Е. Н. Даценко, **Н. Н. Авакимян**, **Н. И. Васильев** (Краснодар, КубГТУ). **Математическая модель инициирования роста докритических зародышей в окрестности первичного пузыря.**

Установлено, что при росте пузыря пара (первичного) в перегретой жидкости вблизи его поверхности возникают и также растут пузырьки пара меньшего размера (инициированные). Механизм их возникновения может состоять в достижении критического размера докритическими зародышами при их деформации в поле скоростей жидкости, окружающей первичный пузырь. При деформации первоначальная сферическая форма докритического зародыша переходит в сплюснутый эллипсоид. Движение границ эллипсоида раскладывалось на деформационное и собственное. Скорость деформационного движения вдоль большой полуоси, учитывая линейный рост радиуса первичного пузыря:

$$\dot{a}_{\text{д}}(t) = \frac{k}{R_{\text{кр}} + k(t+t_0)} a_{\text{д}}(t), \tag{1}$$

где $k = \rho(\rho+\rho'')^{-1}\sqrt{2\Delta P/(3\rho)}$, $R_{\text{кр}}$ — критический радиус, t_0 — момент возникновения первичного пузыря.

Собственное движение находим, используя уравнение Релея для малой и большой полуоси эллипсоида, учитывающее вязкость и поверхностное натяжение:

$$\text{вдоль полуоси } b: \quad a\ddot{b} + \frac{3}{2}\dot{b}^2 + \frac{4\eta}{\rho}\frac{\dot{b}}{a} + \frac{2\sigma}{\rho}\frac{1}{a} = \frac{1}{\rho}\Delta P, \tag{2}$$

$$\text{вдоль полуоси } a: \quad b\ddot{a} + \frac{3}{2}\dot{a}^2 + \frac{4\eta}{\rho}\frac{\dot{a}}{b} + \frac{2\sigma}{\rho}\frac{1}{b} = \frac{1}{\rho}\Delta P, \tag{3}$$

где η, ρ, σ — вязкость, плотность и поверхностное натяжение жидкости, ΔP — разность давления, $a(t), b(t)$ — большая и малая полуось эллипсоида, соответственно.

Представим $a(t) = R_{\text{э}}(t) + \varepsilon_1(t)$ и $b(t) = R_{\text{э}}(t) + \varepsilon_2(t)$, где $R_{\text{э}}(t)$ — эффективный радиус докритического зародыша, $R_{\text{э}} = \sqrt[3]{a^2 b}$, удовлетворяющий невозмущенному уравнению Релея, $\varepsilon_1(t)$ и $\varepsilon_2(t)$ — малые возмущения.

Учитывая $|\varepsilon_1(t)| \ll R_{\text{э}}(t)$, $|\varepsilon_2(t)| \ll R_{\text{э}}(t)$, упрощая и линеаризируя, а также при замене $\gamma = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$, $\delta = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$, получим, что система (2), (3) распадается на два независимых уравнения:

$$\ddot{\delta} + \beta\dot{\delta} + \omega\delta = 0, \tag{4}$$

$$\ddot{\gamma} + \beta\dot{\gamma} - \omega\gamma = 0, \tag{5}$$

где $\beta = 4\eta\rho^{-1}R_{\text{н}}^{-2}$, $\omega = 2\sigma\rho^{-1}R_{\text{н}}^{-3}$, $R_{\text{н}}$ — наибольший радиус докритического зародыша.

Начальные условия для (4), (5): $\delta(0) = \gamma(0) = \varepsilon_{\text{н}}$, $\dot{\delta}(0) = \dot{\gamma}(0) = 0$, где $\varepsilon_{\text{н}} = kR_{\text{н}}^2(R_{\text{кр}} + kt_0)^{-1}w^{-1}$, w — скорость теплового движения молекул пара внутри докритического пузырька. Окончательно,

$$R_{\text{э}}(t) = \frac{R_{\text{н}}(R_{\text{кр}} + k(t+t_0))}{R_{\text{кр}} + kt_0} - \frac{\varepsilon_{\text{н}}}{2(\lambda_2 - \lambda_1)}(\lambda_2 \exp\lambda_1 t - \lambda_1 \exp\lambda_2 t), \tag{5}$$

где λ_1, λ_2 — корни характеристического уравнения (5).

Представленный механизм возникновения инициированных пузырей, схема их роста, параметры и выводы из модели (1)–(6) не противоречат известным экспериментальным данным.