УДК 534.30

В.Р. КУЛІНЧЕНКО, д-р техн. наук

Національний університет харчових тенхнологій

О.П. ЛОМЕЙКО, канд. техн. наук

Таврійський державний агротехнологічний університет

ДІЯ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПОЛЯ НА ГЕНЕРАЦІЮ ПАРОВОЇ ФАЗИ

Наводиться динаміка росту парової бульбашки в ультразвуковому полі малої амплітуди. Доказано, що ріст бульбашки супроводжується в основному поглинанням механічної енергії ультразвуку внаслідок випаровування і конденсації рідини на границі бульбашки. Отримано вираз для швидкості зміни радіуса бульбашки в ультразвуковому полі, показано, що ця швидкість не залежить від радіуса. Наведені числові оцінки росту парових бульбашок у воді і рідкому водню.

Ключові слова: *бульбашка, випаровування, конденсація, хвильове число, ультразвук, звуковий тиск, радіальна швидкість.*

Парова бульбашка існує в рідині у квазістаціонарному стані тільки при температурі пари, рівній температурі кипіння рідини за даного тиску. При температурі рідини нижче температури кипіння пара буде конденсуватися внаслідок втрати тепла шляхом теплопровідності і бульбашка захлопується. Якщо поповнювати цю втрату тепла, підтримуючи температуру пари на точці кипіння, то бульбашка зможе зберігати свій розмір, залишаючись теплішою за рідину (перетиск бульбашки), або навіть зростати. Таке поповнення можливе за опромінювання бульбашки ультразвуком, внаслідок поглинання енергії ультразвуку в результаті випаровування і конденсації рідини на межі бульбашки і внаслідок спрямованої теплопередачі з рідини і протифазне підвищення температури пари (під час стискання бульбашки) і збільшення поверхні, крізь яку здійснюється теплообмін. Крім цього, внаслідок не лінійності рівняння фазової рівноваги зменшується середня точка кипіння рідини, що теж сприяє збереженню розмірів чи росту бульбашки.

В останній час збільшилася кількість наукових праць присвячених росту парових бульбашок в ультразвуковому полі. Але ці роботи або обмежені аналізом тільки окремих ефектів, що приводять до росту, або помилкові. Так в роботі [1] розглядається ефект поглинання енергії звуку внаслідок випаровування і конденсації рідини у припущенні квазіадиабатного пульсування бульбашки. У [2] розглядається ефект випрямленої теплопередачі і зроблений помилковий висновок, що інших ефектів, які ведуть до росту бульбашки, немає. У [3] під час дослідження ролі випрямленої теплопередачі і не лінійності кривої фазової рівноваги допущені суттєві помилки при обчисленні. Наприклад, розраховуючи потік теплоти в бульбашку градієнт температури на межі бульбашки вважався пропорційним хвильовому числу теплової хвилі не тільки для змінної, але і для постійної компоненти поля температур. Внаслідок цього зроблений висновок про припинення росту бульбашки задовго до досягнення ним резонансних розмірів. Цей висновок входить у протиріччя наступним енергетичним міркуванням. Пульсування бульбашки під дією змінного тиску відбувається в супроводі поглинання механічної енергії [1] і випрямленої теплопередачі з середовища до бульбашки [2]. Ця енергія може йти тільки на випаровування рідини, і, як наслідок, бульбашка повинна продовжувати своє зростання. За відсутності такого росту енергія накопичувалась би в бульбашці, не змінюючи її стану, що неможливо (як показано нижче, бульбашка повинна рости до досягнення нею резонансних розмірів). У роботах [4, 5] наводяться результати числового розрахунку, які призводять до такого ж висновку про припинення росту бульбашки, що і в роботі [3].

Таким чином, питання про поведінку бульбашки в ультразвуковому полі неможна вважати виясненою. Немає правильного розрахунку всіх досліджуваних ефектів, що ведуть до росту бульбашки і немає порівняння відносної ролі окремих ефектів.

У зв’язку з цим виникає необхідність знову розглянути поведінку парової бульбашки в ультразвуковому полі, одночасно враховуючи усі суттєві фактори і виконуючи кількісні оцінки і порівняння. Нижче наводиться такий розрахунок у припущенні малої амплітуди звукового тиску методом малих подразнень з точністю до квадратичних членів в осереднених величинах. Мета цього розрахунку — визначення залежності середнього радіуса бульбашки від часу.

Розглянемо парову бульбашку в рідині, яка знаходиться за температурою, близькою до температури кипіння за даного тиску. У цьому процесі в’язкість рідини і пари несуттєві, і ми будемо нехтувати ефектом в’язкості, а процесам теплопередачі віддамо вирішальну роль. Температуру T_∞ рідини на великій відстані від бульбашки будемо вважати постійною; абсолютна температура на межі бульбашки $T_{гр}$ дорівнює температурі кипіння рідини при даному тиску p, визначається рівнянням Клапейрона-Клазіуса

$$\frac{dT_{\text{гр}}}{dp} = \frac{T_{\text{гр}}}{L}\left(\frac{1}{\rho_V} - \frac{1}{\rho_L}\right). \quad (1)$$

У цьому рівнянні ρ_V, ρ_L — густина пари і рідини відповідно, L — теплота пароутворення;

$$L = u_V - u_L + \left(\frac{1}{\rho_V} - \frac{1}{\rho_L}\right), \quad (2)$$

де u_V, u_L — питома внутрішня енергія пари і рідини відповідно; індекси V і L тут і в подальшому стосуються до пари і рідини відповідно. У рівняннях, які стосуються однієї і другої фаз ці індекси не ставляться.

При розв’язку задачі будемо використовувати закони збереження енергії і збереження маси рідини і пари в середовищі

$$4\pi r^2 \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} = -\frac{\partial \Pi}{\partial r}, \quad 4\pi r^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial j}{\partial r}. \quad (3 \text{ і } 4)$$

(П — потік енергії, j — потік речовини), а також з умови нерозривності потоків енергії і маси через границю бульбашки [див. нижче формули (7) і (8)]. Потоки енергії через нерухому сферу радіуса r у рідині і парі рівні між собою, те саме можна сказати і про потоки речовини

$$\Pi = 4\pi r^2 \left[\rho \nu \left(u + \frac{p}{\rho} \right) - \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right],$$

$$i = 4\pi r^2 \rho \nu, \quad (5 \text{ і } 6)$$

де v — радіальна швидкість речовини, λ — коефіцієнт теплопровідності, T — температура.

Для отримання умов рівності густини потоків на рухомій поверхні бульбашки, достатньо в (5) і (6) підставити замість v величину $R©$ — радіус бульбашки (точка над R означає диференціювання за часом). Це дасть

$$\begin{aligned} &\rho_L(\nu_L - \dot{R}) \left(u_L + \frac{p}{\rho_L} \right) \Big|_R - \lambda_L \frac{\partial T_L}{\partial r} \Big|_R = \\ &= \rho_V(\nu_V - \dot{R}) \left(u_V + \frac{p}{\rho_V} \right) \Big|_R - \lambda_V \frac{\partial T_V}{\partial r} \Big|_R , \end{aligned} \quad (7)$$

$$\rho_L \left(\nu_L - \dot{R} \right) \Big|_R = \rho_V \left(\nu_V - \dot{R} \right) \Big|_R . \quad (8)$$

Гранична умова для температур задається у такому виді:

$$T_L|_R = T_V|_R = T_{ep} . \quad (9)$$

Система (1, 3…9), доповнена рівнянням стану середовища і тепловим рівнянням, повністю визначає зміну радіуса бульбашки на протязі часу. Температура рідини T_∞ і закон зміни тиску вважаються заданими.

Для спрощення розрахунку будемо в подальшому вважати рідину нестисливою, а коефіцієнти теплопровідності — незалежними від температури. Можна показати, що усунення цих обмежень суттєвих кількісних змін в кінцевий результат не вносить.

Обмежимося вивченням бульбашок, радіус яких значно менший резонансного радіуса для даної частоти ультразвуку. Тоді тиск p у кожний момент часу можна вважати однаковим у рідині і бульбашці. Цей тиск можна записати у вигляді $p = \langle p \rangle + \tilde{p},$ де кутові дужки означають осереднення за періодом, а $\langle \tilde{p} \rangle = 0.$. Інші змінні величини також будемо подавати у вигляді подібної суми. При цьому середня величина може в свою чергу змінюватися від періоду до періоду, але ці зміни повинні бути несуттєвими в порівнянні з амплітудою періодичної частоти.

Для розрахунку середньої швидкості зміни радіуса бульбашки □R©□ зручніше перейти від граничних умов на швидко осциляційній границі $r = R$ до умов на двох контрольних сферах R_V і R_L, що рухаються зі швидкістю □R©□ (не приймаючи участі в швидких осциляціях) і розташованих так, щоб сфера $r = R$ залишалася між ними.

Середньою зміною енергії і маси всередині шару між контрольними сферами можна знехтувати, тому що воно являє собою величину третього порядку відносно амплітуди тиску. У цьому разі рівняння (7) і (8) набувають такого виду:

$$\left\langle\left[\rho_L(\nu_L-\dot R)\left(u_L+\frac{p}{\rho_L}\right)\Big|_{R_L}-\lambda_L\frac{\partial T_L}{\partial r}\Big|_{R_L}\right]\right\rangle=$$
$$\left\langle\left[\rho_V(\nu_V-\dot R)\left(u_V+\frac{p}{\rho_V}\right)\Big|_{R_V}-\lambda_V\frac{\partial T_V}{\partial r}\Big|_{R_V}\right]\right\rangle,$$
$$\left\langle\rho_L(\nu_L-\dot R)|_{R_L}\right\rangle \quad \left\langle\rho_V(\nu_V-\dot R)|_{R_V}\right\rangle.$$

Із (3) і (4) слідує, що в кожній фазі середні за період потоки Π і j через любу нерухому сферу, концентричну з бульбашкою, не залежать від радіуса. Тому, що всередині бульбашки немає джерел енергії і маси, ці середні потоки в паровій фазі дорівнюють нулю. Виходячи з цього і враховуючи рівність $\dot R_V=\dot R_L=\langle\dot R\rangle,$ знайдемо в квадратичному наближенні

$$-\left\langle 4\pi R^2\right\rangle\langle\rho_V u_V-\rho_L u_L\rangle\langle\dot R\rangle=$$
$$4\pi R^2\left\langle\rho_L\nu_L\left(u_L+\frac{p}{\rho_L}\right)-\lambda\frac{\partial T_L}{\partial r}\right\rangle\equiv C, \tag{10}$$

$$\left\langle 4\pi R_V^2\right\rangle\left\langle(\rho_V-\rho_L)|_{R_V}\right\rangle\langle\dot R\rangle=$$
$$=-\left\langle 4\pi R_L^2\right\rangle\left\langle R_L\nu_L|_{R_L}\right\rangle. \tag{11}$$

Сталу C визначаємо на поверхні, за умови $r = R_L$ на нескінченності. На цій контрольній поверхні

$$T|_{R_L}=T_{ep}+\frac{\partial T}{\partial r}\Big|_R(R_L-R),$$

звідки

$$\langle T|_{R_L}\rangle=\langle T_{ep}\rangle-\left\langle\frac{\partial T_L}{\partial r}\Big|_R\tilde R\right\rangle. \tag{12}$$

Інтегруючи (10) з урахуванням (11) і (12), отримаємо:

$$C = 4\pi R_L \left\{ \lambda_L \left[\langle T_{\text{гр}} \rangle - T_\infty - \left\langle \frac{\partial \tilde{T}_L}{\partial r} \Big|_R \tilde{R} \right\rangle \right] + \right.$$
$$\left. + \int_{R_V}^{\infty} \langle \nu_L (\rho_L u_L + p) \rangle dr \right\} . \quad (13)$$

Із-за припущення нестисливості рідини $\langle v_L \rangle = \langle v_L|_{R_L} \rangle \frac{R_L^2}{r^2}$, а $\langle \rho_L u_L + p \rangle$ не залежить від *r*. Використовуючи ці обставини, отримаємо після перетворення інтеграла в (13) з урахуванням (2) кінцеву формулу

$$\langle \rho_V \rangle \langle L \rangle \langle \dot{R} \rangle \quad - \langle \tilde{\nu}_L |_R \tilde{p} \rangle - \frac{\lambda_L}{\langle R \rangle} \left\{ \langle T_{\text{гр}} - T_\infty \rangle + \right.$$
$$\left. + \left[\left\langle \frac{\partial \tilde{T}}{\partial r} \Big|_R \langle (\tilde{\zeta}_L - R) \rangle - 4R_L^2 \left\langle \tilde{\zeta}_L \int_{R_L}^{\infty} \frac{\partial \tilde{T}_L}{\partial r} \frac{\partial r}{r^3} \right\rangle \right] \right\} , \quad (14)$$

де $\tilde{\zeta}_L = \int \tilde{v}_L|_R dt$. Окремі членини цієї формули допускають фізичну інтерпритацію. Ліва частина це середня потужність, розрахована на одиницю площі поверхні бульбашки, яка необхідна для збільшення радіуса бульбашки з середньою швидкістю $\langle \dot{R} \rangle$ в насідок випаровування рідини. Перший член правої частини — густина середнього потоку механічної енергії. Другий член правої частини — густина потоку теплової енергії. У свою чергу цей член розбивається на два доданка: $-\lambda_L \left[\langle T_{\text{гр}} \rangle - T_\infty \right] / \langle R \rangle$ відповідає теплообміну, пов'язаному тільки з відмінністю між середніми температурами границі бульбашки і рідини на віддаленні від бульбашки. Другий доданок

$$-\frac{\lambda_L}{\langle R \rangle} \left[\left\langle \frac{\partial L}{\partial r} \Big|_R (\tilde{\zeta}_L - \tilde{R}) \right\rangle - 4R_L^2 \left\langle \tilde{\zeta}_L \int_{R_L}^{\infty} \frac{\partial \tilde{T}_L}{\partial r} \frac{dr}{r^3} \right\rangle \right]$$

пов'язаний з ефектом випрямленої теплопередачі.

Для порівняння відносної ролі цих членів знайдемо в лінійному наближенні величини $\tilde{\zeta}_L, \tilde{R}, \tilde{T}$, що входять у формулу (14). Із (7) і (8) знайдемо в лінійному наближенні

$$\tilde{\zeta}_L - \tilde{R} \quad - \frac{1}{\rho_V L} \frac{\rho_V}{\rho_L} \left[\lambda_L \frac{\partial \tilde{T}}{\partial r} \Big|_R - \lambda_V \frac{\partial \tilde{T}_L}{\partial r} \Big|_R \right] . \quad (15)$$

(Починаючи з цього рівняння і в подальшому знак осереднення не ставимо у тих виразах, які не викликають неоднозначне читання).

Аналогічно з формули (3) отримаємо рівняння теплопровідності:

$$\rho_V C_{pV}\frac{\partial \tilde{T}_V}{\partial t}-\lambda_V\Delta\tilde{T}_V = T\alpha\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t},$$

$$\rho_L C_{pL}\frac{\partial \tilde{T}_L}{\partial t}-\lambda_L\Delta\tilde{T}_L = 0. \quad (16\ \text{і}\ 17)$$

У цих рівняннях C_p — теплоємність, α — температурний коефіцієнт розширення пари.

Граничні умови для (16) і (17) отримуємо шляхом спрямлення (1):

$$\tilde{T}_V\big|_R = \tilde{T}_L\big|_R \quad \frac{T_{гр}}{\rho'_V L}, \quad \rho'_V = \frac{\rho_V\rho_L}{\rho_L-\rho_V}. \quad (18)$$

Сумісний розв’язок залежностей (16), (17) і (18) має вид:

$$\tilde{T}_V = \left[\frac{T_{гр}\alpha}{\rho_V C_{pV}}+\frac{R}{r}\frac{shk_V r}{shk_V R}\left(\frac{T_{гр}}{\rho'_V L}-\frac{T_{гр}\alpha}{\rho_V C_{pV}}\right)\right]\tilde{p}, \quad (19)$$

$$\tilde{T}_L = \frac{T_{гр}}{\langle\rho'_V L\rangle}\frac{R}{r}\tilde{p}\exp\left[-k_L(r-R)\right], \quad (20)$$

де $k = (i\omega/a)^{0,5}$ — хвильове число теплових хвиль у парі і рідині, $a = \lambda/\rho C_p$ — відповідні температуропровідності, $i = (-1)^{0,5}$ — уявне число.

Залежність $\tilde{R}$ від $\tilde{p}$ можна знайти, визначивши зміну об’єму бульбашки V, що складається із зміни об’єму пари $\tilde{V}_1$, який був у бульбашці і об’єму $\tilde{V}_2$, випареної речовини. Об’єм $\tilde{V}_1$, визначається шляхом інтегрування рівняння стану пари по об’єму бульбашки. Лінійне рівняння стану має вид $\tilde{s} = \beta\tilde{p}-\alpha\tilde{T}$, де $\tilde{s}$ — акустичне стиснення, а β — ізотермічна стисливість пари. Використовуючи (19), знайдемо

$$\tilde{V}_1 = \oint \tilde{s}\,dV \quad -V\left[\left(\beta-\frac{T_{гр}\alpha^2}{\rho_V C_{pV}}\right)-\alpha\times\right.$$
$$\left.\times\left(\frac{T_{гр}}{\rho'_V L}-\frac{T_{гр}\alpha}{\rho_V C_{pV}}\right)3\frac{-1+k_V \mathrm{cth} k_V R}{(k_V R^2)}\right].$$

Об’єм $\tilde{V}_2$ дорівнює відношенню випареної маси рідини до середньої густини пари ρ_V. У свою чергу випарена маса визначається надходженням теплоти $\tilde{Q}$ до границі (як з пари, так і з рідини): $\tilde{m} = \tilde{Q}/L$. Величина Q розраховується за допомогою (19), (20) і становить:

$$\frac{dQ}{dt} = 4\pi R^2\left[\lambda_L\frac{\partial\tilde{T}_L}{\partial r}\bigg|_R-\lambda_V\frac{\partial\tilde{T}_V}{\partial r}\bigg|_R\right] =$$
$$= \left[-\lambda_V\left(\frac{T_{гр}}{\rho'_V L}-\frac{T_{гр}\alpha}{\rho'_V C_{pV}}\right)\frac{-1+k_V R\,\mathrm{cth} k_V R}{R}-\right.$$
$$\left.-\frac{\lambda_L T_{гр}}{\rho'_V L}\frac{k_L R+1}{R}\right]4\pi R^2\tilde{p}.$$

У цьому разі:

$$V_2 = -V\left[\frac{\rho_V C_{pV}}{\rho_V L}\left(\frac{T_{гр}}{\rho'_V L} - \frac{T_{гр}\alpha}{\rho_V C_{pV}}\right)3\times\right.$$
$$\left.\times\frac{-1+k_V R\,\mathrm{cth}\,k_V R}{(k_V R)^2} + \frac{\rho_L C_{pL}}{\rho_V L}\frac{T_{гр}}{\rho'_V L}3\frac{k_{LR}+1}{(k_L R)^2}\right]\tilde{p}.$$

Вважаючи, що пара в бульбашці — ідеальний газ, можна отримати:

$\alpha = 1/T_{гр}$, $\beta = 1/p$.

Тоді підсумкова стисливість бульбашки $B = \tilde{V} / (V\tilde{p})$ становитиме:

$$B = \frac{1}{p}\left[\left(1 - \frac{p}{\rho_V C_{pV} T_{гр}}\right) + \frac{p}{\rho_V C_{pV} T_{гр}}\left(1 - \frac{C_{pV} T_{гр}}{L}\frac{\rho_V}{\rho'_V}\right)^2 \times\right.$$
$$\times 3\frac{-1+k_V R\,\mathrm{cth}\,k_V R}{(k_V R)^2} + 3\frac{\rho_L C_{pL} T_{гр}}{\rho'_V L}\frac{k_L R+1}{(k_L R)^2}\frac{p}{\rho_V L}. \qquad (21)$$

Знаючи стисливість бульбашки, знайдемо $\tilde{\tilde{R}}$ за формулою

$$\tilde{R} = RB\tilde{p} / 3 \qquad (22)$$

Перший доданок у квадратних дужках (21) відповідає стисливості бульбашки при відсутності теплопровідності, другий — ураховує теплопровідність у парі, а третій — теплопровідність у рідині. Числові оцінки, виконані [1] для рідкого водню і води, показують, що другий доданок в (21) при всіх частотах і радіусах значно менший третього, тому цим членом можна знехтувати.

Відмітимо, що при $|k_L R| \to \infty$ стисливість парової (газової) бульбашки прямує до адіабатного значення. Поправочний член для парової бульбашки (останній доданок в квадратних дужках) відрізняється від поправочного члена для газової бульбашки, рівного за порядком $|k_L R|^{-1}$, більшим значенням

$$A = \frac{3}{\sqrt{2}}\frac{\rho_L C_{pL} T_{гр}}{\rho'_V L}\frac{p}{\rho_V L}\frac{1}{1 - p / (\rho_V C_{pV} T_{гр})}.$$

Наприклад, для водню при 26 К цей член дорівнює 10, а для води при 373 К — 121, тому при невеликих значеннях $|k_L R|$ цим членом нехтувати не можна.

При $|k_L R| < 1$стисливість бульбашки майже повністю визначається теплообміном з рідиною стає часто уявною. За модулем вона значна більша стисливості газової бульбашки (уявність вказує на неможливість резонансних явищ за цієї умови), тому викладену теорію можна застосовувати тільки для дуже малих акустичних тисків.

При оцінці відносної ролі різних ефектів, що ведуть до росту бульбашки, можна, використовуючи співвідношення $\rho_V/\rho_L << 1$ (температура рідини далека від критичної), наближено прийнявши, що $\zeta = \tilde{R}$. Представимо середню різницю температур поверхні бульбашки і віддалених шарів рідини $T_{гр} — T_\infty$ у вигляді суми $T_1 + T_2$, де T_1 пов'язане зі статичним перетиском і дорівнює температурі насиченої пари при даному тиску p і температури у віддалених шарах, а T_2 — зменшення середньої температури насиченої пари, викликану не лінійністю кривої фазової рівноваги.

За цих умов формулу (14) можна записати у скороченому (функціональному) виді:

$$\rho_V L \langle \dot{R} \rangle \quad F_1 + F_2 + F_3 + F_4,$$

де $F_1 = -\langle \tilde{R}\tilde{p} \rangle$ — густина потоку механічної енергії; $F_2 = 4\lambda_L R \left\langle \tilde{R} \int_R^\infty \frac{\partial T_L}{\partial r} \frac{dr}{r^2} \right\rangle$ – густина потоку теплоти, пов'язана з ефектом випрямлення теплопередачі; $F_3 = -\frac{\lambda_L}{R} T_2$ – густина потоку теплоти, пов'язана з не лінійністю кривої фазової рівноваги; $F_4 = -\lambda_L T_1 / R$ – густина потоку теплоти, пов'язана з перетиском.

Числові оцінки величин F і $\langle \dot{R} \rangle$ наведемо для води при температурі 373 К і водню при температурі 26 К. Термодинамічні параметри необхідні для числових розрахунків наведені в таблиці.

Речовина $T_{гр}$, К p,МПа L, Дж/кг C_{pV},Дж/кг C_{pL},Дж/кг
ρ_V,кг/м^3 ρ_L,кг/м^3 λ,Вт/(м·К)
H_2OH_2 37326 0,10,45 $2{,}25 \cdot 10^6 4{,}0 \cdot 10^5$ $2{,}1 \cdot 10^3 10^4$ $4{,}2 \cdot 10^3 1{,}5 \cdot 10^4 0{,}585{,}0$
100060 0,670,16

При $|k_L R| >> 1$ інтеграл у виразі для F_2 приблизно дорівнює $-\frac{1}{R^3} T|_R$ при цьому $F_2 = -\frac{4\lambda_L}{R^2} \langle \tilde{R}\tilde{T}|_R \rangle$. Покажемо, що $F_2 > F_3$. Дійсно, з формули (1) виходить, що $T_2 \approx \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{T_{гр}}{\rho_V L} \right) \langle \tilde{p}^2 \rangle$. Розраховуючи похідну, як для ідеального газу, знайдемо

$$F_3 = \frac{1}{2} \frac{\lambda_L}{R} \frac{T_{гр}}{\rho_V L} \frac{1}{p} \left[\left(1 + \frac{p}{L} \frac{\partial L}{\partial p} \right) - 2 \frac{p}{\rho_V L} \right] \langle \tilde{p}^2 \rangle.$$

Як для води так і для водню (температура далека від критичної) цей ефект не лінійності кривої фазової рівноваги завжди веде до росту бульбашки ($F_2 > 0$). Ураховуючи (18) і (22) $F_2 = \frac{4}{3}\frac{\lambda_L}{R}\frac{T_{гр}}{\rho_V L}\operatorname{Re}B\langle\tilde{p}^2\rangle$, де Re — дійсна частина комплексного числа. З формули для стискання (21) виходить, що $\operatorname{Re}B \ge \frac{1 - p/\left(\rho_V C_{pV} T_{гр}\right)}{p}$, тому $F_2 \ge \frac{4}{3}\frac{\lambda_L}{R}\frac{T_{гр}}{\rho_M L}\frac{1-p/\ \rho_V C_{pV} T_{гр}}{p}\langle\tilde{p}^2\rangle$. У той же час величина густини теплового потоку, викликаного не лінійністю кривої фазової рівноваги F_3 не відбувається і становить $\frac{1}{2}\frac{\lambda_L}{R}\frac{T_{гр}}{\rho_V L}\frac{1}{p}\langle\tilde{p}^2\rangle$. З цього виходить, що відношення F_3/F_2 не перевищує величину $\frac{3}{8}\left[1 - p/\ (\rho_V C_{pV} T_{гр})\right]^{-1}$. При $T_{гр} \sim 30$ К водень веде себе як одноатомний газ, для якого $\frac{p}{\rho_V C_{pV} T_{гр}} = \frac{2}{5}$, звідки $\frac{F_3}{F_2} \le \frac{3}{8}\frac{1}{1-2/\ 5}\quad\frac{5}{8} < 1$. Аналогічно для води при $T_{гр} \sim 400$ К $\frac{p}{\rho_V C_{pV} T_{гр}} \sim \frac{1}{5}$, що дає $\frac{F_3}{F_2} \le \frac{15}{32} < 1$. Отримана умова $F_3/F_2 < 1$ стосується і квазіадіабатних пульсацій ($|k_L R| > A$). Можна показати, що при $|k_L R| < A$ нерівність зростає і її можна замінити на $F_3/F_2 << 1$. Далі покажемо, що при $|k_L R| > A$ $F_1 >> F_2$ і тим більше $F_1 >> F_3$. Отже, при розгляді росту парової бульбашки в ультразвуковому полі ефектом не лінійності кривої фазової рівноваги завжди можна нехтувати.

Порівняємо тепер F_1 і F_2. Згідно (22) $F_1 = \frac{1}{3}R\omega\operatorname{Im}B\langle\tilde{p}^2\rangle$ (Im — уявна частина комплексного числа), тоді матимемо:

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{1}{4}\frac{\operatorname{Im}B}{\operatorname{Re}B}|k_L R|^2 \frac{\rho_V L}{\rho_L C_{pL} T_{гр}}.$$

При $|k_L R| < A$ $\operatorname{Re}B \approx \operatorname{Im}B$, тоді

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{1}{4}|k_L R|^2 \frac{\rho_V L}{\rho_L C_{pL} T_{гр}}.$$

Звідси виходить, що $F_2 > F_1$ при $|k_L R| < 2\sqrt{\frac{\rho_L C_{pL} T_{гр}}{\rho_V L}}$, а $F_2 < F_1$ у протилежному випадку. Для води $F_1 > F_2$ при $|k_L R| > 58$, а для водню при $|k_L R| > 6{,}8$.

Доданки F_1 і F_2 ведуть до росту бульбашки, а доданок F_4, незалежний від амплітуди звукового тиску, призводить до його зникнення. Порогові значення амплітуди звукового тиску, за якого бульбашка росте визначається виразом:

$$p_{пор} = \rho_V L \left[\frac{T_{гр}}{2\sqrt{2T_1}} |k_L R| (1 +$$
$$+ \frac{4}{|k_L R|^2} \frac{\operatorname{Re} B}{\operatorname{Im} B} \frac{\rho_L C_{pL} T_{гр}}{\rho_V L}) \right]^{-0,5}.$$

$|k_L R| > A$ і $|\tilde{p}| > p_{пор}$ основний внесок робить F_1, при цьому швидкість росту не залежить від $\langle R \rangle$

$$\langle \dot{R} \rangle \approx \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{\rho_L C_{pL} T_{гр}}{\rho_V L} \frac{|\tilde{p}|^2}{(\rho_V L)^2} \sqrt{\omega D_L}.$$

Відповідна кількість періодів, за яких радіус бульбашки росте до заданого значення R_0 буде:

$$n = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{\rho_V L}{\rho_L C_{pL} T_{гр}} \left(\frac{\rho_V L}{|\tilde{p}|} \right)^2 |k_L R_0|.$$

Числовий розрахунок, в якому використані наведені вище залежності дає для води при і $|\tilde{p}| = 0,05 МПа$ $n = 0,06 |k_L R_0|$, а для водню при $|\tilde{p}| = 0,3 МПа$ $n = 1,9 |k_L R_0|$.

Висновок. У цій роботі не приводяться обмеження росту бульбашки при його радіусі меншому за резонансний. Ріст бульбашки зупиняється, коли акустичний тиск на його границі буде внаслідок звукоізоляції привнесеної приєднаною масою менше порогового значення, що відбудеться тільки при радіусі більшому за резонансний.

ЛІТЕРАТУРА

1. *Trammel G.T.* Sound waves in water containing vapor bubble / Trammel G.T. // J. Appl. Phys. 1962. — 1662. — Vol. 33, No 5. — 1670.

2. *Tungin Wang*. Rectified heat transfer / Tungin Wang. // J. Acoust. Soc. America. — 1974. — Vol. 56, No 4.– P. 1131 — 1143.

3. *Акуличев В.А.* О динамике паровых пузырьков в жидководородных ультразвуковых пузырьковых камерах / В.А. Акуличев, В.Н. Алексеев, К.А. Наугольных // Акустический ж. — 1971. — т.17, № 3. — С. 356 — 363.

4. *Ткачев Л.Г.* Влияние ультразвукового поля на поведение парового пузырька в жидком, В.Д. водороде / Л.Г. Ткачев Шестаков // Акустический ж. — 1972. — т.18, № 3.– С. 433 — 440.

5. *Ткачев Л.Г.* Влияние ультразвука на динамику парового пузырька в жидком водороде / Л.Г. Ткачев Шестаков // Акустический ж. — 1973. — т.19, № 2.– С. 257 — 263.

Одержана редколегією 08.09.2011

В.Р.Кулинченко, О.П.Ломейко

ДЕЙСТВИЕ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПОЛЯ НА ГЕНЕРАЦИЮ ПАРОВОЙ ФАЗЫ

Приводится динамика роста паровых пузырьков в ультразвуковом поле малой амплитуды. Доказано, что рост парових пузырьков сопровождается в основном поглощением механической энергии ультразвука вследствие испарения и конденсации жидкости на границе пузырька. Получено выражение для скорости изменения радіуса пузырька в ультразвуковом поле, показано, что эта скорость не зависит от раиіуса. Приведены числовые оценки роста парових пузырьков в воде и жидком водороде.

Ключевые слова: *пузырек, испарение, конденсація, волнеовое число, ультразвук, звуковое давление, радиальная скорость.*

V.Kulintchenko, V.Lomeiko

OPERATING OF THE ULTRASOUND FIELD ON GENERATION OF STEAM PHASE

The dynamics of the growth of steam bubble is pointed in the ultrasound field of small amplitude. It is well-proven, that growth of bubble is accompanied mainly absorption of mechanical energy an ultrasound as a result of evaporation and condensation of liquid on the border of bubble. Expression is got for speed of change of the radius of bubble in the ultrasonic field, it is showed that this speed does not depend on a radius. The numerical estimations of the growth of steam bubbles are resulted in water and liquid hydrogen.

Key words: *bubble, evaporation, condensation, wave-number, ultrasound, voice pressure, radial speed.*