

ГІДРОДИНАМІКА ОКРЕМИХ СТРУМЕНІВ РІДИНИ В АПАРАТАХ ЗІ ЩІЛИННИМИ РОЗПОДІЛЬНИМИ ПРИСТРОЯМИ

Аналіз конструкційних особливостей апаратів з безпосереднім контактом фаз, насомперед пристроїв для розподілення рідкого теплоносія в об'ємі апаратів, дає змогу зробити висновок, що однією з найперспективніших для харчової промисловості є конструкція пароконтактних тепломасообмінних апаратів з розподільними пристроями щілинного типу. Однак на сьогодні немає рекомендацій щодо розрахунку гідродинамічних режимів апаратів цього типу і, відповідно, їхніх конструктивних розмірів.

На Дубенському цукровому заводі проведено експериментальне дослідження теплогідродинамічних режимів окремих струменів рідини, що витікають зі щілинних водозливів, при поперечному обтічному потоці пари. В дослідіх початкові параметри течії змінювались в таких межах: тиск пари $p = 0,023...0,04$ МПа; масова витрата рідини $G = 0,18...1,3$ кг/с; початкова температура рідини $t_p = 31...55$ °С; $We_\sigma = 0,002...0,12$. Візуальним спостереженням і фотографуванням визначали, а потім аналізували геометричні характеристики витікання рідини через щілинні прямокутні водозливи 15, 20, 25 мм завширшки з метою розроблення методики розрахунку гідродинамічних характеристик відповідних струменевих течій.

Основним елементом розрахунку гідродинаміки струменевих течій крапельної рідини є встановлення їхньої траєкторії, яка, власне, і визначає побудову геометричних характеристик апаратів струменевого типу.

Траекторію вільних струменів розраховують за диференціальними рівняннями руху частинки рідини в полі сили тяжіння. Граничною умовою при цьому є середня швидкість і напрям руху струменя на виході з розподільного пристрою. Водночас порівняння траекторій струменів, розрахованих за моделлю вільної течії за умови витікання без обтікання парою з вертикального водозливу

$$y = \frac{gx^2}{2v_0^2}, \quad (1)$$

де g – прискорення вільного падіння, x , y – горизонтальна і вертикальна координати, відраховані від зрізу розподільного пристрою, v_0 – початкова швидкість струменя, що входить до граничних умов, з реально визначеними як середні лінії контурів струменів свідчить, що використання як v_0 швидкості рідини на гребені водозливу дає значну похибку, аналіз якої свідчить про занижене значення швидкості v_0 , розраховане за рівняннями для водозливів прямокутного перерізу.

Очевидно, внаслідок інверсії струменя, що витікає, до граничних умов має входити не середня швидкість рідини, віднесена до перерізу водозливу, а швидкість течії в так званому стисненому перерізі. Тому траекторії руху струменів аналізували, щоб визначити швидкість рідини в стисненому перерізі

$$v_{0\text{ст}} = x \sqrt{g/(2y)}, \quad (2)$$

яку в подальшому порівнювали зі швидкістю v_0 , розрахованою з рівняння витрати рідини через водозлив

$$v_0 = m^{2/3} Q^{1/3} b^{-1/3} (2g)^{1/3}, \quad (3)$$

де Q – об'ємна витрата рідини, $\text{м}^3/\text{с}$; b – ширина водозливу, м ; m – коефіцієнт витрати водозливу (за результатами налагоджувальних дослідів $m = 30,045 \text{Re}_{\text{де}}^{-0,4}$).

В результаті порівняння v_0 та $v_{0\text{ст}}$ отримано залежність між ними

$$v_{0\text{ст}} = 1,45v_0. \quad (4)$$

З аналізу рівняння нерозривності руху рідини в струмені можна зробити висновок, що коефіцієнт стиснення струменя

$$\varepsilon = \frac{v_0}{v_{0\text{ст}}} = \frac{1}{1,45} = 0,69 \quad (5)$$

залишався практично незмінним незалежно від характеристик щілини, витрати рідини та її фізичних властивостей.

Порівняння траєкторії вільного руху струменя, розрахованої з урахуванням інверсії струменя, з реально визначеною траєкторією засвідчило, що врахування стиснення струменя значно поліпшує якість описання траєкторії струменя, максимально наближаючи її розраховане значення до дійсного.

Аналізуючи рух струменя в поперечному потоці пари, слід враховувати силу, що виникає внаслідок динамічної взаємодії їх. При цьому виникають принципові проблеми, пов'язані із специфіками як задачі руху струменя, так і задачі обтікання його паровим потоком. Задача руху вільного струменя рідини включає диференціальні рівняння руху частинки одиничної маси в полі масових сил. Інтенсивність же міжфазової взаємодії при аналізі руху парового потоку визначається результуючою поверхневою силою, яка для струменя, що витікає зі щілинного розподільного пристрою, буде залежати, в основному, від сили лобового опору (у разі складної, змінної по довжині конфігурації струменя цю силу аналітично, очевидно, не можна визначити).

Враховуючи все вищесказане, можна зробити висновок, що найраціональнішим методом описання руху струменя є створення напівемпіричної моделі, що базувалась би на деякому формальному підході,

який певним чином врахує силу міжфазової взаємодії. З аналізу моделі руху вільного струменя випливає, що найдієвішим способом є введення до рівняння руху частинки струменя деякої уявної еквівалентної масової сили, яка опосередковано врахувала б цю взаємодію. Запишемо рівняння руху вільного струменя в припущенні, що струмінь витікає зі щілини горизонтально, а уявна сила напрямлена також горизонтально:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = f, \quad (6)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = g, \quad (7)$$

де f – щільність розподілу уявної сили (прискорення сили), m^2/c ; t – час, c .

Початкові умови матимуть вигляд

$$\frac{dx}{dt} = v_{0\text{ст}} \quad \text{при } t = 0, \quad (8)$$

$$\frac{dy}{dt} = 0 \quad \text{при } t = 0, \quad (9)$$

$$y = 0; x = 0 \quad \text{при } t = 0. \quad (10)$$

Щоб замкнути задачу, слід задати деяким чином щільність f . Як уже зазначалось, теоретично це здійснити неможливо, тому єдиним способом визначення f є експериментальний. Причому при аналізі дослідних даних для їх подальшого використання треба насамперед визначити систему змінних, в якій цей аналіз проводиться.

Аналіз результатів дослідження показує, що еквівалентна масова сила залежить від витратних параметрів і фізичних властивостей взаємодіючих потоків, кінетичної енергії парового потоку, початкової швидкості руху струменя, гідравлічного діаметра струменя на виході зі щілини. Крім цього,

струмінь має змінний по довжині поперечний переріз, причому такий, що, очевидно, лобовий опір має змінюватись від мінімального значення біля розподільного пристрою до деякого максимуму, після чого знову зменшуватись до кінця струменя.

Якщо ж урахувати, що паровий потік біля твердих поверхонь має всі ознаки примежових шарів, тобто швидкості поблизу твердих поверхонь знижуються до нуля, то очевидно, що вплив геометричного положення перерізу струменя має ще зрости. Тоді розмірнісну залежність щільності f від характеристик течії можна записати так:

$$f = f\left(\left(\rho_{\text{п}} v_{\text{п}}^2\right); v_{\text{р}}; d_{\text{е}}; v_{\text{р}}; \sigma_{\text{р}}; \rho_{\text{р}}g; \frac{y}{h}\right), \quad (11)$$

де $\rho_{\text{п}}$, $\rho_{\text{р}}$, $v_{\text{п}}$, $v_{\text{р}}$ – густини та швидкості відповідно пари і рідини, кг/м^3 та м/с ; $d_{\text{е}}$ – гідравлічний діаметр струменя на зрізі водозливу, м ; $v_{\text{р}}$ – коефіцієнт кінематичної в'язкості рідини; $\sigma_{\text{р}}$ – коефіцієнт поверхневого натягу рідини, Н/м ; h – загальна висота струменя, м .

Методом аналізу розмірностей отримано такий комплекс безрозмірних величин:

$$f^* = f [We_{\sigma}; We_{d_{\text{е}}}; Re_{d_{\text{е}}}; y'], \quad (12)$$

де $f^* = \frac{f \sqrt{\sigma_{\text{р}}/\rho_{\text{р}}g}}{v_{0\text{ст}}}$ – безрозмірна еквівалентна масова сила;

$We_{\sigma} = \rho_{\text{п}}v_{\text{п}}/(\sigma_{\text{р}}\rho_{\text{р}}g)^{0.5}$; $We_{d_{\text{е}}} = \frac{\sigma_{\text{р}}}{\rho_{\text{р}}gd_{\text{е}}^2}$; $Re_{d_{\text{е}}} = v_{0\text{ст}}d_{\text{е}}/v_{\text{р}}$; $y' = y/h$ – відносне

значення вертикальної координати.

Оскільки в дослідях число поверхневого натягу $We_{d_{\text{е}}}$ змінювалося в незначних межах, його вплив не було зафіксовано.

При інтегруванні задачі руху (6), (7) з умовами (8) – (10) отримаємо

$$\frac{dy}{dx} = \frac{g}{f} + \frac{v_{0\text{ст}}}{\sqrt{2xf}}. \quad (13)$$

При аналізі експериментальних даних у струмені визначили вузлові точки з координатами $y' = 0,10; 0,16; 0,22; 0,28; 0,34; 0,40; 0,46; 0,52; 0,58; 0,64; 0,70$. В кожній з цих точок методом численного диференціювання визначали величину dy/dx . (Крок оптимізований, подальше його зменшення суттєво не впливає на результати розрахунку). Після цього, підставляючи отримане значення dy/dx в рівняння (13), розраховували поточні значення f та відповідні їм f^* .

Для аналізу дослідних даних застосували методи регресійного аналізу.

Дослідні точки можна описати для кожного окремого значення We_σ , Re_{de} поліномом третього ступеня:

$$f^* = a(y')^3 + b(y')^2 + c(y') + d, \quad (14)$$

де значення коефіцієнтів a, b, c, d для окремих випадків наведено в таблиці.

Значення коефіцієнтів кореляційного рівняння (14)

We_σ	Re	a	b	c	d	R^2
0,0452	49888,2	0,1117	-0,1905	0,0872	-0,0014	0,9657
0,0424	51064,3	0,0743	-0,1298	0,0658	-0,0039	0,9824
0,0363	42796,6	0,0781	-0,1156	0,048	-0,0014	0,9486
0,0293	52187,8	0,0382	-0,0556	0,0216	-0,0004	0,9906

R^2 – коефіцієнт детермінації.

Функція $f^* = f(y')$ має яскраво виражений екстремум, що дає змогу виділити дві області впливу відносної висоти на f^* , в кожній з яких дослідні дані були апроксимовані степеневими залежностями:

область збільшення f^* із зростанням y'

$$f^* = 1,26 \cdot 10^9 We_\sigma^{5,182} Re_{de}^{-0,82} (y')^{0,579}, \quad (15)$$

область зменшення f^* із зростанням y'

$$f^* = 1,35 \cdot 10^8 \cdot We_\sigma^{5,32} \cdot Re_{de}^{-0,676} \cdot (y')^{-0,401}. \quad (16)$$

Водночас, щоб спростити розрахункову процедуру та забезпечити неперервність змінення f^* по висоті каналу, доцільно апроксимувати дослідні дані єдиною залежністю

$$f^* = 7,1 \cdot 10^{10} \frac{(y')^{0,68}}{340 (y')^{2,3} + 75} We_{\sigma}^{5,25} Re^{-0,75}. \quad (17)$$

Як свідчить аналіз, розрахунки як за рівняннями (15), (16), так і за залежністю (17) задовільно описують дослідні дані. При цьому, як і очікувалось, при $y \rightarrow 0$ величина f також прямує до 0, а із збільшенням y значення f спочатку зростає, після чого, пройшовши максимум, зменшується.

Слід також зазначити, що розрахунок за рівнянням (17) точніше описує характер змінення f при $\frac{y}{h} \rightarrow 1$.

Таким чином, при аналізі гідродинаміки окремих струменів рідини в поперечному потоці пари в рамках запропонованої напівемпіричної моделі слід аналізувати задачу, що складається з диференціальних рівнянь (6), (7) за граничних умов (8) – (10), а для замикання задачі застосувати отримані вирази для швидкості рідини в стисненому перерізі $v_{0 \text{ ст}}$ (4) та для уявної еквівалентної сили f , що враховує динамічну дію парового потоку (17).

Висновки. Для замикання задачі руху окремого струменя рідини, що утворюється при витіканні зі щілинного розподільного пристрою при поперечному потоці пари, запропоновано модель еквівалентної масової сили, яка дає змогу адекватно врахувати вплив інтенсивності міжфазової взаємодії на траєкторію струменя рідини.

Надійшла до редколегії 09.06.2004 р.

Проаналізовано результати експериментального дослідження гідродинаміки струменів води, що утворюються при її витіканні зі щілинних розподільних пристроїв в поперечному потоці пари. Для замикання задачі руху струменів рідини запропоновано модель еквівалентної масової сили, яка дала змогу врахувати вплив інтенсивності міжфазової взаємодії на траєкторії струменів.

S.Vasilenko, V.Bondar, V.Shutyuk.

HYDRODYNAMICS OF SEPARATE JETS OF APPARATUS OF A LIQUID WITH SLOT-HOLE SWITCHING CENTRES

The analysis of results of an experimental research of hydrodynamics of jets of water which are formed at its expiration of slot-holes at a cross motion of stream. For short circuit of a problem of movement of a jet of a liquid the model of equivalent mass force which has allowed to take into account influence of intensity of interphase interaction on a trajectory of a jet is offered.