

УДК 532.529

ЕВОЛЮЦІЯ ГАЗОВОЇ БУЛЬБАШКИ З УРАХУВАННЯМ ДИФУЗІЇ ТА КОАГУЛЯЦІЇ

Л. М. ДУХНЕВИЧ**, М. А. ПРИХОДЬКО*,
В. О. ТКАЧЕНКО*, В. В. ЯКОВЛЕВ*

* Інститут гідромеханіки НАН України, Київ

** Науково-впроваджувальний центр "Технаука", Нижньовартівськ

Одержано 20.08.98

Представлены результаты численного решения задачи подъема изолированного сферического газового пузырька в вязкой несжимаемой жидкости, насыщенной растворенным в ней газом и содержащей также газ в виде мелких пузырьков, равномерно распределенных по объему жидкости. Учитывается влияние диффузии растворенного газа и коалесценция гетерогенных пузырьков на подъем и радиальную динамику рассматриваемого пузырька.

Представлено результати чисельного рішення задачі підйому ізольованої сферичної газової бульбашки у в'язкій нестискуваній рідині, насиченій розчиненим у ній газом, яка також містить в собі газ у вигляді дрібних бульбашок, що рівномірно розподілені в об'ємі рідини. Враховується вплив дифузії розчиненого газу і коалесценція гетерогенних бульбашок на підйом і радіальну динаміку бульбашки, що розглядається.

The results of the numerical solution of the problem of rise isolated spherical gas bubble in the viscous incompressible liquid sated with gas dissolved of it are submitted. The liquid contains also gas as fine bubbles, in regular intervals distributed on whole volume. The influence diffusion of the dissolved gas and coalescence of heterogeneous of bubbles on rise and radial dynamics considered bubble is taken into account.

ВСТУП

Процес дегазації нафти в даний час мало вивчений з точки зору гідродинаміки. Справа в тому, що нафта в дегазаційній камері являє собою суміш рідини з парами нафти або супутного газу, які знаходяться в розчиненому стані й у вигляді дрібних бульбашок. Бульбашки можуть мати різну форму та розміри, знаходитись на різній відстані, їх кількість в одиниці об'єму може змінюватись. При цьому кожна бульбашка має межу розділу фаз, з якою з боку рідини та газу прилягають шари з молекулярними процесами переносу. Кожна фаза має свої характеристики: густину, швидкість, тиск, температуру, стисливість та ін. В фазах і на межі розділу можуть відбуватись фізичні та хімічні процеси, фазові переходи, обмін імпульсом та енергією, капілярні ефекти. Бульбашки можуть обертатись, пульсувати, подрібнюватись та коагулювати. Процеси в фазах і на межі фаз в певній мірі залежать від взаємного впливу частинок однієї на іншу, а також впливу стінок камери або вільної поверхні рідини.

В зв'язку зі складністю згаданих вище процесів математичний опис реальних сумішей має певні труднощі в порівнянні й з однофазовими середовищами, і з двофазовими системами газ-краплі рідини, газ-тверді частинки, рідина-тверді частинки. Тому при розв'язку конкретних задач використовують одночасно такі методи, як феноменологіч-

ний та осереднення з застосуванням необхідних емпіричних співвідношень та параметрів.

В огляді теоретичних та експериментальних робіт [1-4] основна увага наголошується на математичний аспект руху газових бульбашок в рідині. Детально розглядається найпростіший випадок підняття бульбашки в ньютонівській рідині в тому випадку, коли вона знаходиться досить далеко від сусідніх бульбашок, що дає змогу вважати її ізольованою. При цьому вважається, що в'язкість та густина газу нескінченно малі, а поверхневий натяг є єдиним характерним параметром. Представлено відповідні дані про форму бульбашки, швидкість спливання і гідродинамічне поле при різних станах його поверхні та числах Рейнольдса. Проводиться аналіз впливу поверхнево-активних речовин на згадані характеристики.

В роботі [5] мова йде про результати експериментального та теоретичного дослідження впливу дифузії розчиненого в нафті повітря на характер спливання та одночасного збільшення маленьких бульбашок у випадках, коли тиск в рідині постійний чи змінюється за довільним законом в часі. Одержані експериментальні результати по спливанню дрібних бульбашок розглянуті в термінах чисел Шервуда, Пекле та Шмідта. Детально досліджено випадок, коли тиск в нафті далеко від бульбашки здійснює гармонічні коливання з малою частотою і амплітудою.

Загальна формула стаціонарного руху газових

бульбашок розглянута в статті [6]. Ця формула справедлива для всіх діапазонів чисел Рейнольдса. Для коефіцієнтів в цій формулі приведено обмежуючі їх співвідношення, які дають змогу задавати або визначати з експерименту ці коефіцієнти. Подібний універсальний вираз для розрахунку швидкості вільного стаціонарного руху бульбашок або крапель в рідинному або газоподібному середовищах запропоновано в роботі [7].

Спливання сферичних та еліпсоїдних бульбашок розглянуто в роботах [8-10]. Тут одержано чисельний розв'язок задачі про підняття поодинокі газової бульбашки у важкій в'язкій рідині в повній постановці рівнянь Нав'є-Стокса. Форма поверхні визначається шляхом розв'язку звичайного диференційного рівняння. Експериментально досліджено питання про підняття бульбашок в чотирьох рідинах. Зроблено аналіз подібності процесу підйому, а також критеріальну обробку результатів експерименту та чисельного розрахунку. Проаналізовано одночасний вплив в'язкості рідини та сил поверхневого натягу на швидкість підйому і форму поодиноких бульбашок. Визначено межі порушення сферичності газових порожнин та утворення вихорів в їх кормовій частині. Спираючись на дані дослідів та результати інших авторів, побудовано діаграму режимів підйому бульбашок в необмеженому об'ємі. Показано межі областей, в яких один чи два параметри відіграють визначальну роль і спостерігаються добре виражені явища зміни механізмів взаємодії співіснуючих фаз. Як визначальними критеріями подібності пропонуються співвідношення $R/\delta\nu$ і $R/\delta\sigma$, F_r , де $\delta\sigma$ - постійна в'язкогравітаційної взаємодії; $\delta\sigma$ - капілярна постійна; R - еквівалентний радіус бульбашки. Побудовано залежності чисел Фруда F_r від $R/\delta\nu$ і $R/\delta\sigma$ і вказано область використання цих формул.

В процесі підйому бульбашок, як правило, вони взаємодіють між собою. Як результат цієї взаємодії відбувається зливання бульбашок і, як наслідок, збільшення їх розмірів та швидкості підйому.

Спектр коагулюючих бульбашок в рідині малої в'язкості розглядається в роботі [11]. Тут представлений розв'язок рівняння відносного руху двох сферичних бульбашок в рідині для великих чисел Рейнольдса. Допускається, що рівняння Лагранжа з точністю до членів порядку α/r^2 включно (α - середній радіус бульбашки, r - відстань між центрами бульбашок) можна використати для опису відносного руху до самого контакту. Вважається, що кожне зіткнення, яке призводить до безпосереднього торкання бульбашок, закінчується

каогуляцією. Розраховано ймовірність коагуляції бульбашок. Показано, що для великих значень часу встановлюється гранична форма спектра. Оцінюється час встановлення граничного спектра. Показано нестійкість монодисперсійного спектра.

Час коалесценції дрібних крапель та бульбашок з поверхнею розділу досліджується в роботі [12]. Тут розглядається динаміка тонкої плівки, що розділяє маленьку краплю чи бульбашку та поверхню розділу рідин в процесі їх наближення одної до іншої. Процес стоншення плівки складається з двох стадій: початкової та кінцевої. На початковій стадії молекулярні сили малі, а на кінцевій відіграють домінуючу роль в процесі коалесценції крапель з міжфазовою поверхнею. В роботі детально вивчається кінцева стадія. Вираз для потенціалу молекулярної взаємодії береться у вигляді $\varphi = \psi + B/h^m$, де ψ - потенціал молекулярної взаємодії для нескінченної плівки; h - товщина плівки між краплею та міжфазовою поверхнею; для $h < 120 \text{ \AA}$ - $m = 3$ і $|B| = 10^{-14}$ ерг-см, а для $h > 400 \text{ \AA}$ - $m = 4$ і $|B| = 10^{-19}$ ерг-см. Динамічне рівняння, що описує зміну h , інтегрується. Як результат, визначається кінцеве значення часу коалесценції краплі з міжфазовою поверхнею. Отриманий розв'язок порівнюється з відомими розв'язками про коалесценцію плоского диска та циліндра з міжфазовою поверхнею. Зроблено порівняння з експериментальними даними. Наголошується, що отримана в роботі оцінка часу коалесценції з результатами експеримента співпадає краще, ніж відповідні результати інших авторів.

В даній статті представлені результати чисельного моделювання задачі спливання ізольованої сферичної газової бульбашки у нафті, пересиченої при заданому тиску розчиненим у ній газом. Вперше враховується вплив дифузії розчиненого газу і коагуляції бульбашок, що прилипли до контрольної бульбашки в процесі підйому, а також її подрібнення при досягненні критичного розміру.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Розглянемо підйом ізольованої газової бульбашки радіуса R у в'язкій нескінченній рідині, насиченій при заданому тиску розчиненим у ній газом. Також у рідині знаходиться газ у вигляді дрібних ($r_0 \ll R$) бульбашок, які рівномірно розподілені по об'єму рідини і спливають зі швидкістю, набагато меншою, ніж швидкість підйому бульбашки, яка розглядається ($v_{r_0} \ll v_2$) (рис. 1). Приймаємо, що бульбашка піднімається вертикально вгору по

осі x з глибини h до вільної поверхні (В.П.) рідини. Об'ємна концентрація α^∞ бульбашок r_o приймається порівняно невеликою ($\alpha^\infty = 0.01 - 0.10$).

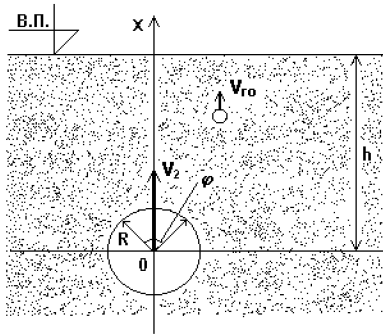


Рис. 1. Підйом газової бульбашки в рідині

Це означає, що ці бульбашки не взаємодіють між собою, не об'єднуються і не подрібнюються, але можуть приєднуватися до великої бульбашки, і після приєднання поглинаються нею. Газ, розчинений у рідині, має концентрацію C_1^∞ , яка більша концентрації $C_1^{нас}$ при даному тиску і температурі на границі розділу бульбашка-рідина зі сторони рідини. На відміну від бульбашок r_o газ, дифундуючий в бульбашку R , може дифундувати і назад в рідину при $C_2 > C_1^{rп} > C_1^\infty$. Температури T_2 в газовій і T_1 в рідкій фазах залишаються постійними, так що деформація бульбашки при підйомі газу не призводить до суттєвих змін в ньому температури, яка, в свою чергу, не впливає на його взаємодію з рідиною. Таким чином, при підйомі бульбашки маса газу змінюється за рахунок дифузії розчиненого газу через границю розділу бульбашка-рідина, а також за рахунок поглинання бульбашок r_o бульбашкою R .

В рамках наведених вище основних допущень рівняння руху, радіальної деформації (Релея) і притоку маси газу в бульбашку без урахування роботи зовнішніх сил запишемо у вигляді [13-18]

$$\frac{3\rho_1}{8R} C_x v_2^2 + \frac{3\rho_1 \mu_{11} v_2}{R} \frac{dR}{dt} + \rho_1 \mu_{11} \frac{dv_2}{dt} + \frac{dP_1^\infty}{dx} + \rho_2 \frac{dv_2}{dt} = 0, \quad (1)$$

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\nu_1}{R} \frac{dR}{dt} = \frac{1}{\rho_1} (P_1^{rп} - P_1^\infty), \quad (2)$$

$$\frac{dq}{dt} = \left\{ \beta \pi R^2 \left[4 - (2 - 2 \cos \frac{\varphi}{2} + \sin^2 \frac{\varphi}{2}) \chi_{ij} \right] \times \right. \\ \left. \times (C_1^\infty - C_1^{нас}) + n_n \frac{4}{3} \pi r_o^3 g \rho_{r_o} \right\}, \quad (3)$$

$$\frac{dx}{dt} = v_2 \quad (4)$$

де ρ_1, ν_1 - густина і коефіцієнт кінематичної в'язкості рідини; C_x, μ_{11} - коефіцієнт опору і приєднаної маси бульбашки; $P_1^\infty = P_o + g[\rho_1(1 - \alpha^\infty) + \rho_{r_o} \alpha^\infty](h - x)$ - тиск у рідині на деякій віддалі від бульбашки (за межами області дальньої взаємодії ця відстань оцінюється $(7 \div 10)R$ [14]); $P_1^{rп}$ - тиск у рідині на границі бульбашки зі сторони рідини; ρ_2 - густина газу в бульбашці R ; $\rho_{r_o} = (P_o + g\rho_1(1 - \alpha^\infty)h + 2\sigma_1/r_o) / (g[B(T_1 + K^\circ) - \alpha^\infty h])$ густина газу в бульбашці r_o ; β - коефіцієнт переносу маси розчиненого у рідині газу в бульбашку; φ - тілесний кут у верхній частині бульбашки R , який охоплює площу поверхні, до якої приєднується бульбашка r_o ; g - прискорення сили тяжіння; t - час; χ_{ij} - коефіцієнт прилипання [19], який являє собою відношення числа n_n прилиплих до бульбашки R бульбашок r_o до загального числа n_6 бульбашок r_o , які бомбардують бульбашку R в процесі її спливання в одиницю часу, $n_n = n_6 \chi_{ij}$; $q_n = q_o + q$ - кількість газу, який знаходиться в бульбашці в кожний момент часу; $q_o = 4\pi \rho_{20} g R_o^3 / 3$ - кількість газу в бульбашці в початковий момент часу.

Рівняння (1) не враховує впливу навколишніх бульбашок, в ньому відсутні інерційні члени від зміни маси (сили Мещерського) у зв'язку з їх невеликим значенням ($v_2 d\rho_2/dt \rightarrow 0$).

Рівняння (2) записане для рідини починаючи від границі бульбашки до нескінченності. Як відомо [15], в цьому випадку в'язкість рідини ν_1 береться по границі бульбашки. Суперпозиції (1) і (2) відображають одночасно в часі t переміщення газової бульбашки і її деформацію. Рівняння (3) показує, що зміна маси газу в бульбашці здійснюється за рахунок масодифузії β через границю розділу і за рахунок приєднання бульбашок n_n . При зменшенні розміру бульбашки під час коливання радіуса при $C^\infty > C_1^{нас}$ із бульбашки в рідину газ не дифундує і маленькі бульбашки від великої не відштовхуються.

Тиск газу в бульбашці P_2 і в рідині на границі $P_1^{rп}$ зв'язуються рівнянням Лапласа

$$P_1^{rп} = P_2 - \frac{2\sigma_1}{R},$$

де σ_1 - коефіцієнт поверхневого натягу рідини. При цьому приймається, що тиск P_2 в об'ємі бульбашки встановлюється миттєво у зв'язку з тим, що швидкість звуку в газі бульбашки достатньо велика (~ 330 м/с), а розмір бульбашки R малий ($\sim 1 \cdot 10^{-3}$ м). Також приймалось, що концентрація газу на границі бульбашки дорівнює концентрації в центрі бульбашки, так як коефіцієнт молекулярної

дифузії газу в газі $\approx 10^4$ рази більший, ніж в рідині ($D_{2r} \sim 0.21 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$, $D_{1r} \sim 1.8 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$) [18].

Газ всередині бульбашки приймається ідеальним, тому рівняння його стану записуємо у формі Клапейрона-Менделєєва [20]:

$$P_2 = g\rho_2 B(T_2 + K^\circ),$$

де B – газова постійна; $K^\circ = 273^\circ$.

Коефіцієнт переносу β визначається за даними експериментів [21,22]:

$$\beta = \sqrt{\frac{D_1 C_x \rho_1 v_2^3}{2\sigma_1}},$$

де $D_1 = D_{10} P_1^\infty / P_o$ – коефіцієнт молекулярної дифузії газу в рідині; $D_{10} = D_{10}(T_1)$ – коефіцієнт молекулярної дифузії при тиску P_o .

Концентрація насичення $C_1^{\text{нас}}$ системи кисень-вода на границі бульбашки R зі сторони рідини визначається по формулі [18]

$$C_1^{\text{нас}} = (0.00275T_1^2 - 0.3015T_1 + 14.31) \frac{P_1^\infty}{P_o}. \quad (5)$$

Тут величина $C_1^{\text{нас}}$ є функцією температури і тиску (закон Дальтона для розчинених газів у рідині [13]). Кількість бульбашок r_o , які бомбардують в одиницю часу бульбашку R під час її руху зі швидкістю v_2 при тілесному куті φ , і буде дорівнювати

$$n_6 = \frac{\alpha^\infty \pi R^2 [(2 - 2\cos(\varphi/2) + \sin^2(\varphi/2))v_2^2]}{4/3\pi r_o^3}.$$

Але не всі бульбашки із числа n_6 прилипають до бульбашки R . За даними [17, 23] коефіцієнт прилипання χ_{ij} на основі експериментальних даних можна визначити по формулі

$$\chi_{ij} = 1 - 0.44B_{ij}, B_{ij} < 22.727,$$

$$\chi_{ij} = 0, B_{ij} > 22.727,$$

де $B_{ij} = (Re)^{0.85} (\alpha'/L_p)^{0.32} \Gamma^{-0.34}$; $Re = 2Rv_2/\nu_1$ – число Рейнольдса; α' – кут змочування рідиною бульбашки в радіанах (для системи вода-повітря $0.96 \leq \alpha' \leq 1.92$); $L_p = 2r_o\sigma_1\rho_1\mu_1^2$ – число Лапласа; μ_1 – коефіцієнт динамічної в'язкості рідини; $\Gamma = R/r_o$ – геометричний критерій подібності. Інші бульбашки радіуса r_o із числа $(1 - \chi_{ij})n_6$ обтікають бульбашку і не прилипають до неї.

Як сказано вище, при підйомі бульбашки в рідині її розмір зростає за рахунок падіння тиску по висоті h , а також за рахунок дифузії розчинених в рідині газів і поглинання бульбашок r_o . За даними [14] велика за розміром бульбашка є нестійкою

і повинна розпадатися на більш дрібні. По схемі нестійкості Релея-Тейлора критерієм розпаду великої бульбашки на дві маленькі є число Бонда Bo [14]:

$$Bo = 4R^2 \rho_1 g / \sigma_1 > Bo^* \approx 4\pi^2,$$

де Bo^* – критичне число Бонда. По схемі нестійкості Кельвіна-Гельмгольца аналогічним критерієм є число Вебера We [14]:

$$We = 2R\rho_2 v_2 / \sigma_1 > We^* \approx 2\pi,$$

де We^* – критичне число Вебера. Але розрахунки показують, що такі умови нам не підходять, так як при $\rho_1 = 102 \text{ кг} \cdot \text{с}^2/\text{м}^4$, $\sigma_1 = 7 \cdot 10^3 \text{ кг}/\text{м}$ і $v = 0.3 \text{ м}/\text{с}$ відповідні величини R достатньо великі ($R_{Bo^*} \approx 80 \text{ мм}$, $R_{We^*} \approx 2.44 \text{ м}$) й не відповідають фізичному процесу. Досліди [24] показують, що при $R^* > 2.5 - 3.0$ мм бульбашка розпадається на дві малі по схемі

$$4/3\pi(R^*)^3 = 2[4/3\pi(R_o)^3].$$

Така схема прийнята і в наших дослідженнях.

Значення коефіцієнта опору C_x в області ньютонівських рідин вибираються як функції від числа Рейнольдса [18]. Величини $\rho_1, \mu_1, \sigma_1, D_{10}$ беруться при температурі рідини T_1 . Наприклад, при підйомі бульбашок повітря у воді їх значення як функції T_1 приведені в [25], для вуглецево-водневих газів (метану, етану, пропану, бутану, ізобутану, сірководню, вуглекислого газу) – в [26-30]. Так як розглядається підйом ізольованої бульбашки, то коефіцієнт приєднаної маси дорівнює $\mu_{11} = 0.5$ [31].

Принциповим є питання використання рівнянь гідро-термодинаміки ньютонівських рідин для нафти. За даними академіка Ребіндера П.А. [32] для нафтопродуктів (нафти, мазуту, солярів, гудрону, бітуму та ін.) ньютонівськими можна вважати такі рідини, кінематична в'язкість яких нижче $100 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$. Тому нафта при $T_1 \geq 20^\circ\text{C}$ є ньютонівською рідиною і до неї можна застосовувати наші рівняння.

2. АНАЛІЗ ЧИСЕЛЬНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ

Система рівнянь (1)-(4) є замкнутою і її чисельне рішення було одержано методом Рунге-Кутта з наперед заданою точністю для таких початкових умов ($t = 0$):

$$x = x_o = 0, R = R_o, \frac{dR}{dx} = 0, \frac{d^2R}{dx^2} = 0,$$

$$v_2 = v_{20} = 0, q = 0,$$

$$P_1^{\text{ГР}} = P_{20}^{\text{ГР}} = P_{10}^{\infty},$$

На рис. 2-4 наведені графіки чисельних розрахунків таких прикладів. Бульбашка сірководневого газу з початковим радіусом $R_o = 1.2 \cdot 10^{-3}$ м піднімається у нафті, в якій рівномірно розподілені дрібні бульбашки $r_o = 0.1 \cdot 10^{-3}$ м того ж газу. Газова постійна $B = 29.3$ кГм/кГрад. Об'ємна концентрація бульбашок r_o у нафті $\alpha^\infty = 0.05$ (5%). Глибина занурення бульбашки радіуса R дорівнює $h=10$ м. Температура рідкої фази T_1 дорівнює температурі газу T_2 як в бульбашках R_o , так і в бульбашках r_o і є постійною $T_1=20^\circ\text{C}$ за весь час підйому. Всі гідродинамічні константи по нафті взяті з [26-30] при температурі 20°C . Якщо температура змінюється, то всі параметри також необхідно вибирати відповідними. Швидкість v_2 при $t=0$ фізично також дорівнює нулю, але при такому виборі число $Re = 2R_o v_o / \nu_1$ буде дорівнювати нулю і $C_x \rightarrow \infty$. Для інтегрування системи рівнянь приймається невелике число $Re = 0.001$ ($v_o = 5.08 \cdot 10^{-4}$ м/с), що по [10] відповідає $C_x = 240$. Такий прийом мало деформує фізичну картину процесу, але є необхідним для чисельного розв'язку задачі. Тиск над поверхнею рідини прийнято атмосферним ($P_o = 10300$ кГ/см²). Тілесний кут, на площі якого до бульбашки R прилипають бульбашки r_o , дорівнює 30° , кут змочування $\alpha = 100^\circ$. Концентрація розчинених у рідині газів в наших розрахунках прийнята $C_1^\infty = 5C_1^{\text{нас}}$. Величина $C_1^{\text{нас}}$ по [26] для системи пропан-нафта мало відрізняється від аналогічної величини системи кисень-вода і тому концентрація насичення визначалась за виразом (5). При досягненні радіуса R величини $R^* \approx 2.6 \div 3.0$ мм бульбашка розпадається на дві маленьких з радіусом $R_o = R^* / \sqrt[3]{2}$.

На початковому етапі виконані розрахунки залежності параметрів газової бульбашки радіуса $r_o = 0.1$ мм, яка піднімається з глибини h з урахуванням дифузії розчиненого газу. Із розрахунків виходить, що швидкість, радіус і маса бульбашки змінюються по лінійному закону. Швидкість підйому цих бульбашок на інтервалі часу, який ми розглядаємо $0 \leq t \leq 4$ с, виросла від початкового значення 3.025 до 3.05 мм/с. Тобто ця швидкість набагато менша швидкості підйому великих бульбашок, і допущення про те, що бульбашки радіуса $r_o = 0.1$ мм знаходяться в спокої, є коректним.

На рис. 2 представлені результати розрахунків величин q [кг/с], v_2 [м/с], R [м], x [м] від часу t [с] в самому початковому участку руху ($0 \leq t \leq 0.001$ с). Із графіків видно, що участок реагування складає величину ≈ 0.0001 с, після чого всі величини починають змінюватись. Для цього періо-

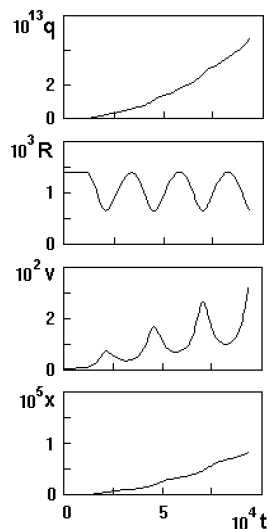


Рис. 2. Зміювання параметрів газової бульбашки, що піднімається з глибини $h = 10$ м з урахуванням дифузії та коагуляції. Початковий етап. $0 < t < 0.001$, $R_o = 1.2$ мм

ду характерні пульсації швидкості v_2 і радіуса R бульбашки, причому середнє значення R дещо падає, а швидкість зростає зі збільшенням амплітуди коливань. Величини q і x плавно зростають, хоча помітні деякі незначні коливання, які в часі співпадають з коливаннями R і v_2 . Як показав аналіз чисельних розрахунків, маса бульбашки на початковому етапі збільшується практично тільки за рахунок поглинання більш дрібних бульбашок у процесі підйому. Збільшення маси за рахунок дифузії розчиненого газу на декілька порядків менше ніж за рахунок коагуляції. Необхідно звернути увагу на велику частоту коливань бульбашки $\omega = 3750$ Гц (3 коливання за 0.0008 с) і велику відносну амплітуду коливань ($A_{v_2} \approx \pm 20\%$; $A_R \approx 40\%$). У порівнянні з розрахунками [1] ці дані суттєво більші, але вони співпадають з теоретичними дослідженнями [14]. Пульсації радіуса бульбашки і швидкості підйому знаходяться у протифазі. Це викликано тим, що при збільшенні радіуса R число Рейнольдса Re збільшується і, як наслідок, зменшується коефіцієнт опору C_x . Зменшення C_x приводить до збільшення швидкості підйому v_2 . Потім радіус R бульбашки зменшується, збільшується C_x і, відповідно, зменшується швидкість підйому v_2 .

На рис. 3 подані аналогічні залежності q , R , v_2 , x на проміжку часу $0.3 \leq t \leq 4.0$ с. В цей період бульбашка достатньо плавно піднімається в рідині, поступово збільшуючи свою масу, радіус і швидкість. Порівняння результатів, наведених на рис. 2 і 3, показує, що за проміжок часу $0.0035 <$

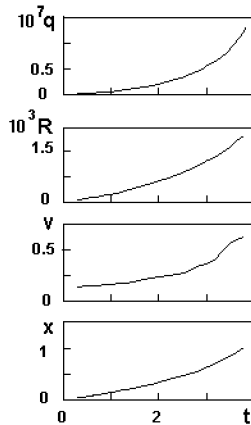


Рис. 3. Змінювання параметрів газової бульбашки, що піднімається від дна дегазаційної камери. Інтервал часу від установлювання радіуса до поділу бульбашки при перевищенні $R > R_{кр}$ ($R_{кр} = 3\text{мм}$), $R_o = 1.2\text{мм}$

$t < 0.3$ с амплітуда коливань радіуса і швидкості за рахунок впливу в'язкості зменшилась практично до нуля.

На рис. 4 представлені графіки зміни параметрів газової бульбашки безпосередньо перед поділом і аж до його виходу на вільну поверхню. Як уже згадувалось вище, велика за розміром бульбашка є нестійкою і при $R > R_{кр}^*$ розпадається на дві більш дрібні. В наших розрахунках прийнято значення $R_{кр}^* = 3.0$ мм. Поточне значення радіуса R перевищило $R_{кр}$ при $t = 4.73$ с на відстані $x = 1.59$ см. В цей момент часу наступило ділення газової бульбашки на дві менші з радіусом $R = R_{кр}^*/\sqrt[3]{2}$. Допускається, що в момент ділення бульбашки швидкість двох бульбашок, які виникли, і їх густина залишаються такими, що і до поділу. Незадовго до ділення швидкість бульбашки досягає свого максимального значення 62.8 см/с. При такій швидкості й відповідному значенню радіуса $R = 2.42$ мм значення коефіцієнта опору починає збільшуватись [18]. Радіус продовжує зростати, причому ступінь його росту більший, ніж зменшення швидкості, й безпосередньо перед діленням число Рейнольдса досягає 560 . Відповідний коефіцієнт опору $C_x = 0.23$. Зразу після ділення радіус бульбашки дорівнює $R = 2.38$ мм, коефіцієнт опору починає зменшуватись до $C_x = 0.15$. Внаслідок зменшення коефіцієнта опору

починає збільшуватись швидкість. Вона досягає свого максимального значення, після чого починає збільшуватись C_x і швидкість зменшується. Проаналізувавши поведінку q в процесі підйому, можна помітити, що для кожного послідовного

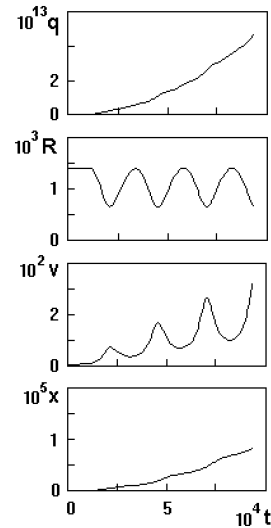


Рис. 4. Змінювання параметрів газової бульбашки, що піднімається від дна дегазаційної камери з урахуванням дифузії та коагуляції. Інтервал часу від першого поділу до виходу бульбашки на вільну поверхню. $R_o = 1.2\text{мм}$

ділення необхідно все менше прирощення маси. Це визване тим, що радіус бульбашки в процесі підйому залежить не тільки від величини поглинання маси, але і від оточуючого гідростатичного тиску. У процесі підйому гідростатичний тиск зменшується, і для досягнення бульбашкою критичного радіуса необхідно все менша кількість маси газу, що поглинається.

В ході розв'язування задачі проведена оцінка впливу члена $\theta = dR/dx$ на параметри газової бульбашки. Було зроблено припущення, що в момент зменшення радіуса газової бульбашки, тобто коли $dR/dx < 0$, дифузія і коагуляція відсутні. Інакше кажучи, в цей момент часу бульбашка піднімається за рахунок сили Архімеда без притоку маси. Для цього був введений коефіцієнт σ , який прирівнюється до нуля при $dR/dx < 0$. З аналізу виконаних розрахунків видно, що в початкові моменти часу врахування знаку dR/dx приводить до того, що приток маси через поверхню газової бульбашки практично відсутній. В початкові моменти часу радіус бульбашки і швидкість її підйому коливається навколо деяких середніх значень $R_{ср}^*$ і $v_{ср}$, причому $R_{ср}^1 > R_{ср}^2$ і $v_{ср}^1 > v_{ср}^2$. З часом амплітуда коливань радіуса і швидкості в обох випадках затухає, і бульбашка починає плавно підніматись вверх. При цьому радіус бульбашки, яка піднімається в рідині з урахуванням знака dR/dx , менший приблизно на 10%, а швидкість приблизно – на 5%, ніж відповідний радіус і швидкість бульбашки, яка піднімається при постійно діючій ди-

фузії і коагуляції.

Були виконані розрахунки зміни параметрів газової бульбашки, яка піднімається з глибини h з урахуванням тільки дифузії розчиненого газу. Аналіз чисельних результатів показав, що в початковий момент часу бульбашка здійснює радіальні коливання навколо деякого середнього значення, які достатньо швидко (у порівнянні з часом підйому) затухають, а потім бульбашка плавно піднімається вгору. При цьому її радіус зростає від 1.0 до 1.6 мм, а швидкість підйому від 13 см/с на початковому етапі до 36 см/с біля вільної поверхні. Час підйому бульбашки складає 49 с.

ВИСНОВКИ

Стосовно проблеми дегазації нафти в дегазаційній камері досліджено підняття ізольованої газової бульбашки радіуса $R_0 = 1.2$ мм у в'язкій рідині, що насичена розчиненим в ній газом, а також газом у вигляді дрібних бульбашок $r_0 = 0.1$ мм, які рівномірно розподілені в об'ємі рідини. Дрібні бульбашки піднімаються із швидкістю, набагато меншою швидкості підйому даної бульбашки. Маса великої бульбашки в процесі спливання змінюється за рахунок дифузії розчиненого газу через межу розділу газ-рідина, а також за рахунок поглинання дрібних бульбашок r_0 поверхнею бульбашки R_0 . Написано відповідну систему диференціальних рівнянь, що характеризують даний процес. Стосовно спливання сірководневої бульбашки в нафті зроблено чисельні розрахунки та досліджено основні закономірності пульсації радіуса бульбашки та швидкості спливання в залежності від часу. Показано, що на початковому етапі спливання швидкість та радіус бульбашки пульсують. При цьому середнє значення R дещо зменшується, а швидкість спливання зростає зі збільшенням амплітуди коливань. Маса бульбашки збільшується, в основному, за рахунок поглинання більш дрібних бульбашок. При подальшому підйомі за рахунок в'язкості рідини пульсування газової бульбашки зникає і вона досить плавно піднімається до вільної поверхні. При цьому бульбашка поступово збільшує свою масу, радіус та швидкість. В подальшому вважається, що при досягненні радіуса $R \simeq R_{кр}^*$ бульбашка розпадається на дві менші з радіусом $R = R_{кр}^*/\sqrt[3]{2}$. Дві бульбашки, що утворились, продовжують спливання з початковою швидкістю, яка дорівнює швидкості газової бульбашки до поділу. Досліджено закономірності зміни параметрів спливання газової бульбашки після поділу в залежності від часу. Показано також, що для кож-

ного наступного поділу бульбашки потрібно все менший приріст маси. Це пов'язано з тим, що в процесі спливання гідростатичний тиск зменшується і для досягнення бульбашкою критичного радіуса потрібна все менша кількість поглинаємої маси газу. Досліджений процес можна використовувати для дегазації рідини в інших технологічних процесах.

1. Рулев Н. Н. Гидродинамика всплывающего пузырька // Коллоидный журнал.– 1980.– 42, N 2.– С. 252–263.
2. Harper J. F. The motion of bubbles and drops through liquids // Adv. Appl Mech, New-York - London.– 1972.– 12.– P. 59–69.
3. Накорчевский А. И. Течение вскипающей жидкости в каналах и соплах, наступление критических режимов // Дискретно-импульсный ввод энергии в теплотехнологиях.– Киев, ИТТФ НАНУ, 1996.– С. 31–85.
4. Гулий С. И. Динамика движущегося парового пузыря // Дискретно-импульсный ввод энергии в теплотехнологиях.– Киев, ИТТФ НАНУ, 1996.– С. 86–110.
5. Tsuji Shigern, Katakura Hiroshi. A fundamental study of aeration in oil. Report 2. The effects of the diffusion of air on the diameter change of a small bubble rising in a hydraulic oil // Bull JSME.– 1978.– 21, 156.– P. 1015–1021.
6. Степаненко В. Н., Подкладнев В. Я. Общая формула стационарного движения газовых пузырьков в жидкости // Некоторые вопросы математического описания процессов гидродинамики теплообмена многофазных систем.– Киев, Ин-т кибернетики НАНУ. Препринт-77-15, 1977.– С. 29–36.
7. Бердников В. И., Левин А. М. Расчет скорости движения пузырей и капель // Теоретические основы химических технологий.– 1980.– 14, 4.– С. 531–541.
8. Волков П. К., Чиннов Е. А. Всплытие сферических и эллипсоидальных пузырей в неограниченном объеме жидкости // Гидродинамика и акустика одно- и двухфазных потоков.– Новосибирск.– 1983.– С. 5–12.
9. Волков П. К., Чиннов Е. А. Стационарное всплытие одиночного пузыря в неограниченном объеме жидкости // Прикладная механика и техническая физика.– 1989.– 1.– С. 94–99.
10. Чиннов Е. А. Всплытие одиночных газовых пузырей в жидкостях // Конвективный теплообмен и гидродинамика.– Киев.– 1985.– С. 45–53.
11. Головин А. М., Петров А. Г. О спектре коагулирующих пузырей в жидкости малой вязкости // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа.– 1970.– 4.– С. 130–136.
12. Chen Jing-Den, Hahn Pil Soo, Slatery J. C. Coalescence time for a small drop or bubble at a fluid-fluid interface // AICE journal.– 1984.– 30, 4.– P. 622–630.
13. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика.– М: Из-во АН СССР, 1952.– 538 с.
14. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. ч. 1.– М: Наука, 1987.– 464 с.
15. Перник А. Д. Проблемы кавитации.– Л: Судостроение, 1966.– 439 с.
16. Синайский Э. Г. Гидромеханика процессов нефтяной технологии.– М: Недра, 1992.– 191 с.

17. *Стернин Л. Е., Шрайбер А. А.* Многофазные течения газа с частицами. – М: Машиностроение, 1994. – 320 с.
18. *Федоровский А. Д., Никифорович Е. И., Приходько Н. А.* Процессы переноса в системах газ-жидкость. – К: Наук. думка, 1988. – 256 с.
19. *Гупало Е. Г., Полянин А. Д., Рязанцев Ю. С.* Массообмен реагирующих частиц с потоком. – М: Наука, 1985. – 240 с.
20. *Александров В. Л.* Техническая гидромеханика. – М: Гостехиздат, 1946. – 432 с.
21. *Брагинский Л. Н. и др.* Моделирование аэрационных сооружений для очистки сточных вод. – Л: Химия, 1980. – 144 с.
22. *Кафаров В. В.* Основы массопередачи. – М: Выс. шк., 1972. – 496 с.
23. *Духин С. С., Рулев Н. Н., Димитров Д. С.* Коагуляция и динамика тонких пленок. – К: Наук. думка, 1986. – 232 с.
24. *Вопросы физики кипения* /Под ред. Аладьева И. Т. – М: Мир, 1964. – 444 с.
25. *Чиркин В. С.* Теплофизические свойства материалов ядерной техники. – М: Атомиздат, 1968. – 484 с.
26. *Белянин Б. В., Эфих В. Н.* Технический анализ нефтепродуктов и газа. – Л: Химия, 1970. – 344 с.
27. *Нефти СССР* Доп. том. Физико-химические характеристики нефтей СССР. – М: Химия, 1975. – 87 с.
28. *Луцилло В. Г. и др.* Нефти и битумы СССР. – М: Изд. АН СССР, 1958. – 246 с.
29. *Справочник нефтехимика. Т.1* /Под ред. Огородникова С. К. – Л: Химия, 1978. – 496 с.
30. *Справочник нефтепереработчика* /Под ред. Ластовкина Г. А., Радченко Е. Д., Рудина М. Г. – Л: Химия, 1986. – 648 с.
31. *Лойцянский Л. Г.* Механика жидкости и газа. – М: Наука, 1978. – 736 с.
32. *Ребиндер П. А.* К теории эмульсий // Коллоидный журнал. – 1946. – 8. – С. 242–247.