

УДК 532.529.2:533.6.011.72

СТРУКТУРА СТАЦИОНАРНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В КИПАЮЩИХ БИНАРНЫХ РАСТВОРАХ

НАГИЕВ Ф. Б.

Для описания стационарной ударной волны в жидкости с пузырьками пара с учетом нестационарного межфазного тепломассообмена используется модель пузырьковой среды, определенная в [1]. Структура стационарной ударной волны в парожидкостной однокомпонентной пузырьковой среде изучалась в [2, 3]. Цель данной работы — исследование влияния межфазного тепломассообмена, диффузионных процессов в парожидкостной среде на структуру стационарной волны, реализующейся при стационарном или достаточно длительном воздействии на двухкомпонентную, двухфазную смесь, а также влияния компонентного состава на структуру волны.

1. Основные уравнения. Бинарная смесь с плотностью ρ_1 состоит из компонент 1 и 2. В единице объема смеси содержатся масса ρ_{11} компонента 1 и масса ρ_{12} компонента 2, $\rho_1 = \rho_{11} + \rho_{12}$, $\rho_{11}/\rho_1 = k$, $\rho_{12}/\rho_1 = 1 - k$, где k — массовая концентрация компонента 1 смеси. Систему уравнений масс, импульсов для одномерного стационарного движения запишем в виде

$$\frac{d}{dx}(\rho_1 v) = -4\pi R^2 n(j_{11} + j_{12}), \quad \frac{d}{dx}(\rho_2 v) = 4\pi R^2 n(j_{11} + j_{12}) \quad (1.1)$$

$$\rho_i = \alpha_i \rho_i^0, \quad i=1, 2, \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1, \quad \alpha_2 = 4/3\pi R^3 n$$

где индекс $i=1, 2$ относится к параметрам соответственно жидкости и пара, вторым индексом обозначен номер компонент; α_i , p_i , ρ_i^0 , ρ_i , v , n , j_{11} , j_{12} , R — объемное содержание, давление, истинная и приведенная плотность i -й фазы, скорость, число пузырьков в единице объема смеси, скорости фазовых переходов с единицы межфазной поверхности компонентов бинарной смеси, радиус пузырьков.

Для простоты жидкую фазу будем считать несжимаемой.

Уравнения притока тепла жидкой фазы и диффузии компонент бинарной смеси для сферически-симметричного случая примут вид

$$\rho_1^0 c_1 \left(v \frac{\partial T_1}{\partial x} + w_r \frac{R^2}{r^2} \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_1 r^2 \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) \quad (1.2)$$

$$v \frac{\partial k}{\partial x} + w_r \frac{R^2}{r^2} \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(D r^2 \frac{\partial k}{\partial r} \right) \quad (1.3)$$

Здесь r — микроордината, в качестве которой берется расстояние от центра пузырька, c_1 , λ_1 , T , D , w — удельная теплоемкость, коэффициент теплопроводности, температура, коэффициент диффузии, скорость жидкости. Индекс R внизу относится к параметрам на поверхности раздела фаз.

Уравнения состояния фаз запишем в виде [4]

$$\rho_{21} = \frac{\mu_1 p_{21}}{B T_2}, \quad \rho_{22} = \frac{\mu_2 p_{22}}{B T_2}, \quad \rho_2^0 = \rho_{21} + \rho_{22} \quad (1.4)$$

$$p_{21} = \gamma_1 p_{s1}(T_2) N_1(k_R), \quad p_{22} = \gamma_2 p_{s2}(T_2) [1 - N_1(k_R)]$$

$$N_1(k_R) = \frac{\mu_2 k_R}{\mu_2 k_R + \mu_1 (1 - k_R)} \quad \frac{dp_{si}}{dT_2} = \frac{\mu_i l_i p_{si}}{BT_2^2}$$

Здесь μ_i — молекулярный вес i -й компоненты, B — газовая постоянная, γ_i , l_i , p_{si} — коэффициент активности, удельная теплота парообразования, давление насыщения i -й компоненты газовой смеси.

Уравнение и граничные условия для радиального пульсационного движения пузырьков без учета поверхностного натяжения и вязкости имеют вид

$$Rv \frac{dw_R}{dx} + \frac{3}{2} w_R^2 \pm \frac{p_{21} + p_{22} - p_1}{\rho_1^0} = 0$$

$$v \frac{vR}{dx} = w_R + \frac{j_{11} + j_{12}}{\rho_1^0} \quad (1.5)$$

$$r=R(x): T_1=T_2, \quad k=k_2, \quad j_{11}l_1 + j_{12}l_2 = \lambda_1 \left. \frac{\partial T_1}{\partial r} \right|_R \quad (1.6)$$

$$r=Rd_2^{-1/2}: k_R j_{12} - (1 - k_R) j_{11} = -\rho_1^0 D \left. \frac{\partial k}{\partial r} \right|_R, \quad \left. \frac{\partial T_1}{\partial r} \right|_R = \left. \frac{\partial k}{\partial r} \right|_R = 0$$

Массы компонентов газовой фазы изменяются за счет фазовых переходов

$$v \frac{d}{dx} \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \rho_{21} \right) = 4\pi R^2 j_{11}, \quad v \frac{d}{dx} \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \rho_{22} \right) = 4\pi R^2 j_{12} \quad (1.7)$$

Система уравнений замкнута. Перейдем к безразмерным переменным и параметрам

$$\xi = \frac{r}{R}, \quad \theta_i = \frac{T_i}{T_0}, \quad P_i = \frac{p_i}{p_{10}}, \quad P_{2i} = \frac{p_{2i}}{p_{10}}, \quad W = \frac{w_R}{a_*}, \quad N = \frac{n}{n_0}$$

$$a_*^2 = \frac{p_{10}}{\rho_{10}^0}, \quad a_e = \frac{a_*}{\sqrt{\alpha_{10}\alpha_{20}}}, \quad U = \frac{v}{a_e}, \quad R_* = \frac{R}{R_0}, \quad X = \frac{x\sqrt{\alpha_{10}\alpha_{20}}}{R_0}$$

$$J_i = \frac{j_{i1}}{a_* \rho_{10}^0}, \quad \text{Pe} = \frac{R_0 a_*}{a}, \quad a = \frac{\lambda_1}{\rho_{10}^0 c_1}, \quad p_0 = p_{10}, \quad L = \frac{l_2}{l_1}, \quad \mu = \frac{\mu_2}{\mu_1}$$

$$S_2 = \frac{\rho_{10}^0 B T_0}{p_{10} \mu_1}, \quad S_3 = \frac{l_1 \mu_1}{B T_0}, \quad S_4 = \frac{c_1 T_0}{l_1}, \quad \kappa_i = \frac{\gamma_i p_{si0}}{p_{10}}, \quad \text{Le} = \frac{D}{a}$$

Индекс 0 внизу относится к равновесному состоянию перед волной. Из (1.1) и (1.7) в силу $\rho_2 \ll \rho_1$ получаем первые интегралы системы

$$\alpha_1 U = \alpha_{10} U_0, \quad NU = U_0, \quad P_1 + U_0 U / \alpha_{20} = 1 + U_0^2 / \alpha_{20} \quad (1.8)$$

Система уравнений в безразмерных переменных принимает вид

$$U \frac{dR_*}{dX} = W, \quad R_* U \frac{dW}{dX} = P_{21} + P_{22} - P_1 - \frac{3}{2} W^2$$

$$U \frac{\partial \theta_1}{\partial X} = \frac{W(\xi^3 - 1)}{R_* \xi^2} \frac{\partial \theta_1}{\partial \xi} + \frac{1}{\text{Pe} R_*^2 \xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 \frac{\partial \theta_1}{\partial \xi} \right)$$

$$U \frac{\partial k}{\partial X} = \frac{W(\xi^3 - 1)}{R_* \xi^2} \frac{\partial k}{\partial \xi} + \frac{\text{Le}}{\text{Pe} R_*^2 \xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)$$

$$\xi=1: \theta_1 = \theta_2, \quad k = k_R; \quad \xi=\infty: \theta_1 = 1, \quad k = k_0 \quad (1.9)$$

$$\begin{aligned}
J_1 &= \left(S_i \frac{\partial \theta_1}{\partial \xi} \Big|_1 k_R + L e \frac{\partial k}{\partial \xi} \Big|_1 L \right) \frac{1}{(k_R + L(1 - k_R)) R_* \Pi e} \\
J_2 &= \left(S_i \frac{\partial \theta_1}{\partial \xi} \Big|_1 (1 - k_R) - L e \frac{\partial k}{\partial \xi} \Big|_1 \right) \frac{1}{(k_R + L(1 - k_R)) R_* \Pi e} \\
\frac{d\theta_2}{dX} &= \frac{3S_2\theta_2^3 J_1 + G_1 J_2 / \mu - (P_{21} + G_1 P_{22}) / S_2 \theta_2}{UR_* P_{21}(S_3 - \theta_2) + G_1 P_{22}(S_3 L \mu - \theta_2)} \\
G_1 &= \frac{\kappa_1}{\kappa_2} \exp \left(S_3(1 - L\mu) \left(1 - \frac{1}{\theta_2} \right) \right), \quad \frac{dP_{21}}{dX} = \frac{3}{UR_*} (S_3 \theta_2 J_1 - W P_{21}) + \frac{P_{21}}{\theta_2} \frac{d\theta_2}{dX} \\
\frac{dP_{22}}{dX} &= \frac{3}{UR_*} \left(\frac{S_3 \theta_2 J_2}{\mu} - W P_{22} \right) + \frac{P_{22}}{\theta_2} \frac{d\theta_2}{dX}, \\
\frac{dk_R}{dX} &= \frac{k_R^2 \mu}{N_1 P_{21}} \left(\frac{dP_{21}}{dX} - \frac{S_3 P_{21}}{\theta_2^2} \frac{d\theta_2}{dX} \right)
\end{aligned}$$

Структура плоской стационарной ударной волны определяется граничными условиями перед и за волной

$$\begin{aligned}
U &= U_0, \quad W_0 = 0, \quad \theta_{10} = \theta_{20} = 1, \quad k = k_0, \quad P_{10} = 1, \quad R_{*0} = 1 \quad (1.10) \\
P_{210} &= \kappa_1 N_{10}, \quad P_{220} = \kappa_2 (1 - N_{10}), \quad N_{10} = \mu k_0 / (\mu k_0 + 1 - k_0) \\
R_{*e} &= 0, \quad U_e = \alpha_{10} U_0, \quad P_{1e} = 1 + U_0^2
\end{aligned}$$

Индекс e относится к параметрам за волной.

Как и в случае однокомпонентной жидкости [2], из (1.8) и (1.10) можно получить оценку $P_1 = P_{1e} - (P_{1e} - 1) R_*^3 \leq P_{1e}$. Это означает, что внутри стационарной волны в жидкости с паровыми пузырьками давление в жидкости $P_1(X)$ не может превышать давление за волной P_{1e} .

2. Расчет структуры ударной волны. Для исследования асимптотического поведения системы в окрестности начального равновесного состояния система (1.9) линеаризуется относительно значения параметров в точке 0 и решение ищется в виде затухающей при $X \rightarrow -\infty$ экспоненты

$$\begin{aligned}
\theta_1 &= 1 + A_{\theta 1}(\xi) \exp(hX), \quad \theta_2 = 1 + A_{\theta 2} \exp(hX), \quad P_1 = 1 + A_{P1} \exp(hX) \\
P_{2i} &= P_{2i0} + A_{P2i} \exp(hX), \quad k_R = k_0 + A_{kR} \exp(hX), \\
k &= k_0 + A_k(\xi) \exp(hX) \quad (2.1) \\
R_* &= 1 + A_R \exp(hX), \quad W = A_W \exp(hX), \quad J_i = A_{Ji} \exp(hX), \\
\text{Re } h &> 0, \quad U_0 > 0
\end{aligned}$$

После линеаризации для постоянных $A_R, A_{\theta 2}, A_{P1}, A_{P2i}, A_{kR}, A_W, A_{Ji}$ получим следующие алгебраические уравнения:

$$\begin{aligned}
H^2 A_R &= A_W, \quad H^2 A_W = A_{P2i} + A_{P22} + 3U_0^2 A_R, \quad H = \sqrt{hU_0} \\
A_{J1} &= \left(S_i k_0 \frac{\partial A_{\theta 1}}{\partial \xi} \Big|_1 + L e \frac{\partial A_k}{\partial \xi} \Big|_1 L \right) \frac{1}{\Pi e M_{10}}, \quad M_{10} = k_0 + L(1 - k_0) \\
A_{J2} &= \left(S_i (1 - k_0) \frac{\partial A_{\theta 1}}{\partial \xi} \Big|_1 - L e \frac{\partial A_k}{\partial \xi} \Big|_1 \right) \frac{1}{\Pi e M_{10}} \\
H^2 A_{\theta 2} &= \frac{3S_2}{S_3 [N_{10} + (1 - N_{10}) L \mu] - 1} \left(\frac{A_{J1}}{\kappa_1} + \frac{A_{J2}}{\mu \kappa_2} - \frac{A_W}{S_2} \right) \quad (2.2) \\
H^2 A_{P21} &= 3(S_2 A_{J1} - \kappa_1 N_{10} A_W) + H^2 \kappa_1 N_{10} A_{\theta 2} \\
H^2 A_{P22} &= 3(S_2 A_{J2} / \mu - \kappa_2 (1 - N_{10}) A_W) + H^2 \kappa_2 (1 - N_{10}) A_{\theta 2} \\
A_{kR} &= k_0^2 \mu (A_{P21} / \kappa_1 N_{10} - S_3 A_{\theta 2}) / N_{10}
\end{aligned}$$

$$H^2 A_{\theta 1} = \frac{1}{\Pi e} \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 \frac{\partial A_{\theta 1}}{\partial \xi} \right), \quad H^2 A_k = \frac{L e}{\Pi e} \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 \frac{\partial A_k}{\partial \xi} \right) \quad (2.3)$$

$$\xi = 1: \quad A_{\theta 1} = A_{\theta 2}, \quad A_k = A_{kR}; \quad \xi = \infty: \quad A_{\theta 1} = A_k = 0$$

Решения краевых задач (2.3) имеют вид

$$A_{\theta 1} = \frac{A_{\theta 2}}{\xi} \exp(H\sqrt{\text{Pe}}(1-\xi)), \quad A_h = \frac{A_{hR}}{\xi} \exp\left(H\sqrt{\frac{\text{Pe}}{\text{Le}}}(1-\xi)\right)$$

Получено однопараметрическое семейство решений. Условие существования нетривиального решения приводит к характеристическому уравнению

$$H^4 = 3(P_{1e} - 1 - \varphi) \quad (2.4)$$

$$\varphi = \frac{S_3(\alpha_3 H^2 + \sigma_2 \sigma_4 \sigma_5 \text{Le } z_2 \alpha_2) + \sigma_2 S_4 z_1 \sigma_1 \alpha_4}{(S_3 \alpha_3 - 1)(H^2 + \sigma_2 \sigma_4 \sigma_5 \text{Le } z_2 \alpha_1) + (\sigma_3 H^2 + \sigma_2 \sigma_4 \sigma_5 \text{Le } z_2 \alpha_5) \sigma_2 S_4 z_1 / H^2}$$

$$\sigma_1 = \frac{k_0 - c_0}{c_0(1 - c_0)}, \quad \sigma_2 = 3 \frac{\rho_{10}^0}{\rho_{20}^0} \frac{1}{\text{Pe } M_{10}}, \quad \sigma_3 = \frac{k_0}{c_0} N_{10} + \frac{1 - k_0}{1 - c_0} (1 - N_{10})$$

$$\sigma_4 = \frac{k_0(1 - k_0)}{c_0(1 - c_0)}, \quad \sigma_5 = c_0 + L(1 - c_0), \quad \alpha_1 = \frac{(S_3 L \mu - 1)L(1 - c_0) + (S_3 - 1)c_0}{(S_3 \alpha_3 - 1)\sigma_5}$$

$$\alpha_2 = P_{210} + L\mu P_{220}, \quad \alpha_3 = \frac{\mu k_0 + (1 - k_0)\mu L}{\mu k_0 + 1 - k_0}, \quad \alpha_4 = P_{210} P_{220} \left(\frac{1}{\kappa_1} - \frac{1}{\kappa_2} \right)$$

$$\alpha_5 = M_{10} / \sigma_5, \quad z_1 = 1 + H\sqrt{\text{Pe}}, \quad z_2 = 1 + H\sqrt{\text{Pe}/\text{Le}} \quad (2.5)$$

$$c_0 = \frac{k_0}{k_0 + (1 - k_0)\kappa_2 / \kappa_1}, \quad k_0 = \frac{1 - \kappa_2}{1 - \kappa_2 + \mu(\kappa_1 - 1)}$$

Здесь c_0 — концентрация первой компоненты в газовой фазе.

Аналогичное уравнение, но для однокомпонентной жидкости, получено в [2], причем в граничном условии на межфазной поверхности однородного парового пузырька учтен тепловой поток в паровую фазу. Как показывают расчеты, при условиях, далеких от критических, этот поток незначителен по сравнению с тепловым потоком в жидкой фазе и поэтому им можно пренебречь. В этом случае соответствующее характеристическое уравнение относительно H [2] в обозначениях настоящей работы принимает вид (2.4), где

$$\varphi = \frac{S_3}{S_3 - 1 + \sigma_2 S_4 z_1 / H^2} \quad (2.6)$$

В частных случаях однокомпонентной жидкости, когда $\kappa_1 = 1$ ($k_0 = 1$) или $\kappa_2 = 1$ ($k_0 = 0$), выражение для φ (2.5) совпадает с (2.6).

В равновесном случае, когда $\text{Le} = \infty$, уравнение (2.4) переходит в уравнение для однокомпонентной системы с некоторыми эффективными теплофизическими параметрами. При этом

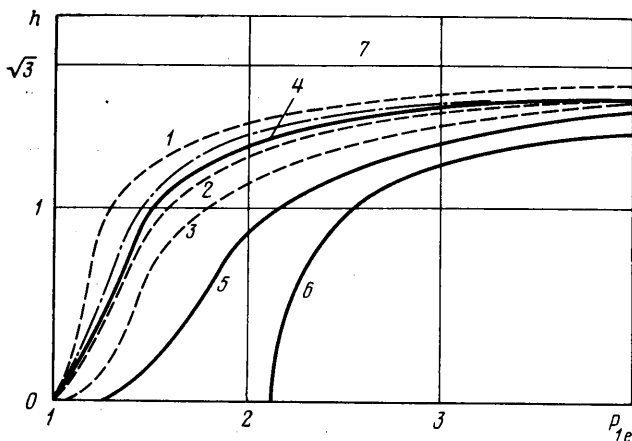
$$\varphi = \frac{S_3 \alpha_2}{(S_3 \alpha_3 - 1) \alpha_1 + \sigma_2 S_4 z_1 \alpha_5 / H^2} \quad (2.7)$$

Решение (2.4) находилось численно. На фиг. 1 приведены зависимости корня h от интенсивности волны P_{1e} . В адиабатическом случае уравнение (2.4) переходит в квадратное уравнение

$$h^2 U_0^2 = 3(P_{1e} - P_*), \quad P_* = 1 + S_3 \alpha_3 / (S_3 \alpha_3 - 1)$$

В этом случае указанный профиль существует лишь при $P_{1e} > P_*$ (кривая 6).

В изотермическом случае при режимах рэлеевского схлопывания уравнение (2.4) также допускает аналитическое решение $h = \sqrt{3}$ (линия 7). Кривые 4 и 5 соответствуют водному раствору этанола ($T_0 = 363 \text{ K}$, $k_0 = 0,45$, $c_0 = 0,25$) и водному раствору этиленгликоля ($T_0 = 403 \text{ K}$, $k_0 = 0,05$, $c_0 = 0,845$). Для этих систем первая компонента — вода, вторая — соответ-



Фиг. 1

ственно этанол и этиленгликоль. Начальное состояние системы принималось: $p_0=0,1$ МПа, $R_0=0,1$ мм. Штриховые кривые 1–3 соответствуют однокомпонентным пароводяной смеси ($k_0=1$), этиленгликолю и этиловому спирту ($k_0=0$).

Результаты расчетов показывают, что кривые $h(P_{1c})$ в водных растворах этилового спирта (кривая 4) лежат между предельными значениями для чистых компонентов (кривые 1 и 3). Зависимости $h(P_{1c})$, рассчитанные при конечных значениях Le и при $Le=\infty$, совпадают.

Совершенно иная ситуация наблюдается в случае водных растворов этиленгликоля (кривая 5). Значения корня $h(P_{1c})$ меньше соответствующих корней для чистых компонентов (кривые 1 и 2). Штрихпунктирная кривая соответствует кривой 5, рассчитанной при $Le=\infty$ (согласно формуле (2.7)). Таким образом, в случае данной системы проявляется эффект диффузионного сопротивления, приводящего к нарушению монотонности поведения кривых по концентрации.

Понять, почему при переходе от первой бинарной системы ко второй кардинально меняется характер поведения кривых на фиг. 1, можно, проанализировав структуру уравнения (2.4).

Пусть второй и третий члены в числителе φ (2.5) связаны неравенством $S_3\sigma_4\sigma_5 Le z_2\alpha_2 \gg S_4z_1\sigma_1\alpha_1$, которое можно преобразовать к виду

$$\beta = \frac{(c_0 - k_0) BT_0^2 (1 - \alpha) c_1}{[l_1 c_0 + l_2 (1 - c_0)] [\mu_2 k_0 + \mu_1 (1 - k_0)] [k_0 l_1 + (1 - k_0) l_2 \alpha]} \sqrt{\frac{a}{D}} \ll 1 \quad (2.8)$$

$$c_0 - k_0 = \mu \frac{(1 - \alpha) (\kappa_1 - 1) (1 - \kappa_2)}{[1 - \kappa_2 + \mu (\kappa_1 - 1)] [1 - \kappa_2 + \mu (\kappa_1 - 1) \alpha]}, \quad \alpha = \frac{\kappa_2}{\kappa_1}$$

Анализ (2.8) показывает, что для широкого класса бинарных систем неравенство (2.8) эквивалентно условию близости летучести смеси к единице $(1 - \alpha)^2 \ll 1$. При выполнении этого условия, как видно из (2.8), $k_0 \approx c_0$, следовательно, $\alpha_4 \approx 0$, $\alpha_3 \approx \alpha_5 \approx 1$. В этом случае значение φ (2.5) совпадает с (2.7) и, следовательно, бинарную систему можно описывать моделью однокомпонентной жидкости с некоторыми эффективными теплофизическими параметрами. В этом случае расчет с реальным значением параметра Le будет близок к расчету по равновесной схеме ($Le = \infty$).

В случае же когда условие $(1 - \alpha)^2 \ll 1$ не выполняется, т. е. летучести компонент сильно различаются, можно ожидать проявления эффекта диффузионного запаздывания, приводящего к аномальному влиянию компонентного состава на структуру ударных волн в растворах.

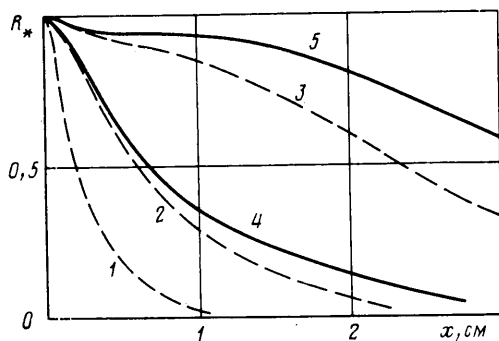
Условие $(1-\alpha)^2 \ll 1$ с учетом (1.4) можно привести к виду

$$\left(1 - \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \exp\left(S_3 \left(T_0 \left(\frac{\mu L}{T_{k2}} - \frac{1}{T_{k1}}\right) + 1 - \mu L\right)\right)\right)^2 \ll 1$$

где T_{ki} — температура кипения i -й компоненты при атмосферном давлении.

Для рассмотренных выше бинарных систем: водный раствор этилового спирта ($T_{k2}=351,3$ К, $\gamma_2/\gamma_1=1,26$, $T_{k1}=373$ К, $T_0=353$ К, $\mu L=1,048$, $S_3=13,5$) и водный раствор этиленгликоля ($T_{k2}=470,4$ К, $T_{k1}=373$ К, $\gamma_2/\gamma_1=0,33$, $T_0=403$ К, $\mu L=1,412$, $S_3=12,16$) значения α соответственно равны 2,9 и 0,01, т. е. для водного раствора этилового спирта удовлетворяется критерий (2.8). А так как $L\mu \approx 1$, то $\alpha_1 \approx \alpha_2 \approx \alpha_3 \approx \alpha_5 \approx 1$ и поэтому согласно (2.6) и (2.7) значения корня характеристического уравнения (2.4) не зависят от параметра Le .

Физическое же объяснение того, почему в водном растворе этиленгликоля так ярко проявляется эффект диффузионного сопротивления, состо-



Фиг. 2

ит в том, что в рассмотренном варианте при ограниченной способности компонент диффундировать сквозь друг друга летучести компонент раствора сильно различаются, и, как следствие, очень сильно различаются концентрации компонент в растворе и газовой фазе. В случае же водного раствора этилового спирта летучести компонент примерно одинаковы, соответственно согласно (2.8) $k_0 \sim c_0$, поэтому конечность коэффициента диффузии не приводит к существенным эффектам.

Отметим, что параметр β совпадает с параметром, входящим в знаменатель автомодельного решения Скriverена [5]

$$R = 2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{\lambda_1 \Delta T \sqrt{t}}{(1+\beta) \sqrt{a} [l_1 c_0 + l_2 (1-c_0)] \rho_2^0}$$

описывающего рост пузырька в перегретом растворе.

На основе критерия $\beta \geq 1$ можно заранее предсказывать, в каких системах можно ожидать проявления эффекта диффузионного сопротивления, приводящего к аномальному влиянию компонентного состава на структуру ударных волн в бинарных растворах.

Интегральные кривые системы основных уравнений допускают смещение вдоль оси X . Поэтому фиксируем при $X=0$ некоторое значение амплитуды возмущения радиуса A_R . Из (2.2) и (2.3) по значению корня характеристического уравнения (2.4) и амплитуде A_R вычисляются значения остальных амплитуд при $X=0$. Эти величины определяют начальные условия для численного решения нелинейной задачи в области $X > 0$.

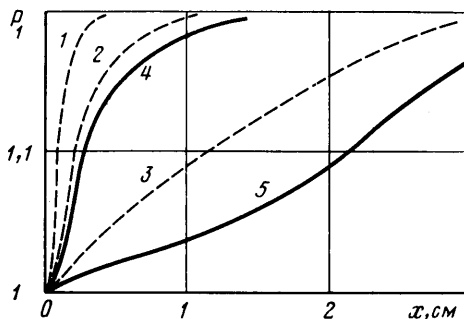
Равновесным состояниям перед и за ударной волной соответствуют точки 0 и e , являющиеся особыми точками системы дифференциальных уравнений. Исследование асимптотики при $X \rightarrow -\infty$ было необходимо для выхода из особой точки.

Задача решалась конечно-разностным методом в Эйлеровых переменных, при этом область вне пузырька разбивалась на сферические слои, число которых выбиралось из условия, чтобы его увеличение не влияло на результаты. Предварительно были проведены отладочные расчеты, соответствующие случаю однокомпонентной жидкости ($\kappa_1=1$ и $\kappa_2=1$). Результаты расчетов в этом частном случае совпали с известными результатами [2, 3].

Рассчитывались различные варианты структуры ударной волны в водных растворах этилового спирта и этиленгликоля, содержащих пузырьки пара бинарного раствора и находящихся на линии насыщения при атмосферном давлении. Термодинамические параметры компонентов и бинарного раствора выбирались из [6].

На фиг. 2 и 3 приведены рассчитанные структуры ударных волн в водном растворе этилового спирта (кривые 4) и водного раствора этиленгликоля (кривые 5) со следующими значениями параметров: $R_0=0,1$ мм, $\alpha_{20}=0,05$, $P_{1e}=0,12$ МПа. Как и на фиг. 1, штриховые кривые 1-3 соответствуют однокомпонентным пароводяной смеси, этиленгликолю и этиловому спирту.

Сравнение расчетов приводит к выводу о кардинальном изменении структуры ударной волны при переходе от первой бинарной системы ко второй, заключающемся в нарушении монотонности поведения кривых по концентрации и в значительном увеличении толщины стационарной предельной ударной волны в кипящем бинарном растворе по сравнению с толщиной волны в чистых составляющих раствора. Если на приведенных фигурах толщина ударной волны в кипящем водном растворе этилового спирта в 2-3 раза больше и в однокомпонентных воде и этиловом спирте в 2 раза меньше соответствующих толщин волн, то толщина волны в водном растворе этиленгликоля на порядок превышает толщину волны в однокомпонентных воде и этиленгликоле.



Фиг. 3

ЛИТЕРАТУРА

1. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336.
2. Зыонг Нгок Хай, Нигматулин Р. И., Хабеев Н. С. Структура ударных волн в жидкости с паровыми пузырьками // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 2. С. 109-118.
3. Зыонг Нгок Хай, Хабеев Н. С. Об одном подходе к тепловой задаче для парожидкостной среды пузырьковой структуры // Теплофизика высоких температур. 1983. Т. 21. № 1. С. 137-145.
4. Афган Н. Х., Нигматулин Р. И., Хабеев Н. С. Тепломассообмен и динамика парового пузырька в бинарных системах // Тепломассообмен - VII. Аннот. докл. и сообщ. 7 Всесоюз. конф. по тепломассообмену. Минск, май 1984. Ин-т тепло- и массообмена АН БССР, 1984. С. 76-77.
5. Scriven L. E. On the dynamics of phase growth // Chem. Eng. Sci. 1959. V. 10. № 1/2. P. 1-13.
6. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.

Баку

Поступила в редакцию
1.XII.1987