Ukraine. in the history of Lybid usage four chronological periods with different anthropogenic pressure on the basin are distinguished. We consider also conditions of revitalization Poltva (Lviv), Sapalayivka (Luck).
Keywords: *River revitalization , urban areas, Lybid, Pochayna, Poltva, Sapalaivka*.

Надійшла до редколегії 12.03.2017

УДК 627.142:536.143

Онищук В.В.
Київський національний університет імені Тараса Шевченка

ТЕОРІЯ ЦЕНТРОСТРУМЕНЕВОГО РУСЛОФОРМУВАННЯ

Ключові слова: *гідродинамічна система «потік-русло», динамічна рівновага системи, руслоформувальна витрата води і транспортувальних наносів, явище меандрування, система рівнянь Нав'є-Стокса, соліноїдальна траєкторія руху субстанції, ядро водотоку.*

Актуальність проблеми. Будь-яка відкрита або закрита динамічна система наділена властивостями самоорганізації і саморегулювання. Кожна відкрита система по своїй природі є дисипативною, а також адаптивною до змін навколишнього середовища, що дає змогу їй проявити свою індивідуальність (ідентифікуватись) і, таким чином, себе зберегти.

На сьогоднішній день вивченість процесів руслоформування знаходиться переважно на матеріалах емпіричних досліджень. Нині широко відомі основи гідроморфологічної теорії руслових процесів, але вони теж не має в своїй основі фундаментальних теоретичних досліджень [1]. В першу чергу, це стосується розв'язування замкненої системи рівнянь Нав'є – Стокса. Розв'язування цих рівнянь дало б змогу прояснити цілий ряд питань процесів руслоформування. Цілком зрозуміло, що теоретичне обґрунтування цих питань дасть не тільки конкретний результат, але й відповідну впевненість у правильності виборів методологічних підходів до вивчення актуальних питань теорії руслових процесів, зокрема центроструменевого руслоформування. У цьому контексті на першому місці знаходиться питання щодо виявлення домінантної причини виникнення явища меандрування (соліноїдальної траєкторії руху субстанції).

Методика досліджень. На сьогоднішній день не існує аналітичного розв'язування замкненої системи рівнянь Нав'є–Стокса для коректного рішення задач гідроаеромеханіки, які могли б бути використані в багатьох суміжних областях знань про навколишній матеріальний світ. Ці рівняння уже відомі майже 200 років, які пройшли широке випробування при вирішенні багатьох задач з ламінарним режимом течії, але знаходяться за зоною досяжності для турбулентного потоку ньютонівської рідини при високих числах Рейнольдса ⌈2-4]. При розгляді рівнянь Нав'є–Стокса належить розвести дію силових факторів на їх індивідуальний рівень функціонування зі збереженням динамічної рівноваги системи і їх послідовну оцінку за умовами виконання конкретної задачі. З методичної точки зору це можна досягти шляхом стабілізації режиму турбулентності субстрату (субстанції) за допомогою додаткового рівняння і шляхом їх сумісного розв'язування відповідне виокремлення агентів збурення, цебто гідродинамічного тиску і його наслідку діяльності у вигляді змін форми деформації суцільного середовища. Цей підхід, який можна назвати "замороженою" турбулентністю, належить використовувати як для самого потоку, так і для його придонної області (пристінного шару). Бажаний результат досягається саме шляхом використання додаткових рівнянь. У цьому контексті також слід зауважити, що у даній постановці задач розглядається безперервно-дискретний характер розвитку процесів просторової деформації субстрату, що пояснюється використанням балансового рівняння. П'ять перших наведених нижче рівнянь із замкненої системи були апробовані в роботі [5].

Виклад основного матеріалу. На даний час відсутні чіткі пояснення процесів руслоформування з позицій поведінки центрального струменю руслового потоку. В роботах [6,7] проаналізовані матеріали існуючих експериментальних досліджень стосовно умов прояву явища меандрування річок та частково обґрунтована інваріантна модель центроструменевого руслоформування. На основі узагальнення попередніх результатів досліджень установлено: *меандрування річок відбувається в шорстких розмивних руслах в результаті дії градієнту тиску сповільненої течії при проходженні руслоформувальної витрати води і транспортувальних наносів, яка відповідає межам бровок русла при відсутності його незворотних деформацій, на рівні динамічної рівноваги системи «стояча хвиля – хвиля деформації».* При цьому зміна енергетичних показників гідродинамічної системи «потік-русло» описується рівнянням рівності кількості руху субстрату і імпульсу реактивної сили $\pm\ \rho' d/dt = /gradP/$ (де ρ^1 - щільність субстрату; $/grad\ P/$ - абсолютний градієнт гідродинамічного тиску субстрату і атмосферного повітря (вітру)).

З даного рівняння випливає, що при $\rho \times (dV/dt) = -\ grad\ P$ маємо прискорений потік, а при $-\ \rho \times (dV/dt) = grad\ P$ – уповільнену течію. Образно кажучи, у першому випадку потік немовби витягується (з двох боків стискається), а в другому – є пружним і породжує хвильовий боковий силовий розпір по довжині ділянки річки (розповсюдження стоячої хвилі).

Центральний струмінь руслового потоку – це стержень системи, де розміщено центровий мезовир, який можна назвати ядром. Навколо ядра відбувається обертання прилеглого субстрату центрального струменя у вигляді мезовира. Описане вище відноситься до стадії розвинутого меандрування потоку при стані динамічної рівноваги системи. Трансформаційні зміни системи відбуваються на фоні розповсюдження хвилі зовнішніх масових сил. Резонанс частот коливань внутрішніх і зовнішніх сил обумовлює спонтанне формування відповідних морфологічних структур. За типом морфологічних структур можна встановити ієрархічну будову системи. На кожному структурному рівні системи існують свої індивідуальні закономірності розвитку процесів руслоформування (принцип емерджентності) [8]. Яскравими моделями з такою структурою можна вважати потік електронів навколо ядра атома та потік планет навколо сонця. У цьому контексті варто зауважити, що будь-яка сонячна система є елементом відповідної галактики, яка обертається навколо її центра. Індивідуальність сонячної системи виокремлюється дією космічного електромагнітного поля. Обертання планети навколо сонця відбувається на фоні взаємодії між собою гравітаційного поля планети з електромагнітним полем сонця. Межа між цими полями визначає форму орбіти планети. При наявності в системі декількох планет вони вишиковуються в екліптиці в залежності від їх мас, створюючи урівноважену динамічну систему.

Оскільки центроструменеве руслоформування в річковому потоці слабо виражене [9], то пропонується більш повно обґрунтувати поставлену задачу на основі розв'язання замкненої системи рівнянь Нав'є – Стокса для напірного трубопроводу.

Рівняння Нав'є - Стокса - це система диференційних рівнянь у частинних похідних, що описують рух і теплопередачу в'язкої ньютонівської рідини. Рівняння Нав'є - Стокса являються одними з найважливіших у гідродинаміці й застосовуються в математичному моделюванні багатьох природних явищ і технічних задач. Зазвичай система рівнянь складається з рівняння руху рідини, рівняння збереження енергії, маси і імпульсу сили та рівняння неперервності рідини, які є неповними для точного розв'язування як плоских, так і просторових задач гідродинаміки. Досить важливим аспектом є оцінка гідравлічного режиму напірного трубопроводу на основі розв'язування цієї системи рівнянь.

Напірний потік в трубопроводі це складна відкрита дисипативна гідродинамічна система «стояча хвиля – хвиля деформації», яка наділена властивістю самоорганізації і саморегулювання при безперервно-дискретному русі субстанції. З метою оцінки динамічної рівноваги зазначеної системи пропонується до розв'язування наступна система рівнянь:

$$* \quad \frac{\partial \vec{\upsilon}}{\partial t} = -(\vec{\upsilon} \cdot \nabla)\vec{\upsilon} + \nu \Delta \vec{\upsilon} - \frac{1}{\rho}\nabla p - \nabla div H + \left(\varsigma + \frac{\nu}{3}\right)\delta_i \nabla div \vec{\upsilon}; \tag{1}$$

$$* \quad \frac{\partial \vec{\upsilon}}{\partial t} = \nu \Delta \vec{\upsilon} - \frac{1}{\rho}\nabla p + \nabla \vec{\upsilon}' ; \tag{2}$$

$$* \quad \frac{\partial \vec{\upsilon}'}{\partial t} = -(\vec{\upsilon}' \cdot \nabla)\vec{\upsilon}' + \nu \Delta \vec{\upsilon}' - \frac{1}{\rho}\nabla p + \left(\varsigma_\Delta + \frac{\nu}{2}\right)\delta_{\Delta.i} \nabla div h ; \tag{3}$$

$$* \quad \frac{\partial \vec{\upsilon}'}{\partial t} = -(\vec{\upsilon}' \cdot \nabla)\vec{\upsilon}' - \frac{1}{\rho}\nabla p ; \tag{4}$$

$$* \quad \frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial l}{\partial t} - \frac{\partial h_w}{\partial t} ; \tag{5}$$

$$* \quad \frac{\partial W}{\partial t} = \rho g H \frac{\partial Q}{\partial t}; \tag{6}$$

$$* \quad \frac{\partial Q}{\partial t} = 19{,}67.h^{2,5}(\lambda \ell)^{-0,5} \frac{\partial H^{0,5}}{\partial t} ; \tag{7}$$

$$* \quad \frac{\partial W}{\partial t} = \rho g H \frac{\partial \upsilon}{\partial t} ; \tag{8}$$

$$* \quad \frac{\partial {\delta_x}^{0,5}}{\partial t} = \Delta h_w \frac{\partial H^2}{\partial t} ; \tag{9}$$

$$* \quad \frac{\partial {\delta_y}^2}{\partial t} = 0{,}5(S_{c.x} / \ell) \frac{\partial H^2}{\partial t} ; \tag{10}$$

$$* \quad \frac{\partial {\delta_z}^2}{\partial t} = 0{,}5(S_{c.x} / \ell) \frac{\partial H^2}{\partial t} ; \tag{11}$$

$$* \quad \frac{\partial W^{0.5}}{\partial t} = \Delta h_w , \tag{12}$$

де ∇ - оператор Гамільтона; Δ - оператор Лапласа; ρ – густина субстанції -кг/м^3; p – тиск субстанції, кгс/м^2; ν - коефіцієнт кінематичної в'язкості, м^2/с; g – прискорення сили земного тяжіння, м/с^2; ζ - «друга» (об'ємна) в'язкість водного потоку, яка придбана після його стискання стоячою хвилею; кг/м·с; ζ_Δ - «друга» (об'ємна) в'язкість водного потоку, яка придбана після його стискання товщею водного потоку; кг/м·с; H – гідравлічний напір в трубопроводі. м; h – глибина потоку навколо його динамічної вісі, яка домірна радіусу труби, м; l – довжина контуру гвинтового руху субстанції, м; ℓ - довжина трубопроводу, м; W – об'єм стоку води в трубопроводі при стаціонарному гідравлічному режимі, м^3; Q – об'ємна витрата води при стаціонарному гідравлічному режимі, м^4/с; λ - коефіцієнт гідравлічного тертя; Δh_w – доля втрати напору за довжиною трубопроводу, м; δ_i - величина переміщення структурних елементів водного потоку (мезовирів) по координатах x, y і z, м; $\delta_{\Delta.i}$ - величина переміщення структурних елементів водного потоку у пристінному шарі (мікровирів) по координатах x, і y, м; υ – середня швидкість напірного потоку на ділянці стаціонарного гідравлічного режиму, м/с.

В аналіз розв'язування системи рівнянь Нав'є-Стокса до теперішнього часу входило коректне рішення задачі Коші, оскільки можливість стійкого рішення у значній мірі залежало від рівня турбулентності потоку при великих числах критерію Рейнольдса, а також пов'язаних з ним інших критеріїв. Наведені вище рівняння складають замкнену систему для умов напірного потоку; рівняння (1) описує рух рідини в координатах x, y і z; рівняння (2) стосується стабілізації режиму турбулентності напірного потоку ("заморожена" турбулентність) в координатах x, y і z; рівняння (3) оцінює рівень турбулентності рідини у пристінному шарі потоку в координатах x, y і z; рівняння (4) стосується стабілізації режиму тиску в пристінному шарі потоку ("заморожений" конвекційний рух субстанції) в координатах x, y і z; рівняння (5) - це неперервність процесів деформації в трубопроводі (баланс субстанції, який характерний для стану динамічної рівноваги системи «стояча хвиля – хвиля деформації»); рівняння (6) характеризує просторові деформації у поздовжньому розрізі (оцінює поздовжню стійкість водотоку); рівняння (7) відповідає пропускній здатності водотоку; рівняння (8) визначає поперечну стійкість водотоку по його довжині; рівняння (9) описує переміщення структурних елементів потоку в координаті x; рівняння (10) характеризує переміщення структурних елементів потоку в координаті y; рівняння (11) оцінює переміщення структурних елементів потоку в координаті z; рівняння (12) характеризує втрату напору на ділянці зі стаціонарним режимом.

У розкритій формі, з урахуванням складової поздовжнього стискання напірного потоку, рівняння Нав'є - Стокса приймає наступний вигляд [2]:

$$* \quad \begin{aligned} &\rho'\left(\frac{\partial \upsilon_x}{\partial t}\right) = -\rho'\left(\upsilon_x \frac{\partial \upsilon_x}{\partial x} + \upsilon_y \frac{\partial \upsilon_x}{\partial y} + \upsilon_z \frac{\partial \upsilon_x}{\partial z}\right) - \frac{\partial p_x}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left[\mu\left(\frac{\partial \upsilon_x}{\partial x} + \frac{\partial \upsilon_y}{\partial x} - \frac{2}{3}\delta_x \frac{\partial \upsilon_x}{\partial x}\right)\right] + \\ &+ \rho' \frac{\partial}{\partial x}\left[\left(\zeta + \frac{\mu}{3}\right)\frac{\partial \upsilon_x}{\partial x}\delta_x\right] - \rho' \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial H_x}{\partial t}\right) \end{aligned} ; \qquad \textbf{(13)}$$

$$* \quad \begin{aligned} &\rho'\left(\frac{\partial \upsilon_y}{\partial t}\right) = -\rho'\left(\upsilon_x \frac{\partial \upsilon_y}{\partial x} + \upsilon_y \frac{\partial \upsilon_y}{\partial y} + \upsilon_z \frac{\partial \upsilon_y}{\partial z}\right) - \frac{\partial p_y}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y}\left[\mu\left(\frac{\partial \upsilon_y}{\partial y} + \frac{\partial \upsilon_z}{\partial y} - \frac{2}{3}\delta_y \frac{\partial \upsilon_y}{\partial y}\right)\right] + \\ &+ \rho' \frac{\partial}{\partial y}\left[\left(\zeta + \frac{\mu}{3}\right)\frac{\partial \upsilon_y}{\partial y}\delta_y\right] - \rho' \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial H_y}{\partial t}\right) \end{aligned} ; \qquad \textbf{(14)}$$

$$\rho'\left(\frac{\partial\upsilon_z}{\partial t}\right)=-\rho'\left(\upsilon_x\frac{\partial\upsilon_z}{\partial x}+\upsilon_y\frac{\partial\upsilon_z}{\partial y}+\upsilon_z\frac{\partial\upsilon_x}{\partial z}\right)-\frac{\partial p_z}{\partial z}+\frac{\partial}{\partial z}\left[\mu\left(\frac{\partial\upsilon_z}{\partial z}+\frac{\partial\upsilon_x}{\partial z}-\frac{2}{3}\delta_z\frac{\partial\upsilon_z}{\partial z}\right)\right]+$$

$$* \quad \rho'\frac{\partial}{\partial z}\left[\left(\zeta+\frac{\mu}{3}\right)\frac{\partial\upsilon_z}{\partial z}\delta_z\right]-\rho'\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial H_z}{\partial t}\right), \qquad (15)$$

де μ – коефіцієнт динамічної в'язкості, кг/м·с.

Таким чином, маємо три рівняння руху рідини в напірному трубопроводі.

У розкритій формі рівняння (2) виглядить наступним чином:

$$\rho\left(\frac{\partial\upsilon_x}{\partial t}\right)=\frac{\partial}{\partial x}\left[\mu\left(\frac{\partial\upsilon_x}{\partial x}+\frac{\partial\upsilon_y}{\partial x}-\frac{2}{3}\delta_x\frac{\partial\upsilon_x}{\partial x}\right)\right]-\frac{\partial p_x}{\partial x}+\rho\frac{\partial U'_x}{\partial x}; \qquad (16)$$

$$\rho\left(\frac{\partial\upsilon_y}{\partial t}\right)=\frac{\partial}{\partial y}\left[\mu\left(\frac{\partial\upsilon_y}{\partial y}+\frac{\partial\upsilon_z}{\partial y}-\frac{2}{3}\delta_y\frac{\partial\upsilon_y}{\partial y}\right)\right]-\frac{\partial p_y}{\partial y}+\rho\frac{\partial U'_y}{\partial y}; \qquad (17)$$

$$\rho\left(\frac{\partial\upsilon_z}{\partial t}\right)=\frac{\partial}{\partial z}\left[\mu\left(\frac{\partial\upsilon_z}{\partial z}+\frac{\partial\upsilon_x}{\partial z}-\frac{2}{3}\delta_z\frac{\partial\upsilon_z}{\partial z}\right)\right]-\frac{\partial p_z}{\partial z}+\rho\frac{\partial U'_z}{\partial z}. \qquad (18)$$

Маємо три рівняння зі стабілізацією режиму турбулентності потоку.

Дальше виконуємо сумісний розв'язок отриманих шістьох рівнянь, шляхом послідовних підстановок рівнянь (16-18) у (13-15)

$$\frac{\partial U'_x}{\partial x}+\upsilon_x\frac{\partial\upsilon_x}{\partial x}+\upsilon_y\frac{\partial\upsilon_x}{\partial y}+\upsilon_z\frac{\partial\upsilon_x}{\partial z}-\frac{\partial}{\partial x}\left(\zeta_з\delta_x\frac{\partial\upsilon_x}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial H_x}{\partial x}\right)=0; \qquad (19)$$

$$\frac{\partial U'_y}{\partial y}+\upsilon_x\frac{\partial\upsilon_y}{\partial x}+\upsilon_y\frac{\partial\upsilon_y}{\partial y}+\upsilon_z\frac{\partial\upsilon_y}{\partial z}-\frac{\partial}{\partial y}\left(\zeta_з\delta_y\frac{\partial\upsilon_y}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial H_y}{\partial y}\right)=0; \qquad (20)$$

$$\frac{\partial U'_z}{\partial z}+\upsilon_x\frac{\partial\upsilon_z}{\partial x}+\upsilon_y\frac{\partial\upsilon_z}{\partial y}+\upsilon_z\frac{\partial\upsilon_z}{\partial z}-\frac{\partial}{\partial z}\left(\zeta_з\delta_z\frac{\partial\upsilon_z}{\partial z}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial H_y}{\partial y}\right)=0, \qquad (21)$$

де $\zeta_з = \zeta + 0{,}333\mu$ – загальна величина в'язкості субстанції.

Таким чином, отримуємо наступні три рівняння, які відповідають стабільному станові гідродинамічної системи «ударна хвиля – хвиля деформації», тобто зберігаються умови абсолютної автомодельності опору стінки трубопроводу у квадратичній області при дії внутрішньої масової сили за межами впливу критеріїв Рейнольдса, Фруда і Томсона у режимі досягнутого рівня турбулентності потоку:

Отримані рівняння (19-21) складають однорідну стаціонарну систему рівнянь Нав'є – Стокса.

Аналітичне розв'язування системи рівнянь для оцінки поздовжньої стійкості напірного потоку. Для вирішення поставленої задачі відібрано із загальної кількості рівнянь наступних п'ять:

$$\frac{\partial U'_x}{\partial x}+\upsilon_x\frac{\partial\upsilon_x}{\partial x}+\upsilon_y\frac{\partial\upsilon_x}{\partial y}+\upsilon_z\frac{\partial\upsilon_x}{\partial z}-\frac{\partial}{\partial x}\left(\zeta_з\delta_x\frac{\partial\upsilon_x}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial H_x}{\partial x}\right)=0; \qquad (22)$$

$$\frac{\partial U'_y}{\partial y} + \upsilon_x \frac{\partial \upsilon_y}{\partial x} + \upsilon_y \frac{\partial \upsilon_y}{\partial y} + \upsilon_z \frac{\partial \upsilon_y}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial y}\left(\zeta_з \delta_y \frac{\partial \upsilon_y}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial H_y}{\partial y}\right) = 0; \quad (23)$$

$$\frac{\partial U'_z}{\partial z} + \upsilon_x \frac{\partial \upsilon_z}{\partial x} + \upsilon_y \frac{\partial \upsilon_z}{\partial y} + \upsilon_z \frac{\partial \upsilon_z}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z}\left(\zeta_з \delta_z \frac{\partial \upsilon_z}{\partial z}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial H_y}{\partial y}\right) = 0; \quad (24)$$

$$* \ \frac{\partial Q}{\partial t} = 19{,}67.h^{2{,}5}(\lambda\ell)^{-0{,}5}\frac{\partial H^{0{,}5}}{\partial t}; \quad (25)$$

$$* \ \frac{\partial W}{\partial t} = \rho g H \frac{\partial \upsilon}{\partial t}. \quad (26)$$

Спочатку підставляємо рівняння (25) в (22), яке у диференційній формі має вигляд

$$\frac{\partial U'_x}{\partial x}\frac{dU'}{dx} + \left[\upsilon_x \frac{\partial \upsilon_x}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x}\left(\varsigma_з \delta_x \frac{\partial \upsilon_x}{\partial x}\right)\right]\frac{d\upsilon}{dx} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)\frac{dH}{dx} + \frac{\partial Q}{\partial t}\frac{dQ}{dx} - 19{,}67.h^{2{,}5}(\lambda\ell)^{-0{,}5}\frac{\partial H^{0{,}5}}{\partial t}\frac{dH}{dx} = 0. \quad (27)$$

В інтегральній формі дане рівняння виглядить наступним чином.

$$\int_0^{U_{д.р}} \frac{\partial U'_x}{\partial x}\frac{dU'}{dx} + \int_0^{V_{\partial.p}} \left[\upsilon_x \frac{\partial \upsilon_x}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x}\left(\varsigma_з \delta_x \frac{\partial \upsilon_x}{\partial x}\right)\right]\frac{d\upsilon}{dx} + \int_0^{H_{\partial.p}} \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)\frac{dH}{dx} + \int_0^{Q_{\partial.p}} \frac{\partial Q}{\partial t}\frac{dQ}{dx} - \int_0^{H_{\partial.p}} \left(19{,}67.h^{2{,}5}(\lambda\ell)^{-0{,}5}\frac{\partial H^{0{,}5}}{\partial x}\right)\frac{dH}{dx} = 0 \quad (28)$$

Після інтегрування, при меженних умовах від *0* до $V_{\partial.p}$, $0/Q_{\partial.p}$ і від *0* до $H_{\partial.p}$, отримуємо вираз

$$-U'_{x.\partial.p} - V^2{}_{x.\partial.p} + 0{,}333\varsigma_з\delta_x V^3{}_{x.\partial.p} - 0{,}333H^3{}_{\partial.p} - Q_{\partial.p} + 13{,}11.h^{2{,}5}(\lambda\ell)^{-0{,}5}H^{1{,}5}{}_{\partial.p} = 0.$$

Аналогічним чином виконуємо розв'язок рівнянь по координатах *y* і *z*, з яких маємо вирази

$$-U'_{y.\partial.p} - V^2{}_{y.\partial.p} + 0{,}333\varsigma_з\delta_y V^3{}_{y.\partial.p} - 0{,}333H^3{}_{\partial.p} - Q_{\partial.p} + 13{,}11.h^{2{,}5}(\lambda\ell)^{-0{,}5}H^{1{,}5}{}_{\partial.p} = 0;$$

$$-U'_{z.\partial.p} - V^2{}_{z.\partial.p} + 0{,}333\varsigma_з\delta_z V^3{}_{z.\partial.p} - 0{,}333H^3{}_{\partial.p} + 13{,}11.h^{2{,}5}(\lambda l)^{-0{,}5}H^{1{,}5}{}_{\partial.p} = 0.$$

З даних виразів отримуємо формули для визначення віртуальної витрати води, коефіцієнта гідравлічного тертя і гідродинамічного напору при динамічній рівновазі внутрішніх і зовнішніх масових сил

$$Q_{\partial.p} = -U'_{x.\partial.p} - V^2{}_{x.\partial.p} + 0{,}333\varsigma_з\delta_x V^3{}_{x.\partial.p} - 0{,}333H^3{}_{\partial.p} + 13{,}11.h^{2{,}5}(\lambda\ell)^{-0{,}5}H^{1{,}5}{}_{\partial.p}; \quad (29)$$

$$\frac{1}{\lambda^{0{,}5}} = \frac{U'_{y.\partial.p} + V^2{}_{y.\partial.p} - 0{,}333\varsigma_з\delta_y V^3{}_{y.\partial.p} - 0{,}333H^3{}_{\partial.p} + Q_{\partial.p}}{13{,}11.h^{2{,}5}(\ell)^{-0{,}5}H^{1{,}5}{}_{\partial.p}}; \quad (30)$$

$$H_{\partial.p} = \left(\frac{13{,}11.h^{2,5}(\lambda\ell)^{-0,5}}{0.333} \right)^{0,667}. \qquad \textbf{(31)}$$

Дальше рівняння (26) підставляємо в (22), яке у диференційній формі має вигляд

$$\frac{\partial U'_x}{\partial x}\frac{dU'_x}{dx} + \left[\upsilon_x \frac{\partial \upsilon_x}{\partial x} + \upsilon_y \frac{\partial \upsilon_x}{\partial y} + \upsilon_z \frac{\partial \upsilon_x}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x}\left(\varsigma_з \delta_x \frac{\partial \upsilon_x}{\partial x} \right) \right] \frac{d\upsilon}{dx} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial H}{\partial x} \right)\frac{dH}{dx} + \left(\frac{\partial W}{\partial t} - \rho g H \frac{\partial \upsilon}{\partial t} \right)\frac{d\upsilon}{dx} = 0. \qquad \textbf{(32)}$$

В інтегральній формі дане рівняння виглядить наступним чином.

$$\int_0^{U_{д.р}} \frac{\partial U'_x}{\partial x}\frac{dU'}{dx} + \int_0^{V_{\partial.p}} \left[\upsilon_x \frac{\partial \upsilon_x}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x}\left(\varsigma_з \delta_x \frac{\partial \upsilon_x}{\partial x} \right) \right] \frac{d\upsilon}{dx} + \int_0^{H_{\partial.p}} \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial H}{\partial x} \right)\frac{dH}{dx} + \int_0^{W} \frac{\partial W}{\partial t}\frac{dW}{dx} - \int_0^{V_{\partial.p}} \left(\rho g H \frac{\partial \upsilon}{\partial t} \right)\frac{d\upsilon}{dx} = 0. \qquad \textbf{(33)}$$

Після інтегрування, при меженних/крайових умовах від *0* до $V_{\partial.p}$, $0/H_{\partial.p}$ і від *0* до W з даного рівняння отримуємо наступний вираз

$$-U'_{x.\partial.p} - V^2{}_{x.\partial.p} + 0{,}333\varsigma_з \delta_x V^3{}_{x.\partial.p} - 0{,}333H^3{}_{\partial.p.x} - W + \rho g H.V_{\partial.p} = 0.$$

Аналогічним чином виконуємо розв'язок рівнянь по координатах *y* і *z*, з яких маємо вирази

$$-U'_{y.\partial.p} - V^2{}_{y.\partial.p} + 0{,}333\varsigma_з \delta_y V^3{}_{y.\partial.p} - 0{,}333.H^3{}_{\partial.p.y} + \rho g H V_{\partial.p} = 0;$$

$$-U'_{z.\partial.p} - V^2{}_{z.\partial.p} + 0{,}333\varsigma_з \delta_z V^3{}_{z.\partial.p} - 0{,}333H^3 = 0 \quad ,$$

з яких отримуємо формулу для визначення об'єму стоку води від початку роботи трубопроводу до встановлення стаціонарного гідравлічного режиму

$$W_{\partial.p} = -U'_{x.\partial.p} - V^2{}_{x.\partial.p} + 0{,}333\varsigma_з \delta_x V^3{}_{x.\partial.p} - 0{,}333H^3{}_{\partial.p.x} + \rho g H.V_{\partial.p}. \qquad \textbf{(34)}$$

Аналітичне розв'язування системи рівнянь для оцінки деформацій потоку під впливом стоячої хвилі. З метою вирішення цієї задачі відібрані наступні рівняння:

$$\frac{\partial U'_x}{\partial x} + \upsilon_x \frac{\partial \upsilon_x}{\partial x} + \upsilon_y \frac{\partial \upsilon_x}{\partial y} + \upsilon_z \frac{\partial \upsilon_x}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x}\left(\zeta_з \delta_x \frac{\partial \upsilon_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x}\left[\left(\frac{\mu}{2} \right) \frac{\partial H_x}{\partial x} \right] = 0; \qquad \textbf{(35)}$$

$$\frac{\partial U'_y}{\partial y} + \upsilon_x \frac{\partial \upsilon_y}{\partial x} + \upsilon_y \frac{\partial \upsilon_y}{\partial y} + \upsilon_z \frac{\partial \upsilon_y}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial y}\left(\zeta_з \delta_y \frac{\partial \upsilon_y}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial H_y}{\partial y} \right) = 0; \qquad \textbf{(36)}$$

$$\frac{\partial U'_z}{\partial z} + \upsilon_x \frac{\partial \upsilon_z}{\partial x} + \upsilon_y \frac{\partial \upsilon_z}{\partial y} + \upsilon_z \frac{\partial \upsilon_z}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z}\left(\zeta_з \delta_z \frac{\partial \upsilon_z}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial H_y}{\partial y} \right) = 0; \qquad \textbf{(37)}$$

$$* \quad \frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial l}{\partial t} - \frac{\partial h_w}{\partial t}; \qquad \textbf{(38)}$$

$$* \quad \frac{\partial W}{\partial t} = \rho g H \frac{\partial \upsilon}{\partial t}\ ; \tag{39}$$

Розв'язуємо рівняння (38 і 39) разом з (35-37), які в інтегральній формі мають наступний вигляд:

$$\begin{gathered}\int_0^{U_{д.р}} \frac{\partial U'_x}{\partial x}\frac{dU'}{dx} + \int_0^{V_{\partial.p}}\left[\upsilon_x \frac{\partial \upsilon_x}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x}\left(\varsigma_з \delta_x \frac{\partial \upsilon_x}{\partial x}\right)\right]\frac{d\upsilon}{dx} + \int_0^{H_{\partial.p}} \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)\frac{dH}{dx} + \int_0^{Q_{\partial.p}} \frac{\partial Q}{\partial t}\frac{dQ}{dx} - \int_0^{H_{\partial.p}} \frac{\partial H}{\partial t}\frac{dH}{dx} - \\ - \int_0^{l_{\partial.p}} \frac{\partial l}{\partial t}\frac{dl}{dx} - \int_0^{q_s} \frac{\partial h_{w.}}{\partial t}\frac{dh_w}{dx} + \int_0^{W_{\partial.p}} \frac{\partial W}{\partial t}\frac{dW}{dx} - \int_0^{V_{\partial.p}}\left(\rho g H \frac{\partial \upsilon}{\partial t}\right)\frac{d\upsilon}{dx} = 0\end{gathered}\ ; \tag{40}$$

$$\begin{gathered}\int_0^{U_{д.р}} \frac{\partial U'_y}{\partial y}\frac{dU'}{dy} + \int_0^{V_{\partial.p}}\left[\upsilon_y \frac{\partial \upsilon_y}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y}\left(\varsigma_з \delta_y \frac{\partial \upsilon_y}{\partial y}\right)\right]\frac{d\upsilon}{dy} + \int_0^{H_{\partial.p}} \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial H}{\partial y}\right)\frac{dH}{dy} + \int_0^{Q_{\partial.p}} \frac{\partial Q}{\partial t}\frac{dQ}{dy} - \int_0^{H_{\partial.p}} \frac{\partial H}{\partial t}\frac{dH}{dy} - \\ - \int_0^{V_{\partial.p}}\left(\rho g H \frac{\partial \upsilon}{\partial t}\right)\frac{d\upsilon}{dy} = 0\end{gathered}\ ; \tag{41}$$

$$\int_0^{V_{\partial.p}}\left[\frac{\partial U'_z}{\partial z} + \upsilon_z \frac{\partial \upsilon_z}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z}\left(\varsigma_з \delta_z \frac{\partial \upsilon_z}{\partial z}\right)\right]\frac{dV}{dy} + \int_0^{H_{\partial.p}} \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial H}{\partial y}\right)\frac{dH}{dy} - \int_0^{H_{\partial.p}} \frac{\partial H}{\partial t}\frac{dH}{dy} = 0\ . \tag{42}$$

Після інтегрування, при меженних умовах від *0* до $V_{\partial.p}$, *0* /$h_{w\ \partial.p}$,*0*/$Q_{\partial.p}$, *0*/$l_{\partial.p}$ і від *0* до $H_{\partial.p}$, з даних рівнянь отримуємо наступні вирази:

$$-U'_{x.\partial.p} - V^2{}_{x.\partial.p} + 0{,}333\varsigma_з\delta_x V^3{}_{x.\partial.p} - 0{,}333..H^3{}_{\partial.p} - Q_{\partial.p} + H_{\partial.p} + l_{\partial.p.x} + h_{w.\partial.p} - W + \rho g H.V_{\partial.p} = 0;$$
$$-U'_{y.\partial.p} - V^2{}_{y.\partial.p} + 0{,}333\varsigma_з\delta_y V^3{}_{y.\partial.p} - 0{,}333.H^3{}_{\partial.p} - Q_{\partial.p} + H_{\partial.p} + \rho g H.V_{\partial.p} = 0;$$
$$-U'_{z.\partial.p} - V^2{}_{z.\partial.p} + 0{,}333\varsigma_з\delta_z V^3{}_{z.\partial.p} - 0{,}333.H^3{}_{\partial.p} + H_{\partial.p} + l_{\partial.p.z} = 0.$$

З отриманих виразів маємо наступні розрахункові формули для визначення довжини переміщення субстанції у вигляді мікровирів навколо ядра:

$$l_{.\partial.p.x} = U'_{x.\partial.p} + V^2{}_{x.\partial.p} - 0{,}333\varsigma_з\delta_x V^3{}_{x.\partial.p} + 0{,}333.H^3{}_{\partial.p} + Q_{\partial.p} - H_{\partial.p} - h_{w.\partial.p} + W - \rho g H.V_{\partial.p}; \tag{43}$$

$$l_{\partial.p.z} = U'_{z.\partial.p} - V^2{}_{z.\partial.p} - 0{,}333\varsigma_з\delta_z V^3{}_{z.\partial.p} + 0{,}333.H^3{}_{\partial.p} - H_{\partial.p}; \tag{44}$$

Аналітичне розв'язування системи рівнянь для оцінки соліноїдального руху субстанції. Для вирішення цієї задачі відібрано наступних п'ять рівнянь:

$$\frac{\partial U'_x}{\partial x} + \upsilon_x \frac{\partial \upsilon_x}{\partial x} + \upsilon_y \frac{\partial \upsilon_x}{\partial y} + \upsilon_z \frac{\partial \upsilon_x}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x}\left(\zeta_з \delta_x \frac{\partial \upsilon_x}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial H_x}{\partial x}\right) = 0\ ; \tag{45}$$

$$\frac{\partial U'_y}{\partial y} + \upsilon_x \frac{\partial \upsilon_y}{\partial x} + \upsilon_y \frac{\partial \upsilon_y}{\partial y} + \upsilon_z \frac{\partial \upsilon_y}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial y}\left(\zeta_з \delta_y \frac{\partial \upsilon_y}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial H_y}{\partial y}\right) = 0; \tag{46}$$

$$\frac{\partial U'_z}{\partial z} + \upsilon_x \frac{\partial \upsilon_z}{\partial x} + \upsilon_y \frac{\partial \upsilon_z}{\partial y} + \upsilon_z \frac{\partial \upsilon_z}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z}\left(\zeta_з \delta_z \frac{\partial \upsilon_z}{\partial z}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial H_z}{\partial y}\right) = 0\ , \tag{47}$$

$$* \quad \frac{\partial W}{\partial t} = \rho g H \frac{\partial Q}{\partial t} \; ; \tag{48}$$

$$* \quad \frac{\partial Q}{\partial t} = 19{,}67.h^{2,5} (\lambda \ell)^{-0,5} \frac{\partial H^{0,5}}{\partial t} \; . \tag{49}$$

Підставляємо рівняння (49) в (48)

$$\frac{\partial W}{\partial t} - 19{,}67 \rho g H h^{2,5} (\lambda \ell)^{-0,5} \frac{\partial H^{0,5}}{\partial t} = 0. \; . \tag{50}$$

Дальше це рівняння підставляємо в (45), яке в диференційній формі має вигляд

$$\begin{aligned} &\frac{\partial U'_y}{\partial y}\frac{dU'}{dy} + \left[\upsilon_y \frac{\partial \upsilon_y}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y}\left(\varsigma_з \delta_y \frac{\partial \upsilon_y}{\partial y} \right) \right] \frac{d\upsilon}{dy} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial H}{\partial y} \right) \frac{dH}{dy} + \frac{\partial W}{\partial t}\frac{dW}{dy} - \\ &- \left(19{,}67.\rho g H h^{2,5} (\lambda_c l_c)^{-0,5} \frac{\partial H^{0,5}}{\partial t} \right) \frac{dH}{dy} = 0 \end{aligned} \; . \tag{51}$$

Після інтегрування, при меженних умовах від *0* до $V_{\partial.p}$, *0* /$H_{\partial.p}$ і від *0* до $W_{.\partial.p}$, з даного рівняння отримуємо наступний вираз:

$$-U'_{y.\partial.p} - V^2{}_{y.\partial.p} + 0{,}333 \varsigma_з \delta_y V^3{}_{y.\partial.p} - 0{,}333 H^3{}_{\partial.p} + 13{,}11.\rho g h^{2,5} H (\lambda \ell)^{-0,5} H^{1,5} = 0.$$

З цього виразу отримуємо формулу

$$h_{\partial.p} = \left(\frac{U'_{y.\partial.p} + V^2{}_{y.\partial.p} - 0{,}333 \varsigma_з \delta_y V^3{}_{y.\partial.p} - 0{,}333 H^3{}_{\partial.p}}{13{,}11 \rho g H (\lambda \ell)^{-0,5} H^{1,5}} \right)^{0,4} . \tag{52}$$

Для визначення компонент швидкості потоку при динамічній рівновазі системи скористаємось рівняннями (38-40). Після інтегрування першого рівняння при меженних умовах від *0* до $V_{\partial.p}$ отримуємо

$$-U'_{x.\partial.p} - V^2{}_{x.\partial.p} + 0{,}333 \varsigma_з \delta_x V^3{}_{x.\partial.p} - 0{,}333 H^3{}_{\partial.p} = 0 \, .$$

Після спрощення даного виразу маємо

$$V^2{}_{\partial.p.x} (0{,}333 \varsigma_з \delta_x V_{x.\partial.p} - 1) - U'_{x.\partial.p} - 0{,}333 H^3{}_{\partial.p} = 0 \, ,$$

з якого можна визначити компоненту швидкості потоку по координаті x

$$V_{x.\partial.p} = \frac{1}{0{,}333 \varsigma_з \delta_x} \, . \tag{53}$$

Для двох інших компонент швидкості отримуємо аналогічні формули

$$V_{y.\partial.p} = \frac{1}{0{,}333 \varsigma_з \delta_y} \, ; \tag{54}$$

$$V_{z.\partial.p} = \frac{1}{0{,}333\varsigma_з \delta_z} \text{.} \quad \textbf{(55)}$$

Оцінка основних розрахункових характеристик. Виконуємо диференціювання та інтегрування рівнянь (9 -11) у межах від *0* до *H* в результаті чого отримуємо

$$-0{,}667\delta^{1,5}{}_{x\partial.p} + 0{,}333\Delta h_w H^3 = 0\,;$$
$$-0333\delta^3{}_{y\partial.p} + 0{,}1667(S_{c.x}/\ell)H^3 = 0;$$
$$-0{,}333\delta^3{}_{z\partial.p} + 0{,}1667(S_{c.x}/\ell)H^3 = 0\,.$$

Наведені вирази дозволяють визначити величини переміщення елементарних об'ємів субстанції за наступними формулами:

$$\delta_{x\partial.p} = \left(0{,}5\Delta h_w H^3\right)^{0,667}; \quad \textbf{(56)}$$

$$\delta_{y.\partial.p} = \left(0{,}5(S_{c.x}/\ell)H^3\right)^{0,333}; \quad \textbf{(57)}$$

$$\delta_{z\partial.p} = \left(0{,}5(S_{c.x}/\ell)H^3\right)^{0,333}. \quad \textbf{(58)}$$

Втрату напору на ділянці стаціонарного режиму можна оцінити шляхом сумісного розв'язування рівнянь (6 і 12) які показані в інтегральному вигляді

$$\int\limits_0^{w_{\partial.p}} \int\limits_0^{Q_{\partial.p}} \left(\Delta h_w \frac{\partial W^{0.5}}{\partial t} - \rho g H \frac{\partial Q}{\partial t}\right)\frac{dQ}{dx} = 0\,. \quad \textbf{(59)}$$

Після інтегрування у межах від *0* до $Q_{\partial.p}$ отримуємо

$$-0.667\Delta h_w W^{1,5} + \rho g H Q_{\partial.p} = 0\,,$$

звідки отримуємо формулу

$$\Delta h_w = \frac{\rho g H Q_{\partial.p}}{0.667 W^{1,5}}\,. \quad \textbf{(60)}$$

Для визначення "другої" (об'ємної) в'язкості водного потоку, яка придбана після його стискання, рекомендується скористатися емпіричною залежністю, яка наведена в монографії Л. Седова [1, с. 327]

$$\varsigma_з = \varsigma + \frac{1}{3}\mu = \lambda_0 + \frac{2}{3}\mu + \frac{1}{3}\mu = \lambda_0 + \mu\,, \quad \textbf{(61)}$$

Для водного потоку жорсткість не має прояву, оскільки вода практично не сприймає нормальних напружень, а тільки дотичні, які виникають при її русі, то формулу (51) для напірного трубопроводу можна записати у наступному вигляді:

$$\varsigma_з = 2\pi h_{cep} + \mu\,, \quad \textbf{(62)}$$

де $2\pi h_{сер}$ – висота стоячої хвилі у водному середовищі трубопроводу, яка трансформується в процес формування і підтримування гвинтового руху. Тут $h_{сер}$ домірне радіусу труби.

Аналітичне розв’язування системи рівнянь для оцінки характеристик пристінного шару напірного трубопроводу. Дослідженнями турбулентності руслових потоків переймалися багато вітчизняних і зарубіжних вчених. Суттєві вклади у розвиток теоретичного обґрунтування турбулентності водотоків належать А.Н. Колмогорову [6], Б.А. Фідману [7], І.К. Нікітіну[8], А. Б. Клавену [9], В.С. Боровкову [10] та іншим вченим.

Турбулентність (коливання) як явище – це природний двигун самоорганізації відкритих і закритих динамічних систем, зокрема напірного трубопроводу. Турбулізація/активізація водних мас відбувається у придонній області, яка розділяє основний потік від відносно твердої основи. Товщина придонної області δ_n домірна абсолютній висоті виступів шорсткості стінки труби $\approx 2\Delta_{сер.зв}$. Ця область перебуває під впливом гідродинамічного тиску водних мас по глибині потоку, яка для напірного трубопроводу визначається домірно радіусу труби. Чим більший радіус (глибина потоку), тим вищий рівень активності явища турбулентності водних мас у пристінному шарі. В самому потоці, при зміні рівня турбулентності водних мас (рівня генерації мікровирів – елементів турбулентності), відбувається структурна перебудова субстанції, що характеризує рівень формування центрового мезовира. Цей мезовир має обертатися проти годинникової стрілки для збереження поперечної стійкості потоку.

Для вирішення поставленої задачі взято два із наведених вище основних рівнянь

$$* \quad \frac{\partial \vec{\upsilon}'}{\partial t} = -(\vec{\upsilon}' \cdot \nabla)\vec{\upsilon}' + \nu \Delta \vec{\upsilon}' - \frac{1}{\rho}\nabla p + \varsigma_{\Delta}\delta_{\Delta_i}\nabla div h \; ; \tag{63}$$

$$* \quad \frac{\partial \vec{\upsilon}'}{\partial t} = -(\vec{\upsilon}'\nabla)\vec{\upsilon}' - \frac{1}{\rho'}\nabla p \tag{64}$$

Розкриті разом рівняння (63) і (64) у двохвимірному просторі мають наступний вигляд:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U'_x}{\partial t} &= -U'_x \frac{\partial U'_x}{\partial x} - U'_y \frac{\partial U'_x}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}\left[\nu\left(\frac{\partial U'_x}{\partial x} + \frac{\partial U'_y}{\partial x} - \frac{2}{3}\delta_{x.\Delta}\frac{\partial U'_x}{\partial x}\right)\right] - \frac{1}{\rho'}\frac{\partial p_x}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\zeta_{\Delta}\delta_{\Delta.x}\frac{\partial h}{\partial x}\right) + \; ; \\ &+ \frac{\partial U'_x}{\partial t} + U'_x \frac{\partial U'_x}{\partial x} + U'_y \frac{\partial U'_x}{\partial y} + \frac{1}{\rho'}\frac{\partial p_x}{\partial x} \end{aligned} \tag{65}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U'_y}{\partial t} &= -U'_x \frac{\partial U'_y}{\partial x} - U'_y \frac{\partial U'_y}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y}\left[\nu\left(\frac{\partial U'_y}{\partial y} + \frac{\partial U'_z}{\partial y} - \frac{2}{3}\delta_{y.\Delta}\frac{\partial U'_y}{\partial y}\right)\right] - \frac{1}{\rho'}\frac{\partial p_y}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\zeta_{\Delta}\delta_{\Delta.y}\frac{\partial h}{\partial y}\right) + \; . \\ &+ \frac{\partial U'_y}{\partial t} + U'_x \frac{\partial U'_y}{\partial x} + U'_y \frac{\partial U'_y}{\partial y} + \frac{1}{\rho'}\frac{\partial p_y}{\partial y} \end{aligned} \tag{66}$$

Рівняння (64) включено у дану систему з метою стабілізації рівня турбулентності у пристінному шарі, який залежить від зміни тиску. Після відповідних скорочень отримуємо наступні рівняння:

$$\frac{\partial}{\partial x}\left[\nu\left(\frac{\partial U'_x}{\partial x}+\frac{\partial U'_y}{\partial y}-\frac{2}{3}\delta_{\Delta.x}\frac{\partial U'_x}{\partial x}\right)\right]+\frac{\partial}{\partial x}\left[\varsigma_{\Delta}\delta_{\Delta.x}\frac{\partial h}{\partial x}\right]=0\,; \qquad \textbf{(67)}$$

$$\frac{\partial}{\partial y}\left[\nu\left(\frac{\partial U'_y}{\partial y}+\frac{\partial U'_z}{\partial z}-\frac{2}{3}\delta_{\Delta.y}\frac{\partial U'_y}{\partial y}\right)\right]+\frac{\partial}{\partial y}\left[\varsigma_{\Delta}\delta_{\Delta.y}\frac{\partial h}{\partial y}\right]=0\,. \qquad \textbf{(68)}$$

Отримані рівняння являють собою однорідну стаціонарну систему.

Після диференціювання і інтегрування даних рівнянь, при меженних умовах від *0* до $U'_{\Delta\partial.p}$ і від *0* до $h_{\partial.\,p}$ отримуємо наступні вирази:

$$-0{,}333.\nu U'^3{}_{\Delta.x.\partial.p}+0{,}222.\nu\delta_{\Delta.x}U'^3{}_{\Delta.x.\partial.p}-0{,}333\varsigma\Delta\delta_{\Delta.x}h^3{}_{\Delta.x.\partial.p}=0\,; \qquad .$$

$$-0{,}333.\nu U'^3{}_{\Delta.y.\partial.p}+0{,}222.\nu\delta_{\Delta.y}U'^3{}_{\Delta.y.\partial.p}-0{,}333\varsigma_{\Delta}\delta_{\Delta.y}h^3{}_{\Delta.y.\partial.p}=0\,.$$

З цих виразів отримані наступні розрахункові формули для визначення величин пульсації потоку у пристінному шарі по координатах x і y

$$U'_{\Delta.x.\partial.p}=\left(\frac{0{,}333.\varsigma_{з}\delta_{x.\Delta}h^3{}_{\partial.p}}{0{,}222.\nu\delta_{.x.\Delta}-0{,}333.\nu}\right)^{0{,}333}; \qquad \textbf{(69)}$$

$$U'_{\Delta.y.\partial.p}=\left(\frac{0{,}333.\varsigma_{\Delta}\delta_{y.\Delta}h^3{}_{\partial.p}}{0{,}222.\nu\delta_{y.\Delta}-0{,}333.\nu}\right)^{0{,}333}, \qquad \textbf{(70)}$$

де $\zeta_{.\Delta}=\zeta_{з}+0{,}5\nu=2\pi h+\mu+\ 0{,}5\nu$ – загальна в'язкість субстанції у пристінному шарі потоку; $\delta_{\Delta.x}=\ \delta_{\Delta.y}$ - товщина пристінного шару по координатах x і y, яку рекомендується назначати домірною подвоєній висоті виступів абсолютної шорсткості стінки трубопроводу $2\Delta_{сер.зв}$.

Для визначення компонент тиску у придонній області використовуємо рівняння (63), яке наведене у розкритому вигляді

$$*\ \frac{\partial U'_x}{\partial t}=-U'_x\frac{\partial U'_x}{\partial x}-U'_y\frac{\partial U'_x}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial x}\left[\nu\left(\frac{\partial U'_x}{\partial x}+\frac{\partial U'_y}{\partial x}-\frac{2}{3}\delta_{x.\Delta}\frac{\partial U'_x}{\partial x}\right)\right]-\frac{1}{\rho'}\frac{\partial p_x}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\zeta_{\Delta}\delta_{\Delta.x}\frac{\partial h}{\partial x}\right)\ ; \qquad \textbf{(71)}$$

$$*\frac{\partial U'_y}{\partial t}=-U'_x\frac{\partial U'_y}{\partial x}-U'_y\frac{\partial U'_y}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial y}\left[\nu\left(\frac{\partial U'_y}{\partial y}+\frac{\partial U'_z}{\partial y}-\frac{2}{3}\delta_{y.\Delta}\frac{\partial U'_y}{\partial y}\right)\right]-\frac{1}{\rho'}\frac{\partial p_y}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial y}\left(\varsigma_{\Delta}\delta_{\Delta.y}\frac{\partial h}{\partial y}\right)\ , \qquad \textbf{(72)}$$

які після диференціювання і інтегрування у межах від *0* до $U'_{\partial.p}$, $0/p_{\partial.p}$ і від *0* до $\Delta h_{\partial.p}$ та при початковій умові збереження стану динамічної рівноваги системи $\partial U'/\partial t=0$ дають можливість отримати вирази

$$U'^2{}_{\Delta.x.\partial.p}-0{,}333..\nu U'^3{}_{\Delta.x.\partial.p}+0{,}222..\nu.\delta_{x.\Delta}U'^3{}_{\Delta.x.\partial.p}+(1/\rho')p_{x.\partial.p}-0{,}333.\varsigma_{\Delta}\delta_{x.\Delta}h^3{}_{\partial.p}=0\,;$$

$$U'^2{}_{\Delta.y.\partial.p}-0{,}333..\nu U'^3{}_{\Delta.y.\partial.p}+0{,}222..\nu.\delta_{x.y}U'^3{}_{\Delta.x.\partial.p}+(1/\rho')p_{y.\partial.p}-00{,}333.\varsigma_{\Delta}\delta_{y.\Delta}h^3{}_{\partial.p}=0\,,$$

з яких отримуємо розрахункові формули

$$p_{\Delta.x.\partial.p}=(0{,}333.\nu U'^3{}_{\Delta.x.\partial.p}-U'^2{}_{\Delta.x.\partial.p}-0{,}222.\nu.\delta_{x.\Delta}U'^3{}_{\Delta.x.\partial.p}+0{,}333.\varsigma_{\Delta}\delta_{x.\Delta}h^3{}_{\partial.p})\rho\,; \qquad \textbf{(73)}$$

$$p_{\Delta.y.\partial.p} = (0{,}333.\nu U'^3{}_{\Delta.y.\partial.p} - U'^2{}_{\Delta.y.\partial.p} - 0{,}222..\nu.\delta_{y.\Delta} U'^3{}_{\Delta.y.\partial.p} + 0{,}333.\varsigma_{\Delta}\delta_{y.\Delta} h^3{}_{\partial.p})\rho \quad \textbf{.} \qquad \textbf{(74)}$$

Приклад розрахунку основних характеристик напірного трубопроводу за розрахунковими формулами розв'язування системи рівнянь Нав'є-Стокса. Для гідравлічних розрахунків у якості вихідної інформації достатньо мати величину гідравлічного напору $H = H_{вх} + H_г$ = 0,35 + 3,5 = 3,85 м, діаметр трубопроводу d = 200 мм, довжина трубопроводу ℓ = 20 м і абсолютну висоту виступів шорсткості стінки труби, яка для нової стальної труби домірна 0,002 м. У даному випадку розглядається деривація високоекологічної малої ГЕС [15].

При виконанні розрахунків рекомендується використати величину густини субстанції ρ =1000 кг/м^3, коефіцієнта динамічної в'язкості μ = 0,131 кг/м·с, що відповідає середній температурі води 10^{o}С і значення коефіцієнта кінематичної в'язкості ν = 131 м^2/с. Спочатку визначаємо величини переміщення субстанції в структурних елементах системи - $\delta_{x.\partial.p}$ = 3,09 м (при Δh_w = 3,85/20 = 0,19 м), $\delta_{y.\partial.p} = \delta_{z.\partial.p}$ = 0,86 м (при висоті стоячої хвилі $s_{c.x} = 2\pi h$ = 2×3.14×0.097 = 0.61 м). Наступним попереднім етапом є визначення компонент швидкості переміщення структурних елементів потоку (при $\zeta_з = 2\pi h + \mu$ = 2×3,14×0,097 + 0,131 = 0,74 кг/м·с) - $V_{x.\partial.p}$ = 1,32 м/с, $V_{y.\partial.p} = V_{z.\partial.p}$ = 4,76 м/с, $V_{сер}$ = 6,86 м/с. При цій швидкості потоку маємо витрату води Q = 6,83×0,0295 = 0,202 м^3/с. Компоненти середньої швидкості пульсації субстанції у пристінному шарі потоку за розрахунками складають (при h = 0.1 – 0.003 = 0.097 м, $\delta_{\Delta.x} = \delta_{\Delta.y}$ = 0,003 м і $\zeta_\Delta = \zeta_з + 0{,}5\nu = 2\pi h + \mu + 0{,}5\nu$ = 66,24 кг/м·с) - $U'_{x.\partial.p} = U'_{y.\partial.p}$ = 0,52 м/с і $U'_{\partial.p}$ = 0,73 м/с. Компоненти гідродинамічного тиску у пристінному шарі дорівнюють - $p_{\Delta\partial.p.x} = p_{\Delta\partial.p.y}$ = 12,25 кгс/м^2 і $P_{\Delta\partial.p}$ = 17,32 кгс/м^2 або 0,0167 Па (0,0017 ат).

За допомогою обчислених вище характеристик можна знайти решту основних параметрів: значення коефіцієнта гідравлічного тертя за формулою (30) знаходимо шляхом підбору разом з формулою (31) для визначення напору, що відповідає значенням λ = 0,00675 і $H_{\partial.p}$ = 1 м, віртуальна витрата води за формулою (29) $Q_{\partial.p}$= 7,73 м^3/с, об'єм стоку води W = 9,44 м^3 визначений за формулою (34) при H = 3,85 – 1 = 2,85 м; Δh_w = 1,14 м, $l_{\partial.p.x}$ = 5,22 м; $l_{\partial.p.z}$ = 5,38 м; $h_{\partial.p}$ = 0,185 м (віртуальна глибина напірного трубопроводу в умовах соліноїдального руху субстанції, яка вказує про наявність ядра в центрі потоку).

Необхідно провести уточнення величин компонент і середньої швидкості потоку при Δh_w = 0,98 м - $V_{x.\partial.p}$ = 0.44 м/с (при $\delta_{x.\partial.p}$ = 9.22 м); $V_{y.\partial.p} = V_{z.\partial.p}$ = 4.76 м/с (при $\delta_{y.\partial.p} = \delta_{z.\partial.p}$ = 0,86 м); $V_{сер}$ = 6,75 м/с. Витрата води при цій швидкості потоку дорівнює $Q_{\partial.p}$= 6,75×0,0295 = 0,199 м^3/с. Для оцінки характеристик ядра потоку, яке знаходиться всередині мезовира, використаємо рівняння

$$\frac{\partial \upsilon}{\partial t} = Fa\frac{\partial S}{\partial t}, \qquad \textbf{(75)}$$

де $F = \rho' g W_{н.т}$ – сила гравітації субстанції у напірному трубопроводі при стаціонарному гідравлічному режимі, кгм/с^2; $\rho' g$ - питома густина води, яка дорівнює 1000 кг/м^3; $W_{c.p}$ – об'єм води в трубопроводі, м^3; S – контур ядра потоку; $a = (h_в / h_ф)$g – прискорення субстанції під впливом поперечної циркуляції, м/с^2. Після диференціювання і інтегрування даного рівняння, при меженних умовах від *0* до $V'_{\partial.p}$ і від *0* до $S_{\partial.p}$ отримуємо вираз

$$-V_{\partial.p} - FaS_{\partial.p} = 0\,,$$

звідки маємо

$$S_{\partial.p} = \frac{V_{\partial.p}}{Fa}. \qquad \textbf{(76)}$$

З цієї формули отримуємо $S_{\partial.p}$ = 6,75/(1×9,44×18,71) = 0,038 м, а сам радіус ядра домірний 0,006 м або 6 мм. Якщо взяти до уваги значення фактичної глибини потоку субстанції навколо ядра потоку, то витрата води $Q_{\partial.p}$= 6,75×0,026 = 0,175 м^3/с.

Користуючись значенням W можна визначити термін настання стаціонарного гідравлічного режиму $t = W/\omega\ell$ = 16 с. Коефіцієнт парної кореляції величин переміщення субстанції за межами цього ядра дорівнює $r_{xz} = l_{x.\partial.p} \times l_{z.\partial.p} / l^2_{x\,\partial.p} \times l^2_{z.\partial.p}$ = 0,036. Це означає, що дана система знаходиться в динамічній рівновазі.

Приклад розрахунку основних характеристик напірного трубопроводу за існуючими методами. *Вихідні дані для розрахунків:* діаметр напірного трубопроводу d = 200 мм; довжина трубопроводу від урівноважувальної ємності до конусної насадки l = 20 м [11]; перепад висот залягання трубопроводу H = 3,5 м; напір води на вході трубопроводу H_1 = 0,35 м; загальний гідравлічний напір води H_2 = 3,85 м.

1. Гідравлічний розрахунок напірного трубопроводу за рівнянням Бернуллі [12]

$$H_1 + \frac{P_1}{\rho g} + \frac{\alpha_1 V_1^{\,2}}{2g} = H_2 + \frac{P_2}{\rho g} + \frac{\alpha_2 V_2^{\,2}}{2g} + h_w\,, \qquad \textbf{(77)}$$

де H_1 і H_2 – напір води на вході і в кінці підвідного напірного трубопроводу від лінії порівняння; $p_1/\rho g$ і $p_2/\rho g$ – тиск води в розрахункових створах; $б_1 = б_2 \approx 1$ – корегуючий коефіцієнт кінетичної енергії потоку в трубопроводі; $V_1^2/2g$ і $V_2^2/2g$ – кінетична енергія в розрахункових створах; $h_w = h_l + h_\zeta$ – втрати напору по довжині і місцеві.

Для розрахунку втрати напору за довжиною трубопроводу використовуємо формулу Дарсі [12]

$$h_l = \lambda \frac{l}{d}\frac{V^2}{2g}. \qquad \textbf{(78)}$$

В подальшому розрахунки виконуємо на основі використання формули Шезі-Манінга $Q = C\omega(Ri)^{0,5}$: $C = (1/n)\,(R)^{0,1667}$; $1/n$ = 90 (при n = 0,0111 - добрий стан шорсткості стінки труби); $\omega = \pi r^2$ = 0,0295 м^2; $\chi = 2\pi r$ = 0,61 м; $R = \omega/\chi$ = 0,048 м; C = 54,32; $\lambda = 8g/C^2$ = 0,03. При цих даних Q = 0,147 м^3/с, а середня швидкість потоку V = 4.98 м/с. При цьому втрата напору по довжині напірного трубопроводу за формулою (78) - h_l = 3,79 м.

Хід розрахунку: H_1 = 0,35 м, H_2= 3,85 м, $V_1 = (2gH/h_w)^{0,5}$ = 4,43 м/с (при h_w = 3,85 м), $p_1/\rho g = (\rho g H_1 \omega)/\rho g$ =0,01 кгс/м^2 (без урахування тиску атмосферного повітря), $p_2/\rho g = (\rho g\, H_2\, \omega)/\rho g$ = 0,11 кгс/м^2, V_2 = 5,16 м/с. Витрата води при цьому буде дорівнювати $Q = V\omega$ = 5,16×0,0295 = 0,152 м^3/с.

Рівняння (76) більш точно можна використати у наступному вигляді [13]:

$$H_1 + 0{,}81\frac{Q^2}{gd_1^{\,4}} = H_2 + 0{,}81\frac{Q^2}{gd_2^{\,4}} + \sum S_0 Q^2 \ell + \sum \varsigma \frac{Q^3}{d^4}\,, \qquad \textbf{(79)}$$

де $H_i = z + p/\rho g$ – п'єзометричний напір в розрахунковому створі; $S_0 = 8\lambda/g\pi^2 d^5$ – питомий опір трубопроводу; ς – коефіцієнт місцевого опору (на вході води в трубу, обладнаною сіткою).

Хід розрахунку: H_1 = 0,35 м, H_2 = 3,85 м, S_0 = 8 і $\varsigma_{вх}$ = 1,5, витрата води складає Q = 0,170 м³/с, V = 0,170/0,0295 = 5,78 м/с.

2. Гідравлічний розрахунок напірного трубопроводу за формулою Ф.А. Шевелева [12]

$$H = A\ell Q^2 k_0 \,, \tag{80}$$

де A – питомий опір трубопроводу (за даними табл. IX.3); k_0 – перехідний коефіцієнт, який для квадратичної області опору дорівнює 1.

Згідно з формулою (80) витрата води в напірному трубопроводі дорівнює Q = [3,85/(6,96×20)]^{0,5} = 0,166 м³/с, V = 0,166/0,0295 = 5,63 м/с.

Висновки. На основі вищевикладеного матеріалу можна зробити наступні наукові узагальнення: 1. Отримані результати розрахунків характеристик напірного потоку дають можливість стверджувати про наявності в центрі труби стійкого ядра. 2. Ядро потоку являє собою нейтральну зону у вигляді мезовира, який обертається проти годинникової стрілки і, таким чином, підтримує у поперечному вимірі динамічну рівновагу системи «напірний потік – стояча хвиля». 3. Установлено, що гідродинамічний тиск субстанції у пристінному шарі наближений до глибокого вакууму, а це вказує на наявність нейтрального шару між потоком і твердою стінкою. 4. Матеріали дослідження показують, що існуючий емпіричний метод гідравлічного розрахунку напірного трубопроводу цілком відповідає практиці. 5.Соліноїдальний рух субстанції в напірному трубопроводі є яскравим підтвердженням принципу мінімуму дисипації енергії у відкритій системі. Цей рух субстанції обумовлений дією трьох масових сил – гідродинамічного напору, стоячої хвилі в умовах сповільненої течії і поперечним розпором на фоні заблокованого прояву явища меандрування. З настанням стаціонарного гідравлічного режиму енергія стоячої хвилі трансформується у поперечно-поздовжню циркуляцію, тобто в соліноїдальний рух. 6. Розв'язування замкненої системи рівнянь Нав'є-Стокса дозволяє у повній мірі оцінити гідроморфодинамічний стан водотоку при динамічної рівноваги системи «стояча хвиля-напірний потік». 7. Наведені вище аналітичні розв'язування актуальних задач підтверджують можливість широкого використання цієї системи рівнянь для вирішення цілого ряду задач гідроаеромеханіки і інших сумісних дисциплін.

Список літератури.

1. *Кондратьев Н. Е.* Основы гидроморфологической теории руслового процесса /Н.Е. Кондратьев, И.В. Попов, Б.Ф. Снищенко. – Л.: Гидрометеоиздат, 1982. – 272 с. ***2.*** *Седов Л.И*. Механика сплошной среды /Л.И. Седов. - М. Наука, 1983. - 528с. ***3.*** *Дмитревский В.И*. Гидромеханика / В.И. Дмитревский – М.: Изд-во «Морской транспорт», 1962. - 296 с. ***4.*** *Войткунский Я.И.* Гидромеханика. Ученик. – 2-е изд., перераб. и доп. /Я.И. Войткунский, Ю.И. Фадеев, К.К. Федяевский. – Л.: Судостроение, 1982. – 456 с. ***5.*** *Онищук В.В.* Розв'язування системи рівнянь Нав'є-Стокса для оцінки динамічної рівноваги системи «потік-русло» / В.В. Онищук. // Гідрологія, гідрохімія і гідроекологія. Наук. збірник / Гол. Редактор В.К. Хільчевський. - К.: ВГП Обрії, 2016. - Т.4(43). - С. 6-24. ***6.*** *Онищук В.В.* Умови зародження явища меандрування відкритих водотоків / В.В. Онищук, О.Н. Кафтан // Водне господарство України. - К.: Укрводприрода, 2004. - №3-4. - С.41-47. ***7.*** *Онищук В.В.* Принципові властивості відкритих динамічних систем у контексті еволюції руслових процесів: інваріантність, ергодичність, меандрування /В.В. Онищук // Гідрологія, гідрохімія і гідроекологія.- К.: ВГП Обрії, 2006. - Т. 10. - С.9-20. ***8.*** *Онищук В.В.* Принципи функціонування відкритих динамічних систем у контексті управління русловими процесами / В.В. Онищук // Гідрологія, гідрохімія і гідроекологія. - К.: ВГП Обрії, 2011.- Т.2(22). - С. 40-48. ***9.*** *Онищук В.В.* Розв'язування системи рівнянь Нав'є-Стокса для оцінки динамічної рівноваги системи «потік-русло» / В.В. Онищук // Гідрологія, гідрохімія і гідроекологія. Наук.

збірник / Гол. Редактор В.К. Хільчевський. - К.: ВГП Обрії, 2016. - Т.4(43). - С. 6-24. ***10.*** *Колмогоров А.Н.* Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса / А.Н. Колмогоров //ДАН СССР. - Т.30. - №4, 1941. – С. 13-17. ***11.*** Фидман Б.А. Об уравнениях гидромеханики для многокомпонентной турбулентной среды. Изд. СО АН СССР, ОТН, №2, вып.1, 1965. – С. 24-29. ***12.*** *Никитин И.К.* Турбулентный русловой поток и процессы в придонной области / И.К. Никитин - Киев: Изд-во АН УССР, 1968. – 120 с. ***13.*** Клавен А.Б. Исследование структуры турбулентного потока / А.Б. Клавен // Тр. ГГИ, 1986. – Вып.136. – С. 65-76. ***14.*** *Боровков В.С.* Русловые процессы и динамика речных наносов на урбанизованных территориях / В.С. Боровков. - Л.: Гидрометеоиздат, 1989. – 286 с. ***15.*** *Патент України* на корисну модель № 103796. Модернізована високоекологічна мала гідроелектростанція (ГЕС) / Онищук В.В., Ободовський О.Г., Нікулін Д.О., Ободовський Ю.О. Бюл. № 24, 2015. ***16.*** *Богомолов А.И.* Гидравлика. Учебник для вузов / А.И. Богомолов, А.И. Михайлов. – М.: Стройиздат, 1972. – 648 с. ***17.*** *Справочник* по гидравлике. Под редакцией Большакова В.А. – К.: «Вища школа», 1977. – 280 с.

Теорія центроструменевого руслоформування

Онищук В.В.

На основі натурних, експериментальних і теоретичних досліджень, а також аналітичного розв'язування замкненої системи рівнянь Нав'є-Стокса виконана оцінка гіідроморфодинамічного стану річкового русла при динамічній рівновазі системи «потік-русло» та водного потоку в напірному трубопроводі. В ідеалізованій формі можна стверджувати, що еволюція мандруючого процесу з проявом центроструменевого руслоформування на усій довжині річки підпорядкована спіралі (формування серії різномасштабних меандр). Першопричиною виникнення явища мандрування відкритих водотоків є проходженні витрат води при сповільненій течії на спаді русло формувального паводку (при стані динамічної рівноваги системи). Соліноїдальний рух субстанції в напірному трубопроводі є яскравим підтвердженням принципу мінімуму дисипації енергії у відкритій системі. Цей рух субстанції обумовлений дією трьох масових сил – гідродинамічного напору, стоячої хвилі в умовах сповільненої течії і поперечним розпором на фоні заблокованого прояву явища меандрування. З настанням стаціонарного гідравлічного режиму енергія стоячої хвилі трансформується у поперечно-поздовжню циркуляцію, тобто в соліноїдальний рух субстанції. Ядро потоку являє собою нейтральну зону у вигляді мезовира, який обертається проти годинникової стрілки і, таким чином, підтримує у поперечному вимірі динамічну рівновагу системи «напірний потік – стояча хвиля».

Ключові слова: *гідродинамічна система «потік-русло», динамічна рівновага системи, руслоформувальна витрата води і транспортувальних наносів, рівняння Нав'є-Стокса, явище меандрування, соліноїдальна траєкторія руху субстанції, ядро водотоку.*

Теория центроструйного руслоформирования

Онищук В.В.

На основе аналитического решения замкнутой системы уравнений Навье-Стокса выполнена оценка гидроморфологического состояния речного русла при динамическом равновесии системы «поток-русло». Для уравнения движения замедленного течения предложено дополнительное уравнение, которое стабилизирует достигнутый уровень турбулентности руслового потока. Аналогичная процедура предложена для оценки характеристик придонной области. С помощью системы с двенадцати уравнений оценены основные характеристики продольной устойчивости потока, развития явления меандрувания, развития горизонтальных и вертикальных русловых деформаций, транспортирующей способности водотока и придонной области руслового потока. По полученным расчетным формулам дана оценка гидроморфологического состояние участка меандриющей реки в районе гидрологического поста Сирет - Сторожинец (Черновицкая область). Установлено, что гидродинамическое давление субстрата в придонной области приближенно к глубокому вакууму, что указывает на наличие нейтрального слоя между двумя энергетическими потоками с резко отличными потенциалами. На границе руслового и подруслового (фильтрационного) потоков имеет место динамическое равновесие взаимного массообмена между водой и воздухом в виде выработки микровихрей и антимикровихрей на фоне действия эффекта эжекции.

Ключевые слова: *гидродинамическая система «поток-русло», динамическое равновесие системы, руслоформирующий расход воды и транспортировочных наносов, уравнения Навье-Стокса, явление меандрувания, солиноидальная траектория движения, ядро водотока.*

The theory of centripetal evolution of river bed
Onischuk V.

Based on the analytical solution of closed system of Navier-Stokes hydromorphological condition the estimation of river channel with dynamic equilibrium system "flow-channel." To slow traffic flow equation proposed additional equation that the current level stabilizes turbulent channel flow. The same procedure proposed for assessing the characteristics of the bottom area. With the system of equations estimated twelve main characteristics of longitudinal stability flux of phenomena meandering, development of horizontal and vertical channel deformations of shipping capacity of the watercourse and the bottom area of the channel flow. According to the calculation formula assessed hydromorphological state area traveling near the river Siret hydrological post - Storozhynets (Chernivtsi region). Established that the hydrodynamic pressure in the bottom substrate area close to deep vacuum, which indicates the presence of a neutral layer between two energy flows dramatically different potentials. At the edge of the channel and filtration flows is a dynamic equilibrium relative mass exchange between water and air in the form of production and microeddy antimicroeddy action against the background effect ejection. It is established that the phenomenon meandering characteristic slow flow resulting in compression of structured spatial stream. The action of the deformation of the standing wave in the shallows and channels gyros towards low energy dissipation. As for the bottom area, it is characteristic of significant influence surcharge thicker bottom channel flow. Established that hydrodynamic pressure in the bottom substrate area close to deep vacuum, which indicates the presence of a neutral layer between two energy flows dramatically different potentials. At the edge of the channel and soil filtration flows is a dynamic equilibrium relative mass exchange between water and air in the form of production microeddy and antimicroeddy action against the background effect ejection.

Keywords: *hydrodynamic system of "flow-channel" dynamic equilibrium system, channel bed water flow channels, equation Navier-Stokes, phenomenon meandering, solinoyidalna trajectory, the core stream.*

Надійшла до редколегії 03.04.2017