

УДК 532.528:536.2

© 1995 г. С. А. ОЧЕРЕТЯНЫЙ, В. В. ПРОКОФЬЕВ

ИНИЦИИРОВАНИЕ КАВИТАЦИИ ПУТЕМ ПОДДУВА ГОРЯЧЕГО ПАРА В СТРУЮ ХОЛОДНОЙ ЖИДКОСТИ

Рассматривается задача о динамике парового пузыря, заполненного горячим паром, в неравномерном поле течения плоской струи холодной жидкости. Исследуется движение пузыря вдоль оси симметрии с учетом неравновесной конденсации и теплопроводности пара и жидкости. Проведена оценка области параметров струи и пара, для которых имеет место режим динамической инициации кавитационных пузырей.

Методы искусственного создания кавитации в струе при истечении жидкости из сопла (кавитирующая струя) основаны на идее создания в потоке области пониженного давления. Например, в [1] предлагается закручивать струю или получать кавитацию за телом, установленным в центре сопла. В Институте механики МГУ предложена другая схема создания кавитации — поддув горячего пара в область повышенного давления на выходе из сопла или в каверну. Задача заключается в определении параметров пара и струи, при которых пузырьки не будут быстро конденсироваться в холодной воде, а станут расти так, что на некотором расстоянии от сопла струя будет содержать пузыри с давлением, много меньшим давления в окружающем пространстве. Численно исследована динамика парового конденсирующегося пузыря в неоднородном поле течения струи. Тепловая задача для пузырей решена в рамках гомобарической модели [2] в приближении сферической симметрии с учетом неравновесной конденсации.

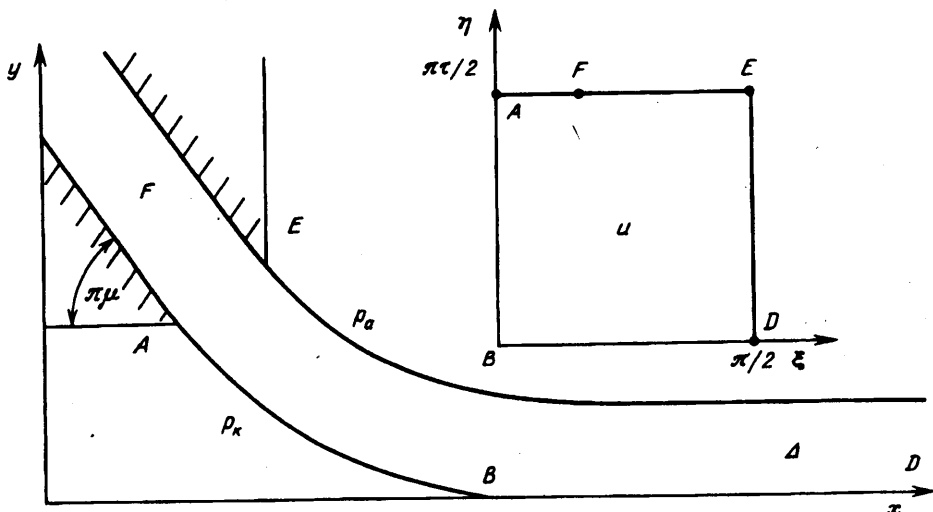
1. Поле течения струи. Течение жидкости рассмотрим в плоской постановке. Пусть две симметричные струи истекают из каналов, расположенных под углом μ к плоскости симметрии (см. фиг. 1), и плавно смыкаются, образуя каверну с давлением p_k , большим давления в окружающем пространстве p_a . Размеры каверны являются функциями числа кавитации $\sigma = (p_a - p_k)/(p_0 - p_a)$ (p_0 — полное давление в струе), линейного масштаба (за который примем половину ширины свободной струи Δ) и угла μ .

Пусть в хвостовой части каверны происходит образование паровых пузырей. Будем считать, что начальное давление пара в пузыре равно p_k . Начальная температура пара T_v больше или равна температуры насыщения $T_s(p_k)$. Начальный радиус пузыря зададим. Температура жидкости T_0 вдали от пузырька постоянна. Для плоского стационарного течения идеальной несжимаемой жидкости фиг. 1 решение имеет вид [3]

$$\frac{dw}{du} = N \frac{\vartheta_1(u) \vartheta_3(u) \vartheta_4(u)}{\vartheta_2(u) \vartheta_4(u-b) \vartheta_4(u+b)}$$

$$\frac{dw}{dz} = v_0^{-2u/\pi}, \quad \tau = -i\pi\mu/\ln(v_0) \quad (1.1)$$

где комплексное переменное $u = \xi + i\eta$ меняется внутри характеристического прямоугольника со сторонами $\pi/2, \pi|t|/2$, v_0 — отношение модулей скоростей



Фиг. 1

на границах каверны и струи: $v_0 = \sqrt{1 + \sigma}$, N — масштабная константа, бесконечно удаленная точка F имеет координату $\pi|\tau|/2 + b$, где b — параметр, определяющий положение внешней кромки сопла (Т. Е), $\vartheta_\lambda(u)$ — зэта-функции (см. [3]), которые можно представить быстро сходящимися степенными рядами по параметру $q = \exp(\lambda i\tau)$. При $\sigma \rightarrow 0$ ($|\tau| \rightarrow \infty$) вместо точного выражения (1.1) в области, примыкающей к хвостовой точке каверны, можно пользоваться асимптотическим представлением [4]

$$\frac{dw}{du} = N \operatorname{tg}(u), \quad \frac{dw}{dz} = v_0^{-2u/\pi} \quad (1.2)$$

Расчеты показывают [4], что соотношением (1.2) при $\mu = 1/2$ можно пользоваться уже при $|\sigma| \leq 0,2$. В дальнейшем будем рассматривать только пузыри, движущиеся вдоль оси симметрии, $u = \xi$, $0 \leq \xi < \pi/2$. Отметим, что в точке $\xi = 0$ градиент давления обращается в бесконечность.

2. Исследование порядков параметров. Для успешной работы рассматриваемой схемы, требуется, чтобы тепловые и гидродинамические характеристики обеспечивали режим роста пузыря горячего пара в холодной жидкости. Введем характерные времена процессов управляющих динамикой пузыря. Характерное время конденсации пузыря радиуса a_0 (при постоянном давлении в системе)

$$\tau_c = \left[\frac{\rho_v L a_0}{\Delta T (\rho_l c_l \lambda_l)^{1/2}} \right]^2, \quad \Delta T = T_s(p_k) - T_0 \quad (2.1)$$

Здесь ρ_v , ρ_l — плотности пара и жидкости, L , c_l , λ_l — удельная теплота конденсации, удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности жидкости.

Характерное время эволюции пузыря за счет перепада давлений ΔP τ_r (рэлеевское время) и характерное время изменения внешнего давления от p_k до p_a при движении пузыря в струе τ_j будут

$$\tau_r = a_0 \sqrt{\frac{\rho_l}{\Delta p}}, \quad \Delta p = p_k - p_a, \quad \tau_j = \frac{\Delta}{V_j} = \Delta \left(\frac{\rho_l}{2(p_0 - p_\infty)} \right)^{1/2} \quad (2.2)$$

Пусть пузырь быстро проходит зону больших градиентов давления $\tau_i \ll \tau_v$, тогда при $\tau_i \ll \tau_v$ будет происходить рост пузыря за счет начального перепада давления (охлаждение пара за счет увеличения объема), а затем его коллапс. В случае $\tau_i \gg \tau_v$ давление пара быстро падает за счет конденсации до давления насыщения при температуре T_0 и затем происходит коллапс. В этом случае вся энергия нагретого пара теряется, кроме того, время жизни такого пузыря мало и пузырь сносится струей на малое расстояние. Для рассматриваемой схемы пригоден режим $\tau_i \ll \tau_v$. Например, для пузыря радиуса $a_0 = 0,5$ мм при давлении в камере $p_k = 2$ МПа, внешнем давлении $p_a = 0,1$ МПа и $T_0 = 300$ К отношение $\tau_i \tau_v \cong 100$ (при $p_k = 6$ МПа $\tau_i / \tau_v \cong 1000$). При $\tau_i \gg \tau_v$ поле течения жидкости не влияет на динамику роста пузыря, но для этого требуется, чтобы $|\sigma| \ll \ll 2(a_0 / \Delta)^2$. Если учесть, что начальный размер пузыря a_0 значительно меньше Δ , то для $\tau_i \gg \tau_v$ требуется очень большая скорость истечения струи. Такое условие выполнить трудно и в дальнейшем будем рассматривать случай $\tau_i \approx \tau_v$ (или даже $\tau_i > \tau_v$) со значительным влиянием течения в окрестности хвостовой точки на динамику движущегося вдоль оси симметрии пузыря.

3. Уравнение динамики пузыря. Будем рассматривать движение парового пузыря в поле течения жидкости, описанном в разд. 1, в сферическом приближении без учета движения пузыря относительно жидкости. Рассмотрим эволюцию пузыря, появляющегося в хвостовой точке камеры и движущегося вдоль оси симметрии. Будем считать, что местное давление в жидкости есть давление вдали от пузыря. Для описания процессов теплообмена пузырька и жидкости используем гомобарическую модель, согласно которой давление пара в пузыре полагается не зависящим от координаты r [2]. Тогда в сферических координатах для пара в пузыре ($0 \leq r \leq a$) можно написать

$$\rho_v c_v \left(\frac{\partial T_v}{\partial t} + w_v \frac{\partial T_v}{\partial r} \right) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_v r^2 \frac{\partial T_v}{\partial r} \right) + \frac{dp_v}{dt}$$

$$\frac{\partial p_v}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_v w_v r^2) = 0 \quad (3.1)$$

$$p_v = R_v \rho_v T_v$$

Уравнение притока тепла для жидкости ($r > a$) с учетом вязкой диссипации имеет вид

$$\rho_l c_l \left(\frac{\partial T_l}{\partial t} + w_l \frac{\partial T_l}{\partial r} \right) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_l r^2 \frac{\partial T_l}{\partial r} \right) + \frac{12\mu_l w_l}{r^2} \quad (3.2)$$

Здесь w — радиальная скорость, λ — коэффициент теплопроводности, c — удельная теплоемкость, p_v — давление пара, μ_l — динамический коэффициент вязкости жидкости, R_v — газовая постоянная для пара, a — радиус пузыря. Индекс v соответствует параметрам пара, а l — жидкости. Выражение для скорости пара получается путем интегрирования уравнения притока тепла (3.1) (в дивергентном виде) по радиальной координате от 0 до r

$$r = 0, w_v = 0, \quad \partial T_v / \partial r = 0 \quad (3.3)$$

$$w(r, t) = \frac{\gamma - 1}{\gamma P_v} \lambda_v \frac{\partial T_v}{\partial r} - \frac{r}{3\gamma P_v} \frac{dp_v}{dt}$$

где γ — показатель адиабаты Пуассона для пара.

Для сферически-симметричного течения несжимаемой жидкости можно написать: $w_l = w_{la} a^2/r^2$, w_{la} — скорость жидкости при $r = a$. Для замыкания системы уравнений используем уравнение для массы пара в пузырьре

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi a^2 \xi_v$$

Здесь ξ_v — поток массы конденсирующегося пара на единицу поверхности пузыря. В стадии роста пузыря для случая тонкого температурного слоя δ с точностью до δ^2 масса M определяется массой ядра пузыря, температура которого однородна, т. е. можно положить $M \cong 4/3\pi a^3 \rho_v(p_v)$, где $\rho_v(p_v)$ находится из уравнения (3.1) при $\partial T/\partial r = 0$. Окончательно имеем

$$\frac{a}{3} \frac{d\rho_v}{dt} + \rho_v \frac{da}{dt} = \xi_v \quad (3.4)$$

Точность этого приближения можно оценить путем сравнения двух величин

$$M_1 = 4\pi \int_0^i a^2 \xi_v dt \quad \text{и} \quad M_2 = \frac{4\pi \rho_v}{R_v} \int_0^a \frac{r^2}{T_v} dr \quad (3.5)$$

Для системы уравнений (3.1)–(3.2) при $r = 0$ должны выполняться условия симметрии, а на границе раздела ($r = a$)

$$-\xi_v = \rho_l (w_{la} - a) = \rho_v (w_{va} - a)$$

$$p_{la} = p_v - \frac{2\sigma}{a} - \frac{4\mu_l w_{la}}{a} \quad (3.6)$$

$$\lambda_l \left(\frac{\partial T_l}{\partial r} \right)_{r=a} - \lambda_v \left(\frac{\partial T_v}{\partial r} \right)_{r=a} = \xi_v L$$

где L — удельная теплота конденсации.

Для радиальных движений пузыря можно написать

$$a \frac{dw_{la}}{dt} + \frac{3}{2} w_{la}^2 = \frac{p_{la} - p_\infty}{\rho_l} \quad (3.7)$$

Для давления в жидкости p_∞ на основании (1.1) вдоль оси симметрии ($u = \xi$) имеем

$$p_\infty = p_k + (p_0 - p_a) v_0 (1 - v_0^{-4\xi/\pi}) \quad (3.8)$$

Для параметрической координаты ξ справедливо уравнение

$$\frac{d\xi}{dt} = (V_\infty V_0^{-2\xi/\pi}) / \left(\frac{dx}{d\xi} \right) \quad (3.9)$$

Выражение для $dx/d\xi$ (как функции от ξ) может быть получено на основании (1.1), полагая $z = x$ и $u = \xi$. При $\sigma \rightarrow 0$ ($v_0 \rightarrow 1$) получается следующее асимптотическое выражение (подробности см. в [4]):

$$p_\infty = p_k + \frac{2}{\pi} (p_a - p_k) \arccos \left(\exp \left(-\frac{\pi x}{2 \Delta} \right) \right) \quad (3.10)$$

В (3.10) начало координат $x=0$ помещено в хвостовую точку каверны. Наконец, для определения интенсивности переноса массы через межфазную границу используется формула Герца — Кнудсена — Ленгмюра [2]

$$\xi_v = K \frac{T_{ia} - T_s(P_v)}{T_s(P_v)}, \quad K = \frac{0,4\beta \sqrt{\gamma} L \rho_v}{c_v} \quad (3.11)$$

коэффициент аккомодации β для воды по различным данным [2] находится в пределах $[0,04-1]$. Основные расчеты проведены с использованием описанной выше модели. В ряде расчетов использовалась упрощенная постановка, предполагающая однородное равновесное состояние пара в пузыре. ($T_v = T_{ia} = T_s(P_v)$). Эта постановка оправдана по двум причинам: во-первых, на процесс массообмена и, следовательно, на динамику пузыря в основном влияет тепловой поток, связанный с жидкой фазой, а во-вторых, в условиях искусственного создания начального пузыря путем поддува происходит перемешивание пара. Однородное состояние пузыря соответствует случаю идеального перемешивания. В этом случае достаточно решить только внешнюю тепловую задачу (3.2), а интенсивность конденсации определяется на основании (3.6), т. е.

$$\xi_v = \frac{\lambda_l}{L} \left(\frac{\partial T_l}{\partial r} \right)_{r=a}$$

Для замыкания системы используются уравнение совершенного газа и уравнение Клапейрона — Клаузиуса (при $\rho_l \gg \rho_v$)

$$\frac{dT_s}{dp_v} \cong \frac{T_s(p_v)}{\rho_v L} \quad (3.12)$$

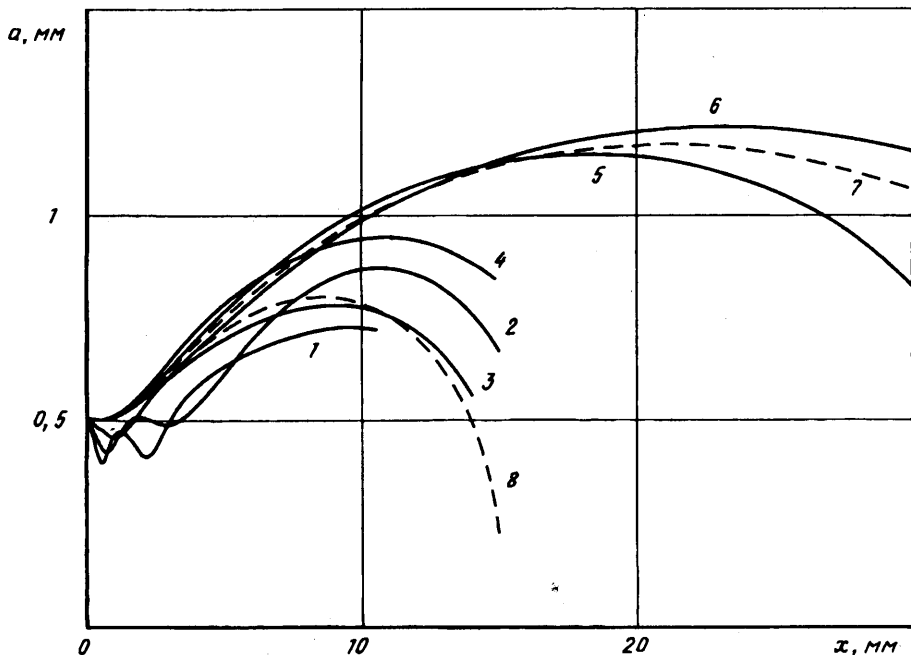
Для сравнения в случае однородного равновесного пузыря были проведены расчеты в приближении, не учитывающем конвективные члены в уравнении тепломассообмена и различные скорости границы пузыря \dot{a} и жидкости w_a . Тогда для интенсивности массообмена имеем [2]

$$\xi_v = \frac{\lambda_l}{L} \left[\frac{T_a(0) - T_0}{\sqrt{\pi \nu_T t}} + \frac{T_a - T_0}{a} + \frac{1}{\sqrt{\pi \nu_T}} \int_0^t \frac{dT_a}{d\tau} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \right] \quad (3.13)$$

Здесь ν_l — коэффициент температуропроводности жидкости, $T_a(t) = T_s(P_v)$, третий член в скобках описывает «историю» процесса.

С целью фиксирования границы пузыря вместо пространственной переменной r вводилась безразмерная координата $\eta = r/a$. Для решения уравнений в частных производных (3.1) — (3.2) применяется неявная численная схема Кранка — Николсона [5], имеющая второй порядок точности (Δt^2 , $\Delta \eta^2$) по времени и координате. При малых t вместо η использовалась растягивающая температурный слой координата $(\eta - 1)/\sqrt{\nu_T t}$. После достижения $\sqrt{\nu_T t}$ определенной величины вычисления проводились по основной схеме Кранка — Николсона. При численной аппроксимации граничных условий (3.6) при $\eta = 1$ использовалось трехточечное представление производных $\partial T/\partial \eta$ (с фиктивными точками), что позволяло сохранять второй порядок точности аппроксимации. Для решения системы алгебраических уравнений использовалась прогонка, которая в случае решения полной системы уравнений имела некоторое отклонение от стандартной трехленточной прогонки из-за краевого условия при $\nu = 1$. Условие $T_l \rightarrow T_0$ при $\eta \rightarrow \infty$ выполнялось при $\eta = \eta_b > 1$. Проверка точности проводилась по критерию $|\partial T/\partial \nu|_{\eta_b} < \varepsilon$, где $\varepsilon \sim 10^{-4}$.

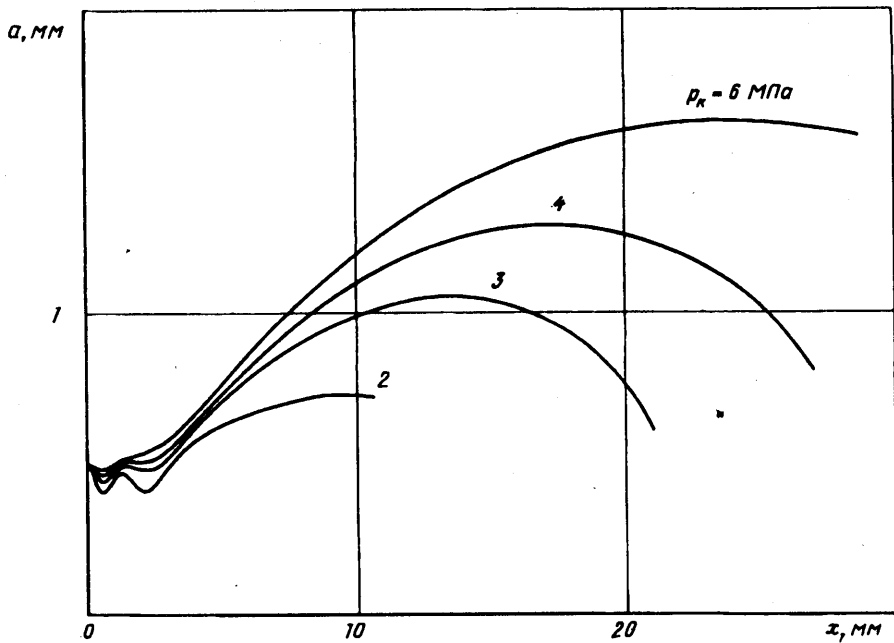
4. Результаты расчетов. Основной вариант расчетов соответствует значениям параметров: $a_0 = 0,5$ мм, $p_k = 2$ МПа, $p_a = 0,1$ МПа, $T_v^0 = T_s(p_k)$, $T_0 = 300$ К, $\mu = 1/2$, $b = \pi/2$, $\Delta = 2$ мм. Далее будем указывать только изменения параметров



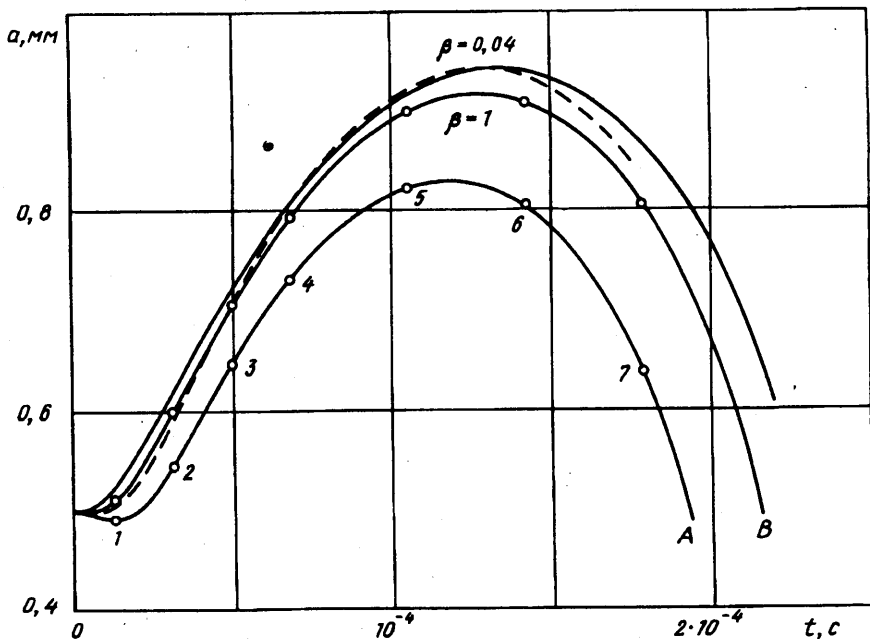
Фиг. 2

или дополнительную информацию. Сначала рассмотрим случай, когда температура пара в пузырье однородна и равна температуре насыщения при давлении p_v . На фиг. 2 (кривые 1—6) показана зависимость $a(x)$ соответственно для чисел кавитации $\sigma = -0,91; -0,86; -0,75; -0,5; -0,19; -0,125$ ($P_0 = 2,1; 2,33; 2,63; 3,9; 10,1; 15,3$ МПа). Отношение характерных времен $\tau_c/\tau_i \approx 100$, а τ_i/τ_c соответственно равно 3,8; 3,7; 3,4; 2,8; 1,7; 1,4. При числах кавитации $|\sigma| < 0,5$ ($\tau_c/\tau_i < 3$) пузырь качественно ведет себя как при мгновенном падении давления (однако максимальный размер a_m при этом заметно уменьшается с увеличением $|\sigma|$). При дальнейшем увеличении $|\sigma|$ появляется колебательный режим роста пузыря — радиус a и давление p_v сначала осциллируют, а затем, попадая в область пониженного давления (p_a), пузырь интенсивно растет. В колебательном режиме имеется максимум наибольшего размера a_m в зависимости от числа кавитации σ . На фиг. 2 наиболее крупные пузыри в этом режиме получаются при $\sigma = -0,86$. При этом пик максимума очень тонок, что свидетельствует о его резонансной природе.

Оценить эффективность работы схемы инициирования кавитации можно по величине максимального объема пузыря, так как при одинаковых условиях коллапса пузырей энергия коллапса определяется объемом коллапсирующего пузыря. Введем две характеристики: $K_0(a_m/a_0)^3$ — отношение максимального объема пузыря в рассматриваемом процессе к начальному и $K_a = (a_m/a_{ma})^3$ — отношение к максимально возможному объему пузыря при отсутствии конденсации и тепломассообмена (т. е. к объему адиабатического пузыря). Коэффициент K_a характеризует величину тепловых потерь. В рассматриваемом примере при мгновенном падении внешнего давления ($\sigma = 0$) $K_0 = 20,0$; $K_a = 0,41$. При указанных выше числах кавитации коэффициенты K_0 и K_a соответственно равны: $K_0 = 3,22; 5,3; 3,8; 6,84; 12,2; 14,4$; $K_a = 0,17; 0,27; 0,19; 0,30; 0,36; 0,37$. Отсюда следует, что для высокой эффективности работы схемы (пусть для определенности $K_0 \geq 10$) требуется, чтобы давление напора превышало 8 МПа, при этом пузыри



Фиг. 3



Фиг. 4

с начальным размером 0,5 мм сносятся струей на расстоянии более 10Δ . С ростом давления p_k пузырь растет более интенсивно.

На фиг. 3 приведены зависимости $a(x)$ ($a_0 = 0,5$ мм) для одинаковых чисел кавитации ($\sigma = -0,91$) при $p_k = 2; 3; 4; 6$ МПа ($p_0 \approx 2,2; 3,3; 4,4; 6,6$ МПа). С ростом p_k колебательный режим роста пузыря сменяется монотонным. Эффективность генерации пузырей с ростом p_k сильно возрастает, коэффициент K_0

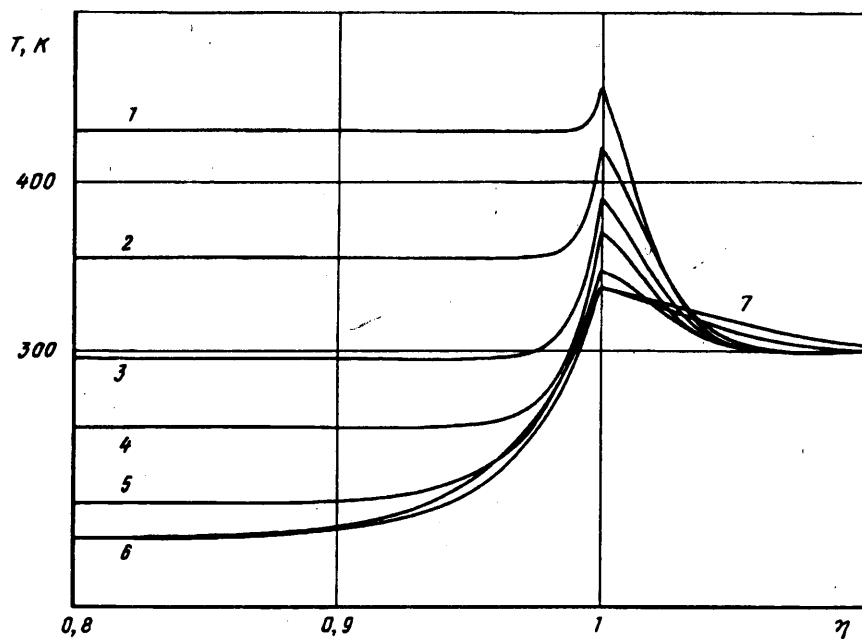
соответственно равен 3,2; 9,3; 17,1; 34,8. При давлении пара 3 МПа и давлении напора струи всего 3,3 МПа объем парового пузыря увеличивается на порядок. С уменьшением размеров пузырей эффективность K_0 заметно уменьшается. При $a_0 = 0,5$ мм; 0,3 мм; 0,25 мм; $p_k = 2$ МПа и $\sigma = -0,125 K_0$ соответственно равно 14,4; 7,5; 4,6. На фиг. 2 приведено сравнение результатов расчетов в случае однородного равновесного пузыря для $\sigma = -0,125$ и $-0,5$ при точном и приближенном (кривые 7 и 8) решении внешней тепловой задачи (штрихи — расчет с использованием (3.13)). В случае $\sigma = -0,125$ погрешность определения a_m в приближении, использующем формулу (3.13), составляет 4,5%, при $\sigma = -0,5$ погрешность увеличивается и составляет 15,5%.

На фиг. 4 приведены результаты расчетов с учетом тепловых процессов внутри пузыря и неравновесной конденсации (полная модель) для коэффициентов аккомодации $\beta = 1$ и 0,04 при $\sigma = -0,5$. Начальное состояние пузыря равновесное. Кривые близки к однородному пузырю (штрихи), что свидетельствует о малом влиянии тепловых процессов в пузыре на теплообмен. Различие в определении максимальных размеров пузырей при разных β составляет 2,7%. Точность вычислений a_m , оцененная по расхождению масс M_1 и M_2 , составляет ~1%. На фиг. 4 также приведена зависимость $a(t)$ для случая перегретого по отношению к $T_s(p_k)$ в начальный момент пара (коэффициент аккомодации $\beta = 1$).

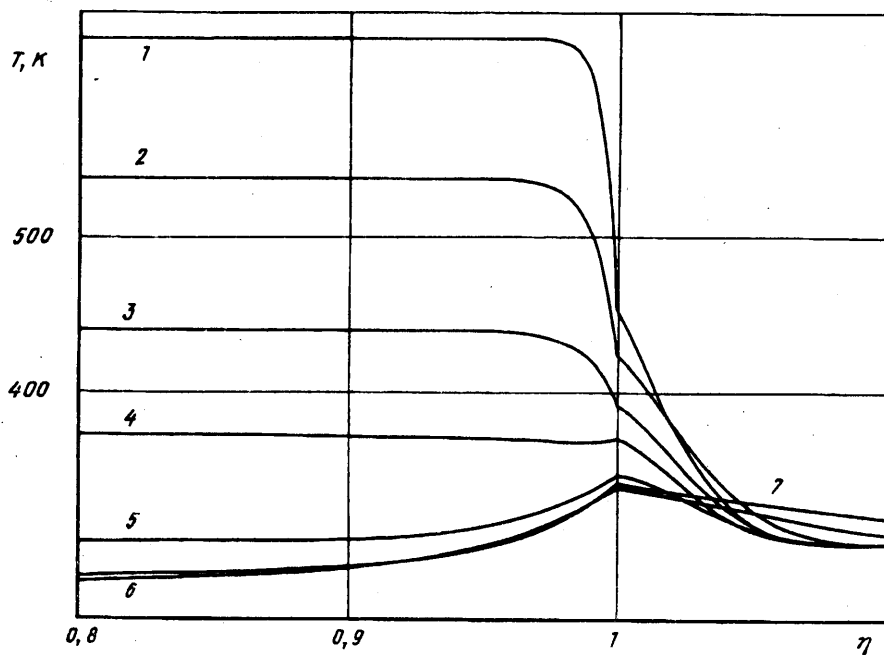
Кривые, соответствующие начальному перегреву 200 и 0 К, обозначены на фиг. 4 буквами А и В. Максимальный радиус для перегретого пара меньше, чем в случае насыщенного пара в начальном состоянии. На фиг. 5 и 6 представлены графики распределения температуры пузыря в окрестности границы пар — жидкость для перегрева 0 и 200 К. Безразмерная координата $\eta = r/a$, масштаб η в жидкой фазе ($\eta > 1$) увеличен в $(\nu_v/\nu_l)^{1/2}_{t=0}$ раз (~4) (ν_v — коэффициент теплопроводности пара). На фиг. 4 моменты времени, соответствующие построенным на фиг. 5, 6 распределениям температур, отмечены на кривых В и А и соответствующим образом пронумерованы.

Температура внутри пузыря падает быстрее, чем температура на границе (близкая к температуре насыщения $T_s(p_k)$). При наличии перегрева температура пара внутри пузыря сначала выше, чем на стенке, и поток тепла от паровой фазы к стенке препятствует конденсации. Далее температура ядра становится ниже температуры стенки и при достижении максимального размера становится даже ниже температуры в жидкости. Так, при начальном перегреве 0, 200 К минимальная температура ядра равна 189, 274 К (температура жидкости 300 К) при начальной температуре пара в пузыре 484, 684 К соответственно. Таким образом, в последней стадии роста пузыря (при $a = a_m$) самая высокая температура получается на границе раздела ($T_a \approx T_s(p_k)$) и тепло, выделившееся в результате конденсации пара, отводится от стенки как в жидкость, так и в пар. В соответствии с (3.6) производная $\partial T/\partial r$ терпит разрыв при $r = a$ ($\eta = 1$). С ростом перегрева интенсивность конденсации падает. При перегреве 200 К потеря массы пузыря при $a = a_m$ составляет 0,69 от потери неперегретого пузыря того же начального размера ($a_0 = 0,5$ мм). Уменьшение же a_m с ростом перегрева связано с увеличением относительной потери массы пузыря (без перегрева масса пузыря при $a = a_m$ составляет 0,23 от начальной, а при перегреве 200 К — 0,18) и, следовательно, с относительно большим расширением адиабатического ядра пузыря. Если бы процесс проходил адиабатически, перегрев не влиял бы на процесс эволюции пузыря, так как давление в пузыре определялось бы только начальным давлением и текущим объемом пузыря.

5. Обсуждение результатов. Исследования показали, что предложенная схема искусственного создания кавитации в струе может быть реализована при весьма умеренных давлениях напора струи p_0 . Установлена возможность создания режима относительно медленной конденсации пара в пузыре по сравнению с процессом инерционного роста и скоростью изменения внешнего для пузыря давления. Для струи полушириной $\Delta = 2$ мм и паровых пузырей с начальным радиусом порядка



Фиг. 5



Фиг. 6

нескольких десятых миллиметра можно обеспечить достаточно высокую эффективность инициирования кавитации в струе ($K_0 \geq 10$) при умеренных давлениях напора ($p_0 \geq 3,3$ МПа). В расчетных примерах максимальный размер пузырей начального радиуса $a_0 = 0,3-0,5$ мм сравним с шириной струи. С учетом конечности струи рост пузырей будет еще интенсивнее и начальный радиус пузырей

может быть еще уменьшен. Таким образом, сохраняется общий вывод о возможности реализации схемы при давлениях напора струи, существенно меньших параметров обычных струйных установок.

С ростом давления p_k (и p_0) начальный радиус пузырей может быть существенно уменьшен. Расчеты показали, что при достижении максимального размера давление внутри пузыря понижено по сравнению с окружающим ($< 0,01$ МПа) и в ядре пузыря реализуются очень низкие температуры. Пар здесь находится в переохлажденном состоянии и возможна его конденсация внутри пузыря в виде тумана. Этот эффект приводит к увеличению минимальной температуры пара (подогрев за счет конденсации), но не сказывается значительно на величине a_m .

Оценки [4] показали, что, проходя область больших градиентов давления, пузырь, движущийся вдоль оси симметрии, смещается относительно жидкости всего на 10% своего начального радиуса. Так как наибольший вклад в динамику парового пузыря дает начальная фаза (пузырь в начальный момент не имеет движения относительно жидкости), то оценивать эффект инициирования кавитации можно без учета движения пузыря относительно жидкости. Для пузырей, появляющихся на границе каверны выше хвостовой точки (градиент давления приводит к смещению пузырей поперек линий тока жидкости), скольжение может быть существенным. Однако в данном рассмотрении можно вообще заменить каверну твердой стенкой и считать, что паровые пузыри внедряются в жидкость через сопло в хвостовой части центрального тела, имитирующего каверну.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Conn A. F., Mehta G. D., Sundaram T. R.* Cavitating water jets//Cavitation and Polyphase Flow Forum, New Orleans, Louisiana. N. Y.: ASME, 1976. P. 12—15.
2. *Нигматулин Р. И.* Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
3. *Гуревич М. И.* Теория струй идеальной жидкости. М.: Наука, 1979. 536 с.
4. *Очеретяный С. А., Прокофьев В. В.* Инициация кавитации путем инъекции пузырей горячего пара в струю холодной жидкости//Отчет НИИ механ. МГУ. 1994. № 4317. 42 с.
5. *Флетчер К.* Вычислительные методы в динамике жидкостей. Т. 1. М.: Мир, 1991. 502 с.

Москва

Поступила в редакцию
21.IV.1994