

УДК 532.529.5:539.4

© 2007 г. В.А. ПЕТУШКОВ

ЛОКАЛЬНЫЕ ТЕЧЕНИЯ ПОВРЕЖДАЕМОЙ ДЕФОРМИРУЕМОЙ СРЕДЫ ПРИ УДАРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ С КАВИТИРУЮЩЕЙ ЖИДКОСТЬЮ

Изучены локальные процессы вязкопластического течения и повреждаемости деформируемой среды, обусловленные разрушением парогазовой дисперсной фазы в пристеночном слое кавитирующей жидкости при распространении в ней ударных волн. В основе исследования лежат разработанная обобщенная модель нелинейного деформирования и течения повреждаемых сред и полученные ранее результаты о локальных гидродинамических течениях в жидкостях, обусловленных предельными переходами парогазовых пузырьков.

Ключевые слова: кавитирующая жидкость, ударные волны, струйные течения, взаимодействие, деформируемые среды, вязкопластическое течение, повреждаемость, численное моделирование.

В процессе распространения ударной волны в двухфазной жидкости с парогазовыми пузырьками происходит изменение объема дисперсной фазы, в результате чего меняются параметры волнового процесса в самой жидкости и во взаимодействующей с ней деформируемой среде.

При разрушении пузырьков в жидкости возникают нестационарные волновые процессы с уровнями давлений, сопоставимыми с давлениями на фронте ударной волны. Характер их протекания определяется размерами пузырьков, свойствами жидкости и ее пара, текущим состоянием двухфазной среды и рядом других факторов.

Такие процессы представляют практический интерес, если происходят в непосредственной близости от деформируемой поверхности, в пристеночном слое с толщиной, не превышающей нескольких характерных размеров дисперсной частицы. Именно здесь возникают ударные локальные нагрузки, направленные в сторону поверхности и приводящие к ее эрозионному разрушению.

При схлопывании паровых пузырьков в погранслое к гидроударному воздействию на поверхность добавляется тепловой удар. В результате происходит снижение механических свойств деформируемой среды, возникновение дополнительных термических напряжений и, как следствие, ускорение процессов эрозионного разрушения.

Сложность проблемы усугубляется тем, что и сама деформируемая среда также неоднородна и включает в себя дисперсную фазу в виде исходных рассеянных микродефектов – повреждений технологического происхождения (микропоры, микротрещины, жесткие включения) и возникающих в процессе ударного взаимодействия с жидкостью.

Явления, сопровождающие эволюцию парогазовых пузырьков в жидкости при распространении в ней ударных волн и эрозионное разрушение материалов, оказываются весьма сложными для изучения, поскольку характеризуются чрезвычайно малыми пространственными и временными масштабами, сопровождаются нелинейными волновыми процессами как в жидкости вокруг отдельного пузырька, так и во взаимодействующей с нею деформируемой среде.

Известные математические модели подобных явлений построены на соотношениях механики гетерогенных сред. Они различаются прежде всего схематизацией двухфазной среды. Поведение сплошной жидкости и паровых (газовых) пузырьков, а также де-

формируемой среды с микрповреждениями при распространении в них ударных волн описывается раздельно на основе решения соответствующих краевых задач, а взаимодействие между ними – уравнениями связи, реально отражающими процессы, происходящие на границах раздела фаз и сред [1–3].

Особенности распространения ударных волн в двухфазных жидкостях с учетом фазовых превращений и взаимодействия фаз, а также взаимодействия этих волн с деформируемой средой подробно изучены [4–7]. Вместе с тем особый интерес и практическую значимость в этой связи представляют более тонкие локальные процессы ударного взаимодействия, обусловленные разрушением пузырьков в пристеночном (пограничном) слое жидкости.

Аналізу таких процессов, сопровождающихся вязкопластическим течением повреждаемой деформируемой среды при распространении ударных волн в потоке кавитирующей жидкости посвящена настоящая работа. Анализ основывается на полученных ранее результатах изучения локальных гидродинамических течений в жидкостях, обусловленных предельными переходами пузырьков пара или газа и происходящих на фоне распространения ударных волн [2, 6].

1. Краевая задача динамики гетерогенных сред. Течения многофазных сред и, в частности, рассматриваемых ниже двухфазных являются неравновесными процессами. Обычно предполагается, что каждая фаза находится в локальном равновесии, в то время как различные фазы могут находиться не в равновесии друг с другом. Поэтому необходимо учитывать межфазовые взаимодействия.

Поведение такого рода сред при внешних воздействиях может быть описано системой уравнений, вытекающих из основных законов сохранения, учитывающих поведение каждой фазы и взаимодействия между ними [1, 7]

$$\begin{aligned}(\alpha_i \rho_i)_{,t} + \operatorname{div}(\alpha_i \rho_i \mathbf{v}_i) &= G_i \\(\alpha_i \rho_i \mathbf{v}_i)_{,t} + \operatorname{div}(\alpha_i \rho_i \mathbf{v}_i \mathbf{v}_i + \boldsymbol{\sigma}_i) &= m_i - f_i \\(\alpha_i E_i)_{,t} + \operatorname{div}(\alpha_i E_i \mathbf{v}_i + \alpha_i \boldsymbol{\sigma}_i \mathbf{v}_i + q_i \mathbf{v}_i) + \alpha_{i,t} \boldsymbol{\sigma}_i + Q_{i,t} &= L_i\end{aligned}\tag{1.1}$$

$$(x^k, t) \in \Omega \times D_t, \quad \Omega \in R^3, \quad i = 1, 2$$

Эти уравнения включают в себя осредненные функции и их производные по координатам и времени в пространстве $\Omega \times D_t$. Для замыкания системы уравнений необходимо определить скорости передачи массы, импульса и энергии между фазами.

В приведенных уравнениях ρ_i – среднemasсовая плотность; \mathbf{v}_i – вектор скорости макроскопического движения; $\boldsymbol{\sigma}_i$ – тензор напряжений, причем $\sigma_i^{kl} = \sigma_i^{kl} - \rho_i \Delta v_i^k \Delta v_i^l$, где Δv_i^k – компоненты вектора пульсационной скорости, q – искусственная вязкость, обычно используемая для сглаживания разрывов в профилях изменения рассматриваемых полевых функций, Q_i – тепловая составляющая энергии, обусловленной тепловыми потоками и внутренним тепловыделением, G_i, m_i, f_i, L_i – члены межфазового взаимодействия, $k, l = 1, 2, 3$. Здесь и далее используются соглашения, принятые в тензорном исчислении.

Воздействие внешних сил учитывается членом f_i . Тензор напряжений с компонентами σ_i^{kl} для вещества i -й фазы в смеси принимается симметричным, а составляющие шарового тензора напряжений σ_i^{kk} – пропорциональными ее объемной концентрации

$$\sigma_i^{kl} = -\alpha_i p_i \delta^{kl} + S_i^{kl}\tag{1.2}$$

где p_i – давление, S_i^{kl} – компоненты тензора сдвиговых напряжений или девиатора напряжений. Обычно давления p_i в фазах принимаются одинаковыми, т.е. $p_i(\rho_i, T_i) = p$, что

является условием их совместного деформирования, хотя вязкости фаз в выражении для компоненты тензора S_i^{kl} могут быть разными. Однако если имеет место поверхностное натяжение, давления различных фаз не могут быть равны, и это учитывается величинами σ_i в приведенных выше уравнениях.

Переменная α_i вводится из-за необходимости учета взаимодействия фаз. Физическое значение этой величины в любом уравнении, описывающем ее поведение, зависит от конкретной задачи. В данном случае α_i – объемная доля, поэтому параметры, характеризующие смесь, имеют вид $\rho_m = \sum_i \alpha_i \rho_i$, $\rho_m v_m = \sum_i \alpha_i \rho_i v_i$. Несущая и дисперсная фазы принимают значения i , равные 1 и 2 соответственно.

Приведенная система уравнений (1.1) должна быть дополнена граничными и начальными условиями, определяемыми конкретной задачей. При этом условия на границе $S(x_k^1, t)$ контактного разрыва жидкости с деформируемой средой, обозначенной индексом 3, имеют вид

$$\begin{aligned} (\sigma_{jk}^1 - \sigma_{jk}^3) n_k &= 0; \quad (v_j^1 - v_j^3) = 0 \\ x_k^1 &= x_k^3; \quad (x_k, t) \in S \times D_t \end{aligned} \tag{1.3}$$

где n_k – компоненты вектора нормали к поверхности $S(x^k, t)$, v_j – вектор скоростей на поверхности $S(x^k, t)$.

При распространении ударных волн в многофазной среде нарушается ее структура, и приведенные выше уравнения оказываются не применимыми. В этом случае часть среды на фронте ударной волны рассматривается как поверхность разрыва, по обе стороны от которой выполняются известные условия непрерывности параметров движения среды.

2. Модели течения повреждаемых деформируемых сред. В рамках единого подхода, предлагаемого для описания взаимодействующих сред, нелинейно деформируемую среду с рассеянными микроповреждениями представим в виде вязкой жидкости с мелкими пузырьками газа сферической формы при малых значениях числа Рейнольдса, $Re_p = \sqrt{p_3/\rho_3} R / (\mu_3/\rho_3) \ll 1$, где p_3 , ρ_3 , μ_3 – давление, плотность и вязкость.

Состояние газа в пузырьке можно принять изотермическим и пренебречь инерционными эффектами от движения стенок пузырьков и движением пузырьков относительно жидкости. Разница между давлениями в несущей и дисперсной фазах уравновешивается вязкими силами в несущей фазе, которая в самом общем случае принимается сжимаемой.

Краевая задача (1.1)–(1.3) распадается на систему уравнений механики деформируемой среды в однофазном состоянии и уравнения кинетики микроповреждений. В качестве определяющих могут быть использованы обобщенные соотношения континуальной механики повреждений [8] и теории течения с анизотропным упрочнением с параметрами, зависящими как от температуры и скорости деформирования, так и меры накапливаемых в процессе деформирования повреждений [9, 10].

Для описания течения сжимаемой нелинейно деформируемой среды используем те же уравнения (1.1), однако с учетом напряжений сдвига, понимая под компонентами тензора напряжений σ выражение $\sigma_{jk} - p\delta_{jk} = S_{jk}$.

Производные по времени от компонент девiatorа напряжений принимаются в смысле Яумана–Нолла

$$S_{jk}^\nabla = \dot{S}_{jk} \omega_{rk} - \dot{S}_{jk} \omega_{rj} \tag{2.1}$$

где \dot{S}_{jk} – полная производная напряжений Коши по времени, ω_{jk} – компоненты тензора вихря скорости.

В качестве уравнения состояния для шаровой составляющей тензора напряжений (гидростатического давления) – $p = 1/3\sigma_{jk}\delta_{jk}$ обычно используется закон Гука в случае акустического приближения или соотношение Ми-Грюнейзена в общем случае

$$p(V, e) = p_-(V) + p_+(V, e) \quad .$$

$$e = e_+ + e_-, \quad p_+ = \frac{\Gamma e_+}{V}, \quad p_- = -\frac{de}{dV} \quad (2.2)$$

где Γ – коэффициент Грюнейзена, p_- и e_- – составляющие давления и энергии “холодного” сжатия среды, а p_+ и e_+ – соответственно с учетом нагревания среды. Соотношения (2.2) устанавливаются из опытов на ударное сжатие [11].

Пусть деформируемая среда движется (деформируется) под действием локальной импульсной нагрузки, обусловленной ударом жидкости, и задаваемой в пятне контакта или в виде распределения поверхностных сил $p_j(x^i, t)$, $x^i \in S_c \times D_p$, $t \in D_t = (0, \tau)$, τ – время действия импульса, или начального распределения скоростей $v_j(x^i, 0)$. Здесь S_c – поверхность контактного разрыва.

Граничные условия первого и второго рода на остальной части поверхности $S_1 \in S$ и $S_1 = S_V \cup S_P$, $S = S_c \cup S_1$ определяются конкретной задачей. Здесь S_V и S_P – поверхности с заданными скоростями перемещений или усилий соответственно, причем $S_P \cap S_V = \emptyset$.

Начальное состояние деформируемой среды в момент времени $t = 0$ может быть как недеформированным, так и включать в себя остаточные (начальные) напряжения и деформации

$$\rho = \rho_0; \quad p = p_0$$

$$x_i(X^k, 0) = X^k; \quad \dot{x}_i(X^k, 0) = v_i(X^k, 0) \quad (2.3)$$

где v_i – начальное распределение скоростей.

Приведем граничные условия для деформируемой среды D . Запишем их для известной формы начальной границы S_0 в момент времени $t = t_0$, $S_0 = S(t_0)$

$$x_i(X^k, t) = r_i(t), \quad X^k \in S_d^0$$

$$\sigma_{ij}n_j = F_i(X^k, t), \quad X^k \in S_F^0 \quad (2.4)$$

На внутренней границе контактного разрыва $S_c^0 \in S^0$ к приведенным условиям (2.4) добавляются условия контактной непрерывности (1.3).

Вследствие высоких скоростей деформирования можно пренебречь теплообменом в соотношениях (1.1), полагая $Q_i = 0$ и соответствующие термодинамические процессы адиабатическими, и учитывать влияние температуры на параметры деформируемой среды только в данной материальной точке.

Под повреждаемостью и разрушением деформируемой среды понимается процесс образования и роста микродефектов и их слияния до образования макротрещины. Эти микродефекты (повреждения) будем рассматривать в виде дисперсной фазы – пор в сплошной среде.

В качестве меры поврежденности d деформируемой среды обычно принимается относительный объем микропор δV_p в элементарном объеме δV , или $d = (\delta V - \delta V_p)/\delta V$, что представляет собой еще одно физическое содержание переменной α_i в уравнении (1.1).

Изменение поврежденности \dot{d} – иначе дисперсной фазы в деформируемой среде, происходит как за счет случайного зарождения новых микропор – $\dot{d}_n(t)$, так и за счет эволюции уже существующих – $\dot{d}_g(t)$

$$\dot{d}(t) = \dot{d}_n(t) + \dot{d}_g(t) \quad (2.5)$$

$$\dot{d}_n(t) = 8\pi R_0 N_0 \exp\left(\frac{P - P_0}{P_1}\right) \quad (2.6)$$

и R_0 – параметр нормального закона распределения, N_0 , p_1 – константы материала; p_0 – предельное давление образования микродефектов.

Для описания $\dot{d}_g(t)$ используем уравнение Релея для пузырька газа в несжимаемой вязкой жидкости [7]

$$\dot{d}_g(t) = (1 - d(t))\dot{\epsilon}_i^p \quad (2.7)$$

где $\dot{\epsilon}_i^p$ – скорость изменения эффективной вязкопластической составляющей деформации, которая определяется первым инвариантом тензора скоростей вязкопластической деформации $\dot{\epsilon}_{jk}^p$ [9] с компонентами

$$\dot{\epsilon}_{jk}^p = \frac{\gamma_0}{\sigma_0^s \Phi} \Phi(F) \frac{\partial f}{\partial \sigma_{jk}} \quad (2.8)$$

где $F = F(f, \sigma_0^s, \epsilon_i^p, d)$, f – функция текучести, γ_0 и Φ – параметры материала деформируемой среды, σ_0^s – предел текучести. Влияние выделенной адиабатической температуры θ на предел текучести σ_0^s учитывается при этом соотношением

$$\sigma_0^s(\theta) = (1 - d)(A + B(\epsilon_i^p)^n (1 + \epsilon_i^{*p})^C (1 - \theta^{*m}))$$

где A , B , C , n , m – константы, определяемые свойствами материала, ϵ_i^{*p} – безразмерная скорость деформации, $\theta^* = (\theta - \theta_0)/(\theta_m - \theta_0)$ – гомологическая температура, θ – абсолютная, а θ_0 и θ_m – температуры комнатная и плавления соответственно.

Вследствие сжимаемости пор материал деформируемой среды, охваченный пластическим течением, также сжимается. Поэтому функция текучести f может быть представлена в виде $f = J_2' + n d J_1^2$, где n – параметр материала, J_1 и J_2' – инварианты тензора напряжений Коши, определяемые выражениями

$$J_1 = \text{tr} \sigma_{jk}, \quad J_2' = \frac{1}{2} \text{tr} \left(\left(\sigma_{jk} - \frac{1}{3} (\text{tr} \sigma_{jk}) I \right) \left(\sigma_{jk} - \frac{1}{3} (\text{tr} \sigma_{jk}) I \right) \right)$$

Представленная модель используется далее для описания процессов вязкопластического течения повреждаемой деформируемой среды под действием ударного нагружения жидкостью.

Краевая задача (1.1)–(1.3), (2.1)–(2.8), описывающая высокоскоростные волновые процессы в двухфазной жидкости и деформируемой среде с повреждениями – нелинейная и решается численно по схемам, хорошо апробированным ранее и представленным,

например, в [2, 3, 5]. При этом используется известный подход, основанный на разложении решения по процессам или метод “расщепления”.

Деформируемая среда и взаимодействующая с нею жидкость аппроксимируются системой объемных конечных элементов Δ_k таким образом, что $\Omega \approx \Omega^h = \bigcup_{k=1}^M \Delta_k$, где M – общее число конечных элементов в жидкости и деформируемой среде, и $\Delta_l/\Delta_m = \emptyset$, если $l \neq m$.

Каждый из объемных конечных элементов в жидкости рассматривается в качестве ячейки, содержащей пробную дисперсную частицу – условный парогазовый пузырек, объем которой равен суммарному объему находящихся в нем реальных пузырьков. При этом полагается, что все пузырьки, содержащиеся в такой ячейке, колеблются одинаково [2].

Конечные элементы, примыкающие к границе контактного разрыва $S(x^k, t)$ по обе стороны от нее, имеют совпадающие узлы конечно-элементной сетки. Интегрирование по времени осуществляется с использованием односторонней разностной схемы, значение шага интегрирования выбирается из условия обеспечения устойчивости численного решения.

Для моделирования условий (1.3) в зоне контакта деформируемой среды с жидкостью используется алгоритм последовательного пересчета [12], который позволяет не только корректно реализовывать условия контактного разрыва, но и сочетать при этом различные методы численного решения сопряженных задач механики сплошных сред.

3. Задача о распространении ударных волн в канале с двухфазной жидкостью. Характер и параметры нагружения деформируемой среды вследствие разрушения пузырьков в кавитирующей жидкости при распространении в ней ударной волны рассмотрим на примере следующей задачи.

Пусть кавитирующая жидкость (вода) заполняет кольцевой канал – пространство, образованное между двумя коаксиально расположенными деформируемыми цилиндрическими оболочками (фиг. 1, а, б), и подвергается извне действию ударной нагрузки (например, взрыва) с параметрами

$$P_b = P_b^* \cos(\phi), \quad 0 \leq \phi \leq \pi$$

где давление P_b действует в течение времени $t^* = 0.26 \cdot 10^{-3}$ с с амплитудой P_b^* , изменяющейся во времени как

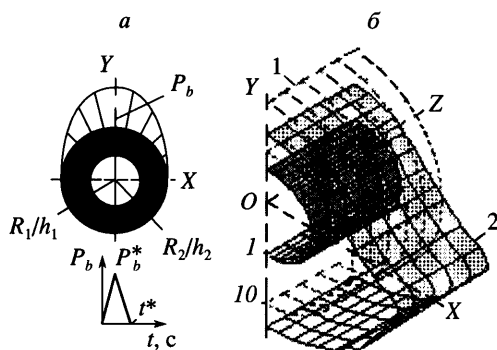
$$P_b^* = k_p t, \quad t < \frac{1}{2} t^*$$

$$P_b^* = k_p (t^* - t), \quad \frac{1}{2} t^* < t < t^*, \quad k_p = 0.77 \text{ МПа/с}$$

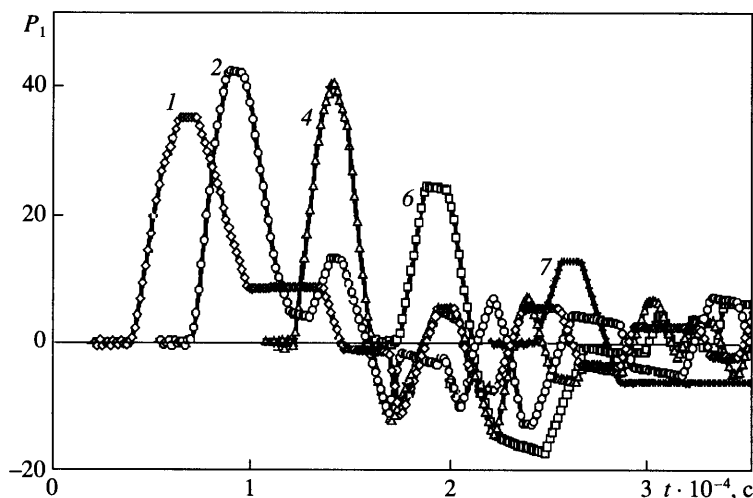
При $t = t^*/2$ эта амплитуда достигает максимального значения, равного 30 МПа.

Значения теплофизических параметров жидкости и дисперсной фазы заимствованы из [7]. Физико-механические характеристики материала оболочек и диаграммы его деформирования, зависящие от скорости нагружения и температуры, так же, как параметры уравнений состояния и кинетики повреждений (2.6)–(2.8), приведены в [10].

Деформируемые оболочки имеют следующие размеры: $R_2/R_1 = 0.5$, $h_1/h_2 = 0.6$ и $h_2/R_2 = 0.01$. Начальную концентрацию d исходных равномерно распределенных микроразрушений в материале оболочек как деформируемой среде примем равной 4%, концентрацию пузырьков α в двухфазной жидкости – 5%. Начальный размер R_0 пузырьков дисперсной фазы принят равным $1.0 \cdot 10^{-4}$ м.



Фиг. 1. Двухфазная жидкость в кольцевом канале: *a* – геометрия и ударное воздействие, *б* – исходное (1) и деформированное (2) состояния стенок канала для $t = 1.2 \cdot 10^{-6}$ с

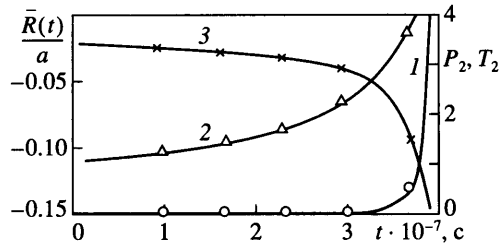


Фиг. 2. Распространение ударных волн в кольцевом канале: 1–8 – сечения на фиг 1, б

Конечноэлементная аппроксимация стенок канала и их деформированное состояние, соответствующее моменту времени $t = 1 \cdot 10^{-3}$ с от начала ударного нагружения, показаны на фиг. 1, б. Вследствие ударного нагружения в двухфазной жидкости образуется волна сжатия, распространяющаяся от внешней оболочки к внутренней.

1. Особенности распространения ударных волн и формирования локальных воздействий. Процессы, происходящие в кавитирующей жидкости при распространении в ней ударной волны, в значительной мере определяются сжатием и разрушением имеющихся и ростом вновь образующихся пузырьков и связанных с ними фазовых превращений. Несущая фаза при этом практически не сжимается [2].

По мере разрушения пузырьков за фронтом ударной волны восстанавливается сплошность несущей их фазы. При этом происходят скачки давления разрежения, которые действуют вместе с подошедшей волной на уже сплошную жидкость. В результате давление сжатия в волне уменьшается и через некоторый момент времени переходит в давление разрежения, которое исчезает за счет увеличения объема дисперсной фазы, фиг. 2.



Фиг. 3. Диаграммы изменения по времени: давления (1), температуры пара (2), скорости движения стенки пузырька (3) в процессе обжатия ударной волной

Распространяющаяся в канале волна сжатия быстро демпфируется, уровень давления на фронте волны уменьшается, ее воздействие на каждый элементарный объем жидкости, содержащий дисперсную частицу, ослабевает. Время схлопывания пузырьков по мере продвижения ударной волны увеличивается.

Так, при рассматриваемом перепаде давления на фронтах ударной волны, время схлопывания пузырьков пара в воде с плотностью ρ_1^0 в режиме Релея у внешней стенки канала (точка 1 на фиг. 1, б) составляет

$$t_A^1 \approx 0.915 R_0 (\rho_1^0 / |\Delta P|)^{1/2} = 0.71 \cdot 10^{-6} \text{ с}$$

У внутренней стенки (точка 10 на фиг. 1, б) это время составляет примерно $1.1 \cdot 10^{-6}$ с.

Следует отметить, что сжатие и разрушение пузырьков в жидкости под действием внешнего давления – термодинамически неравновешенный процесс. При этом жидкость, окружающая парогазовый пузырек, устремляется к его центру с возрастающей скоростью за счет не установившегося массообмена, фиг. 3.

Предельная величина давления пара внутри пузырька в момент его разрушения более чем на порядок превышает давление на фронте ударной волны, а температура пара, соответствующая этому моменту, превышает 1200°C , фиг. 3.

Параметры состояния среды в этом случае теоретически неограниченны. Реально же они имеют конечные значения, определяемые физико-механическими и термодинамическими свойствами жидкости и газа, заполняющего пузырьки. Физически предельное значение скорости массообмена между паром в изолированном пузырьке и окружающей жидкостью удовлетворяет соотношению [7]

$$\dot{\xi}_{\max} = P_2 (\sqrt{2\pi R_g T_2})^{-1}$$

где R_g – универсальная газовая постоянная; P_2 , T_2 , ρ_2^0 – давление, температура и плотность пара в пузырьке.

Отсюда следует, что при нормальных условиях, когда $P_2 = 0.1$ МПа, $T_2 = 373$ К, $\rho_2^0 = 0.562$ кг/м³, предельное значение скорости движения стенки пузырька $\dot{R} = dR/dt = \dot{\xi}_{\max} / \rho_2^0$ не превышает 1.3 км/с.

В момент разрушения парогазового пузырька вследствие его осесимметричного обжатия в жидкости образуются сферическая ударная волна и/или кумулятивная струя и вихрь при наличии градиента давления, которые сопровождаются большим выделением тепла [2, 13].

В жидкости возникают нелинейные волновые процессы. Взаимодействуя с поверхностью деформируемой среды, они обуславливают нелинейное течение и эрозионное разрушение материала.

Распространение ударных волн в кавитирующей жидкости способствует преимущественному формированию и развитию струй схлопывания. Возникают так называемые недорасширенные струи, затопленные в спутном потоке жидкости, движение которых относится к числу свободных сдвиговых течений и хорошо изучено в теории пограничных слоев, например [14].

Используя известные постановки соответствующих краевых задач, их решение выполним для самого общего трехмерного случая. Основное внимание при этом уделим пространственным процессам ударного взаимодействия и течения повреждаемой деформируемой среды.

2. Локальные течения повреждаемой деформируемой среды. Под действием ударного нагружения (взрыва) и образующейся в кавитирующей жидкости ударной волны стенки канала деформируются, (фиг. 1, в).

Пузырьки, находящиеся на фронте ударной волны в жидкости, разрушаются и дегружают стенки канала ударным локальным импульсом и тепловым ударом. Положение разрушающихся пузырьков в жидкости относительно поверхности деформируемой среды – стенок канала определяет характер их нагружения и протекания волновых процессов.

Поскольку влияние ударных волн, возникающих при разрушении пузырьков, оказывается существенным на расстояниях начального размера пузырька, представляют практический интерес два случая: а) пузырек касается стенки и его разрушение связано с образованием кумулятивной струи и б) пузырек разрушается непосредственно на стенке с образованием ударной волны.

В первом случае воздействие осуществляется в виде удара струей и сферической ударной волны, во втором – непосредственно импульсом давления и температуры пара в пузырьке или удара столбиком (каплей) жидкости.

Как следует из ранее выполненных исследований, при высокоскоростном ударе капель наблюдается особенно сложная картина распространения ударных волн в жидкости и деформируемой среде [12].

Поскольку масштабы рассматриваемых явлений сопоставимы с характерным размером пузырьков в жидкости, стенку канала можно представить в виде деформируемого полупространства с присоединенным слоем жидкости (фиг. 4).

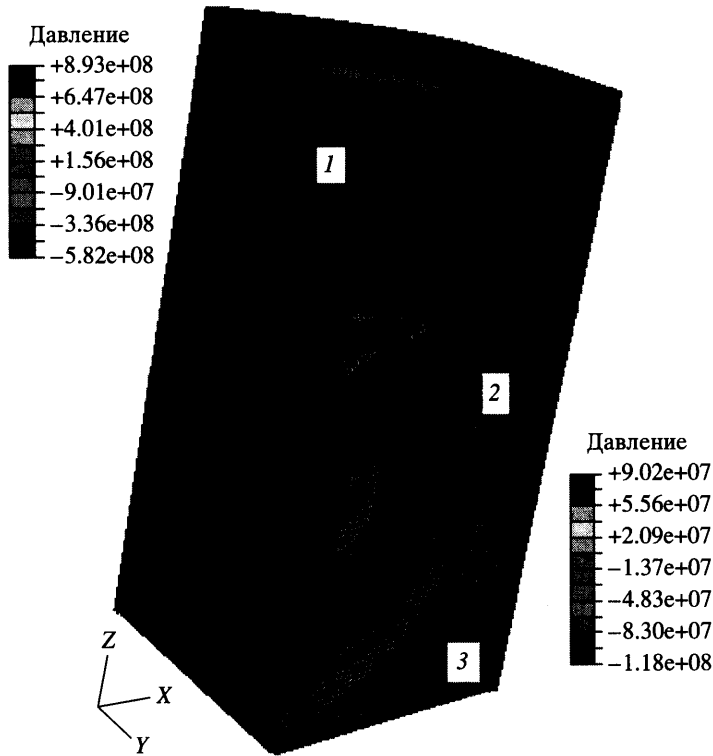
Кумулятивную струю, распространяющуюся в жидкости, будем рассматривать в форме цилиндра. Ее диаметр примем равным предельному размеру пузырька R^* в момент его разрушения. Для жидкостей с пузырьками пара этот размер обычно не превышает $0.5 \cdot 10^{-5}$ м [13]. При таких размерах пузырьков дальнейшее уменьшение объема дисперсной фазы практически не влияет на волновые процессы в двухфазной среде.

Расчетный случай 1. Кумулятивная струя, образовавшаяся в момент разрушения пузырька ударной волной, сталкивается с деформируемой стенкой канала, расположенной от его поверхности на расстоянии $r = 4R^*$. Начальную скорость струи принимаем равной скорости обжатия пузырька – 10^3 м/с [6].

Характер распределения давления в струе для момента времени $t = 8.2 \cdot 10^{-8}$ с от начала соударения с деформируемой поверхностью и относительной скорости движения жидкости в струе для различных моментов времени показаны соответственно на фиг. 4 и 5, а.

Максимальная скорость соударения струи с поверхностью оболочки составляет порядка 750 м/с. При этом происходит интенсивное растекание струи вдоль поверхности со скоростью, превышающей скорость соударения более чем в 3 раза, фиг. 5, б.

Полученные результаты согласуются с решением одномерной задачи [6]. Принципиальные отличия связаны с появлением разрежения в пристеночном слое жидкости в зо-



Фиг. 4. Расчетная схема и изобары давления в жидкости и стенке канала для $t = 8.2 \cdot 10^{-8}$ с от начала соударения: 1 – струя, 2 – присоединенный слой жидкости, 3 – стенка канала

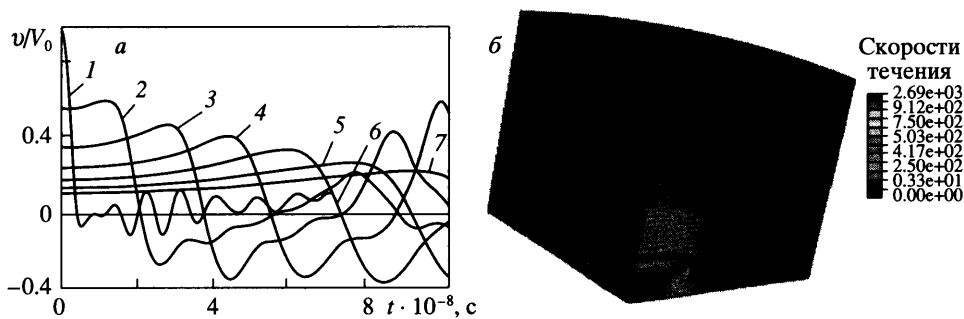
не контактного разрыва и образованием возвратного течения, передающего возмущения вверх по струе. Происходит заметное выравнивание давления в струе за счет окружающего ее спутного движения жидкости.

Возникающее в зоне контакта импульсное давление меняется от разрежения с максимальной амплитудой, отнесенной к давлению на фронте ударной волны в жидкости, $P^* = 36$ или 1100 МПа в момент времени $t_1 = 1.2 \cdot 10^{-8}$ с до сжатия с максимальной амплитудой $P^* = 26$ или 780 МПа при $t_3 = 3 \cdot 10^{-8}$ с (фиг. 6).

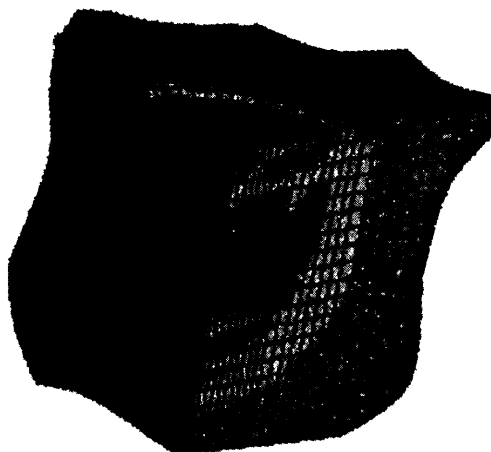
Максимальное перемещение стенки канала в направлении воздействия составляет почти $7.0 \cdot 10^{-5}$ м. К моменту времени $t = 8.8 \cdot 10^{-8}$ с образуется воронка глубиной $\delta = 1.14 \cdot 10^{-5}$ м, фиг. 6. Максимальный уровень деформаций в зоне течения деформируемой среды составляет более 10% и возникает по границе площадки приложения воздействия. С учетом адиабатического нагрева материала вследствие теплового удара эти деформации превышают 30% (фиг. 7, а).

При этом большая часть обожатого материала оболочки как двухфазной пористой среды становится сплошной, фиг. 7, б.

Расчетный случай 2. При разрушении пузырька на стенке канала без образования струи воздействие определяется локальным импульсом давления на фронте ударной волны и тепловым ударом. Возникающее пиковое значение давления в зоне контакта на порядок превышает давление на фронте ударной волны и составляет более 300 МПа, как это и следует из фиг. 3.



Фиг. 5. Изменения во времени скорости движения жидкости в струе (а): 1–7 – $1 \cdot 10^{-8}$; $2 \cdot 10^{-8}$; $3 \cdot 10^{-8}$; $5 \cdot 10^{-8}$; $7 \cdot 10^{-8}$; $8 \cdot 10^{-8}$; $9 \cdot 10^{-8}$ с и распределение скоростей жидкости в струе для момента времени $t = 4.4 \cdot 10^{-8}$ с (б)

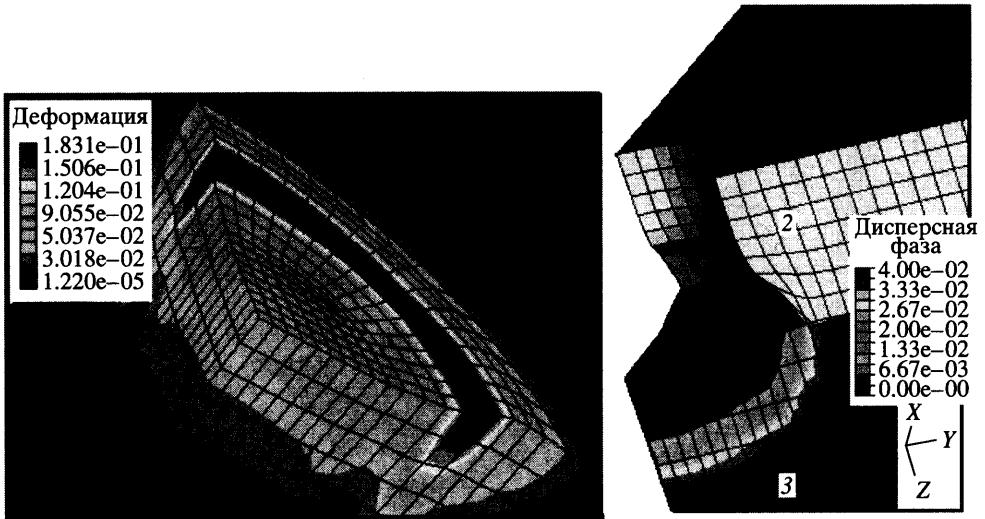


Фиг. 6. Геометрия поверхности в зоне контакта для $t = 4.4 \cdot 10^{-8}$ с от начала соударения

Данный случай нагружения менее интенсивный, чем предыдущий. При отсутствии импульсного нагрева поверхности указанное давление не оказывает заметного влияния на поведение деформируемой среды. Изменение ее свойств вследствие локального адиабатического нагрева приводит к пластическому течению и увеличению объема дисперсной фазы – пор или поврежденности. Максимальное перемещение стенки канала в направлении воздействия, которое составляет $\delta = 3.3 \cdot 10^{-7}$ м, и ее деформации происходят в момент времени $t = 2.8 \cdot 10^{-8}$ с в центре пятна контакта.

Таким образом, только при сочетании гидроударного и теплового воздействий происходят нелинейное деформирование и разрушение стенок канала. Образование интенсивных сдвиговых течений жидкости на поверхности деформируемой среды приводит к вымыванию с поверхности частичек разрушенного материала и появлению эрозионных канавок.

Заключение. Локальные давления, возникающие в кавитирующей жидкости в момент разрушения парогазовых пузырьков, более чем на порядок превышают давление на фронте распространяющейся в ней ударной волны. Соответствующая этому моменту температура парогазовой смеси внутри пузырьков может достигать 1200°C .



Фиг. 7. Формирование зон пластического течения и дисперсной фазы в стенке канала: уровни интенсивностей деформаций (а) и повреждений (б) в момент времени $t = 12 \cdot 10^{-8}$ с от начала соударения

Разрушение пузырьков вблизи деформируемой стенки связано с образованием кумулятивной струи со скоростью движения частиц жидкости более 10^3 м/с и теплового удара. Скорость сдвигового течения жидкости вдоль поверхности деформируемой среды, образующегося при растекании струи, может в 3 и более раз превышать скорость движения струи.

Интенсивное воздействие на поверхность деформируемой среды, приводящее к ее нелинейному деформированию и разрушению, оказывают только те пузырьки, которые находятся в непосредственной близости от нее.

Происходящие при этом нелинейные процессы течения повреждаемой среды локализованы в объеме, соизмеримом с характерным размером кавитационного пузырька, и протекают в микросекундном диапазоне времени.

Процессы пластического течения и разрушения деформируемой среды в кавитирующей жидкости необходимо рассматривать с учетом высокоскоростного взаимодействия возникающих локальных сдвиговых течений жидкости с дефектами на поверхности среды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Stewart H.B., Wendroff B.* Two-phase flows: Models and methods // *J. Comput. Phys.* 1984. V. 56. № 3. P. 363–409.
2. *Петушков В.А.* Межфазовые взаимодействия в парожидкостной среде в переходных режимах течения // *Изв. РАН. МЖГ.* 2005. № 3. С. 88–102.
3. *Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Шрейбер И.Р.* Волновая динамика газо- и паросодержащих сред. М.: Энергоатомиздат, 1990. 248 с.
4. *Петушков В.А., Мельситов А.Н.* Взаимодействие деформируемых сред с двухфазной газожидкостной средой при высокоскоростном ударном нагружении // *Мат. моделирование.* 1998. Т. 10. № 11. С. 3–18.
5. *Петушков В.А., Мельситов А.Н.* Об импульсной динамике повреждаемых оболочек, взаимодействующих с двухфазной жидкостью // *ПМТФ.* 2006. № 1. С. 139–152.

6. Мельситов А.Н., Петушков В.А. Локальные волновые процессы в жидкости, вызванные предельными переходами изолированного пузырька пара // Мат. моделирование. 2003. Т. 15. № 11. С. 51–68.
7. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
8. Seamen L., Curran D.R., Shockey D.A. Computational models for ductile and brittle fracture // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. № 11. P. 4814–4826.
9. Arnold S.M., Saleeb A.F. On the thermodynamic framework of generalized coupled thermoelastic-viscoplastic damage modeling // Intern. J. Plasticity. 1994. V. 10. P. 263–278.
10. Dornowski W., Perzyna P. Constitutive modeling of inelastic solids for plastic flow processes under cyclic dynamic loadings // Trans. ASME. J. Eng. Mater. Techn. 1999. V. 121. № 2. P. 210–220.
11. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1966. 686 с.
12. Петушков В.А., Фролов К.В. Динамика гидроупругих систем при импульсном возбуждении. // Динамика конструкций гидроаэроупругих систем. М.: Наука, 2002. С. 162–202.
13. Florschuetz L.W., Chao B.T. On the mechanics of vapor bubble collapse // Trans. ASME. Ser. C. 1965. № 2. P. 209–220.
14. Хиршель Э.Х., Кордулла В. Сдвиговое течение сжимаемой жидкости. Численный расчет пограничного слоя. М.: Мир, 1987. 253 с.

Москва

Поступила в редакцию
26.IX.2006