

2. Пат. на корисну модель №74001. Водонапірна башта з нагрівальними кабелями / Василенков В.Є. – заявл. 10.04.2012; опубл. 10.10.2012. Бюл. №19.

3. Петько В.Г. Незамерзаюча водонапірна вежа / В.Г. Петько, А.Б. Рязанов // Сільський механізатор. – 2008. – № 2. – С. 32.

4. Петько В.Г. Усовершенствование конструктивных параметров водонапорных башен Рожновского для повышения стойкости к обмерзанию / В.Г. Петько, А.Б. Рязанов // Известия Оренбургского гос. агр. ун-та. – 2009. – № 4. – С. 85–86.

5. Рязанов, А.Б. Исследования динамики охлаждения воды в водонапорной башне Рожновского / А.Б. Рязанов // Известия Оренбургского гос. агр. ун-та. – 2011. – № 1. – С. 50–51.

Приведены исследования теплового режима водонапорной башни в зимний период. Рассмотрено модернизацию конструкции водонапорной башни с использованием нагревательных кабелей.

Система водоснабжения, расход воды, башня Рожновского, тепловой режим.

In article pyvedeny Studies thermal conditions vodonapornoy tower in the Winter period. We consider upgrading water tower designs using heating cables.

The system water's supply, Consumption of water, tower Rozhnovsky, thermal regime.

УДК 626.821.32

КІНЕМАТИЧНА СТРУКТУРА ПОТОКУ ЗА ВОДОВИПУСКНИМИ СПОРУДАМИ НАСОСНИХ СТАНЦІЙ

**М.А. Палішкін, О.Т. Карпусь, кандидати технічних наук
Б.Т.Карпусь, інженер**

На основі експериментальних досліджень кінематики потоку в придонній частині каналів за водовипускними спорудами насосних станцій одержано статистичні характеристики пульсацій придонних швидкостей та дано оцінку розмиваючої властивості потоку.

Водовипускна споруда, канал, турбулентність, нижній б'єф, розмиваюча здатність потоку.

Надлишок, або просто наявність води в одних місцях та нестача в інших, де вона необхідна, є актуальною як у минулому, так і нині. За багатьма прогнозами ця проблема буде наростати. Тому, воду потрібно подавати з одних регіонів в інші. При цьому за водовипусками має місце підвищена турбуляризація потоку, що призводить до розмиву гідротехнічних споруд.

Мета досліджень – встановлення закону розподілу максимуму придонних швидкостей, проведення кореляційного та спектрального аналізу пульсацій швидкостей, оцінка розмиваючої здатності потоку.

© М.А.Палішкін, О.Т.Карпусь, Б.Т. Карпусь, 2013

Матеріали та методика досліджень. Досліджувалися трьох-, п'яти-трубні водовипускні споруди сифонного типу та шестипрольотна водовипускна споруда з сегментними та плоскими затворами. При дослідженні водовипускних споруд сифонного типу та з повехневими затворами, крім конструктивних рішень, певна увага приділялася вивченню кінематики потоку у придонній частині за спорудами.

Дослідження проводились на просторових жорстких моделях споруд, виконаних у масштабах 1:13 та 1:25 натуральної величини. Водовипускна споруда спрягалася з відвідним каналом, що звужується перехідною частиною, центральний кут конусності якої приймається $22^{\circ} - 30^{\circ}$. Числа Рейнольдса при пропуску розрахункових витрат на моделях змінювалися від 14000 до 54000.

У дослідах на фізичних моделях вимірювалися осереднені швидкості потоку та максимальні миттєві придонні швидкості. Осереднені швидкості потоку вимірювалися мікровертушками типу Х-6М у закріплених створах, розташованих на перехідній ділянці та відвідному каналі. Відстань між створами на перехідній ділянці та каналі була 50 – 80 см. Створи для вимірювання швидкостей розміщувалися з таким розрахунком, щоб отримати детальну інформацію про величину та характер розподілу швидкостей за водовипускними спорудами. Максимальні миттєві швидкості у придонній області вимірювалися однокомпонентними тензометричними перетворювачами швидкості.

У кожному створі придонні швидкості вимірювалися у трьох – п'яти точках по ширині потоку.

Власна частота перетворювача становила 50 - 80 Гц у воді. Оскільки основна частка енергії пульсації у водних потоках зосереджена у вихорах частотою від 1 до 20 Гц, то застосований перетворювач можна вважати мало-інерційним.

Збір та обробка експериментальних даних по осереднених та максимальних придонних швидкостях здійснювалися автоматично із застосуванням вимірювально-обчислювального комплексу на базі ПЕОМ. Тарування перетворювача у потоці виконувалося на виході з тарувального конфузора, де спостерігалася течія з рівномірним розподілом швидкостей по перетину.

Під час обробки сортували дані, обраховували статистичні характеристики – дисперсію, стандарт пульсацій (турбулентності), асиметрію та ексцес; гістограми рядів та обчислювали автокореляційну функцію і спектральну щільність.

На точність обчислень статистичних характеристик впливає величина ряду, інтервал дискретності, терміни спостереження.

У дослідах довжина ряду приймалася рівною 500 значенням. Інтервал дискретності опитування пульсаційних швидкостей 0,02 с, час вимірювання пульсацій цих швидкостей 11,2 с. Термін запису значень осереднених швидкостей був прийнятий рівним 60 с.

Результати досліджень. Більшість досліджень було проведено для визначення пульсацій швидкості в нижньому б'єфі водовідвідних спо-

руд, де числа Фруда $F_r > 1$. У цьому випадку розглядалися потоки, які знаходились в спокійному стані (числа Фруда $F_r > 1$).

Для таких потоків дані про пульсаційні характеристики для застосування при розрахунку нижнього б'єсфа обмежені. При вивченні гідравлічних явищ за спорудами знання лише осереднених характеристик недостатньо для пояснення дійсної картини та розробки методики їх розрахунку. В цих випадках необхідно також вивчення пульсаційних швидкостей, аналіз турбулентних характеристик та спектра турбулентних пульсацій [11, 12]. При цьому основна задача вивчення турбулентності полягає в описі полів різних гідродинамічних величин. Оскільки в турбулентному потоці пульсація цих величин у часі та просторі має хаотичний характер, то статистичний підхід до їх опису найдоцільніший [6, 11]. При цьому, як зазначають Е.М. Мінський [6] та А.А.Таунсенд [11] проблема турбулентних потоків складна і повинна суттєво покладатися на експеримент. Турбулентний потік за спорудами є стабілізованим у гідродинамічному розумінні, тобто всі осереднені характеристики його залишаються незмінними в часі. Як відомо із статистичної гідродинаміки [7], гідродинамічні поля турбулентної течії являють собою випадкові поля в термінах, що прийняті в теорії ймовірності. В цьому випадку тимчасові функції є стаціонарними, а їх статистичні характеристики не залежать від початку підрахунку часу при випробуваннях. А для того, щоб осереднені по простору функції від значень випадкового поля призводили до тих самих результатів, що й осереднення за ймовірністю, досліджуване поле повинно бути однорідним. Між тим стосовно до полів гідродинамічних характеристик турбулентного потоку допущення щодо однорідності завжди є математичною ідеалізацією. Безумовно стаціонарності та однорідності недостатньо для сходження часових та просторових середніх до середніх статистичних значень. Останньою умовою сходження просторових та часових середніх до статистичних є умовою ергодичності.

Мати справу з ергодичними випадковими процесами дуже зручно, оскільки в такому випадку по одній реалізації достатньої тривалості можна судити про характеристики випадкового процесу. Ця обставина розширює можливості вивчення турбулентних потоків, оскільки дозволяє вважати результати вимірювань реалізацією функції надійно апроксимуючої процес. Важливим у дослідженні є встановлення характеру функції та закону її розподілу.

Для побудови графіків закону розподілу одержані у результаті експериментів статистичні ряди виміряних величин пульсаційних швидкостей були опрацьовані відповідно до рекомендацій, викладених у роботі [1].

Для випадкових функцій, що вимірюються в стабільних умовах, найрозповсюдженіший нормальний закон розподілу. Розподіл ймовірностей пульсації швидкостей у турбулентному потоці в загальному випадку не відповідає нормальному (Гаусовському) закону розподілу. У випадку однорідної та ізотропної турбулентності буде нормальна крива розподілу пульсуючої швидкості у точці.

Для турбулентного потоку із зсувом цей розподіл у загальному випадку буде асиметричним. Проте для будь-якого випадкового поля з кінцевими моментами перших двох порядків (математичним очікуванням та дисперсією) завжди можна підібрати гаусівське поле, має те ті ж самі середні значення та ту ж кореляційну функцію пульсації поля.

А.С.Монін та Я.Н.Яглом [7] зазначають, що при наближеному вивченні випадкових полів при використанні лише даних про моменти перших двох порядків, завжди можна передбачати, що досліджувані поля мають нормальний розподіл ймовірності. Часто випадкові поля гідродинамічних характеристик турбулентного потоку виявляються близькими до гаусівських полів.

Для встановлення характеру закону розподілу отримані гістограми порівнювалися з теоретичними кривими розподілу. Аналіз гістограм та нанесених на них теоретичних кривих розподілу показує, що закон розподілу пульсаційних швидкостей у придонній частині потоку наближений до нормального, але строго йому не відповідає. Це пояснюється тим, що при певних режимах роботи споруд потік неоднорідний та неізотропний.

Оцінка ступеня узгодженості одержаного закону розподілу з нормальним проведена за критерієм Пірсона. Сходження дослідних гістограм з нормальним законом спостерігалось при числах Фруда $F_r > 0,04 - 0,06$ та числах Рейнольдса $Re > 20000$. У цьому випадку за спорудами мав місце розвинутий турбулентний потік, який можна вважати локально-однорідним та ізотропним. При числах Фруда $F_r > 0,02$ та числах Рейнольдса $Re > 15000$ у потоці переважали крупні анізотропні вихрові утворення низької частоти. У цих випадках нормальний закон розподілу турбулентних пульсацій не додержується.

Виходячи з вищевикладеного, зрозуміло, чому в багатьох експериментальних дослідженнях турбулентних пульсацій швидкості в потоках з вільною поверхнею багато дослідників приймають наближено розподіленими за нормальним законом [1] та при визначенні максимальних миттєвих швидкостей застосовують «правило трьох сигм».

У наших дослідках максимальна миттєва пульсаційна швидкість наближена до 3σ . З порівняння дослідних та розрахункових значень пульсаційних швидкостей видно, що вони добре узгоджуються між собою та відрізняються один від одного в більшості випадків не більше, ніж на 10–12 % (рис.1).

Серед характеристик розподілу випадкової величини, крім математичного очікування, дисперсії D^* , стандарту σ , одним із основних є коефіцієнт асиметрії A_S та «крутизна» розподілу, що характеризується величиною ексцесу E_k [3, 7]. Якщо коефіцієнт асиметрії $A_S > 0$, то крива розподілу скошена вправо, коли $A_S < 0$, то – вліво.

Ексцес характеризує величину накопичення середнього значення швидкості певного ряду на проміжку значень. Для гостроверхих кривих $E_k > 0$, а для плосковерхих $E_k < 0$.

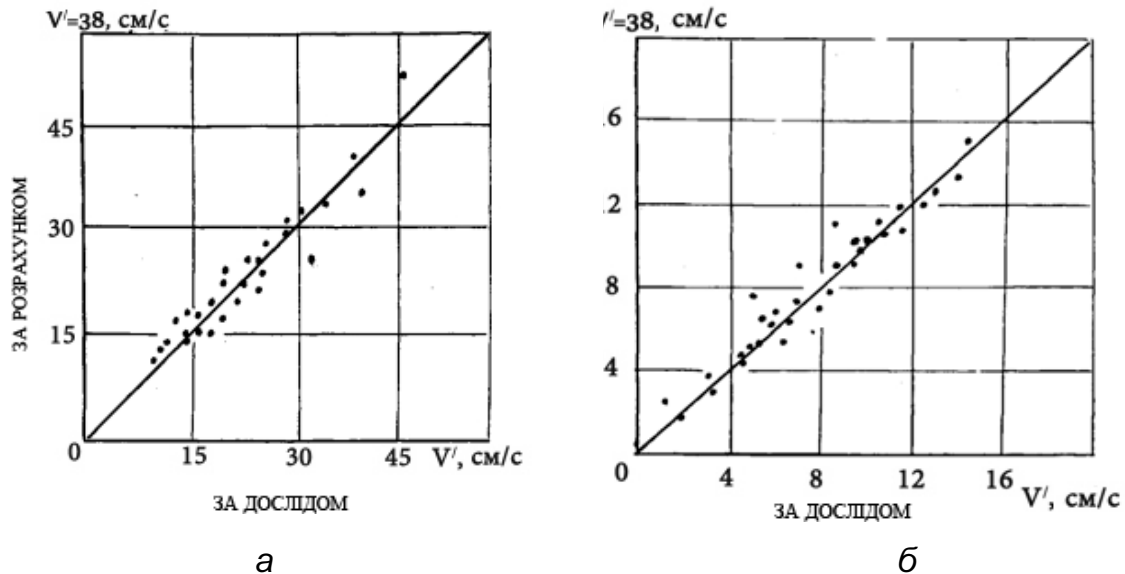


Рис.1. Порівняння дослідних значень пульсаційних швидкостей з розрахунковими:

а – за сифонним трубопроводом; б – за водовипускною спорудою з швидкодіючими затворами

Аналіз коефіцієнтів асиметрії пульсаційних придонних швидкостей показав, що додатні та від'ємні значення їх зустрічаються приблизно з однаковою частотою. При цьому на початку ділянки затухання переважає додатна асиметрія. Це ж зазначав Д.І.Кумін [5] при вивченні асиметричності кривих забезпеченості миттєвих швидкостей у нижньому б'єфі водозливів. У нашому випадку по мірі віддалення вниз за течією від початку каналу частіше зустрічаються криві розподілу з від'ємною асиметрією.

Значення ексцесу в більшості випадків від'ємні. Це означає, що ймовірність великих (за модулем) відхилень швидкості від середньої менше, ніж для нормального закону, тобто криві розподілу більш плоскові у порівнянні з нормальними.

Зазначимо, що одержані криві розподілу для створів, розташованих у кінці ділянки затухання пульсацій, де потік вирівнюється, більш близькі до закону нормального розподілу. Це в деякій мірі узгоджується з висновками Е.М.Мінського [6] та інших дослідників щодо того, що пульсація в придонному шарі турбулентного рівномірного потоку та в кінці ділянки затухання в нижньому б'єфі підпорядковується нормальному закону розподілу.

Пульсація миттєвої швидкості у стабілізованому потоці являє собою, як зазначалося вище, стаціонарний випадковий процес, однією з характеристик якого є кореляційна функція. У нашому випадку розглядається нормована на дисперсію автокореляційна функція, яку називають коефіцієнтом кореляції $R(\tau)$. Аналіз кореляційної функції може дати більш достовірну ознаку стаціонарності процесу, оскільки показує внутрішню структуру випадкових процесів та характеризує залежності між окремими значеннями випадкової функції в різні моменти часу t з інтервалом τ . Прикметою стаціонарного випадкового процесу є незалежність характеру кореляційної функції від початку терміну досліджень.

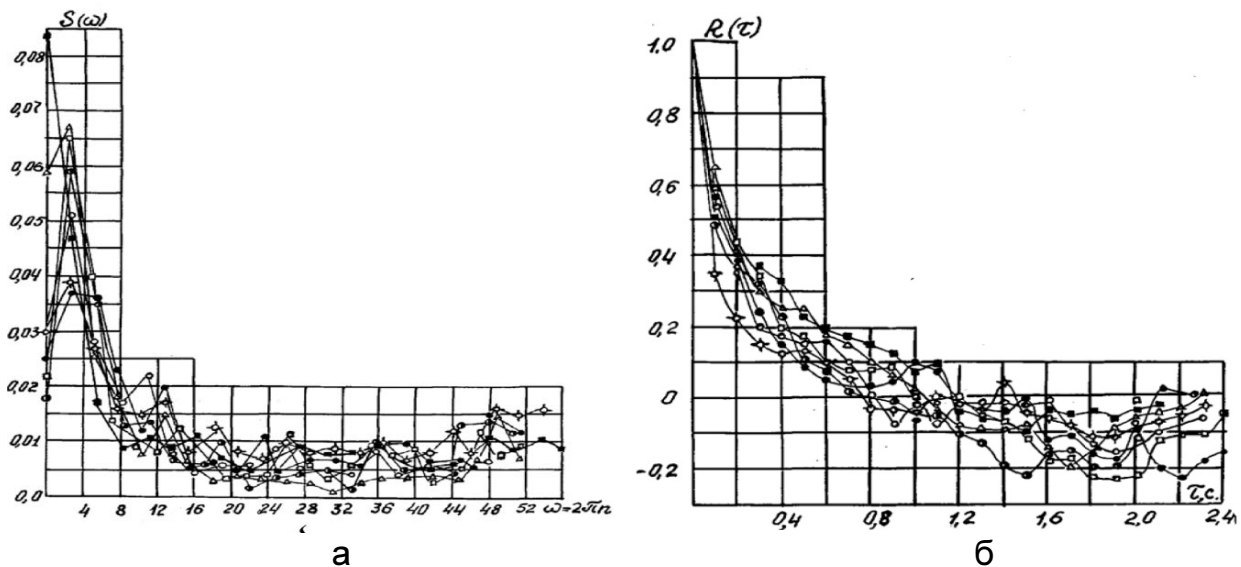


Рис. 2. Кореляційні функції (а) та спектральні щільності (б) енергії пульсацій придонної швидкості за трьохтрубною водовипускною спорудою ($Q = 5 \text{ м}^3/\text{с}$, працює середній сифон $h = 0,65 \text{ м}$):
1 – 8 – створи вимірювань. $\circ$ – 1; $\bullet$ – 2; Δ – 3; $\square$ – 4; $+$ – 5; $\odot$ – 6; $\blacksquare$ – 7

На рисунках 2 і 3 наведено автокореляційні функції для всіх розглянутих споруд. Як видно з рисунків, зміна конструкції не призводить до якісної зміни автокореляційної функції. Зауважимо, що в нашому випадку швидкісне поле за водовипускними спорудами не є однорідним та кореляційна функція повинна змінюватися як за шириною, так і довжиною.

Однак, як зазначав Таунсенд [11], для течії рідини у каналі в деякій мірі характерна однорідність турбулентного руху в напрямку середньої течії.

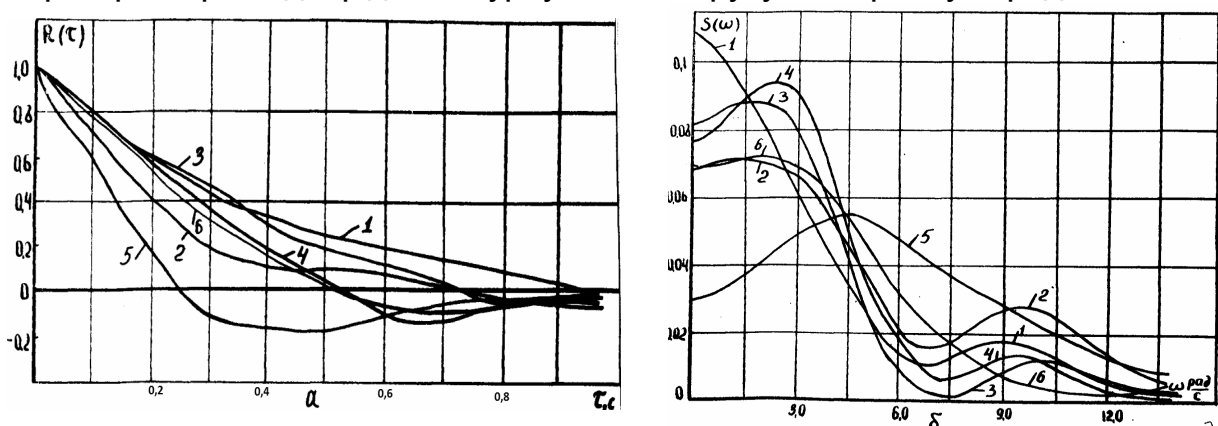


Рис. 3. Кореляційні функції пульсації поздовжньої швидкості за водовипускними спорудами із сегментними затворами:
а – $Fr = 0,0035 - 0,015$; б – $Fr = 0,058 - 0,08$; 1 – 11 – створи

Аналіз наведених графіків $R(\tau)$ показав, що в спокійному потоці мінімальна відстань від першого нуля автокореляції (мінімальний інтервал кореляції) для сифонного водовипуску 0,1- 2 с, а для водовипуску з поверхневими затворами становить 0,1- 0,5 с.

Швидке зменшення $R(\tau)$ від 1 до 0 є непрямым підтвердженням ергодичності досліджуваного процесу. Наявність від'ємних значень $R(\tau)$

вказує на те, що у структурі спокійного потоку має місце елемент періодичності як результат вихрової структури потоку. За кореляційною функцією пульсації можна судити про масштаби турбулентності, оскільки інтервал автокореляції до деякої міри є аналогом інтегрального масштабу турбу-

лентності $t_E = \int_0^{\infty} R(\tau) d\tau$, що називається ейлеровим масштабом. Значення цього масштабу розглядають як наближену міру між тими величинами миттєвої швидкості, які вона приймає в послідовні інтервали часу під дією турбулентних пульсацій. У випадку, коли $v \gg v'$, просторовий масштаб турбулентності можна визначити за залежністю: $L = \bar{v} t_E$. За водовипускними спорудами при числах Фруда $Fr > 0,02$ та Рейнольдса $Re > 15000$ осереднена швидкість $\bar{v}$ велика у порівнянні з турбулентними пульсаціями, а тому залежність для просторового масштабу турбулентності можна застосовувати для кількісної оцінки розмірів турбулентних пульсацій за коефіцієнтом автокореляції $R(\tau)$. На практиці просторовий масштаб турбулентності L визначається числовим значенням добутку площі, обмеженої кривою $R(\tau)$, та осями координат і осередненої швидкості $\bar{v}$.

Великомаштабні вихори залежать від геометрії потоку та характеру зовнішніх впливів. Вони досить різні для різних течій. Ці вихори мають найбільшу амплітуду, відіграють основну роль у турбулентному потоці та сумірні з геометричними розмірами течії. Порівнюючи інтервали автокореляцій, одержаних під час дослідів, з інтервалами кореляцій для рівномірних потоків виявляється, що на ділянці затухання пульсацій швидкості за водовипускними спорудами час нульової кореляції менше, ніж у рівномірному потоці. Це є свідченням того, що в турбулентному потоці за спорудою концентрація пульсаційної енергії в області низьких частот більш висока, ніж у рівномірному потоці.

Іншим ефективним засобом опису турбулентності є метод спектрального аналізу. Спектральні функції мають більш зрозумілий фізичний смисл та застосовуються для вивчення внутрішньої структури випадкових процесів. Спектральна функція $S(\omega)$ показує, як розподіляється кінетична енергія турбулентних пульсацій за частотами ω та дає можливість оцінити масштаби збурень. Спектр стаціонарної функції є не чим іншим, ніж розподілом дисперсій за частотами.

Об'єктом досліджень є часовий (частотний спектр $S(\omega)$), одержаний шляхом перетворення Фур'є кореляційної функції $R(\tau)$.

Для повного опису вихрової структури будь-якого потоку необхідно мати тривимірні автокореляції та енергетичні спектри. В наших дослідях вимірювалися лише поздовжні складові актуальних швидкостей. Тому можемо робити висновки лише про поздовжні розміри горизонтальних вихорів.

Аналіз одержаних спектрів показав, що вихрова структура потоку за довжиною каналу стабільна. Але при зменшенні інтенсивності турбулентності за довжиною каналу періодична картина вихрового руху розпадається і

на відстані $(25-30)h_k$ вихрова структура потоку наближається до характерної для вільних ділянок каналів та річок, що відмічається також у роботі [2].

Аналізуючи графіки спектральних щільностей при різних режимах роботи відвідного каналу, встановлено, що максимум енергії в більшості випадків припадає на великомаштабні вихори з частотами до 3 – 3,5 рад/с (0,48 – 0,56 Гц). Графіки спектральних щільностей цих вихорів мають максимум у точці $\omega = 0$. Автокореляційні функції, що відповідають їм, або не досягають нуля в інтервалі τ , або досягають при $\tau \rightarrow 1$. Другий енергетичний максимум цих спектрів спостерігається на частотах 6 – 9 рад/с (0,95 – 1,43 Гц), та третій максимум, якщо він є, на частотах 12 – 15 рад/с (1,9 – 2,4 Гц). Другий енергетичний максимум за амплітудою становить $(15 - 25)\% S(\omega)_{\max}$, а третій $(3 - 10)\% S(\omega)_{\max}$ (рис.4, 5).

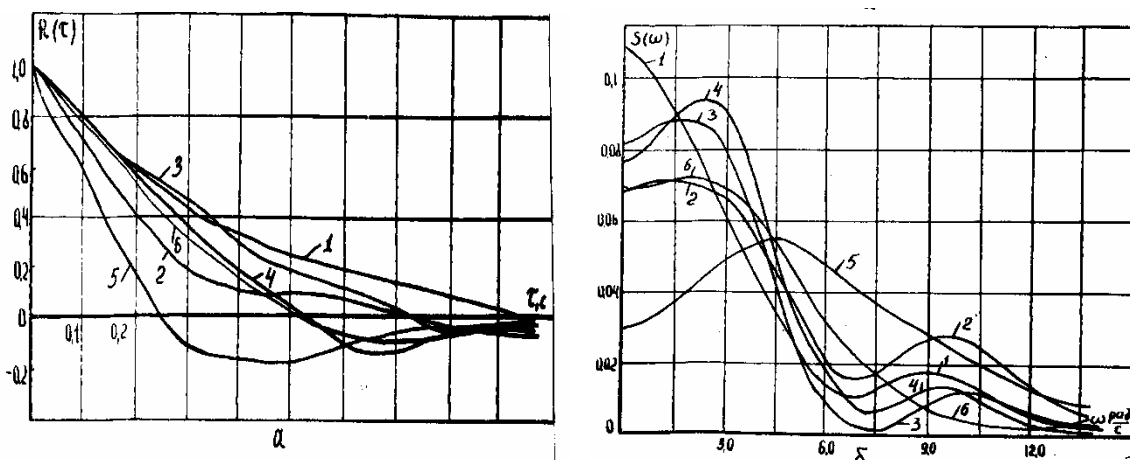


Рис. 4. Кореляційні (а) та спектральні (б) щільності енергії пульсації поздовжньої швидкості за водовипускними затворами:

1 – $F_r = 0,07 - 0,09$; 2 – $F_r = 0,04 - 0,06$; 3 – $F_r = 0,022 - 0,035$; 4 – $F_r = 0,13 - 0,17$;
5 – $F_r = 0,058 - 0,08$; 6 – $F_r = 0,02 - 0,036$

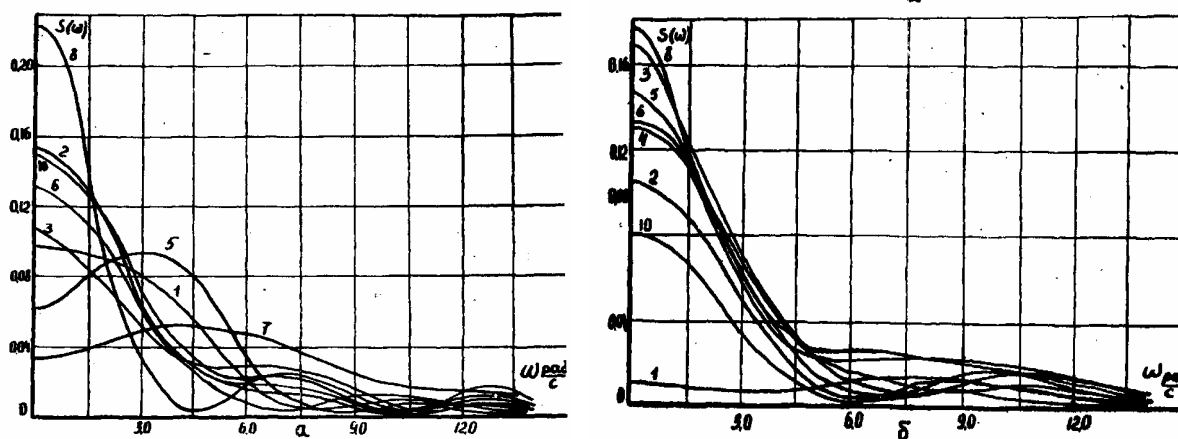


Рис. 5. Спектральні щільності пульсації поздовжньої швидкості за водовипускною спорудою з поверхневими затворами:

а – $F_r = 0,058 - 0,08$; б – $F_r = 0,0065 - 0,015$; 1– 10 – створи

Умовно назвемо наведені графіки спектральними щільностями I порядку. Спектральні щільності II порядку мають графік з чітко вираженим максимумом на частотах 1 – 6 рад/с (0,16 – 0,96 Гц), другий максимум

згладжений на частотах 8 – 11 рад/с / (1,3 – 1,6 Гц). За амплітудою другий пік складає 25 – 30 % $S(\omega)_{\max}$ (див. рис. 5).

Спектри III порядку мають розпластану форму (див. рис.4). Вони можуть мати один чи два максимуми, що мало відрізняються один від одного за амплітудою. Перший максимум спектра спостерігається на частотах 3 – 9 рад/с / (0,5 – 1,4 Гц). У випадку двох максимумів другий спостерігається на частотах 11 – 14 рад/с / (1,75 – 2,2 Гц).

Спектри зазначених порядків є енергетичними характеристиками вихрових утворень, що переважають у спокійному потоці при різних значеннях чисел Фруда Fr . Дослідами виявлено, що вихори, які описуються спектрами I порядку переважають у потоках при числах Фруда $Fr = 0,0005 - 0,08$, причому амплітуда спектра зростає зі зменшеннями чисел Фруда. Частота цих вихорів 0 – 3 рад/с (до 0,48 Гц), а період виникнення на моделі становив до 20 с.

Пульсаційна складова швидкостей v' таких потоків співрозмірна з осередненою $\bar{v}$ таких потоків. А тому за автокореляційною функцією не можна встановити розмір вихорів, оскільки вона у цьому випадку рідко досягає нульового значення.

Значення актуальних придонних швидкостей v^* у досліджуваних потоках малі. Це вказує на те, що великомасштабні низькочастотні вихори значної амплітуди не сприяють розмиву, незважаючи на те, що на них припадає основна частина кінетичної енергії потоку. Це пояснюється великим періодом виникнення та коротким періодом дії. Зі збільшенням чисел Фруда графіки спектральної щільності набувають розпластаного окреслення, енергія більш рівномірно розподіляється по широкому діапазону частот, амплітуда спектра зменшується.

При числах Фруда ($Fr=0,1-0,33$) у потоці переважають вихори, які описуються спектральними кривими II та III порядків, які мають високу частоту.

Період виникнення цих вихорів короткий, а період дії великий. При числах Фруда до $Fr=0,13 - 0,17$ 50 % спектральних кривих припадає на криві II та III порядків, амплітуда яких 0,05 – 0,08 $S(\omega)_{\max}$. При числах Фруда $Fr=0,27 - 0,33$ 30% кривих припадає на спектри III порядку, амплітуда їх спектрів зменшується до 0,03 – 0,05 $S(\omega)_{\max}$. Таким чином, чим більше швидкість потоку та числа Фруда, тим менше амплітуда спектрів та тим більший діапазон частот ними охоплюється.

Звідси витікає, що розмив русла каналу є наслідком дії вихрових полів актуальних миттєвих швидкостей високої частоти, які мають середні та дрібні масштаби відносно розмірів русла, тобто на розмив витрачається енергія мезо- та мікротурбулентності. Як відомо, графік спектральної щільності можна умовно розділити на ряд областей. Область «а» характеризується наявністю декількох значимих максимумів на деякому фоні, близькому до «білого шуму». Вихори, що належать до цієї області частот, мають найбільшу енергію. Це та частина спектра, де здійснюється передача енергії від осередненого руху до пульсаційного. У високочастотній

області «б» вирізняється інерційна підобласть, яка відображає каскадну передачу енергії по спектру частот.

З теоретичного та експериментального аналізу [4,12] відомо, що мікроструктура більшості реальних неізотропних турбулентних потоків є наближено ізотропною (локально-ізотропною). Тому, багато властивостей найповніше вивченої ізотропної турбулентності застосовані до реальної турбулентності.

У повністю розвиненому турбулентному потоці максимальну кінетичну енергію будуть мати вихори в інтервалі високих хвилових чисел, а турбулентність у цій області можна вважати статистично стаціонарною та незалежною від зовнішніх умов. Характер турбулентності в області високих хвилових чисел визначається параметрами, пов'язаними з параметрами потоку: середньою швидкістю дисипації енергії ξ та коефіцієнтом кінематичної в'язкості. Відповідно до теорії А.Н. Колмогорова [3] ця область називається універсальною рівновісною областю.

Якщо збурення, що розглядаються, у потоці значно більше колмогорівського мікомасштабу («внутрішнього» масштабу турбулентності), залишаючись при цьому значно менше деякого «зовнішнього» масштабу при достатньо великих числах Рейнольдса, то всі статистичні характеристики поля швидкостей визначаються лише одним параметром ξ . Цей інтервал масштабів називають інерційним інтервалом, в якому відбувається «каскадна» передача турбулентної енергії від збурень великих масштабів.

До збурень менших масштабів кількість переданої каскадом частот енергії чисельно рівна дисипації $\square$. В інерційному інтервалі спектр турбулентності має вигляд:

$$S(\omega) = \text{Const } \xi^{2/3} k^{-5/3}, \quad (1)$$

де $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – хвилове число, m^{-1} ; λ – довжина хвилі, m ; ξ – швидкість дисипації турбулентної енергії.

Тоді часовий частотний спектр можна подати у вигляді:

$$S(\omega) = a \omega^{-5/3}. \quad (2)$$

Це відповідає апроксимації структурних функцій законом $2/3$.

Ж.Конт-Белло [4] зазначає, що каскадний перенос енергії спектром за законом мінус $5/3$ спостерігається в певному діапазоні чисел Рейнольдса. До такого ж висновку, зокрема, прийшли Т.Моулден та У.Форст [8], які зазначають, що існування інерційної підобласті спектра забезпечується при числах Рейнольдса не менше 10^5 .

У наших дослідах числа Рейнольдса змінювалися від 14000 до 54000, між тим нам вдалося спостерігати інерційну підобласть (рис. 6,7).

З рис.6 видно, що спектри пульсацій за сифонним водовипуском містять невеликий інтервал, протягом якого вони змінюються пропорційно частоті у степені мінус $5/3$. Цей інерційний інтервал знаходиться в межах 8 – 15 рад/с. Причому зміни за законом мінус $5/3$ спектрів, одержаних для початкових створів (на виході з кільця та на початку каналу), існують у більш вузькому інтервалі, ніж для кінцевих створів вимірювання.

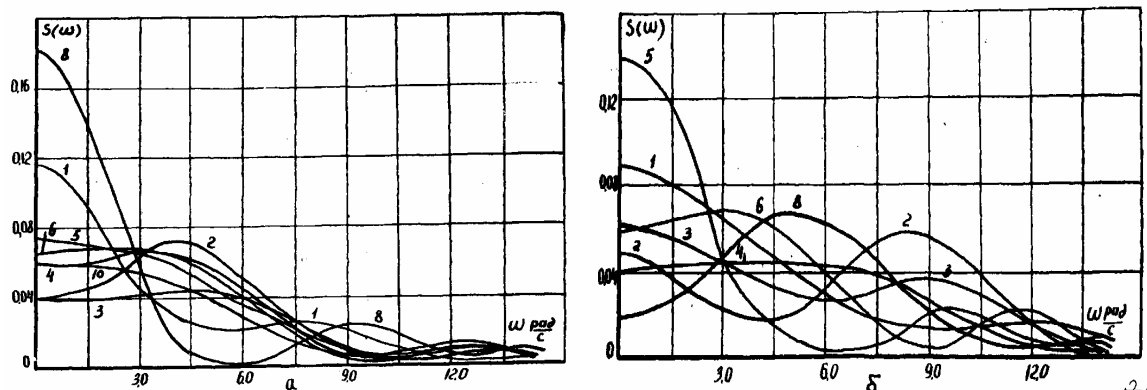


Рис. 6. Спектральні щільності пульсації поздовжньої швидкості за водо-
випускними спорудами з поверхневими затворами:
а – $F_r = 0,07 - 0,09$; б – $F_r = 0,13 - 0,17$; 1 – 10 – створи

Відхилення від закону мінус 5/3 в області низьких частот пояснюється тим, що у більш значних масштабах, які відповідають низьким частотам, турбулентність не можна вважати локально-ізотропною. На рис.7 показано зміну амплітуди спектрів $S(\omega)$, а також початкових частот інерційної підобласті за спорудами з сегментними та плоскими затворами при різних числах Фруда. В спектрах I порядку інерційна підобласть починається з частот $\omega_{in} = 0,9 - 2$ рад/с. Зі зменшенням числа Фруда зменшується параметр ω_{in} та збільшується за абсолютною величиною показник степеня у формулі (2), тобто відбувається більш швидка передача енергії по каскаду та збільшується розмір вихорів, з яких починається каскадний перенос енергії, оскільки анізотропні вихрові утворення є нестійкими та швидко роздроблюються.

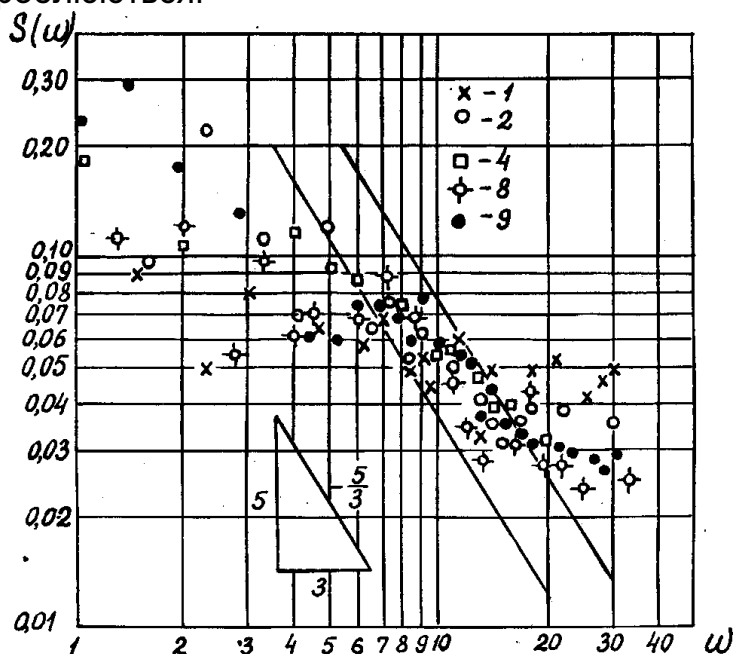


Рис.7. Енергетичні спектри пульсацій швидкості у потоці за трьохтрубною
сифонною водовипускною спорудою ($Q = 5 \text{ м}^3/\text{с}$, $h = 0,6 \text{ м}$):
1, 2, 4, 8, 9 – створи змін

У спектрах II та III порядків, що характеризують стійкі ізотропні вихрові утворення, початкова частота інерційної підобласті збільшується до $\omega_{in} = 6 - 9$ рад/с. Передача енергії по каскаду починається в середовищі дрібномасштабних високочастотних вихорів, показник степеня у формулі (2) також приймає великі за абсолютною величиною значення, що пояснюється малим масштабом вихрових утворень, в межах яких у дію вступають сили в'язкості. Внаслідок цього, чим більше числа Фруда та Рейнольдса, тим далі за частотою посувається інерційна підобласть та тим менше розмір вихорів, з яких починається каскадний перенос енергії спектром.

Це підтверджує гіпотезу, яка викладена у роботі [13], про те, що наявність у потоці стійких вихрових структур може призвести до уповільнення процесу каскадної передачі енергії спектром.

Отже, чим більш стійкі вихрові структури, тим сильніше вони впливають на зміщення інерційної підобласті спектра в зону високих частот та тим коротше стає інерційний інтервал.

Як зазначалось вище, характерною особливістю спектральних кривих I та II порядків є наявність двох чи трьох максимумів, що відображають приплив енергії в областях певних масштабів.

У зв'язку з цим В.І.Нікора [9] виділяє дві зони енергопостачання для русел з рухомим дном. Від вважає, що перша зона пов'язана з нестійкістю осередненого руху, обумовленого роздрібненням потоку грядовою поверхнею дна. Друга зона енергопостачання пов'язана з генерацією вихорів в підвалини гряд з наступним викидом їх у транзитний потік.

У наших дослідженнях на сталій моделі, як показано вище, в спектрах I та II порядків спостерігалися також дві зони додаткового енергопостачання. Очевидно наявність додаткових зон енергопостачання пояснюється не лише зворотною дією ложа русла на структуру потоку. Це явище можна пояснити складною структурою вихрових потоків. Найбільший низькочастотний вихор включає в себе більш високочастотні. Енергія за частотами розподіляється нерівномірно. А тому другий та третій максимуми спектральної кривої вказують на суперпозицію вихорів. У спектрі III порядку енергія рівномірно розподілена за частотами, що й призводить до одного згладженого виступу, як наслідок послідовного накладення дрібномасштабних вихорів.

Висновки

На основі вивчення статистичних характеристик пульсації придонної швидкості за водовипускними спорудами встановлено закон розподілу максимуму придонних швидкостей, дано кореляційні та спектральні аналізи пульсацій швидкостей, а також оцінку розмиваючої здатності потоку.

Список літератури

1. Вентцель Е.С. Теория вероятностей / Е.С. Вентцель. – М.: Наука, 1964. – 564 с.
2. Гринвальд Д.И. Турбулентность русловых потоков / Д.И.Гринвальд. – Л.: Гометеоиздат, 1974. – 166 с.

3. Колмогоров А.Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса / А.Н. Колмогоров // ДАН СССР. – 1941. – Т. 30, №4. – С.38 – 46.
4. Конт-Белло Ж. Турбулентное течение в канале с параллельными стенками /Ж. Конт-Белло; пер. с франц. – М.: Мир, 1968. – 177 с.
5. Кумин Д.И. Гашение энергии и турбулентность водных потоков в нижнем бьефе водосбросов: автореф. дис. на соискание уч. степени д-ра техн. наук/Д.И. Кумин. – Л., 1956. – 22 с.
6. Минский Е.М. Турбулентность русловых потоков / Е.М.Минский. – Л.: Гидрометеиздат, 1952. – 164 с.
7. Монин А.С. Статистическая гидромеханика, Ч.I и II / А.С.Монин, А.М.Яглом. – М.: Наука, 1967. – 639 с.
8. Моулден Т. Турбулентность. Принципы и применение / Т.Моулден, У.Фрост; пер. с англ. – М.: Мир, 1980. – 536 с.
9. Никора В.И. О структуре турбулентности речных потоков с грядовым дном / В.И. Никора // Метеорология и гидрология. –1985. – №6. – С.74–83.
- 10.Обухов А.М. О распределении энергии в спектре турбулентного потока / А.М. Обухов // Известия АН СССР. –1941. –№4 – 5.
- 11.Таунсенд А.А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом / А.А. Таунсенд; пер. с англ. – М.: Иностран. лит-ра, 1959. – 400 с.
- 12.Хинце И.О. Турбулентность, её механизм и теория / И.О. Хинце; пер. с англ. – М.: Физматиздат, 1963. – 680 с.
- 13.Ortiz M.J. Puis de Elvira A. An approximmall determination of some spectral functions turbulent flor – J. mec. Theor. et appl 1984, 3 №1, p.63...68

На основе экспериментальных исследований кинематики потока в придонной части каналов за водовыпускными сооружениями насосных станций получены статистические характеристики пульсаций придонных скоростей и дана оценка размывающих свойств потока.

Водовыпускные сооружения, канал, турбулентность, нижний бьеф, размывающая способность потока.

On the basis of experimental studies of the kinematics of flow in the bottom of the canals with structures issue of water pumping stations received the statistical characteristics of the pulsations of the near-bottom velocities and evaluation of the properties of the flow, which blurs the riverbed.

Construction of the water issue, channel, turbulence, downstream, the flow properties, which blurs the channel.