

ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОЦЕСУ ПІНОУТВОРЕННЯ В ПІНОГЕНЕРУЮЧИХ ПРИСТРОЯХ ЕЖЕКТОРНОГО ТИПУ

В.М. Савик, М.М. Лях, В.М. Вакалюк, Н.В. Федоляк

*ІФНТУНГ, 76019, м. Івано-Франківськ, вул. Карпатська, 15, тел. (03422) 42353,
e-mail: savicppntu@rambler.ru*

Доведено актуальність промивання свердловини пінистими розчинами. Вказано характерні процеси створення дрібнодисперсної стійкої піни.

Визначено закономірності, які пов'язують процеси піноутворення з властивостями рідини і повітря (газу), режимами їх руху, а також геометричними параметрами піногенеруючих пристроїв. Теоретично розглянуто всі перетворення, що відбуваються в потоках рідини, газу і суміші, що рухаються в піногенеруючому пристрої ежекційного типу. Математично описано формування повітряно-крапельної суміші до стрибка ущільнення, який супроводжується перетворенням повітряно-крапельної суміші в емульсію, при якій бульбашки повітря мають приблизно однаковий діаметр і відокремлені плівками рідини. У ході математичного дослідження використано рівняння Лішевського, число Вебера, критерій Лапласа та формула для числа Маха.

Застосування запропонованої теорії дозволяє визначити величини втрат енергії робочого рідинного потоку на створення вільної поверхні розподілу двох фаз при утворенні повітряно-крапельного і пінистого потоків.

Ключові слова: піногенератор, піногенеруючий пристрій, піноутворення, промивання свердловин пінами, пінистий розчин, теорія піноутворення.

Доказана актуальність промивки скважини пінистими растворами. Описано характерные процессы создания мелкодисперсной устойчивой пены.

Определены закономерности, связывающие процессы пенообразования со свойствами жидкости и воздуха (газа), режимами их движения, а также геометрическими параметрами пеногенерирующих устройств. Теоретически рассмотрены все преобразования, происходящие в потоках жидкости, газа и смеси, движущихся в пеногенерирующем устройстве эжекционного типа. Математически описано формирование воздушно-капельной смеси до скачка уплотнения, сопровождающегося превращением воздушно-капельной смеси в эмульсионную, при которой пузырьки воздуха имеют примерно одинаковый диаметр и отделены пленками жидкости. В процессе математического исследования использовано уравнение Лисhevского, число Вебера, критерий Лапласа и формула для числа Маха.

С помощью предложенной теории можно определить величины потерь энергии рабочего жидкостного потока на создание свободной поверхности раздела двух фаз при образовании воздушно-капельного и пенистого потоков.

Ключевые слова: пеногенератор, пеногенерирующее устройство, пенообразование, промывка скважин пенами, пенистый раствор, теория пенообразования.

The significance of well flushing with the help of foamed solutions is proved. The relevant processes of finely divided stable foam are described.

The article deals with common factors which connect foam forming processes with liquid and air (gas) characteristic features, their circulating regimes, and foam generating devices geometrical parameters. All changes in liquid, gas, and solution flows, which circulate in ejector type foam generating devices are theoretically characterized. The formation of air-dropping solution to the bow shock is mathematically described. It is followed by change of air-dropping solutions into emulsive solutions, during which the air bubbles are approximately equal in diameter and they are divided by liquid films. Lishevskiy's equation, Weber number, Laplace criterion, and Mach number formula were used during mathematical investigation.

Application of offered theory allows determining the value of power fluid flow energy losses on free distribution surface of two phases during formation of airdropping and foam flows.

Keywords: foam generator, foam generating device, foam formation, well flushing with foams, foam solution, formation theory.

Під час буріння свердловин у тріщинуватих скельних породах виникають значні ускладнення, пов'язані з поглинанням значних об'ємів промивальної рідини – розмивання стінок свердловин, утворення каверн, нагромадженням на вибої шламу. На проведення додаткових тампонажних робіт з метою ліквідування цих ускладнень витрачаються значні кошти на хімічні реагенти, приготування бурових розчинів тощо. Однак, як свідчить практика буріння, ці ускладнення можна попередити, застосовуючи як циркулююче середовище газорідинні (пінисті) суміші.

Порівняно зі звичайними промивальними рідинами використання газорідинних сумішей дає змогу:

- значно зменшити об'єми (до повної ліквідації) поглинання і пов'язані з цим витрати;
- запобігти забрудненню і кольматації водонесівних горизонтів, що спростить освоєння свердловин і підвищить їх дебіти;

- зменшити забруднення, розмивання і розчинення ядра циркулюючим агентом;
- уникнути розмивання стінок свердловин, утворення каверн;
- спростити конструкцію свердловин;
- покращити винесення вибуреної породи, знизити аварійність свердловин, підвищити механічну швидкість буріння.

Піною називають двофазну структуру, що складається із тривимірних утворень – тонких плівок рідини, в яких міститься газ. В таких термодинамічно нестійких системах розподіл фаз (утворення термодинамічно стійкої системи) може відбуватися із скінченною швидкістю, тобто піна – відносно стійка система, причому її стійкість залежить насамперед від міцності рідинних плівок. Подібна властивість піни робить можливим її використання для піднімання на поверхню вибуреної породи. Іншою важливою властивістю, що впливає на стійкість пін, є їх дисперсний склад. Дисперсність пін можна оцінити середнім діаметром бульбашок, питомою поверхнею розділу «рідина – газ», або розподілом бульбашок за розмірами. Чим менший середній радіус бульбашок, тим більша ступінь монодисперсності піни і тим більша її стійкість [1]. На дисперсність пін окрім фізико-хімічних властивостей (поверхневий натяг, в'язкість, концентрація поверхнево-активної речовини і т.д.) істотно впливає спосіб змішування фаз, конструкція піногенератора, а також режими ведення технологічного процесу.

Найкращі умови для приготування піни створюються тоді, коли в нагнітальній лінії насосно-циркуляційної системи використовується механічний змішувач. При цьому консистенцію піни можна регулювати зміною подачі повітря, витратою рідини і концентрацією піноутворювача в промивальній рідині.

Задача визначення закономірностей, які пов'язують процеси піноутворення з властивостями рідини і повітря, параметрами їх руху, а також геометричними розмірами піногенеруючих пристроїв, досить складна. Дана робота, не претендуючи на повноту розгляду, на основі дещо спрощеної моделі пропонує простий метод підбору параметрів потоків робочої рідини і ежектованого повітря, при яких можна було б досягти найбільшої ефективності в процесі піноутворення.

Авторами пропонується піногенератор з п'ятисопловою вставкою і окремим каналом для кожного сопла. Зроблено припущення, що, хоча втрата напору на вході цього піногенератора в порівнянні з односопловим збільшиться, проте стабільність роботи, однорідність і ступінь монодисперсності утвореної піни підвищаться. Очевидно, що основні процеси утворення піни відбуватимуться в камері змішування кожного каналу, а їх кількість визначатиметься здебільшого продуктивністю піногенератора. Тому дана робота обмежується розглядом робочого процесу утворення піни, який відбувається в одному із каналів піногенератора.

Із аналізу великої кількості експериментальних даних, наведених в роботах [2–5], потік в

ежекторі можна розбити на чотири ділянки. На початковій ділянці зберігається суцільність струмини робочого рідинного потоку. В цій зоні рідина і газова фази не змішуються і рухаються окремо. Швидкість рідини в ядрі постійна і рівна швидкості витікання із сопла. Але поступово за рахунок турбулентних поперечних пульсацій швидкості, які викликають розсіювання рідини в поперечному напрямку і аерації струмини повітрям, відбувається її розпад на повітряно-крапельну суміш. В кінці початкової ділянки ядро постійної швидкості зникає і розширення струмини супроводжується падінням швидкості на осі ежектора. В цьому місці починається основна ділянка, вздовж якої відбувається формування повітряно-крапельного однорідного потоку. Рух вільної струмини на початковій і основній ділянках відбувається за сталого статичного тиску як уздовж так і упоперек течії.

Третя ділянка починається у місці, де формування повітряно-крапельної однорідної суміші завершується. Тут відбувається стрибок ущільнення, що характеризується різким підвищенням тиску. Цей стрибок супроводжується перетворенням повітряно-крапельної суміші в емульсійну, при якій бульбашки повітря мають приблизно однаковий діаметр і розділені плівками рідини. Далі двофазний потік рухатиметься у вигляді пінної структури. Для того, щоб відбувся стрибок ущільнення, необхідно, щоб швидкість повітряно-крапельного потоку перевищувала швидкість звуку в ньому.

На четвертій ділянці, яка починається за стрибком ущільнення, суміш рухається як двофазний однорідний бульбашково-пінний потік.

Довжина початкової ділянки в загальному випадку визначається трьома основними критеріями: числом Вебера, знайденим за відносною швидкістю фаз, початковим діаметром рідинної струмини і густиною газу, критерієм Лапласа, який характеризує в'язкість і поверхневий натяг рідини, і відношенням густини газу до густини рідини. В літературі наводиться велика кількість експериментальних залежностей для відносної початкової ділянки, але найкраще співпадіння з дослідними даними дає рівняння Лишевського [6]:

$$\frac{l_1}{d} = 50,3 \cdot We^{-0,83} \cdot \left(\frac{\rho_z}{\rho_p} \right)^{0,5} \cdot Lp^{-0,096}, \quad (1)$$

де $We = \frac{\rho_z \cdot d \cdot \left(v_p - v_z \right)^2}{\sigma}$ - число Вебера;

$$Lp = \frac{\rho_p \cdot d \cdot \sigma}{\mu_p} - \text{критерій Лапласа};$$

ρ_p, ρ_z – відповідно густина рідини та повітря;

σ, μ_p – поверхневий натяг і в'язкість рідини.

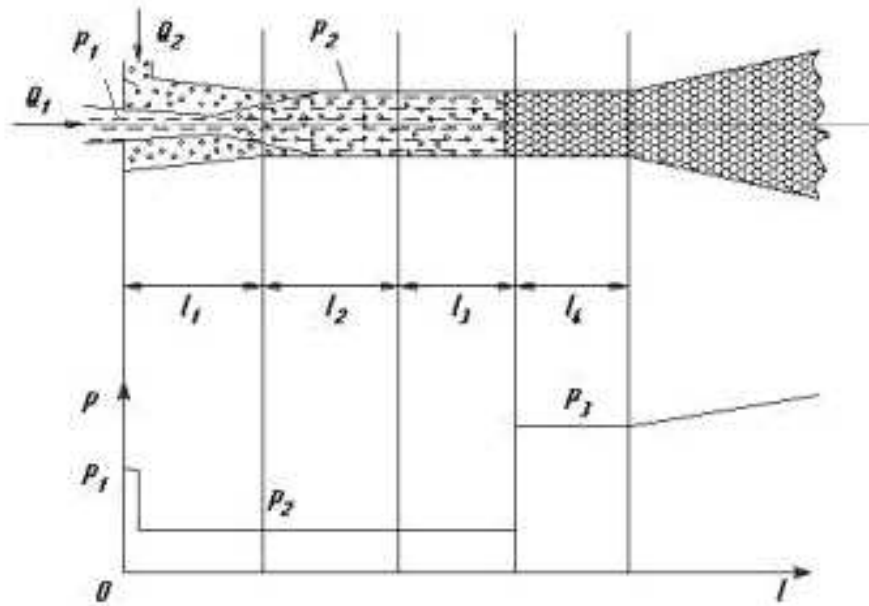


Рисунок 1 – Схеми ежектора і розподілу статичного тиску по його довжині

Відносна довжина основної ділянки за даними [7] може бути знайдена із експериментальної залежності:

$$\frac{l_2}{D} = 18,36 \cdot M_R^{-0,181}, \quad (2)$$

де $M_R = \frac{\rho \cdot v}{\rho_p \cdot v_p}$;

D – діаметр камери змішування.

Мета даної роботи – визначити метод розрахунку оптимальних параметрів руху робочої рідинної і ежектованої газової фаз, а також геометрії ежектора при яких буде відбуватися ефективно утворення дрібнодисперсної пінної суміші. Аналіз будемо проводити на основі спрощеної схеми ежектора і розрахункової схеми розподілу статичного тиску на довжині ежектора, наведеної на рис. 1. В цій схемі прийнято, що на зрізі сопла статичний тиск зменшується від початкового p_1 до p_2 постійного, аж до зони стиснення. Факт пониження тиску в зоні змішування виразно спостерігався в багатьох експериментах [8]. Це пониження можна пояснити рухом повітряної фази, що захоплюється струминою робочої рідини. Його величина наближено рівна величині динамічного тиску рухомого повітря.

Розрахунки параметрів в камері змішування піногенеруючого пристрою будемо проводити з врахуванням таких припущень: повітряний потік не містить вологи, а потік рідини не містить бульбашок; довжина початкової і основної ділянок відомі і задаються експериментальними рівняннями (1) і (2); статичний тиск постійний в кожній точці перетину; стрибок ущільнення відбувається в камері змішування; параметри суміші в будь-якому перетині до і після стрибка ущільнення відповідають рівнянню імпульсів; стиск газу в стрибку – ізотермічний; процес змішування до стрибка ущільнення

– ізобаричний, і статичний тиск обумовлений лише газовою фазою; теплообмін з навколишнім середовищем відсутній; рідина – нестискувана і газ в ній – нерозчинний.

Введемо такі позначення:

Q_1 і Q_2 – об’ємні витрати рідини і газу відповідно;

u – об’ємний коефіцієнт ежекції, рівний Q_1/Q_2 ;

v_p – швидкість рідини на вильоті із сопла;

v_2 і v_3 – швидкості суміші до і після стрибка ущільнення відповідно;

p_1 , p_2 і p_3 – статичні тиски поблизу сопла, до і після стрибка ущільнення відповідно;

P_1 – повний тиск рідини перед соплом;

ΔP_1 – перепад тиску в соплі рівний $P_1 - p_1$;

Γ – геометричний параметр, рівний F_3/F , де F_3 і F – площі перетинів камери змішування і рідинного сопла;

φ – коефіцієнт швидкості в соплі.

При розрахунку ежектора будемо виходити з балансу енергії і враховувати всі істотні втрати в ежекторі, які відповідають кожній його ділянці:

ΔP_{mp1} – втрата тиску на тертя на початковій ділянці l_1 ;

ΔP_{mp2} – втрата тиску на тертя на основній ділянці l_2 ;

ΔP_{mp3} – втрата тиску на тертя на ділянці l_3 до стрибка;

ΔP_{mp4} – втрата тиску на тертя на ділянці l_4 після стрибка;

ΔE_2 – енергія, яка витрачається на утворення крапель із одиниці об’єму рідини на основній ділянці;

ΔE_3 – енергія, яка затрачається на створення вільної поверхні рідини при утворенні бульбашок в зоні стрибка або безпосередньо після нього.

Рівняння балансу енергії для i -го перерізу ежектора матиме вигляд:

$$\frac{\rho_p \cdot v_p^2}{2} + p_1 = \frac{\rho_i \cdot v_i^2}{2} + p_i + u \cdot p_1 \cdot \tau \cdot \ln \frac{p_i}{p_2} + \Delta P_{mpi} + \Delta E_i, \quad (3)$$

де v_i , ρ_i , p_i – швидкість, густина, статичний тиск суміші в i -му перерізі потоку;

τ – відношення абсолютної температури газу в зоні стрибка T_2 до температури його в приймальній камері T_1 , яке характеризує ізобаричну зміну температури газу до стрибка ущільнення.

Швидкість суміші за відсутності ковзання фаз і з врахуванням того, що стиск – ізотермічний, можна вивести із рівняння об'ємної витрати:

$$v_i = \frac{Q_1 + \frac{p_1}{p_i} \cdot Q_2}{F_3}. \quad (4)$$

Оскільки $Q_1 = Q_2 / u = v_p F$, то після нескладних перетворень отримаємо:

$$v_i = \left(1 + \frac{p_1}{p_i} \cdot u \right) \cdot \frac{v_p}{\Gamma}. \quad (5)$$

Швидкість v_p на виході з сопла можна визначити через перепад тиску на соплі ΔP_1 і коефіцієнт швидкості сопла ϕ із рівняння:

$$\frac{\rho_p \cdot v_p^2}{2} = \phi^2 \cdot \Delta P_1. \quad (6)$$

Середню густину суміші можна виразити як функцію від об'ємної газомісткості α , або як функцію від масової газомісткості x . Для однорідного стаціонарного потоку при рівності швидкостей фаз об'ємна і масова газомісткість відповідно рівні:

$$\alpha = \frac{Q_2}{Q_1 + Q_2} = \frac{Q_2}{Q}, \quad x = \frac{W_2}{W_1 + W_2} = \frac{W_2}{W}, \quad (7)$$

де Q_1 , Q_2 , Q – об'ємні витрати рідини, газу і суміші;

W_1 , W_2 , W – масові витрати рідини, газу і суміші в деякому перерізі потоку.

Тоді середня густина суміші в цьому перерізі, як функція об'ємної газомісткості, запишеться у вигляді:

$$\rho = \frac{W}{Q} = \alpha \cdot \rho_2 + (1 - \alpha) \cdot \rho_p, \quad (8)$$

а як функція від масової газомісткості буде задовольняти рівнянню:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{x}{\rho_2} + \frac{1-x}{\rho_p}, \quad (9)$$

тут ρ_p , ρ_2 – густина рідинної і газової фаз в заданому перерізі.

Із рівнянь (8) і (9) можна встановити зв'язок між масовим і об'ємним вмістом газу в суміші:

$$x = \frac{\alpha \cdot \rho_2}{\alpha \cdot \rho_2 + (1 - \alpha) \cdot \rho_p}. \quad (10)$$

В рівнянні балансу (3) невідомими є статичний тиск p_3 , а також швидкість суміші v_3 і об'ємна газомісткість α_2 після стрибка ущільнення. Для знаходження цих параметрів використаємо рівняння неперервності, яке в нашому випадку має вигляд:

$$\rho_1 \cdot v_2 = \rho_2 \cdot v_3, \quad (11)$$

рівняння збереження кількості руху:

$$\rho_1 \cdot v_2^2 + p_2 = \rho_2 \cdot v_3^2 + p_3, \quad (12)$$

і рівняння збереження енергії:

$$\left(i_{p1} + \frac{v_2^2}{2} \right) \cdot (1-x) + \left(i_{21} + \frac{v_2^2}{2} \right) \cdot x = \left(i_{p2} + \frac{v_3^2}{2} \right) \cdot (1-x) + \left(i_{22} + \frac{v_3^2}{2} \right) \cdot x, \quad (13)$$

де ρ_1 , v_2 , p_2 – густина, швидкість і статичний тиск крапельної суміші перед стрибком ущільнення;

ρ_2 , v_3 , p_3 – густина, швидкість і статичний тиск бульбашкової суміші за стрибком ущільнення;

i_{p1} , i_{21} – ентальпії рідини і газу перед стрибком ущільнення;

i_{p2} , i_{22} – ентальпії рідини і газу за стрибком ущільнення.

З достатньою мірою точності припустивши, що ентропія рідини в стрибку не змінюється ($i_{p1} = i_{p2}$) і використавши вираз для ентальпії газу

$$i_2 = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{p}{\rho_2}, \quad (14)$$

приведемо рівняння енергії до вигляду:

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{p_2}{\rho_{22}} \cdot x + \frac{v_2^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{p_3}{\rho_{23}} \cdot x + \frac{v_3^2}{2}. \quad (15)$$

Розв'язавши сумісно систему рівнянь (11), (12) і (15) з врахуванням того, що згідно рівнянь (8) і (9):

$$\rho_1 = \rho_p \cdot \frac{1 - \alpha_1}{1 - x}; \quad \rho_2 = \rho_p \cdot \frac{1 - \alpha_2}{1 - x};$$

$$\rho_{22} = \left(\frac{1}{\alpha_1} - 1 \right) \cdot \rho_p \cdot \frac{x}{1 - x} \quad \text{і}$$

$$\rho_{23} = \left(\frac{1}{\alpha_2} - 1 \right) \cdot \rho_p \cdot \frac{x}{1 - x},$$

отримаємо вирази для параметрів потоку за стрибком ущільнення через параметри потоку перед ним:

$$p_3 = p_2 + (1 - \alpha_1) \cdot \rho_p \cdot v_2^2 \times \left(1 + \frac{\xi^{-1} + (1 - \alpha_1) \cdot \left(\frac{2 \cdot \gamma \cdot \alpha_1}{\gamma - 1} - 1 \right)}{\alpha_1 \cdot \left(\frac{2 \cdot \gamma}{\gamma - 1} - 1 \right)} \right), \quad (16)$$

$$v_3 = v_2 \cdot \frac{\xi^{-1} + (1 - \alpha_1) \cdot \left(\frac{2 \cdot \gamma \cdot \alpha_1}{\gamma - 1} - 1 \right)}{\alpha_1 \cdot \left(\frac{2 \cdot \gamma}{\gamma - 1} - 1 \right)}; \quad (17)$$

$$\alpha_2 = \frac{1 - \xi \cdot (1 - \alpha_1)^2}{1 + \xi \cdot (1 - \alpha_1) \cdot \left(\frac{2 \cdot \gamma \cdot \alpha_1}{\gamma - 1} - 1 \right)}, \quad (18)$$

де

$$\xi = \left(1 + \frac{1}{v_2^2} \cdot \frac{2 \cdot \gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{p_2 \cdot \alpha_1}{(1 - \gamma) \cdot \rho_p} \right)^{-1}. \quad (19)$$

Використавши відомий вираз для швидкості звуку в двофазному середовищі за умови відсутності фазових змін:

$$a = \left(\frac{n \cdot p}{\alpha \cdot (1 - \alpha) \cdot \rho_p} \right)^{0.5}. \quad (20)$$

Запишемо формулу для числа Маха навігаючого крапельного потоку перед стрибком ущільнення:

$$M_1 = v_2 \cdot \left(\frac{n \cdot p}{\alpha \cdot (1 - \alpha) \cdot \rho_p} \right)^{-0.5}. \quad (21)$$

Врахувавши рівняння (21), систему рівнянь (16) - (19) можна привести до безрозмірної системи для визначення відносних змін параметрів руху:

$$\frac{p_3}{p_2} = 1 + \frac{M_1^2 \cdot n}{\alpha_1} \times \left(1 + \frac{\xi^{-1} + (1 - \alpha_1) \cdot \left(\frac{2 \cdot \gamma \cdot \alpha_1}{\gamma - 1} - 1 \right)}{\alpha_1 \cdot \left(\frac{2 \cdot \gamma}{\gamma - 1} - 1 \right)} \right); \quad (22)$$

$$\frac{v_3}{v_2} = \frac{\xi^{-1} + (1 - \alpha_1) \cdot \left(\frac{2 \cdot \gamma \cdot \alpha_1}{\gamma - 1} - 1 \right)}{\alpha_1 \cdot \left(\frac{2 \cdot \gamma}{\gamma - 1} - 1 \right)}; \quad (23)$$

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{1 - \xi \cdot (1 - \alpha_1)^2}{\alpha_1 + \xi \cdot \alpha_1 \cdot (1 - \alpha_1) \cdot \left(\frac{2 \cdot \gamma \cdot \alpha_1}{\gamma - 1} - 1 \right)}; \quad (24)$$

де

$$\xi = \left(1 + \frac{2 \cdot \gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{\alpha_1^2}{n \cdot M_1^2} \right)^{-1}. \quad (25)$$

Тут n – показник політропи, який визначає теплообмін між фазами. Якщо вміст газової фази в потоці і швидкість потоку великі, то показник політропи потрібно брати рівним показнику адіабати $n = \gamma$. Якщо вміст газової фази невеликий, а теплообмін між фазами настільки великий, що газ знаходиться в тепловій рівновазі з рідиною, то $n = 1$.

Як видно із рівнянь (22)–(25), відносна зміна параметрів потоку за стрибком ущільнення залежить тільки від об'ємної газомісткості газу перед стрибком α_1 та числа Маха M_1 навігаючого потоку.

Для того, щоб можна було проводити розрахунки за наведеним вище рівнянням, необхідно доповнити їх рівняннями для визначення параметрів руху перед стрибком:

$$\alpha_1 = \frac{u}{\frac{p_2}{p_1} + u}; \quad v_2 = \left(1 + \frac{p_1}{p_2} \cdot u \right) \cdot \frac{v_p}{\Gamma}. \quad (26)$$

В цих рівняннях p_2 можна визначити із тих міркувань, що пониження статичного тиску $\Delta p = p_1 - p_2$ обумовлено рухом газу (повітря), захопленого струминою рідини, і приблизно рівне величині його динамічного тиску:

$$\Delta p = \frac{\rho_2 \cdot v_2^2}{2}, \quad (27)$$

де швидкість газу

$$v_2 = \frac{Q_2}{F_3 - F} = \frac{u \cdot v_p}{\Gamma - 1}. \quad (28)$$

Виразивши густину газу, що надходить до приймальної камери, через тиск p_1 і температуру T_1 згідно з рівнянням:

$$\rho_2 = \frac{p_1}{R \cdot T_1} \quad (29)$$

для статичного тиску p_2 в камері змішування до стрибка отримаємо вираз:

$$p_2 = p_1 \cdot \left(1 - \frac{u \cdot v_p}{R \cdot T_1 \cdot (\Gamma - 1)} \right), \quad (30)$$

де R – газова стала для повітря.

Оцінимо величину енергії ΔE_2 , яку необхідно витратити для того, щоб розділити оди-

ницю об'єму рідини на N однакових крапель радіусом r_k :

$$\Delta E_2 = N \cdot 4\pi \cdot r_k^2 \cdot \sigma, \quad (31)$$

але

$$N = \frac{1}{\frac{4}{3}\pi r_k^3}, \quad (32)$$

тоді

$$\Delta E_2 = \frac{3 \cdot \sigma}{r_k}. \quad (33)$$

Аналогічно можна оцінити енергію ΔE_3 необхідну на створення N однакових бульбашок радіусом r_b в одиниці об'єму робочої рідини:

$$\Delta E_3 = \frac{3 \cdot \sigma}{r_b} \cdot \frac{\alpha_2}{1 - \alpha_2}, \quad (34)$$

де α_2 – об'ємна газомісткість суміші за стрибком;

σ – поверхневий натяг робочої рідини.

Отже, із формул (33) і (34) випливає, що для створення дрібнодисперсних повітряно-крапельних і рідинно-бульбашкових сумішей необхідна енергія, величина якої обернено-пропорційна середньому радіусу краплі чи бульбашки. Причому енергія на створення бульбашкового потоку за великих значень об'ємної газомісткості може бути набагато більшою від енергії на створення крапельного потоку.

На початковій ділянці, довжина якої l_1 визначається експериментальним рівнянням (1), потік рідини і потік повітря, що охоплює його, рухаються з різними швидкостями. Швидкість рідини на всій ділянці стала і рівна швидкості вильоту із сопла v_p , а швидкість інжектваного газу (повітря) v_2 можна вважати наближено сталою і визначати за формулою (28).

Силу тертя на поверхні розділу фаз відносно одиниці об'єму рідини можна обчислювати за формулою:

$$F_{mp} = \frac{2 \cdot C_{f1} \cdot \rho_2 \cdot (v_p - v_2)^2}{d(z)}, \quad (35)$$

де $d(z)$ – діаметр струмینی рідини в залежності від відстані до сопла;

C_{f1} – коефіцієнт опору на межі розділу фаз.

Коефіцієнт опору в цій зоні залежить числа Рейнольдса:

$$Re_1 = \frac{\rho_2 \cdot (v_p - v_2) \cdot d(z)}{\mu_2}, \quad (36)$$

і при ламінарній течії ($Re_1 < 5 \cdot 10^5$) визначається за формулою Блазіуса:

$$C_{f1} = 1,328 \cdot Re_1^{-0,5}, \quad (37)$$

а при турбулентній течії ($Re_1 > 5 \cdot 10^5$) визначається за формулою:

$$C_{f1} = 0,0576 \cdot Re_1^{-0,2}. \quad (38)$$

Втратами при русі повітряного потоку на стінці нехтуємо, оскільки вони незначні.

Досліди показують, що динамічний тиск струмینی рідини з віддаленням від сопла не змінюється, але її діаметр зменшується. З іншого боку, відносна швидкість фаз теж зменшується. Характер цих змін складно визначити, і тому при розрахунках будемо вважати, що на всій довжині зони діаметр струмینی сталий $d(z)=d$, і відносна швидкість фаз теж не змінюється. Тоді втрату тиску на опір на початковій ділянці визначимо за формулою:

$$\Delta P_{mp1} = F_{mp} \cdot l_1. \quad (39)$$

На основній ділянці, довжина l_2 якої визначається за експериментальним рівнянням (2), внаслідок інтенсивного турбулентного перемішування фаз відбувається формування однорідного повітряно-крапельного потоку. На початку цієї ділянки газомісткість на осі ежектора близька до нуля, а поблизу стінки камери змішування – близька до одиниці. З віддаленням у напрямку течії газомісткість поблизу стінки зменшується, а на осі – збільшується. Однак наприкінці ділянки газомісткість потоку вирівнюється, що свідчить про формування однорідного повітряно-крапельного потоку. Швидкості рідинної і газової фаз однакові. Основну частину втрат повного тиску тут складає втрата енергії на утворення крапель, яка набагато більша від втрат на тертя повітряної фази на стінці камери змішування і втрат на тертя між фазами, оскільки їх відносна швидкість незначна і прямує до нуля. Тому втратами тиску на тертя на основній ділянці камери змішування нехтуємо ($\Delta P_{mp2}=0$).

На ділянці довжиною l_3 до стрибка ущільнення і ділянці довжиною l_4 після стрибка двокомпонентна рідинно-газова суміш рухається у вигляді однорідної крапельно-повітряної і рідинно-бульбашкової (пінної) суміші відповідно. Тому, для визначення втрати тиску на тертя на цих ділянках застосовуємо єдиний підхід з тією різницею, що при обчисленні коефіцієнта динамічної в'язкості суміші враховуватимемо, що крапельно-повітряна суміш ближча до газової фази, а пінна суміш - до рідинної фази.

Швидкість втрати тиску на тертя вздовж осі потоку рівна:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{mp} = \frac{\chi}{F_3} \cdot \tau, \quad (40)$$

де $\chi = \pi D$ – периметр камери змішування;

$$F_3 = \frac{1}{4} \cdot \pi D^2$$
 – площа камери змішування;

τ – середня дотична напружка на стінці камери змішування, яку можна виразити через коефіцієнт тертя, густину і швидкість суміші згідно формули:

$$\tau = \frac{1}{2} \cdot C_f \cdot \rho \cdot v^2. \quad (41)$$

Підставивши (41) в (40), для градієнта тиску, обумовленого силами тертя, можна отримати:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{mp} = \frac{2 \cdot C_f \cdot G^2}{D \cdot \rho}, \quad (42)$$

де $G = \rho \cdot v$ – густина потоку суміші (масова швидкість).

Скориставшись формулою (9), густину суміші в (42) можна виразити через густини компонентів і масову газомісткість. Тоді буде отримано рівняння:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{mp} = \frac{2 \cdot C_f \cdot G^2}{D} \cdot \left(\frac{1}{\rho_p} + x \cdot \left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_p}\right)\right). \quad (43)$$

Оскільки детальна структура двофазного потоку невідома, і неможливо визначити ідеалізовану реологічну модель течії, багато авторів досліджень приймають деяке еквівалентне середнє значення динамічної в'язкості, яке б задовольняло граничним випадкам, коли відсутня одна із фаз. Можна використати співвідношення, запропоноване Макадамсом [9]:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{x}{\mu_2} + \frac{1-x}{\mu_p}. \quad (44)$$

Доцільно встановити співвідношення між в'язкістю, коефіцієнтом тертя і втратами тиску на тертя для двофазного потоку і для однієї із розглядуваних фаз [9].

Якщо позначити індексом z випадок, коли в трубі тече газ з тією ж масовою швидкістю, що і при сумісній течії фаз, то із співвідношення випливає:

$$\frac{\mu}{\mu_z} = \frac{C_f}{C_{fz}}, \quad (45)$$

із формули (44) для двофазного потоку на ділянці l_3 отримаємо:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{mp3} = \Phi_z^2 \cdot \left(\frac{dp}{dz}\right)_{mpz} = \Phi_z^2 \cdot \frac{2 \cdot C_{fz} \cdot G^2}{D \cdot \rho_z}, \quad (46)$$

де C_{fz} – коефіцієнт тертя для газової фази;
 $G = \rho_1 v_2$ – масова швидкість суміші;

Φ_z^2 – коефіцієнт двофазності по відношенню до чисто газового потоку, який для ламінарної течії рівний:

$$\Phi_z^2 = \left(\frac{\mu_z}{\mu_p} + x \cdot \left(1 - \frac{\mu_z}{\mu_p}\right)\right) \cdot \left(\frac{\rho_z}{\rho_p} + x \cdot \left(1 - \frac{\rho_z}{\rho_p}\right)\right). \quad (47)$$

У випадку турбулентної течії, використавши співвідношення (44) для еквівалентної в'язкості повітряно-крапельної суміші, визначаємо число Рейнольдса:

$$Re = \frac{G \cdot D}{\mu}, \quad (48)$$

і, використовуючи рівняння Блаузіуса для течії в гладких трубах, яке має вигляд:

$$C_f = 0,079 \cdot Re^{-0,25}, \quad (49)$$

отримуємо вираз для коефіцієнта двофазності:

$$\Phi_z^2 = \left(\frac{\mu_z}{\mu_p} + x \cdot \left(1 - \frac{\mu_z}{\mu_p}\right)\right)^{-0,25} \times \left(\frac{\rho_z}{\rho_p} + x \cdot \left(1 - \frac{\rho_z}{\rho_p}\right)\right). \quad (50)$$

В формулах (46) – (50) необхідно всі величини, які залежать від тиску, брати за тиску p_2 .

Для пінного потоку після стрибка ущільнення встановимо співвідношення між в'язкістю, коефіцієнтом тертя і втратами тиску на тертя по відношенню до рідинної фази.

Тоді, аналогічно із попередніми розрахунками, позначивши індексом p випадок, коли в камері змішування тече рідина з тією ж масовою швидкістю, що і суміш, швидкість втрати тиску на тертя на ділянці l_4 після стрибка становитиме

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{mp4} = \Phi_p^2 \cdot \left(\frac{dp}{dz}\right)_{mpp} = \Phi_p^2 \cdot \frac{2 \cdot C_{fp} \cdot G^2}{D \cdot \rho_p}, \quad (51)$$

де коефіцієнт двофазності по відношенню до рідинного потоку для ламінарної течії:

$$\Phi_p^2 = \left(1 + x \cdot \left(\frac{\mu_p}{\mu_z} - 1\right)\right) \cdot \left(1 + x \cdot \left(\frac{\rho_p}{\rho_z} - 1\right)\right), \quad (52)$$

а для турбулентної течії:

$$\Phi_p^2 = \left(1 + x \cdot \left(\frac{\mu_p}{\mu_z} - 1\right)\right)^{-0,25} \times \left(1 + x \cdot \left(\frac{\rho_p}{\rho_z} - 1\right)\right). \quad (53)$$

Тут у рівняннях (51) – (53) всі залежні від тиску величини потрібно брати за тиску p_3 .

Оскільки, як видно із аналізу поданих вище формул, градієнти тиску стали на тих ділянках, для яких вони визначені, то втрати тиску на цих ділянках відповідно будуть рівні:

$$\Delta P_{mp3} = l_3 \cdot \left(\frac{dp}{dz}\right)_{mp3} \quad \text{і} \quad \Delta P_{mp4} = l_4 \cdot \left(\frac{dp}{dz}\right)_{mp4}. \quad (54)$$

Таким чином, розвинута вище теорія дозволяє розраховувати величини втрат енергії ΔE_2 і ΔE_3 робочого рідинного потоку на створення вільної поверхні розділу двох фаз при утворенні повітряно-крапельного і пінного потоків. Для цього необхідно знати місце розташування стрибка ущільнення в камері змішування ежектора, яке можна встановити на основі експериментальних даних. Тоді із рівняння балансу енергії (3) можна отримати:

$$\Delta E_2 = \frac{\rho_p \cdot v_p^2}{2} - \frac{\rho_1 \cdot v_2^2}{2} + \quad (55)$$

$$+ p_1 - p_2 - \Delta P_{mp1} - \Delta P_{mp3};$$

$$\Delta E_3 = \frac{\rho_1 \cdot v_2^2}{2} - \frac{\rho_2 \cdot v_3^2}{2} + \quad (56)$$

$$+ p_2 - p_3 - \Delta P_{mp4} - u \cdot p_1 \cdot \tau \cdot \ln \frac{p_3}{p_2},$$

де всі величини розраховуються за наведеними вище рівняннями.

Оскільки, як відмічалось вище, дисперсність пінного розчину визначається значеннями ΔE_2 і ΔE_3 , то задача зводиться до підбору згідно рівнянь (55) і (56) таких режимів руху робочого рідинного і ежекторного повітряного потоків, при яких ці значення були б максимальними.

Отримані результати можна використовувати при створенні раціональної конструкції піногенеруючого пристрою ежекторного типу та при виборі параметрів і експлуатаційних режимів його роботи.

1 Тихомиров В. К. Пены. Теория и практика их получения и разрушения / В. К. Тихомиров. – М.: Химия, 1975. – 264 с.

2 Васильев Ю. Н. Теория жидкостно-газового эжектора / Ю. Н. Васильев // Лопаточные машины и струйные аппараты. – 1971. – Вып. 5. – 121 с.

3 Соколов Е. Я. Струйные аппараты / Е. Я. Соколов, Н. М. Зингер. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 351 с.

4 О расчете жидкостно-газовых струйных аппаратов / Чернухин В. А. (и др.) // Известия вузов. Машиностроение. – 1977. – № 8. – С. 81-86.

5 Барекян А. Ш. Расчет жидкостно-газового эжектора / А. Ш. Барекян, А. В. Беляков // Известия вузов. Машиностроение. – 1981. – № 8. – С. 55-59.

6 Лышевский А. С. К определению длины нераздробленного участка жидкой струи / А. С. Лышевский // Известия вузов. Нефть и газ. – 1965. – № 6. – С. 67-71.

7 Miguel J. Pyrodynamics / J. Miguel // Pyrodynamics. – 1965. – v.4. – p. 198.

8 Экспериментальные исследования жидкостно-газовых струйных аппаратов / В. А. Чернухин (и др.) // Известия вузов. Машиностроение. – 1980. – № 3. – С. 48-52.

9 Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения / Г. Уоллис. – М.: Мир, 1972. – 440 с.

Стаття надійшла до редакційної колегії
04.12.12

Рекомендована до друку професором
Копєс Б. В.