

УДК 532.529:533.6.011.72

© 1992 г. А. Г. КУТУШЕВ, У. А. НАЗАРОВ

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В ПАРОГАЗОКАПЕЛЬНЫХ СМЕСЯХ

К настоящему времени достаточно детально теоретически изучена структура стационарных ударных волн в паракапельных и парогАЗокапельных дисперсных смесях [1—3], однако динамика нестационарных ударных волн исследована недостаточно подробно [2, 4].

В данной работе приводятся результаты математического моделирования эволюции нестационарных ударных волн в двухфазных смесях инертного газа, пара и взвешенных жидких капель с учетом процессов динамического, теплового и массового взаимодействия фаз. Анализируется влияние эффектов межфазного массообмена (дробления и испарения капель, конденсации пара) на структуру нестационарных ударных волн в парогАЗокапельных смесях. Показывается существенное влияние массообмена фаз и в первую очередь дробления капель по механизму срыва газовым потоком их поверхностного слоя на распределение параметров несущей и дисперсной составляющих смеси за фронтом проходящей ударной волны. Осуществляется анализ влияния основных определяющих параметров двухфазной смеси на процесс распространения нестационарных ударных волн.

1. Исходные допущения и основные уравнения. Пусть имеется смесь инертного газа, пара и капель жидкости. Для описания движения такой смеси используются обычные для механики сплошных многофазных дисперсных сред допущения [1]: расстояния, на которых параметры течения меняются существенно, много больше характерных размеров жидких частиц и расстояний между ними; эффекты вязкости и теплопроводности существенны лишь в процессах взаимодействия фаз; смесь в невозмущенном состоянии монодисперсная, однородная и термодинамически равновесная; инертный газ и пар — идеальные калорически совершенные газы; дисперсная фаза — несжимаемые жидкие капли сферической формы; столкновение и слипание капель друг с другом отсутствует.

Дополнительно предполагается, что дробление капель в газовом потоке осуществляется по механизму срыва тонкого поверхностного слоя жидкости [5, 6] и последующего мгновенного распада сорванной пелены на облако мельчайших капелек, скорость и температура которых совпадают с соответствующими параметрами окружающей парогАЗовой смеси. При отсутствии в потоке дробления капель имеет место испарение или конденсация на поверхности крупных капель. При разрушении в потоке крупных капель возможно как полное мгновенное испарение всей массы сорванной мелкодиспергированной влаги в несущем газе (если пар перегрет), так и испарение только части массы сорванной влаги или конденсация пара на мелких каплях: влаги (если пар и влага имеют температуру, равную температуре насыщения [3, 4]).

В рамках принятых допущений система дифференциальных уравнений одномерного нестационарного движения парогАЗокапельной смеси имеет вид [7]

$$\frac{\partial \rho_{ik}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{ik} v_i}{\partial x} = (k-1)^{(3-k)} [(3-k) J_2^v + (-1)^k J_3^v + (k-2) J_2^j] \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial x} = -J_2^s - J_2^v \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} + \frac{\partial n_2 v_2}{\partial x} = 0 \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \rho_1 v_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_i^2}{\partial x} + (2-i) \frac{\partial p}{\partial x} = (-1)^i F_{12} - (-1)^i (J_2^s + J_2^v) v_2 \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial \rho_2 e_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2 e_2}{\partial x} = -Q_{2\sigma} - J_2^v e_{2\sigma} - J_2^s e_2 \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \sum_{i=1}^2 \rho_i E_i + \frac{\partial}{\partial x} \sum_{i=1}^2 (\rho_i v_i E_i + p \alpha_i v_i) = 0 \quad (1.6)$$

$$\rho_{1k} = \alpha_{1k} \rho_{1k}^\circ \quad (k = 1; 2; 3), \quad \rho_1 = \sum_{k=1}^3 \rho_{1k}, \quad \rho_i = \alpha_i \rho_i^\circ$$

$$E_i = \frac{1}{2} v_i^2 + e_i \quad (i = 1; 2), \quad \rho_{13}^\circ = \rho_2^\circ, \quad \alpha_2 = \frac{1}{6} \pi d_2^3 n_2$$

$$\alpha_{11} = \alpha_{12}, \quad \alpha_{11} + \alpha_{13} = \alpha_1, \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1$$

Уравнения (1.1) — законы сохранения масс компонент эффективного газа (инертного газа $k=1$, пара $k=2$ и мелкодисперсной влаги $k=3$); уравнения (1.2), (1.3) — законы сохранения массы и числа крупных капель; уравнения (1.4) — законы сохранения импульсов эффективного газа и крупных капель; уравнение (1.5) выражает запись уравнения притока тепла капель; уравнение (1.6) — закон сохранения полной энергии всей смеси.

Индексы 1 и 2 внизу относятся к параметрам эффективного газа и крупных капель. Через ρ_{1k} , ρ_{1k}° , α_{1k} обозначены средняя и истинная плотности, а также объемное содержание k -й составляющей газовой фазы; ρ_i , ρ_i° , α_i , v_i , e_i , E_i — соответственно массовая скорость, удельные внутренняя и полная энергии i -й фазы; d_2 и n_2 — диаметр и число крупных капель в единице объема смеси; p — давление парагазовой смеси; F_{12} — интенсивность силового взаимодействия между эффективным газом и крупными каплями; $Q_{i\sigma}$ — интенсивность притока тепла к межфазной поверхности (σ -фазе) со стороны i -й фазы; $e_{2\sigma}$ — удельная внутренняя энергия крупных капель на межфазной поверхности; J_2^v — интенсивность испарения крупных капель или конденсации пара на крупных каплях; J_2^s — интенсивность срыва поверхностного слоя крупных капель; J_3^v — интенсивность испарения мелкодисперсной влаги или конденсации пара на мелких каплях влаги в несущем газе.

В соответствии с принятыми выше допущениями уравнения состояния составляющих парагазокапельной смеси имеют вид [1]

$$p_{1j} = \rho_{1j}^\circ R_{1j} T_{1j}, \quad e_{1j} = c_{1j} (T_{1j} - T_0) + e_{1j}^\circ \quad (j = 1; 2, R_{1j}, c_{1j}, e_{1j}^\circ, T_0 = \text{const}) \quad (1.7)$$

$$\rho_2^\circ = \text{const}, \quad e_2 = c_2 (T_2 - T_0) + e_2^\circ, \quad e_{2\sigma} = c_2 (T_\sigma - T_0) + e_2^\circ$$

$$e_{13} = c_2 (T_1 - T_0) + e_2^\circ \quad (c_2, e_2^\circ = \text{const})$$

Здесь p_{1j} , e_{1j} , R_{1j} , c_{1j} — соответственно парциальное давление, удельная внутренняя энергия, газовая постоянная, удельная теплоемкость при постоянном объеме инертного газа ($j=1$) и пара ($j=2$); e_{13} — удельная внутренняя энергия влаги в газовой фазе; c_2 — удельная теплоемкость капель; T_i , T_σ , T_0 — соответственно температуры i -й фазы, межфазной поверхности и начальная температура;

e_{11}° — произвольная постоянная; e_{12}° и e_2° — постоянные, удовлетворяющие условию нормировки

$$e_2^\circ - e_{12}^\circ = (c_2 - c_{12}) T_0 - \left[(c_2 - \gamma_{12} c_{12}) T_s(p_{120}) + \frac{p_{120}}{\rho_2^\circ} + l(p_{120}) \right] \quad (1.8)$$

где γ_{12} — показатель адиабаты пара; p_{120} — начальное парциальное давление пара; $T_s(p_{120})$ — температура насыщения газа; $l(p_{120})$ — удельная теплота парообразования.

Уравнения состояния эффективного газа имеют вид

$$p = \rho_1^\circ R_1 T_1, \quad e_1 = c_1 (T_1 - T_0) + e_1^\circ$$

$$R_1 = \sum_{j=1}^2 x_j R_{1j}, \quad c_1 = \sum_{j=1}^2 x_j c_{1j} + x_{13} c_2$$

$$e_1^\circ = \sum_{j=1}^2 x_j e_{1j}^\circ + x_{13} e_2^\circ, \quad x_{1j} = \frac{\rho_{1j}}{\rho_1} \quad (j = 1; 2)$$
(1.9)

Интенсивности силового и теплового взаимодействия между эффективным газом и крупными каплями задаются соотношениями [1, 2]

$$F_{12} = \frac{3}{4d_2} \alpha_2 C_d \rho_1^\circ |v_1 - v_2| (v_1 - v_2), \quad Q_w = \frac{6\alpha_2 \varepsilon \text{Nu}_i \lambda_i (T_1 - T_\sigma)}{d_2^2} \quad (1.10)$$

$$C_d = 27 \text{Re}_{12}^{-0.84} \quad (0 < \text{Re}_{12} < 80), \quad C_d = 0.27 \text{Re}_{12}^{0.217} \quad (80 \leq \text{Re}_{12} < 10^4)$$

$$C_d = 2, \quad \text{Re}_{12} \geq 10^4, \quad \text{Re}_{12} = \rho_1^\circ |v_1 - v_2| d_2 / \mu_1$$

$$\mu_1 = \sum_{j=1}^2 x_j \mu_{1j} + x_{13} \mu_2$$

Здесь C_d — коэффициент аэродинамического сопротивления одиночной деформирующей жидкой капли; Re_{12} — число Рейнольдса относительного движения газовой и дисперсной фаз; μ_1, μ_2, μ_{1j} — соответственно динамические вязкости эффективного газа, капль и компонент эффективного газа; Nu_i и λ_i — число Нуссельта и коэффициент теплопроводности несущей газовой фазы в целом ($i = 1$) и капль ($i = 2$); ε — параметр, принимающий значения 0 и 1 в случаях соответственно наличия и отсутствия условия для начала процесса дробления капль в газовом потоке [8].

Число Нуссельта эффективного газа задается на основе соотношения Ранца — Маршала [2]

$$\text{Nu}_1 = 2 + 0.6 \text{Re}_{12}^{0.5} \text{Pr}_1^{0.33}, \quad \text{Pr}_1 = c_{p1} \mu_1 / \lambda_1 \quad (1.11)$$

$$c_{p1} = \sum_{j=1}^2 x_j c_{p1j} + x_{13} c_2, \quad \lambda_1 = \sum_{j=1}^2 x_j \lambda_{1j} + x_{13} \lambda_2$$

Здесь Pr_1 — число Прандтля эффективного газа; c_{p1j} — удельные теплоемкости при постоянном давлении газа ($j = 1$) и пара ($j = 2$).

Число Нуссельта Nu_2 крупных капль справедливо считать равным 10 [1]. Температура поверхности крупных капль в соответствии с гипотезой о квазиравновесности протекания процессов испарения жидкости и конденсации пара тождественно равна температуре насыщения пара при данном его парциальном давлении $T_\sigma = T_s(p_{12})$.

Для определения зависимости $T_s(p_{12})$ используется уравнение Клапейрона — Клаузиса, справедливое вдоль линии насыщения в системе пар — жидкость [1]

$$\frac{dT_s}{dp_{12}} = \frac{T_s (1 - \rho_{12}^\circ / \rho_2^\circ)}{\rho_{12}^\circ l(p_{12})} \quad (1.12)$$

Интенсивность квазиравновесного фазового превращения J_2^v задается из уравнения теплового баланса на межфазной границе [1]

$$J_2^v = \varepsilon (Q_{1\sigma} + Q_{2\sigma}) / l(p_{120}) \quad (1.13)$$

В работе [4] зависимость для J_2^v задается на основе диффузионного механизма межфазного массообмена.

Интенсивность срыва поверхностного слоя крупных капель описывается следующей зависимостью [5, 6]:

$$J_2^s = (1 - \varepsilon) k_j \left(\frac{\rho_1^\circ}{\rho_2^\circ} \right)^{0,33} \left(\frac{\nu_1}{\nu_2} \right)^{0,17} \nu_2^{0,5} |v_1 - v_2|^{0,5} \left(\frac{d_2}{2} \right)^{1,5} \rho_2^\circ n_2$$

$$\varepsilon = 0, \text{ We} \geq \text{We}_*, \quad \varepsilon = 1, \text{ We} < \text{We}_* \quad (1.14)$$

$$\text{We} = \frac{\rho_1^\circ |v_1 - v_2|^2 d_2}{\sigma}, \quad \text{We}_* = k_s \text{Re}_{12}^{0,5}$$

$$(k_j \approx 12, \quad k_s \approx 1)$$

Здесь We и We_* — число Вебера и критическое значение числа Вебера: σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости на границе с газом; $\nu_i = \mu_i / \rho_i^\circ$ — кинематическая вязкость i -й фазы.

Интенсивность массообмена между паром и мелкодиспергированной влагой находится в соответствии с подходом [3, 7] на основе уравнения притока тепла для эффективного газа, записанного на линии насыщения пара

$$J_3^v = \frac{\varepsilon}{b_0} \left[b_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} + b_2 \frac{\partial v_2}{\partial x} + b_3 (J_2^s + J_2^v) + b_4 J_2^s + b_5 J_2^v + b_6 F_{12} + b_7 Q_{1\sigma} \right]$$

$$(\rho_{13} \neq 0, T_1 = T_s) \quad (1.15)$$

$$b_0 = -e_{13,s} + \frac{B}{\alpha_{12}} \left(e_{12} + \frac{p_{12}}{\rho_{12}^\circ} \right), \quad b_1 = -\alpha_1 p + B \rho_{12}^\circ \left(e_{12} + \frac{p_{12}}{\rho_{12}^\circ} \right)$$

$$b_2 = -\alpha_2 p + B \rho_{12}^\circ \left(e_{12} + \frac{p_{12}}{\rho_{12}^\circ} \right) \frac{\alpha_2}{\alpha_{12}}$$

$$b_3 = B \rho_{12}^\circ \left[\left(e_{12} + \frac{p_{12}}{\rho_{12}^\circ} \right) (\alpha_{12} \rho_2^\circ)^{-1} - \frac{(v_1 - v_2)^2}{2 \rho_{12}} \right] +$$

$$+ x_{11} e_{11,s} + x_{13} e_{13,s} + p \left(\frac{1}{\rho_1^\circ} - \frac{1}{\rho_2^\circ} \right) + 0,5 (v_1 - v_2)^2.$$

$$b_4 = -B (e_2 - e_{12}) / \alpha_{12} + e_2 - e_1 - e_{13,s}$$

$$b_5 = -B \left[\left(\frac{1 - \alpha_{12}}{\alpha_{12}} \right) \left(e_{12} + \frac{p_{12}}{\rho_{12}^\circ} \right) + \left(e_{12,s} + \frac{p_{12,s}}{\rho_{12,s}^\circ} \right) \right] -$$

$$- \left(e_1 + \frac{p}{\rho_1^\circ} \right) \left(e_{12,s} + \frac{p_{12,s}}{\rho_{12,s}^\circ} \right)$$

$$b_6 = -B \left(\frac{v_1 - v_2}{\alpha_{12}} \right) + v_1 - v_2, \quad b_7 = 1 - \frac{B}{\alpha_{12}}, \quad B = \rho_1 (\gamma_{12} - 1) c_1 \frac{dT_s}{dp_{12}}$$

Здесь величины, отмеченные индексом s внизу, соответствуют состояниям компонент эффективного газа при температуре насыщения пара.

2. Постановка задачи и параметры подобия. В начальный момент $t = 0$ в области $(-\infty \leq x \leq x_f)$ имеется сильное возмущение парогазовой смеси ударной волной ступенчатого вида. Перед фронтом ударной волны в области $(x_f < x < x_d)$ находится невозмущенная парогазовая смесь, в области $(x_d \leq x < +\infty)$ — однородная термодинамически равновесная парогазокапельная монодисперсная смесь. Ставится цель — изучить эволюцию нестационарной ударной волны, проходящей в аэродисперсную среду, и выполнить анализ влияния процессов межфазного массообмена на параметры инертного газа, пара, мелкодисперсной влаги и крупных капель в зоне возмущения в моменты времени $t > 0$.

Начальные условия задачи при $t = 0$ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \rho_{11}^{\circ} &= \rho_{11,f}^{\circ}, \quad \rho_{12}^{\circ} = \rho_{12,f}^{\circ}, \quad \rho_1^{\circ} = \rho_{1,f}^{\circ} \\ \rho_{13}^{\circ} &= 0, \quad \alpha_1 = 1, \quad v_1 = v_{1,f}, \quad T_1 = T_{1,f} \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$\alpha_2 = 0 \quad (-\infty < x \leq x_f)$$

$$\rho_{11}^{\circ} = \rho_{11,0}^{\circ}, \quad \rho_{12}^{\circ} = \rho_{12,0}^{\circ}, \quad \rho_1^{\circ} = \rho_{10}^{\circ}$$

$$\rho_{13}^{\circ} = 0, \quad \alpha_1 = 1, \quad v_1 = 0, \quad T_1 = T_0$$

$$\alpha_2 = 0 \quad (x_f < x < x_d)$$

$$\rho_{11}^{\circ} = \rho_{11,0}^{\circ}, \quad \rho_{12}^{\circ} = \rho_{12,0}^{\circ}, \quad \rho_1^{\circ} = \rho_{10}^{\circ}, \quad \rho_{13}^{\circ} = 0$$

$$\alpha_1 = \alpha_{10}, \quad v_1 = 0, \quad T_1 = T_0, \quad \alpha_2 = \alpha_{20}$$

$$v_2 = 0, \quad T_2 = T_0 \quad (x_d \leq x < +\infty)$$

Здесь индексом f внизу отмечены параметры пара и газа и в целом парогазовой смеси за фронтом ударной волны, которые находятся из соотношений Ренкина — Гюгонио и закона Дальтона (1.9)

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

$$\frac{T_{1,f}}{T_0} = \frac{[2 + (\gamma_{10} - 1) M_0^2] (1 - \gamma_{10} + 2\gamma_{10} M_0^2)}{[M_0 (\gamma_{10} + 1)]^2}$$

$$\frac{\rho_{12,f}^{\circ}}{\rho_{1,f}^{\circ}} = \frac{(\gamma_{10} - 1) c_{11} - (\gamma_{11} - 1) c_{12}}{(\gamma_{12} - 1) c_{12} - (\gamma_{11} - 1) c_{11}}, \quad \frac{\rho_{11,f}^{\circ}}{\rho_{1,f}^{\circ}} = 1 - \frac{\rho_{12,f}^{\circ}}{\rho_{1,f}^{\circ}}$$

В выражениях (2.2) через ρ_{10} , a_{10} , γ_{10} , T_0 обозначены соответственно начальная истинная плотность, адиабатическая скорость звука, показатель адиабаты и начальная температура парогазовой смеси; γ_{12} — показатель адиабаты пара; $M_0 = D/a_{10}$ — число Маха ударной волны; D — скорость ударной волны в лабораторной системе координат.

Сформулированная задача представляет собой задачу Коши для системы квазилинейных дифференциальных уравнений в частных производных (1.1) — (1.6) с начальными условиями (2.1) — (2.2).

Численное интегрирование уравнений движения парогазокапельной смеси (1.1) — (1.15) осуществлялось с использованием следующих безразмерных переменных и параметров подобия:

$$P = \frac{p}{p_0}; \quad P_{1j} = \frac{p_{1j}}{p_0}; \quad \theta_l = \frac{T_l}{T_0}; \quad \theta_s = \frac{T_s}{T_0}$$

$$R_l = \frac{\rho_l}{\rho_{10}^\circ}; \quad R_l^\circ = \frac{\rho_l^\circ}{\rho_{10}^\circ}; \quad R_{lk} = \frac{\rho_{lk}}{\rho_{10}^\circ} \quad (2.3)$$

$$R_{lk}^\circ = \frac{\rho_{lk}^\circ}{\rho_{10}^\circ}; \quad V_l = \frac{v_l}{a_{10}}; \quad H_l = \frac{e_l}{a_{10}^2}$$

$$H_{lk} = \frac{e_{lk}}{a_{10}^2}; \quad W_l = \frac{E_l}{a_{10}^2}; \quad D_2 = \frac{d_2}{d_{20}}$$

$$N_2 = \frac{n_2}{n_{20}}; \quad \tau = \frac{t}{t_*}; \quad X = \frac{x}{t_* a_{10}}$$

$$(j = 1; 2, \quad k = 1; 2; 3, \quad i = 1; 2)$$

$$\gamma_{10} = \frac{c_{p1,0}}{c_{10}}; \quad \gamma_{12} = \frac{c_{p,12}}{c_{10}}; \quad \delta_{12} = \frac{c_{12}}{c_{10}}$$

$$\delta_2 = \frac{c_2}{c_{10}}; \quad \Lambda_2 = \frac{\lambda_2}{\lambda_{10}}; \quad L = \frac{l(p_{120})}{c_{12} T_0}$$

$$\Xi_{12} = \frac{\mu_{12}}{\mu_{10}}; \quad \Xi_2 = \frac{\mu_2}{\mu_{10}}; \quad Re_0 = \frac{\rho_{10}^\circ a_{10} d_{20}}{\mu_{10}}; \quad M_0 = \frac{D}{a_{10}}$$

$$Pr_1 = \frac{c_{p1,0} \mu_{10}}{\lambda_{10}}; \quad \Delta = \frac{d_{20}}{\kappa_2 t_*}; \quad \varphi = \frac{t_*}{t_v} \left(t_v = \frac{\rho_2^\circ d_{20}^\circ}{18 \mu_{10}} \right); \quad k_j; k_s$$

$$We_0 = \frac{\rho_{10}^\circ a_{10}^2 d_{20}}{\sigma}; \quad x_{110}; \quad r = \frac{\rho_2^\circ}{\rho_{10}^\circ}; \quad m = r \frac{(1 - \alpha_{10})}{\alpha_{10}}$$

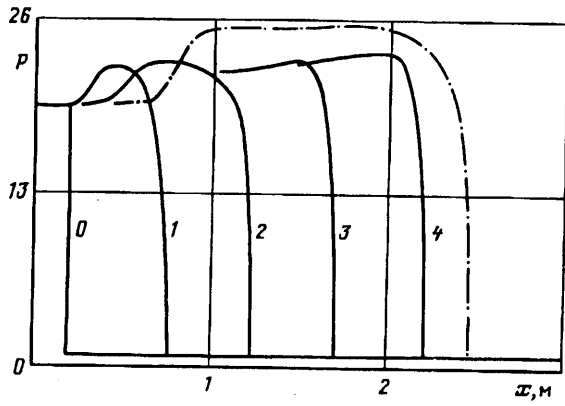
3. Некоторые результаты. Численное решение задачи осуществлялось методом «крупных частиц» [9] с алгоритмами локализации газодинамической контактной поверхности и границы раздела одно- и двухфазной среды [10]. Вычисления проводились для парогзакокапельной смеси каплей воды и воздуха (инертного газа + водяного пара). При этом использовались следующие значения термодинамических параметров фаз и их компонент. Воздух: $T_0 = 293 \text{ K}$; $\rho_0 = 1,01 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$; $\rho_{10}^\circ = 1,21 \text{ кг/м}^3$; $\gamma_{10} = 1,4$; $c_{10} = 716 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{град})$; $\mu_{10} = 1,85 \cdot 10^{-5} \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$; $\lambda_{10} = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{м}/(\text{с}^3 \cdot \text{град})$; $a_{10} = 341 \text{ м/с}$; $\rho_{110} = 0,976 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$; $\rho_{110}^\circ = 1,19 \text{ кг/м}^3$; $\gamma_{11} = 1,39$; $\mu_{11} = 7,04,5 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{град})$; $\mu_{11} = 1,85 \cdot 10^{-5} \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$; $\lambda_{11} = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{м}/(\text{с}^3 \cdot \text{град})$. Пар: $\rho_{120} = 2,4 \cdot 10^3 \text{ Н/м}^2$; $\rho_{120}^\circ = 1,89 \cdot 10^{-2} \text{ кг/м}^3$; $\gamma_{12} = 1,3$; $c_{12} = 1441,5 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{град})$; $\mu_{12} = 8,85 \cdot 10^{-6} \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$; $\lambda_{12} = 1,88 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{м}/(\text{с}^3 \cdot \text{град})$. Вода: $\rho_2^\circ = 998 \text{ кг/м}^3$; $c_2 = 4180 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{град})$; $\mu_2 = 10^{-3} \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$; $\lambda_2 = 0,6 \text{ кг} \cdot \text{м}/(\text{с}^3 \cdot \text{град})$; $\sigma = 0,073 \text{ Н/м}$.

На фиг. 1 приведены некоторые характерные расчетные профили давления эффективного газа за ударной волной ($M_0 = 4,17$), распространяющейся по парогзакокапельной смеси ($x \geq 0,2 \text{ м}$) с начальным относительным массовым содержанием и исходным диаметром каплей $m = 0,82$; $d_{20} = 600 \text{ мкм}$. Сплошные линии соответствуют расчету для случая наличия в двухфазном потоке процессов межфазного массообмена. Штрихпунктирные линии соответствуют модельному расчету для случая отсутствия в потоке процессов дробления каплей и фазовых переходов. Кривые 0—4 соответствуют моментам $t = 0,46 \text{ мс}$ ($i = 0—4$).

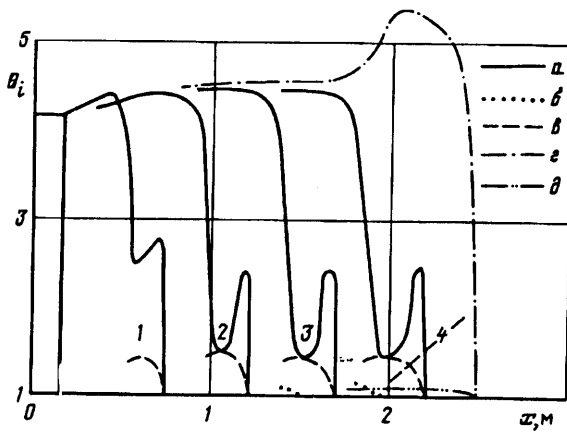
На фиг. 2 показаны соответствующие фиг. 1 профили температур парогзаковой смеси (линии а) и крупных каплей (линии б), а также профили температуры насыщения пара ($T_s(p_{12})$ — линии в) за ударной волной в случае $J_2^s, J_2^v, J_3^v \neq 0$. Линии г и д соответствуют профилям температур газовой и дисперсной фаз в случае $J_2^s = J_2^v = J_3^v = 0$.

На фиг. 3 изображены соответствующие фиг. 1—2 профили средних плотностей крупных каплей (а) и мелкодиспергированной влаги в несущем газовом потоке (б) в волне уплотнения. Обозначения кривых на фиг. 3 такие же, как на фиг. 1.

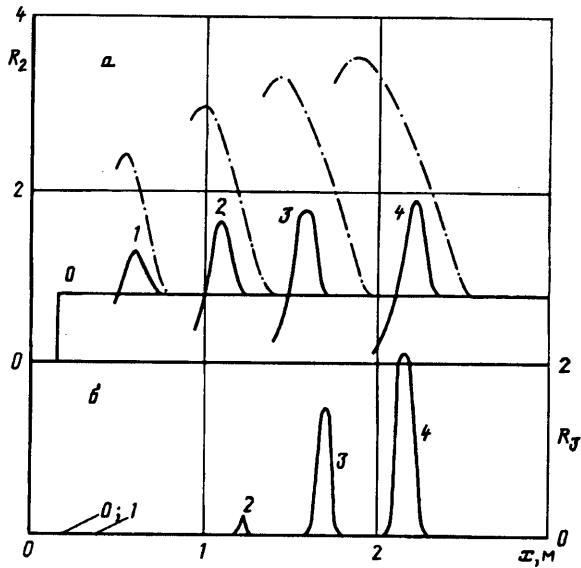
На фиг. 4 проиллюстрировано характерное влияние относительного массового содержания каплей



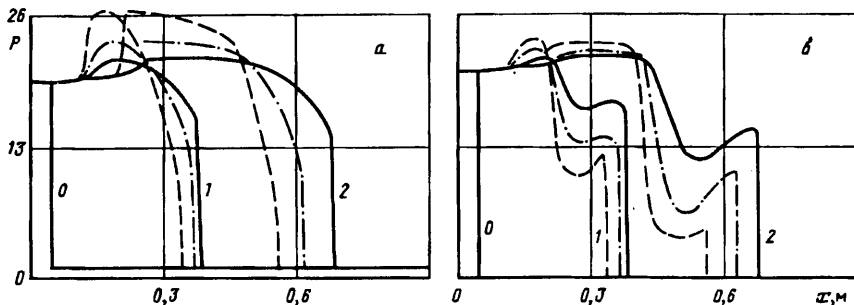
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

в смеси (m) на профили давления (а) и температур газа (б). Начальный диаметр капель d_{20} полагался равным 600 мкм, интенсивность набегающей ударной волны в парогазовой смеси задавалась числом Маха $Mo = 4,17$. Сплошными, штрихпунктирными и штриховыми линиями показаны решения, соответствующие $m = 0,48; 1; 1,8$. Кривые 0—2 относятся к моментам времени $t_i = 0,24$ i мс ($i = 0—2$).

Представленные на фиг. 1—3 численные решения свидетельствуют о существенном качественном влиянии на структуру нестационарных ударных волн в парогазокапельных средах процессов межфазного массообмена и в особенности дробления жидких частиц. На моменты движения $t_i = 0,46$ i мс ($i = 1—3$) дробление капель реализуется практически во всей зоне возмущенного движения фаз за фронтом ударной волны. Исключение составляет весьма узкая область движения парогазокапельной среды в окрестности переднего ударного скачка, где имеет место конденсация пара на еще не дробившихся крупных каплях. В момент движения $t_i = 0,46$ i мс ($i = 4$) вверх по потоку от ударного скачка в зоне протяженностью $\sim 0,25$ м реализуется разрушение капель и далее в зоне длиной $\sim 0,1$ м ($1,82 \leq x \leq 1,92$ м) осуществляется конденсация пара на каплях, оставшихся в потоке после завершения их дробления. Интенсивность дробления капель приблизительно на два порядка выше интенсивности конденсации пара.

Дробление капель и последующее испарение сорванной тонкодисперсной жидкой пелены вызывают генерацию волн разрежения в потоке [4], способствующих уменьшению давления парогазовой смеси за проходящей ударной волной и отраженной от плотной двухфазной среды нестационарной волны сжатия (фиг. 1). Физическая природа генерируемых волн разрежения в области двухфазного течения обусловлена энергетическими затратами парогазовой смеси на осуществление разрушения и последующего испарения сорванной с крупных капель холодной токодисперсной влаги. При этом, как показывают численные решения на фиг. 1—3, в возникающих волнах разрежения понижение температуры несущей газовой фазы превалирует над эффектом повышения истинной плотности парогазовой смеси за счет поступления в нее массы пара в результате испарения сорванных микрокапель.

Непосредственно за фронтом ударного скачка, где капли вследствие своей большой инерции находятся в «замороженном» состоянии и где еще не реализуются условия для дробления ($We < We^*$), имеет место резкое повышение температуры пара и газа (фиг. 2). Вверх по потоку, где происходит разрушение капель ($We > We^*$), температура парогазовой среды непрерывно уменьшается до температуры насыщения пара. Еще выше по потоку, где разрушение капель завершилось, температура парогазовой смеси вновь увеличивается. Таким образом, температура пара и газа за ударной волной в случае наличия в потоке процесса дробления капель имеет немонотонный характер.

При неучете процесса разрушения капель за ударной волной наблюдается качественно другое распределение температуры парогазовой смеси (см. фиг. 2, штрихпунктирная линия). В этом случае энергетические затраты пара и газа на дробление и испарение капель отсутствуют и поэтому температура парогазовой смеси за ударной волной в случае $J_2^s = J_2^v = J_3^v = 0$ выше соответствующего значения температуры в случае $J_2^s, J_2^v, J_3^v \neq 0$.

Описанный выше эффект немонотонного изменения температуры несущей газовой фазы за ударной волной в смеси газа, пара и дробящихся капель наблюдается и в инертных взвесах твердых, мелких или весьма легких частиц ($d_{20} \sim 10$ мкм). Однако в таких взвесах понижение температуры газа вверх по потоку от узкой зоны в окрестности ударного скачка объясняется эффектом «нагревания» частиц и последующего межфазного контактного теплообмена.

Дробление капель в газовом потоке за ударной волной оказывает заметное влияние на распределения в пространстве массы диспергированной жидкости. Из-за разрушения капель их приведенная плотность за ударной волной локально может быть как больше, так и меньше начального значения (фиг. 3, а). Случай $R_2 > R_{20}$ имеет место из-за определяющего влияния эффекта уплотнения облака жидких частиц. Случай $R_2 < R_{20}$ реализуется из-за превалирующего эффекта массообмена фаз, при котором часть массы дробящихся капель может оставаться в виде мелкодисперсной влаги (ее профили приведенной плотности приведены на фиг. 3, б).

При отсутствии процесса дробления капель за ударной волной их проведенная плотность в смеси в зоне возмущенного движения фаз всегда выше начальной плотности $R_2 > R_{20}$ (см. штрихпунктирную линию на фиг. 3, а).

Увеличение начального относительного массового содержания капель в смеси способствует более сильному повышению давления и более сильному понижению температуры «эффективного» газа в проходящей ударной волне (фиг. 4). Такая закономерность поведения решений объясняется тем, что все законы динамического, теплового и массового взаимодействия фаз прямо пропорциональны приведенной плотности частиц дисперсной фазы F_{12} , Q_{10} , J_2^* , $J_2^s \sim \rho_2$.

Изменение интенсивностей ударных волн (M_0) не приводит к сколько-нибудь заметному качественному различию поведения решений. Увеличение амплитуды ударной волны интенсифицирует процесс дробления капель жидкости $J_2^s \sim (v_1 - v_2)^{0,5}$.

Варьирование размера жидких капель в смесях с фиксированными остальными параметрами показало, что изменение размера мелких капель и интенсивность их разрушения за ударными волнами осуществляется в большей мере, чем в случае крупных капель. Отмеченное поведение решений объясняется принятым в расчетах законом дробления капель, в соответствии с которым $J_2^s \sim d_2^{1,5}$.

Из выполненного численного исследования следует, что процессы межфазного массообмена и в особенности дробления капель весьма заметно влияют на эволюцию ударных волн в смесях инертного газа, пара и капель.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
2. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газовзвесах // Итоги науки и техники. ВИНТИ. Мех. жидкости и газа. 1981. Т. 16. С. 209—290.
3. Аманбаев Т. Р., Ивандаев А. И. Структура ударных волн в двухфазных смесях газа с каплями жидкости // ПМТФ. 1988. № 2. С. 99—107.
4. Тараканов С. В., Павлов И. Ю., Тодес О. М., Гольцикер А. Д. Анализ процесса формирования релаксационной ударной волны в аэрозвеси химически инертных жидких частиц // Взрывное дело. 1978. № 80/37. С. 68—77.
5. Engel O. G. Fragmentation of waterdrops in the zone behind an air shock // J. Res. Nat. Bureau. Stand. 1958. V. 60. № 3. P. 245—280.
6. Ranger A. A., Nicholls J. A. Aerodynamic shattering of liquid drops // AIAA Journal. 1969. V. 7. № 2. P. 285—290.
7. Аманбаев Т. Р., Ивандаев А. И., Нигматулин Р. И. Метод расчета обтекания тел парокapельным потоком при наличии эффектов дробления и испарения // ПМТФ. 1988. № 6. С. 126—133.
8. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Натанзон М. С., Коссов О. М. О режимах дробления капель и критериях их существования // Инж.-физ. журн. 1981. Т. 40. № 1. С. 64—70.
9. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 391 с.
10. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г. Численное исследование нестационарных волновых течений газовзвесей с выделением границ двухфазных областей и контактных разрывов в несущем газе // Численные методы механики сплошной среды. 1983. Т. 14. № 6. С. 58—82.