис. 3 результаты численного счета отвечают ситуации, когда практически во всей области возмущенного движения фаз за отраженной от стенки ударной волной выполняется условие $We > We_*$, т. е. межфазный массообмен осуществляется по механизму срыва поверхностного слоя капель газовым потоком и последующего мгновенного испарения сорванных микрокапель. Как видно из рис. 3, дробление капель в отраженной от стенки ударной волне весьма заметно способствует снижению давления и температуры газа.

Представляет интерес изучение влияния определяющих параметров экранирующего слоя капельной газозвеси, расположенной непосредственно между фронтом набегающей ударной волны и стенкой преграды, на максимальное (пиковое) давление за отраженной от стенки ударной волной. В качестве примера такого исследования на рис. 4 приведены интегральные расчетные зависимости максимального давления p_m/p_0 на преграде от начального относительного массового содержания капель в смеси m_{20} при различных исходных размерах жидких частиц. Кривые 0 и 5 соответствуют предельным равновесному ($d_{20} \rightarrow 0$) и замороженному ($d_{20} \rightarrow \infty$) решениям, 1 и 3 — решениям, полученным при учете процессов межфазного массообмена, 2 и 4 — решениям, полученным без учета дробления и испарения капель, а также конденсации пара. Кривые 1 и 2 отвечают взвесям с начальным диаметром капель $d_{20} = 600$ мкм, 3 и 4 — с $d_{20} = 1200$ мкм. При этом $l_s = 0,25$ м, $M_0 = 5,1$, $l_b = 0,22$ м, координата левой границы капельного облака $x_* = 0,26$ м, а стенки преграды $x_w = 0,48$ м.

Из приведенных на рис. 4 численных решений видно, что при увеличении начального относительного массового содержания капельной взвеси в экранирующем слое с фиксированным начальным размером капель наблюдается уменьшение пикового давления на преграде за отраженной ударной волной. Последнее справедливо в случае как учета, так и неучета [4] процессов межфазного массообмена.

При прочих одинаковых условиях учет межфазного массообмена, в первую очередь дробления капель, приводит к существенно более

сильному ослаблению ударных волн по сравнению со случаем неучета межфазного массообмена. В частности, сравнение кривых 1 и 2 ($d_{20} = 600$ мкм), а также 3 и 4 ($d_{20} = 1200$ мкм) на рис. 4 показывает, что при $m_{20} = 4$ отмеченные решения могут отличаться до двух раз. Как отмечалось выше, более сильное ослабление ударных волн в слоях с дробящимися и испаряющимися каплями по сравнению со случаем ослабления ударных волн с идентичными твердыми частицами обусловлено теплопотерями газа на осуществление процессов обдирки поверхностного слоя крупных капель и последующего испарения сорванной мелкой влаги. Ясно также, что при увеличении m_{20} в смеси интенсивность фазовых превращений возрастает ($J_2^s \sim m_{20}$) и, следовательно, растут теплопотери газа.

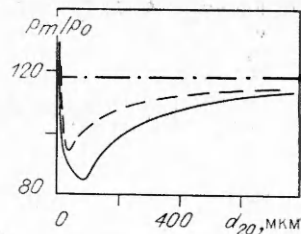


Рис. 5

Анализ представленных на рис. 4 численных решений свидетельствует о том, что для капельных завес с фиксированным m_{20} пиковое давление на преграде зависит немонотонно от начального размера капель. Нагляднее и подробнее это проиллюстрировано на рис. 5, где приведены расчетные зависимости максимального давления на стенке от начального размера капель при $m_{20} = 0,5$. Расчеты выполнены для экранирующего слоя капельной взвеси при $l_b = 0,05$ м, $l_s = 0,05$ м, $M_0 = 5,1$. Сплошные и штриховые линии соответствуют случаям учета и неучета процессов межфазного массообмена, штрихпунктирная — предельному замороженному решению при $d_{20} \rightarrow \infty$. Из рис. 5 видно, что в случае как учета, так и неучета процессов дробления и испарения капель имеются характерные минимумы в зависимостях $p_m(d_{20})$. Эти минимумы отвечают наибольшему ослаблению ударных волн капельными завесами с фиксированным m_{20} . Для процессов межфазного массообмена минимум меньше, чем для идентичной взвеси из твердых инертных частиц. Кроме того, значение d_{20} , при котором имеет место минимум p_m , при наличии фазовых превращений больше d_{20} при их отсутствии.

В [3] приводится качественное акустическое объяснение наличия минимума в зависимости $p_m(d_{20})$ и отмечается, что он имеет место при $\tau_v/\tau_b \sim 1$ (τ_v и τ_b — характерные время динамического взаимодействия фаз и длительность ударно-волнового импульса). Так как $\tau_v \sim \tau_v^0 / ((1 + m_{20})f(M_0))$ ($f(M_0) > 0$ — положительная функция, а τ_v^0 — характерное время выравнивания скорости одиночной частицы), то следует ожидать в случае $\tau_b = \text{const}$, что при увеличении интенсивности ударной волны M_0 и относительного массового содержания частиц m_{20} минимум зависимости $p_m(d_{20})$ смещается в сторону меньших d_{20} . Выполненные расчеты подтверждают эти соображения.

В заключение отметим, что в результате проведенного численного исследования показано, что при прочих одинаковых условиях использование капельных завес для гашения ударных волн более эффективно, чем экранирующих слоев инертных газозвесей из твердых частиц.

Автор выражает благодарность У. А. Назарову за помощь в проведении расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ивандеев А. И., Кутушев А. Г. Влияние экранирующих слоев газозвеси на отражение ударных волн // ПМТФ.— 1985.— № 1.
2. Кругликов Б. С., Кутушев А. Г. Ослабление воздушных ударных волн слоями запыленного газа и решетками // ПМТФ.— 1988.— № 1.
3. Нигматулин Р. И., Кутушев А. Г., Гумеров И. А. О некоторых особенностях влияния пылевых частиц на взаимодействие с преградами ударных волн в газозвесах // Химическая физика процессов горения и взрыва. Проблемы горения и взрыва: Материалы 9-го Всесоюз. симпозиума по горению и взрыву.— Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1989.

4. Кутушев А. Г. Об экранирующих свойствах однородных и неоднородных слоев моно- и полидисперсных газовзвесей // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр./РАН, Сиб. отд-ние, Ин-т гидродинамики.— 1991.— Вып. 100.
5. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— М.: Наука, 1987.— Ч. 1.
6. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газовзвесах // Итоги науки. Механика жидкости и газа.— М.: ВИНТИ, 1981.— Т. 16.
7. Тараканов С. В., Павлов И. Ю., Тодес О. М., Гольцикер А. Д. Анализ процесса формирования релаксационной ударной волны в аэровзвеси химически инертных жидких частиц // Взрывное дело.— 1978.— № 80/37.
8. Аманбаев Т. Р., Ивандаев А. И. Структура ударных волн в двухфазных смесях газа с каплями жидкости // ПИМФ.— 1988.— № 2.
9. Engel O. G. Fragmentation of water drops in the zone behind an air shock // J. Res. Nat. Bur. Stand.— 1958.— V. 60, N 3.
10. Ranger A. A., Nicholls J. A. Aerodynamic shattering of liquid drops // AIAA J.— 1969.— V. 7, N 2.
11. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Натанзон М. С., Коссов О. М. О режимах дробления капель и критериях их существования // ИФЖ.— 1981.— Т. 40, № 1.
12. Базаров И. П. Термодинамика.— М.: Высш. шк., 1983.
13. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике.— М.: Наука, 1982.
14. Губайдуллин А. А., Ивандаев А. И., Нигматулин Р. И. Модифицированный метод «крупных частиц» для расчета нестационарных волновых процессов в многофазных дисперсных средах // ЖВМФ.— 1977.— Т. 17, № 6.
15. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г. Численное исследование нестационарных волновых течений газовзвесей с выделением границ двухфазных областей и контактных разрывов в несущем газе // ЧММСС.— 1983.— Т. 14, № 6.

г. Тюмень

Поступила 16/VI 1992 г.

УДК 536.46

С. Ю. Менжинский, Н. Н. Пилюгин

ИЗМЕНЕНИЕ ФОРМЫ ГОРЯЩЕГО ТЕЛА И ЕГО ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ

Исследование сверхзвукового обтекания горячей модели представляет интерес для создания математической теории внутренней баллистики, для понимания процессов горения твердого топлива при вылете из сопла двигателя, для имитации физических процессов при метеорных явлениях [1], при изучении особенностей горения и детонации взрывоопасных газовзвесей. К настоящему времени достаточно полно изучены стационарные процессы горения углерода или материалов теплозащитного покрытия на его основе [2]. В то же время для горения материалов сложного произвольного химического состава такой полный теоретический анализ отсутствует и приходится использовать в основном эмпирические данные. Одной из неисследованных задач является вопрос о выгорании поверхности тела при сверхзвуковом движении и об изменении его аэродинамических характеристик. В [1] приведены результаты экспериментов на баллистической установке упса массы и картины сверхзвукового течения около хорошо горящих моделей из пиротехнического состава.

В данной работе найдено изменение формы при горении сферического и параболического тел, их сопротивления и массы в конце гиперзвукового движения в баллистической трассе для условий [1]. Вычислены изменения по времени радиуса кривизны и боковой площади, которая определяет свечение поверхности горящих моделей.

1. Основные представления и допущения. В настоящее время имеется большое число различных механизмов, объясняющих горение твердых топлив конкретного состава [3]. Упрощенная модель горения твердой поверхности пиротехнического состава типа пороха состоит в сле-