

УДК 532.5

© Рябчиков М. Л., Страшко Т. І., Трикова Т. М.

ДИНАМІКА ПЕРЕХІДНИХ ПРОЦЕСІВ В ГІДРАВЛІЧНИХ СИСТЕМАХ ОХОЛОДЖЕННЯ

Постановка задачі у загальному вигляді, її зв'язок з важливішими науковими і практичними завданнями. Сучасні технологічні процеси у ряді випадків передбачають подавання до поверхні матеріалу теплового потоку q . У багатьох процесах технологічний процес з точки зору кінцевого результату бажано супроводжувати якнайменшим нагріванням матеріалу, що обробляється. Враховуючи досить високе значення теплових потоків проблема своєчасного відведення цього потоку від матеріалу досить актуальна. Бажано було б, щоб це тепло відводилось одночасно з виконанням технологічного процесу. Реальні процеси охолодження частіше всього пов'язані з використанням охолоджуючих рідин, які циркулюють в порожнинах пристроїв для охолодження. При зміні параметрів технологічних процесів необхідно змінювати і параметри охолоджуючої рідини, зокрема швидкість її руху.

Аналіз останніх досліджень і публікацій, в яких започатковано розв'язання проблеми. Параметри охолоджуючих пристроїв для різних технологічних процесів розглянуті в ряді досліджень і публікацій [1-9], з аналізу яких можна зробити такі висновки. Майже не досліджені в літературі динамічні характеристики пристроїв з гідравлічним керуванням. Між тим незнайомство з перехідними режимами гальмує впровадження передових конструкцій охолоджуючих пристроїв в усіх галузях промисловості у зв'язку з ненадійністю створення систем керування цими пристроями. Універсальна модель поведінки пристрою в перехідних режимах повинна враховувати його

складну гідромеханічну природу. Слід враховувати, що пружністю володіє не тільки сам пристрій, як тверде тіло, але й рідина, що знаходиться усередині. Питання визначення параметрів коливань валів і інших пружних систем, у тому числі з врахуванням гідравлічного демпфування викладаються у [4-5]. Динаміка гідравлічних систем досліджується у [7-9]- Експериментальні методи визначення динамічних деформацій дані у [6]. Динамічні процеси недостатньо досліджені і в теплових процесах, якими керують вказані вали. Врахування їх дозволило б створити більш надійну систему керування пристроєм, покращати якість продукції. Аналіз конструкцій охолоджувальних пристроїв [2, 3, 9] демонструє, що у ряді випадків канал для проходження охолоджуючої рідини уявляє з себе прямокутний елемент зі стінками порівняльно невеликої товщини. У випадку раптової зміни подачі рідини значними виявляються амплітуди коливань конструкції охолоджувального пристрою [4], але адекватної моделі цього процесу не запропоновано.

Постановка задачі. Мета роботи – визначення динамічних характеристик охолоджувальних пристроїв з прямокутними каналами у випадку зміни витрат рідини.

Обґрунтування одержаних наукових результатів. Дослідимо, як відбувається згин оболонки охолоджуючого пристрою, що уявляє з себе прямокутний канал з рідиною. Тут будемо вважати стінку пристрою пластиною з товщиною δ . При умові постійного тиску згин такої пластини повинен задовольняти рівнянню Софі Жермен

$$\frac{\partial^4 w}{\partial z^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial z^2 \partial x^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} = \frac{p}{G},$$

де G - циліндрична жорсткість, $G = \frac{E\delta^3}{12(1-\gamma^2)}$,

γ - коефіцієнт Пуасона,

E – модуль повздовжньої пружності матеріалу оболонки,

x – координата, що йде поперек каналу.

У зв'язку з тим, що $l \gg b$, знехтуємо зміною прогинів координатою z , суттєве тільки на границях. Одержуємо рівняння

$$\frac{d^4 w}{dx^4} = \frac{p}{G},$$

рішення якого може бути записане у вигляді

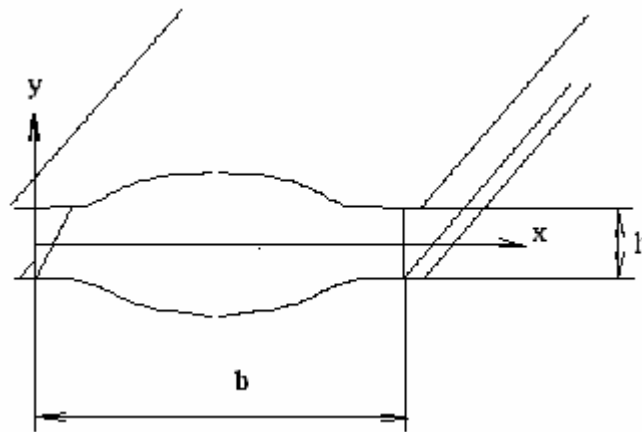


Рис. 1 - Деформація оболонки пристрою

Наприкінці одержуємо $w = \frac{P}{24G} z^2 (a^2 - b^2)$,

Визначимо збільшення площі перерізу каналу у зв'язку з прогином однієї оболонки

$$\omega = \int_0^b w dz = \frac{P}{24G} \int_0^b (a^2 - b^2 z^2) dz = \frac{pb^5}{180G} = \frac{pb^5(1-\gamma^2)}{15E\delta^3}.$$

Для двох оболонок (зовнішньої і внутрішньої)

$$\omega = \frac{pb^5(1-\gamma^2)}{15E} \left(\frac{1}{\delta^3} + \frac{1}{\delta_1^3} \right).$$

У випадку підвищення тиску на величину dp площа перерізу збільшиться на

$$d\omega = \frac{b^5(1-\gamma^2)}{15E} \left(\frac{1}{\delta^3} + \frac{1}{\delta_1^3} \right) dp.$$

У випадку нестационарного процесу у каналі при збільшенні подачі (витрат) рідини на величину ΔQ динамічне рівняння перехідного руху рідини має вигляд [6]

$$\frac{\partial H}{\partial z} = \frac{\partial q}{\partial z} + \frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{V}{g} \frac{\partial V}{\partial z}.$$

Це рівняння має дві невідомі функції $H(z,t)$ –напір рідини, $H = \frac{P}{\rho g}$ і швидкість $V(z,t)$. Витрати напору на тертя $\frac{\partial q}{\partial z}$ у першому приближенні визначимо формулами стаціонарного режиму. Крім того, при розрахунках перехідних процесів у металевих валах можна знехтувати конвекційним членом $\frac{V}{g} \frac{\partial V}{\partial z}$ [6].

$$\text{Тоді } \frac{\partial H}{\partial z} = \frac{\partial q}{\partial z} + \frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial t}.$$

У випадку відсутності сил опору

$$\frac{\partial H}{\partial z} = \frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial t}. \quad (1)$$

Другим рівнянням, необхідним для визначення функцій H і v буде диференціальне рівняння нерозривності, яке виведемо з врахуванням пружності рідини і стінок каналу для її проходження. Для цього виділимо двома нескінченно близькими перерізами каналу елемент рідини довжиною Δz і площиною $\omega = bh$. Рівняння збереження маси в об'ємі цього елемента

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{d\omega}{\omega} + \frac{d\Delta z}{\Delta z} = 0. \quad (2)$$

Припустимо, що рідина пружна і підкоряється закону Гука [6]

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{dp}{\Psi},$$

де Ψ - об'ємний модуль пружності рідини, $dp = \frac{\partial p}{\partial t} dt$ - повна зміна тиску за час dt .

Враховуючи попередні результати,

$$\frac{d\omega}{\omega} = \frac{d\omega}{bh} = \frac{b^4(1-\gamma^2)}{15Eh} \left(\frac{1}{\delta^3} + \frac{1}{\delta_1^3} \right) \frac{\partial p}{\partial t} dt.$$

Приріст $d\Delta z$ – це відносне подовження елемента Δz . Обчислимо його, як різницю шляхів, пройдених кінцями відрізка Δz за час dt .

$$d(\Delta z) = Vdt - \left(V + \frac{\partial V}{\partial z} \Delta z \right) dt = -\frac{\partial V}{\partial z} dt.$$

Тоді рівняння нерозривності приймає форму

$$\left[\frac{1}{\Psi} + \frac{b^4(1-\gamma^2)}{15Eh} \left(\frac{1}{\delta^3} + \frac{1}{\delta_1^3} \right) \right] \frac{dp}{dt} = \frac{\partial V}{\partial z}.$$

Означимо $a = \frac{\sqrt{\Psi/\rho}}{\sqrt{1 + \frac{\Psi b^4(1-\gamma^2)}{E 15h} \left(\frac{1}{\delta^3} + \frac{1}{\delta_1^3} \right)}}$.

Параметр a уявляє з себе швидкість розповсюдження пружної хвилі у каналі. Чисельник $a_0 = \sqrt{\Psi/\rho}$ - швидкість звука у необмеженому середовищі, для води $a_0=1435$ м/с.

Таким чином, друге рівняння перехідного процесу має вигляд

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{a^2}{g} \frac{\partial V}{\partial z}.$$

Сумісне роз рішення рівнянь (1) і (2) (у випадку відсутності опорів руху рідини) дає два рівняння

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \\ \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} - \frac{a^2}{g} \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = 0 \end{cases}.$$

Використавши до рівняння перетворення Лапласа, одержимо

$$\left\{ \begin{array}{l} p^2 V - a^2 \frac{d^2 V(p, z)}{dz^2} = 0 \\ a^2 \frac{d^2 H}{dz^2} - p^2 H = 0 \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} V = C_1(p) \exp\left(-p \frac{z}{a}\right) + C_2(p) \exp\left(p \frac{z}{a}\right) \\ H = C_3(p) \exp\left(-p \frac{z}{a}\right) + C_4(p) \exp\left(p \frac{z}{a}\right) \end{array} \right.$$

По теоремі запізнювання [6]

$$V(z, t) = \begin{cases} \varphi\left(-\frac{z}{a}\right) \varphi\left(+\frac{z}{a}\right) v_0, & \text{при } t > z/a \\ v_0, & \text{при } t < z/a \end{cases}$$

$$H(z, t) = \begin{cases} F\left(-\frac{z}{a}\right) \Phi\left(+\frac{z}{a}\right) H_0, & \text{при } t > z/a \\ H_0, & \text{при } t < z/a \end{cases}$$

Одержане рішення демонструє, що у каналі без витрат виконується переміщення граничного обурення без зміни форми.

Використаємо вихідні рівняння, в результаті одержуємо відому формулу гідравлічного удару [6].

$$H - H_0 = \frac{a}{g} \varphi\left(-\frac{z}{a}\right) v_0$$

яка справедлива у випадку швидкого підвищення швидкості, час підвищення швидкості менша за фазу удару $\Theta = 2l/a$.

При досягненні прямою хвилею кінця валу в протилежному напрямку буде рухатися хвиля розрідження.

У прийнятих умовах відсутності опорів частота коливань такої хвилі $\lambda = a/2l$.

Власну частоту коливань оболонки, як довгої пластини будемо визначати, виходячи з диференційного рівняння коливань окремого перерізу пластини [4]

$$\frac{\partial^4 w}{\partial z^4} + \frac{\rho_0 \delta}{G} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0.$$

Прийmemo $w = Z \sin \omega t$, де Z – функція, що залежить тільки від координати z , ω – колова частота, ρ_0 – густина матеріалу оболонки.

У цьому випадку рівняння можна переписати у вигляді

$$\frac{d^4 Z}{dz^4} + \frac{12\rho_0(-\gamma^2)}{E\delta^2} \omega^2 Z = 0,$$

рішення якого можна уявити у вигляді

$$Z = C_1 \sin kz + C_2 \cos kz + C_3 \operatorname{sh} kz + C_4 \operatorname{ch} kz,$$

$$\text{де } k^4 = \frac{12\rho_0(-\gamma^2)}{E\delta^2} \omega^2$$

Враховуємо граничні умови: рівняння можна привести до вигляду

$$\cos kb \operatorname{ch} kb - \cos 2kb = 1,$$

яке має мінімальне значення при $kb = \frac{\pi}{2}$.

Тоді колова частота коливань

$$\omega = \frac{\pi^2 n^2}{4b^2} \sqrt{\frac{E\delta^2}{12\rho_0(-\gamma^2)}}$$

Власна частота коливань, враховуючи, що $b = B/n$,

$$\lambda_0 = \frac{\pi n^2}{8B^2} \sqrt{\frac{E\delta^2}{12\rho_0(-\gamma^2)}}$$

Умова відсутності резонансу буде мати вигляд $\lambda_0 < \lambda$. Прийmemo для подальшого викладення $\lambda_0 = \lambda/k_1$, де $k_1 > 0$ – коефіцієнт вібростійкості. Тоді,

$$\frac{\pi n^2}{8B^2} \sqrt{\frac{E\delta^2}{12\rho_0(-\gamma^2)}} = \frac{\sqrt{\Psi/\rho}}{2k_1 \pi D n \sqrt{1 + \frac{\Psi B^4(-\gamma^2)}{E 15n^4 h} \left(\frac{1}{\delta^3} + \frac{1}{\delta_1^3} \right)}},$$

що еквівалентно рівності

$$\frac{k_1 \pi D n^3}{4B^2} \sqrt{\frac{\Psi}{E} \frac{\rho}{\rho_0} \left[\frac{\delta^2}{12(-\gamma^2)} + \frac{\Psi B^4 \delta^2}{E 180n^4 h} \left(\frac{1}{\delta^3} + \frac{1}{\delta_1^3} \right) \right]} = 1.$$

Означимо $\alpha = \frac{\delta n}{B}$, $\beta = \frac{D}{B}$, $\vartheta = \frac{hn}{B}$. Прийmemo $\delta_1 = \delta$. Тоді попередня умова

перепишеться у вигляді

$$n^2 \frac{k_1 \pi^2}{4} \alpha \beta \sqrt{\frac{\Psi}{E} \frac{\rho}{\rho_0} \left(\frac{1}{12(1-\gamma^2)} + \frac{\Psi}{180 \cdot E \alpha^3 g} \right)} = 1.$$

Відоме значення для сталі $\gamma=0,3$. Приймавши $k_1=2$, одержуємо

$$0,12 \cdot n^2 \alpha \beta \sqrt{\frac{E}{\Psi} \frac{\rho}{\rho_0} \left(1 + \frac{\Psi}{16,5 \cdot E \alpha^3 g} \right)} = 1.$$

Це рівняння можна розрішити відносно β

$$\beta = \frac{8,4}{n^2 \alpha} \frac{\sqrt{\frac{\Psi}{E} \frac{\rho_0}{\rho}}}{\sqrt{1 + \frac{\Psi/E}{16,5 \alpha^3 g}}}.$$

Наприклад, для комбінації нержавіюча сталь – вода

$E=2 \cdot 10^5$ МПа, $\Psi=2,25 \cdot 10^3$ МПа, $\rho=10^3$ кг/м³, $\rho_0=7,9 \cdot 10^3$ кг/м³

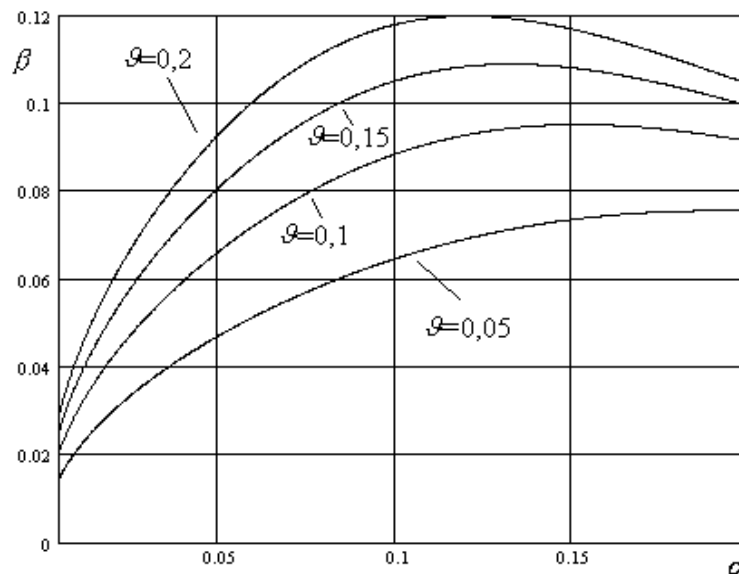


Рис. 2 - Залежність відносного діаметра від відносної товщини стінки з умови відсутності резонансу

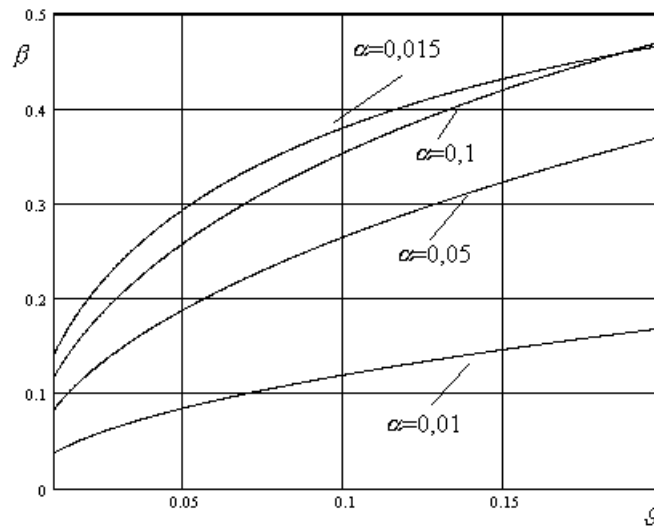


Рис. 3 - Залежність відносного діаметра від відносної глибини каналу з умови відсутності резонансу

$$\beta = \frac{2,5}{n^2 \alpha \sqrt{1 - 7 \cdot 10^{-4} / \alpha^3 g}}$$

На рис. 2-3 зображена залежність параметра β від інших параметрів пристрою. Графіки залежності від товщини стінки мають досить яскраво виражений максимум, котрий показує найліпші співвідношення товщин стінки оболонки пристрою. Глибину каналу, виходячи з рис.2...3 треба брати якнайбільшою з врахуванням конструктивних особливостей.

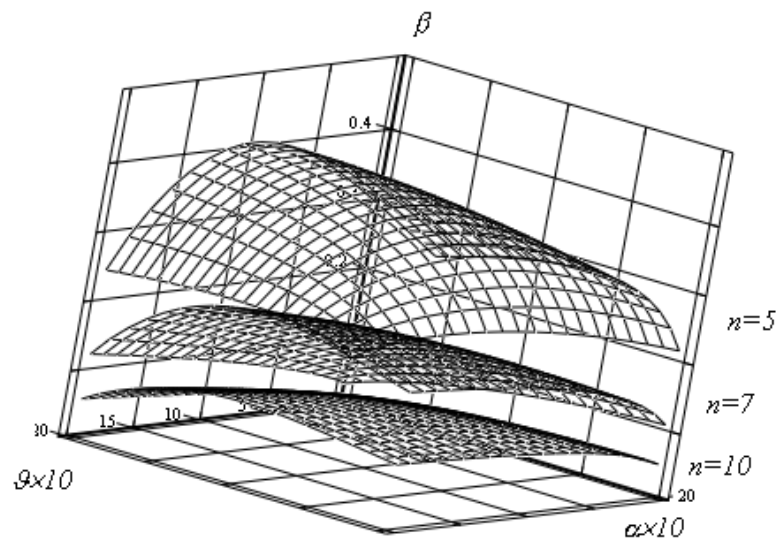


Рис. 4 - Співвідношення між геометричними параметрами вала з умови відсутності резонансу

У загальному випадку геометричні параметри пристрою з умови відсутності резонансу треба визначати з рис. 4, враховуючи, що необхідні параметри повинні знаходитися нижче о значених поверхонь.

Висновки і рекомендації. З умови недопущення резонансу величини розміру пристрою повинні перевищувати товщину приблизно в n разів, де n – кількість перегородок. Найбільші розміри припускаються для співвідношень товщини, помноженої на кількість перегородок до довжини 0,1-0,12. Для пристроїв, у яких оболонка надягнена на перегородку без натягу швидкість розповсюдження хвилі збурення і відповідно підвищення тиску збільшується у 10-20 разів. Явище резонансу практично не досягається. Для компенсації ефекту збурення від підвищення енергії випромінювання температуру рідини у порожнині валу у момент збурення бажано зменшувати на 10-15°.

Список використаних джерел

1. Нестеров А. П. Оптимизация режима листовой прокатки с натяжением по энергетическому критерию / А. П. Нестеров, Т. Н. Осипова // Теория и практика металлургии. – 1998. – № 2. – С. 62–63.
2. Тишков В. Я. Ускоренное охлаждение рулонов горячекатаных полос: анализ, способы, перспективы применения / В. Я. Тишков, А. И. Тройно, Е. П. Сергеев // Производство проката. – 1998. – № 1. – С. 20–25.
3. Самойлов Л. В. Тепловые расчеты червячных и валковых машин / Л. В. Самойлов. – М. : Машиностроение, 1978 – 152 с.
4. Пампушко А И. Анализ взаимного влияния и демпфирования форм колебаний пластины, контактирующей с жидкостью / А. И. Пампушко // Придніпров. наук. вісн. Сер.: Машинобудування. – 1991. – № 32. – С. 10–11.
5. Беляева О. В. Скорость звука в хладагентах R125, R218 и R218/R152A / О. В. Беляева, А. Ж. Гребеньков, Б. Д. Тимаров // Вестн. междунар. акад. холода. – 1998. – Вып. 1. – С.26–27.

6. Герасимова О. М. Расчет предельного давления при гидравлическом ударе в тепловой сети / О. М. Герасимова, А. И. Малеев // Коммунал. хозяйство городов. – К., 1998. – Вып 15. – С. 72–74.
7. Емцов Б. Т. Техническая гидродинамика / Б. Т. Емцов. – М. : Машиностроение, 1978. – 438 с.
8. Рябчиков М. Л. Вібрації у прямокутних пружних каналах для проходження рідини / М. Л. Рябчиков, М. К. Резниченко // Вестн. Харьк. гос. политехн. ун-та. – Х., 2000. – Вып. 128. – С. 115–121.
9. Shaw J. Non linear resonance of an unbalanced rotatingshaft with internal damping / J. Shaw, S. Shaw // J. Sound and vib. – 1991. – № 3. – P. 435–445.

Рябчиков М.Л., Страшко Т.І., Трикова Т.М. Динаміка перехідних процесів в гідравлічних системах охолодження

Розглянуті динамічні процеси, що відбуваються в оболонках охолоджувальних пристроїв. На основі сумісного розв'язання рівнянь коливань пружних пластин і нестационарного руху рідини в каналі одержані параметри розповсюдження пружних хвиль в охолоджувальній рідині. Розроблені рекомендації по конструюванню пристроїв, де враховані вказані ефекти.

Рябчиков Н.Л., Страшко Т.И., Трыкова Т.Н. Динамика переходных процессов в гидравлических системах охлаждения

Рассмотрены динамические процессы, которые происходят в оболочках охлаждающих устройств. На основе совместного решения уравнений упругих пластин и нестационарного движения жидкости в канале получены параметры распространения упругих волн в охлаждающей жидкости. Разработаны рекомендации по конструированию устройств, где учтены указанные эффекты.

Ryabchikov N. L., Strashko T. I., Trykova T. N. Dynamics of non stationer processes in hydraulic cooling systems

The dynamic processes that held in sheets of cooling devices are studied. On the base of common calculation of elastic sheets equation and equation of non stationer movement of liquid in channel the parameters of elastic waves movement in cooling liquid are developed. Recommendations for design of devices with such effects are worked out.