

Відстань, що проходить звуковий промінь від випромінювача до мікрофона при умові його відбивання від АР визначають як:

$$L = \sqrt{(X_{од} - X_1)^2 + (Y_{од} - Y_1)^2} + \sqrt{(Y_{ом} - Y_1)^2 + (X_{ом} - X_1)^2} \quad (16),$$

де  $X_{од}$  і  $Y_{од}$  - координати випромінювача;  $X_1$  і  $Y_1$  - координати точки дотику променя до поверхні АР.

Отже, процес створення математичної моделі АК для автоматизованих систем контролю якості гучномовців передбачає наступну послідовність дій. Встановлюється форма камери і її мінімальний радіус. Визначають форму АР і необхідні їх параметри.

Після того, як АР, починаючи від найближчого до випромінювача, розміщені по поверхні камери, визначаємо для кожного з них:

- 1) граничні координати зон освітлення,
- 2) координати зон відбиття,
- 3) площу поверхні освітлення і площу поверхні відбиття,
- 4) довжину ходу променя від гучномовця до мікрофона при його відбиванні від поверхні АР.

Після цього сумуємо окремо значення поверхонь освітлення і відбиття, а також довжини ходу променів. Закінчивши розрахунок для останнього АР, одержуємо відношення інтенсивностей відбитої та падаючої звукових хвиль, як відношення сумарної площі відбиття до сумарної площі освітлення, а також середню довжину ходу променя.

Поданий вище алгоритм дає змогу за значенням верхньої межі інтенсивності звукової енергії або потужності досліджуваних випромінювачів розрахувати оптимальну за формою та розмірами АК, яка при невеликому об'ємі має досить високі акустичні характеристики, є набагато дешевшою за ЗЗ К і її можна використовувати в автоматизованих системах контролю якості звукових випромінювачів замість акустичних боксів.

1. Есено Т. Экраны и корпуса // *Акустика*. 1972. Т.9-28. С.25-32. 2. Терещук Р.М. и др. Полупроводниковые приемно-усилительные устройства: *Справ. радиолюбителя*. К., 1988. 3. Тюлин В.М. *Введение в теорию излучения и рассеяния звука*. М., 1976.

УДК 681.121.089.6

## МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ЯКІСНО-ІНФОРМАТИВНИХ ПРОЦЕСІВ ДЗВОНОВИХ ВИТРАТОВИМІРЮВАЛЬНИХ УСТАНОВОК

© 1997, О.Є.Середюк

*Івано-Франківський державний технічний університет нафти і газу*

*Розроблено математичну модель якісно-інформативних гідродинамічних процесів у витіснювачі дзвонових витратовимірвальних установок з обертовим дзвоном. Здійснений аналітичний розв'язок складеної системи диференціальних рівнянь, внаслідок чого отримані залежності для зміни напруження сил гідродинамічного тертя стійки дзвона в функціональній залежності від геометричних розмірів установки, швидкості руху і глибини занурення дзвона. Проведений чисельний аналіз одержаних результатів, подана їх графічна інтерпретація і встановлений зв'язок з якісними характеристиками витратовимірвальних установок.*

Однією із найважливіших якісних характеристик взірцевих дзвонових витратовимірвальних установок є стабільність відтворення миттєвих витрат газу. Інформативність цього параметра визначається переважно гідродинамічними процесами, які існують у витіснювачі установки. Ці процеси зумовлюють виникнення сил гідродинамічного опору опусканню дзвона [2]. Останні залежать від геометричних розмірів дзвона і витіснювача, а також від швидкості руху і глибини

занурення стінок дзвона у рідину витіснювача. У цілому вплив вказаних параметрів на гідродинамічні сили опору рухові дзвона характеризують якісно-інформативні процеси витратовимірвальних установок, які безпосередньо впливають на їх метрологічні характеристики.

Одним із шляхів підвищення стабільності відтворюваних витрат газу, що підтверджується новизною технічної реалізації [1] і експериментальними даними [3], є надання дзвону

обертowego руху навколо вертикальної осі. Це зумовлює доцільність математичного моделювання гідродинамічних процесів у такого типу установках.

Силу опору рухові обертowego дзвона можна розділити на дві складові - опір тертю його стінок у рідині і опір переміщенню торцевої поверхні стінки у витіснювачі. Перша складова визначається гідродинамічними процесами в кільцевих зазорах витіснювача, а друга - гідродинамічними процесами, що є у витіснювачі під стінкою дзвона. Враховуючи, що друга складова розглянута в [4], детальніше проаналізуємо першу.

Аналізуючи схему утворення кільцевих зазорів у витіснювачі з зовнішньою 1 і внутрішньою 2 стінками (рис.1), бачимо, що занурений дзвін 3 розділяє витіснювач на два кільцевих зазори, які відрізняються суттю фізичних і гідродинамічних процесів у них. Так, у зовнішньому зазорі обертowo-поступальний рух надано внутрішній стінці радіусом  $r_2$ , а у внутрішньому - зовнішній радіусом  $r_1$ .

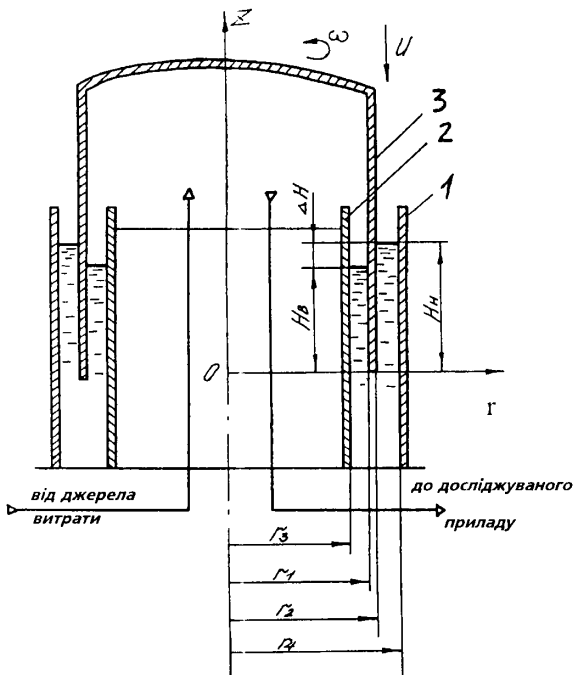


Рис. 1. Схема утворення кільцевих зазорів у витіснювачі дзвонів.

Складемо спочатку математичну модель для зовнішнього зазору. Для цього розглянемо в нерухомій циліндричній системі координат поступальний рух обертowego відносно осі z дзвона, який пов'язаний з координатами  $r$  і  $z$  так, як зображено на рис.1. Виходячи з аналізу фізичних

процесів у кільцевому зазорі, що базуються на умові прилипання рідини до твердої стінки [5], і враховуючи реальне конструктивне виконання установок, яке забезпечує значне перевищення ходу дзвона вздовж осі  $z$  порівняно з шириною кільцевого зазору вздовж осі  $r$ , задамося такими припущеннями:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial z} \ll \frac{\partial v_r}{\partial r}, \quad \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \ll \frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2}, \\ \frac{\partial v_\phi}{\partial z} \ll \frac{\partial v_\phi}{\partial r}, \quad \frac{\partial^2 v_\phi}{\partial z^2} \ll \frac{\partial^2 v_\phi}{\partial r^2}, \\ \frac{\partial v_z}{\partial z} \ll \frac{\partial v_z}{\partial r}, \quad \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \ll \frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2}, \end{aligned} \right\} (1)$$

де  $v_r$ ,  $v_\phi$ ,  $v_z$  - радіальна, колова і осьова складові швидкості рідини відповідно вздовж координат  $r$ ,  $\phi$ ,  $z$ . Прийемо рідину в'язкоюю, а її рух ламінарним, встановленим і осесиметричним. Тоді система рівнянь Нав'є-Стокса і нерозривності [5] набуває вигляду:

$$\left. \begin{aligned} \nu \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) - \frac{v_r}{r^2} \right] - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} &= v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\phi^2}{r}, \\ \nu \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} \right) - \frac{v_\phi}{r^2} \right] &= v_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + \frac{v_\phi v_r}{r}, \\ \nu \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) - \frac{v_r}{r^2} \right] - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= v_r \frac{\partial v_z}{\partial r}, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\partial v_z}{\partial z} &= 0, \end{aligned} \right\} (2)$$

де  $\nu$  - коефіцієнт кінематичної в'язкості;  $\rho$  - густина рідини;  $\frac{\partial p}{\partial r}$  і  $\frac{\partial p}{\partial z}$  - градієнти тиску вздовж осей  $r$  і  $z$ .

Граничні умови для системи (2) такі (рис.1):

$$\left. \begin{aligned} \text{при } r = r_2 \quad v_r = 0, \quad v_\phi = \omega r_2, \quad v_z = -u; \\ \text{при } r = r_4 \quad v_r = 0, \quad v_\phi = 0, \quad v_z = 0; \\ \text{при } z = H_n \quad (r_2 < r < r_4) \quad \rho = 0, \end{aligned} \right\} (3)$$

де  $H_n$  - глибина занурення зовнішньої поверхні стінки дзвона в затворну рідину;  $u$  і  $\omega$  - лінійна і кутова швидкості руху стінки дзвона.

Проаналізуємо складену систему рівнянь (2). Із (3) випливає, що граничні умови для  $\rho$  не можна визначити за змінною  $r$ . Тому, аналітичний розв'язок всієї системи є неможливим. Необхідно ввести додаткову змінну. Нею може бути параметр, який визначається швидкістю  $v_r$ , оскільки вона входить у всі рівняння і характеризується нульовими граничними умовами. Значення цієї додаткової змінної прийемо таким, що дорівнює середньому значенню  $v_{rn}$  для  $r$ , який змінюється в межах від  $r_2$  до  $r_4$ . Такий

підхід відомий як частковий випадок методу лінеаризації диференціальних рівнянь [7] при розв'язку некоректних задач гідродинаміки. Вищевказані міркування дають можливість подати загальний розв'язок другого рівняння системи (2) так:

$$v_{\phi H} = C_1 \frac{1}{r} + C_2 \frac{e^{K_H r}}{K_H^2} \left( K_H - \frac{1}{r} \right), \quad (4)$$

де  $K_H = \frac{v_{rH}}{v}$  - постійний коефіцієнт. (Тут і надалі індекс "н" відноситься до зовнішнього кільцевого зазору витіснювача).

Для знаходження постійних інтегрування  $C_1$  і  $C_2$  використаємо граничні умови (3), з урахуванням яких рівняння (4) набуває вигляду

$$v_{\phi H} = \frac{\omega r_2^2 \left[ (K_H r_4 - 1) - e^{K_H(r-r_4)} (K_H r - 1) \right]}{\left[ (K_H r_4 - 1) - e^{K_H(r_2-r_4)} (K_H r_2 - 1) \right]} \frac{1}{r}. \quad (5)$$

З отриманого розв'язку (5) виходить, що при умові нехтування радіальною швидкістю  $v_r$  (при цьому коефіцієнт  $K_H=0$ ), залежність між змінними  $v_{\phi H}$  і  $r$  лінійна. Коли коефіцієнт  $K_H$  приймає відмінні від нуля значення, то складова  $v_{rH}$  надає профілю швидкостей  $v_{\phi H}$  експоненціального вигляду. Це свідчить про якісну сторону зв'язку між складовими  $v_{\phi}$ ,  $v_r$  і  $v_z$ .

Тому тепер встановимо взаємозв'язок між складовими швидкості  $v_r$  і  $v_z$  шляхом сумісного розв'язку третього і четвертого рівнянь системи (2). Враховуючи, що перше із вказаних рівнянь є неоднорідним, то його розв'язок подамо як суму загального розв'язку однорідного рівняння (перші два члени) і часткового розв'язку неоднорідного рівняння (останній член)

$$v_{zH} = C_1 + C_2 e^{\left( K_H - \frac{1}{r_H} \right) r} + C_3 r. \quad (6)$$

При цьому врахована реальна меншість (приблизно в 6-10 разів) ширини кільцевого зазору порівняно з радіусом дзвона  $r_2$ , що під час виведення розв'язку (6) дало можливість змінну  $r$ ,

$$v_{zH} = -\frac{u(f_H - \sigma_H)}{f_H - 1} \left\{ 1 + M_H (r_4 - r_2) \left[ 1 - \frac{(f_H - 1)(r_4 - r)}{(f_H - \sigma_H)(r_4 - r_2)} \right] \right\}, \quad (13)$$

де

$$M_H = \frac{(r_2^2 - r_1^2)/4 - B_H}{\left[ (r_4^2 + r_2 r_4 - 2r_2^2)/6 + B_H \right] (r_4 - r_2)}, \quad (14)$$

яка входить в коефіцієнт перед похідною  $\frac{\partial v_z}{\partial r}$ ,

замінити середнім радіусом  $r_H^0$

$$r_H^0 = (r_2 + r_4)/2. \quad (7)$$

Одночасно для запису розв'язку (6) використана умова  $\frac{\partial p}{\partial z} = \text{const}$ , яка справедлива при постійних швидкостях опускання дзвона і обґрунтована результатами досліджень [6].

Визначаючи постійні інтегрування в рівнянні (6) з граничних умов (3) отримуємо

$$v_{zH} = R_1 (e^{K_H r} - e^{K_H r_H}) - R_2 (r - r_4), \quad (8)$$

де

$$R_1 = \left[ u + \frac{1}{\mu K_1} \frac{\partial p}{\partial z} (r_4 - r_2) \right] / (e^{K_H r_4} - e^{K_H r_2}), \quad (9)$$

$$R_2 = \frac{1}{\mu K_1} \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (10)$$

$$K_1 = K_H - \left( 1/r_H^0 \right). \quad (11)$$

Далі вважатимемо, що з-під дзвона рідина витісняється в обидва напрямки в однакових кількостях. Тому, інтегруючи по  $r$  в межах від  $r_2$  до  $r_4$  четверте рівняння системи (2) з урахуванням граничних умов (3) і умови рівності об'єму рідини, що протікає через верхній переріз зовнішнього кільцевого зазору, з половиною об'єму занурювальної частини дзвона, отримаємо

$$\int_{r_2}^{r_4} v_{zH} r dr = u (r_2^2 - r_1^2) / 4. \quad (12)$$

Підставляючи далі в (12) вираз для  $v_{zH}$  із (8) і розв'язуючи його відносно  $\frac{\partial p}{\partial z}$ , отримаємо вираз для градієнта тиску вздовж осі  $z$ . Після введення цього виразу в (8), одержимо

$$V_H = \frac{f_H}{(f_H - 1)K_1^2} \left[ -\frac{K_1^2}{2}(r_4^2 - r_2^2) + (r_4 K_1 - 1) - \frac{r_2 K_1 - 1}{f_H} \right], \quad (15)$$

$$f_H = e^{K_1(r_4 - r_2)}, \quad (16)$$

$$\sigma_H = e^{K_1(r - r_2)}. \quad (17)$$

На рис.2 зображені криві, побудовані за (13), які характеризують розподіл осьової швидкості  $\tilde{v}_{zH}$  вздовж ширини кільцевого зазору  $\tilde{\delta}_H$  для різних значень  $K_H$  (тут  $\tilde{v}_{zH} = v_{zH}/u$  і  $\tilde{\delta}_H = (r - r_2)/(r_4 - r_2)$ ).

Як бачимо з графіків, в безпосередній близькості від стінки дзвона швидкість зміни осьової складової  $\tilde{v}_{zH}$  значною мірою визначається коефіцієнтом  $K_H$ , значення якого залежить від складової  $v_{rH}$ , яка, своєю чергою, визначається швидкістю  $v_{\phi H}$ . Цей висновок має практичну цінність для вивчення сил тертя стінок обертового дзвона в рідині, а значить, для визначення зміни тиску під ним.

Як відомо з [2, 6], напруження сил тертя на зовнішній стінці дзвона визначають за формулою

$$\tau = \mu \left( \frac{\partial v_z}{\partial r} \right)_{r=r_2}, \quad (18)$$

де  $\mu$  - коефіцієнт динамічної в'язкості рідини.

Розв'язуючи (18) сумісно з (13) для безрозмірних значень ширини зовнішнього кільцевого зазору  $\beta_H = \frac{r_4}{r_1}$  і товщини стінки дзвона

$$\beta_D = \frac{r_2}{r_1}, \text{ отримуємо}$$

$$\tau_H = \frac{\mu u K_1}{f_H - 1} \left\{ 1 + M_H r_1 (\beta_H - \beta_D) \left[ 1 - \frac{(f_H - 1)}{K_1 r_1 (\beta_H - \beta_D)} \right] \right\}, \quad (19)$$

де

$$K_1 = K_H - 2/r_1 (\beta_H + \beta_D). \quad (20)$$

Вирази для  $M_H, V_H, f_H$  аналогічні залежностям (14)-(16), в яких параметри  $r_2$  і  $r_4$  замінені безрозмірними значеннями відповідно  $\beta_D$  і  $\beta_H$ .

Чисельний аналіз отриманих результатів проводили за допомогою ПЕОМ для таких значень параметрів:  $\beta_H = 1,055; 1,110; 1,166; 1,222$  ( $\delta_H = 0,05; 0,1; 0,15; 0,2$  м) і  $\beta_D = 1,0022; 1,0044;$

$1,0088; 1,0133$  ( $\delta_D = 2; 4; 8; 12$  мм). При цьому коефіцієнтів  $K_H$  надані деякі дискретні значення в межах  $-200 \dots +200$ . Отримані графічні залежності для різних  $\beta_D$  мають практично аналогічний характер і при  $\beta_D = 1,0044$  зображені на рис.3,а. Тут вкажемо, що безрозмірна координата  $\tilde{\tau}_H$  відповідає відношенню напруження тертя  $\tau_H$  до його значення  $\tau_H^*$  при  $K_H = 0$ .

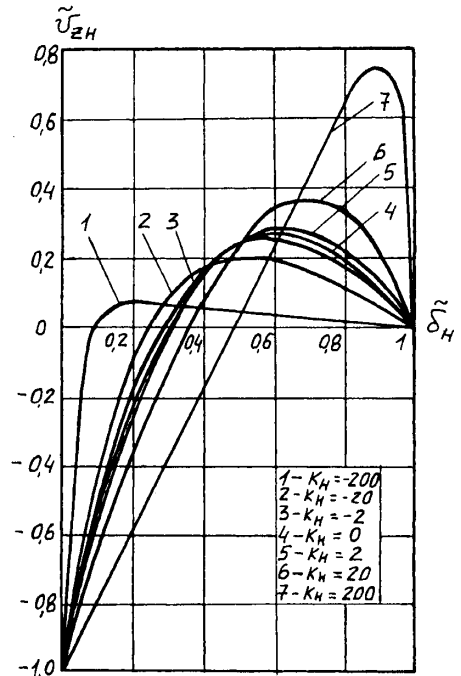


Рис.2. Криві розподілу осьової складової швидкості  $\tilde{v}_{zH}$  в зовнішньому кільцевому зазорі.

Із отриманих результатів випливає, що для діапазону  $(-2) < K_H < 2$  зміна коефіцієнта  $K_H$  практично не впливає на зміну напруження сил тертя обертового дзвона. Поряд з цим при  $K_H \geq 2$  сили тертя можуть зменшуватися приблизно на 50 % від їх значень при  $K_H = 0$ . Стосовно умов зовнішнього кільцевого зазору додатні значення коефіцієнта  $K_H$  відповідають такому розподілу швидкості рідини, при якому

осереднене значення радіальної складової  $\overset{\circ}{v}_{rH}$  збігається з напрямком координати  $r$  (рис.1). З погляду фізики процесу це обґрунтовано, бо внаслідок витіснення стінкою дзвона рідини з-під його торця в обидві сторони складова  $\overset{\circ}{v}_{rH}$  в зовнішньому кільцевому зазорі спрямована до зовнішньої стінки витіснювача. Ці міркування разом з отриманою залежністю (19) свідчать про зменшення напруження сил тертя, що сприяє стабілізації тиску під дзвоном. Тут вкажемо також, що хоча при  $K_H \leq 2$  згідно з графіками (рис.3,а) існує зростання параметра  $\tau_H$  в 3-4 рази, але це можливо лише теоретично, бо фізично умова досягнення коефіцієнтом  $K_H$  вказаних значень нездійсненна.

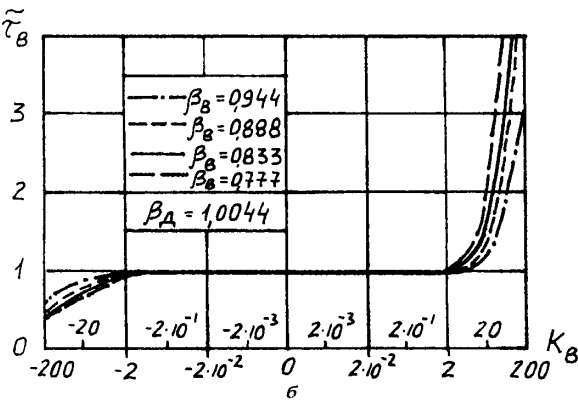
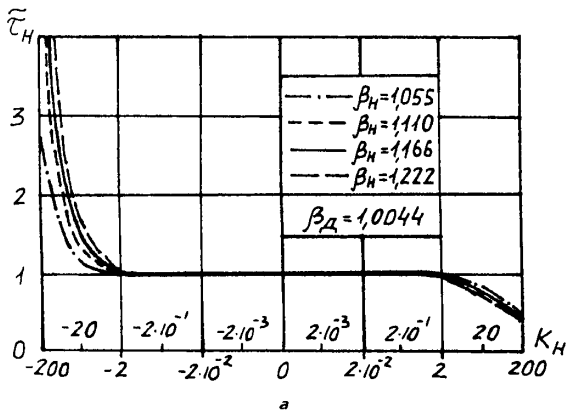


Рис.3. Результати чисельного аналізу параметрів  $\tau_H$  і  $\tau_B$  в зовнішньому (а) і внутрішньому (б) кільцевих зазорах витіснювача.

Для внутрішнього кільцевого зазору (рис.1) математичне моделювання здійснюється аналогічно як і для зовнішнього, а приклад числового

аналізу отриманих результатів при  $\beta_D=1,0044$  зображений на рис.3,б. При цьому для обчислення параметрів  $\beta_B$  і  $K_B$  використовували вирази

$$\beta_B = r_3/r_1, \quad (21)$$

$$K_B = \overset{\circ}{v}_{rB}/\overset{\circ}{v}, \quad (22)$$

де  $\overset{\circ}{v}_{rB}$  - осереднене значення складової швидкості  $v_{rB}$ , розрахованої на інтервалі зміни координати  $r$  в межах від  $r_3$  до  $r_1$ .

Отримані висновки про можливість стабілізації тиску під дзвоном аналогічні попереднім, однак, зменшення відносного напруження сил тертя  $\tau_B$  досягається при від'ємних значеннях параметра  $K_B \leq -2$ . (Параметр  $\tau_B$  відповідає відношенню напруження тертя  $\tau_B$  до його значення  $\tau_B^*$ , обчисленому при  $K_B = 0$ ). Від'ємні значення коефіцієнта  $K_B$  також є фізично обґрунтовані внаслідок протилежного напрямку осередненого значення радіальної складової  $\overset{\circ}{v}_{rB}$  з напрямком координати  $r$ , що є у внутрішньому кільцевому зазорі витіснювача.

Отримані результати математичного моделювання гідродинамічних процесів дзвонових витратомірювальних установок обґрунтовують можливість досягнення якісних змін у функціонуванні взірцевих установок, що сприяє передусім стабілізації відтворюваних ними миттєвих витрат газу [3]. Заразом, отримані результати можна використати при аналізі прикладних задач з визначення перетоків рідини через кільцеві зазори між нерухомим і обертовим циліндрами, а також при проектуванні ротаметрів з обертовими поплавками.

1. А.с. 771470 СССР. МКИГ01 F25/00. Колокольная дискретно-динамическая установка для точного воспроизведения и измерения расхода газа / И.С.Бродин, О.Е.Середюк, С.А.Чеховский // Открытия. Изобретения. 1980. N38. С.215. 2. Бродин И.С., Чеховский С.А., Иващенко В.В. Исследование колокольного мерника в качестве источника стабильного расхода газа // Измерительная техника. 1976. N5. С.29-31. 3. Бродин И.С., Середюк О.Е. Многопредельная образцовая расходоизмерительная установка с вращающимся колоколом // Современные методы и приборы автоматического контроля и регулирования технологических процессов: Материалы семинара. М., 1988. С.113-118. 4. Бродин И.С., Середюк О.Е. Оптимальное проектирование колокольных

*расходоизмерительных систем // Оптимальное проектирование в задачах химического машиностроения: Межвуз. сб. науч. тр. М., 1983. С.86-90. 5. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М., 1978. 6. Тарг С.М.*

*Основные задачи теории ламинарных течений. М.-Л., 1951. 7. Sparrow E.M., Lin E.H., Lundgren T.S. Flow Development in the Hydrodynamic Entrance Region of Tubes and Ducts // Phys. Fluids. 1964. Vol.7. P.338-347.*

УДК 681.2+658.562

## ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ВІБРОАКУСТИЧНОГО МЕТОДУ КОНТРОЛЮ ВИТРАТИ ДВОФАЗОВИХ ПОТОКІВ

© 1997, П.М.Райтер, О.Б.Стовбенко

*Івано-Франківський державний технічний університет нафти і газу*

*На підставі аналізу існуючих технологій видобутку нафти та газу свердловин промислів показано актуальність задачі контролю фазового складу та вимірювання витрати фаз двофазових сировинних нафтогазових потоків. Розроблено методикку обробки експериментальних даних двофакторних експериментів в умовах газорідинного стенду. За допомогою методу головних компонент оцінено масштаб зміни інтенсивності віброакустичного інформаційного сигналу датчика трубопроводу. На основі факторного аналізу експериментальних даних визначено частотні складові енергетичного спектру інформаційного сигналу, амплітуди яких найбільше корелюють з витратами окремих фаз двофазового потоку.*

Розвиток економіки індустріальних суспільств в ХХ столітті показав, що у зв'язку з ростом продуктивності праці доля сировини та енерговитрат у вартості готової продукції зростає. Це обумовлює, з одного боку, необхідність впровадження енергозберігаючих технологій на всіх ділянках виробництва. З другого боку, необхідно зменшувати витрати при видобутку та переробці сировинних ресурсів шляхом забезпечення комплексної розробки газових та нафтових родовищ, дотримання оптимальних режимів видобутку та первинної переробки складних потоків свердловин.

У нафтовій та газовій промисловості значна частина сировинних потоків свердловин має двофазову структуру: суміш нафти та газу, або газу і конденсату. Це зумовлює необхідність контролю витрат кожної з фаз потоку з метою вирішення вищенаведених проблем забезпечення ефективності нафтогазових підприємств. Оперативна інформація про витрату фаз потоку кожної з свердловин промислу дозволяє оптимізувати завантаження технологічного обладнання установок первинної переробки нафти, газу і конденсату. Окрім того, що зокрема є більш суттєвим, наявність такої інформації дозволяє збільшити видобуток цінних компонентів сировинної суміші свердловини, забезпечивши оптимальні умови видобутку.

Для забезпечення контролю фазового складу нафтогазових та газоконденсатних свердловин пропонується віброакустичний метод та система контролю фазового складу двофазових сировинних потоків свердловин. Цей метод забезпечує технологічні вимірювання витрати газової та рідкої фази потоку в трубопроводі свердловини на підставі аналізу віброакустичних сигналів датчика трубопроводу. В пропонуваній роботі наведено аналіз результатів дослідження впливу фазових витрат двофазового потоку на вид інформаційного віброакустичного сигналу.

Стенові дослідження віброакустичного методу контролю фазового складу газорідинного потоку, описані в [2], проводились на газоводо-нафтовому полігоні "Потік" Охтирського НГДУ. Дослідження методу проводились на технологічних режимах, максимально наближених до умов газового або нафтового промислу. Це полягало в тому, що в якості газу і рідини вибирались відповідно метан та різні сорти нафти, причому газові фактори досліджуваних двофазових потоків відповідали газовим факторам на промислі (0,6-0,9).

Реєстрація інформаційних сигналів на полігоні "Потік" проводилась на вимірювальній ділянці трубопроводу (Ду=100 мм). В якості первинного перетворювача використовувався акселерометер типу 4370 фірми Брюль і К'єр,