

УДК 534.3+611.539

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ПУЛЬСАЦІЙ ПРИСТІННОГО ТИСКУ В ТРУБІ ЗА ЦИЛІНДРИЧНОЮ ВСТАВКОЮ З ЕКСЦЕНТРИСИТЕТОМ

А. О. БОРИСЮК

*Інститут гідромеханіки НАН України, Київ**Одержано 29.03.2002*

Вивчено поле пульсацій пристінного тиску в трубі за циліндричною вставкою з ексцентриситетом. Виявлено різке зростання тиску в скінченній області за вставкою й наявність чіткого максимуму перед точкою приєднання відірваної течії. Отримані наближені оцінки для відстані від осесиметричної вставки до точки максимуму тиску та значення самого тиску в цій точці. Вивчення поведінки частотного спектра поля тиску дозволило виявити в ньому низькочастотні максимуми. Вони складають основну відмінність досліджуваного спектра від спектра пульсацій пристінного тиску у повністю розвиненій турбулентній течії в трубі. Встановлено, що ці максимуми визначаються відповідними великомасштабними вихорами у регіонах відірваної та приєднаної течії, а їхні частоти – характерними частотами формування цих вихорів. Дослідження впливу величини ексцентриситету вставки на статистичні характеристики поля тиску показало, що зміна ексцентриситету впливає на частотний спектр сильніше, ніж на середньоквадратичний тиск.

Изучено поле пульсаций пристенного давления в трубе за цилиндрической вставкой с эксцентриситетом. Виявлены резкий рост давления в конечной области за вставкой и наличие четкого максимума перед точкой присоединения отрывного течения. Получены приближенные оценки для расстояния от осесимметрической вставки до точки максимума давления и значения самого давления в этой точке. Изучение поведения частотного спектра поля давления позволило выявить в нем низкочастотные максимумы. Они составляют основное отличие исследуемого спектра от спектра пульсаций пристенного давления в полностью развитом турбулентном течении в трубе. Установлено, что эти максимумы определяются соответствующими крупномасштабными вихрями в регионах отрывного и присоединенного течения, а их частоты – характерными частотами формирования этих вихрей. Исследование влияния величины эксцентриситета вставки на статистические характеристики поля давления показало, что изменение эксцентриситета влияет на частотный спектр сильнее, чем на среднеквадратичное давление.

The wall pressure fluctuations in a pipe behind a cylindrical insertion with eccentricity are studied. Sharp increase of the pressure in a finite region downstream the insertion, as well as presence of pronounced pressure maximum upstream the point of re-attachment of the separated flow were found. The approximate estimates both for distance from an axisymmetric insertion to the point of maximal pressure and the pressure magnitude at this point were obtained. The study of the wall pressure power spectrum has revealed the low-frequency maxima. Those are the main distinguishing feature of the spectrum under investigation, when comparing to the wall pressure fluctuation spectrum in a fully-developed turbulent pipe flow. These maxima were found to be determined by the appropriate large-scale vortices in regions of separated and re-attached flows, and their frequencies are close to the characteristic frequencies of the vortices formation. The study of the effect of the insertion's eccentricity on the wall pressure statistical characteristics shows that the frequency variation of the eccentricity influences the frequency spectrum stronger than the rms pressure.

ВСТУП

Локальні стенотичні звуження (стенози) кровеносних судин часто є причиною серйозних порушень у системі кровообігу. В такій ситуації важливим інструментом у боротьбі із зазначеними захворюваннями є виявлення стенозу на ранній стадії його розвитку.

У попередній публікації [1] була обґрунтована необхідність розроблення неінвазивних методів знаходження стенозу, які б базувалися на виявленні та аналізі викликаних ним змін у гідродинамічних і/чи акустичних характеристиках течії. Важливе місце серед них займає метод пасивної локації згенерованого стенозом звукового сигналу, або метод фоноангіографії [2–4]. Він передбачає наявність достовірної інформації про фундамен-

тальні механізми генерації звуку в судині і його проходження до поверхні тіла, а також про фактори, що їх визначають. За цієї умови можна розробити модель досліджуваного явища, і в її рамках отримати співвідношення між кореляційно-спектральними характеристиками звукового поля та параметрами судини і течії в ній.

Ця робота є безпосереднім продовженням дослідження [1] для випадку моделювання ексцентричного стенозу.

Стаття складається з вступу, двох розділів, висновків, списку літератури і додатку. Стислий опис функціонування експериментальної установки подано в розділі 1. У розділі 2 проаналізовані результати експериментів. Наприкінці сформульовані висновки, наведені списки цитованої літератури та прийнятих позначень.

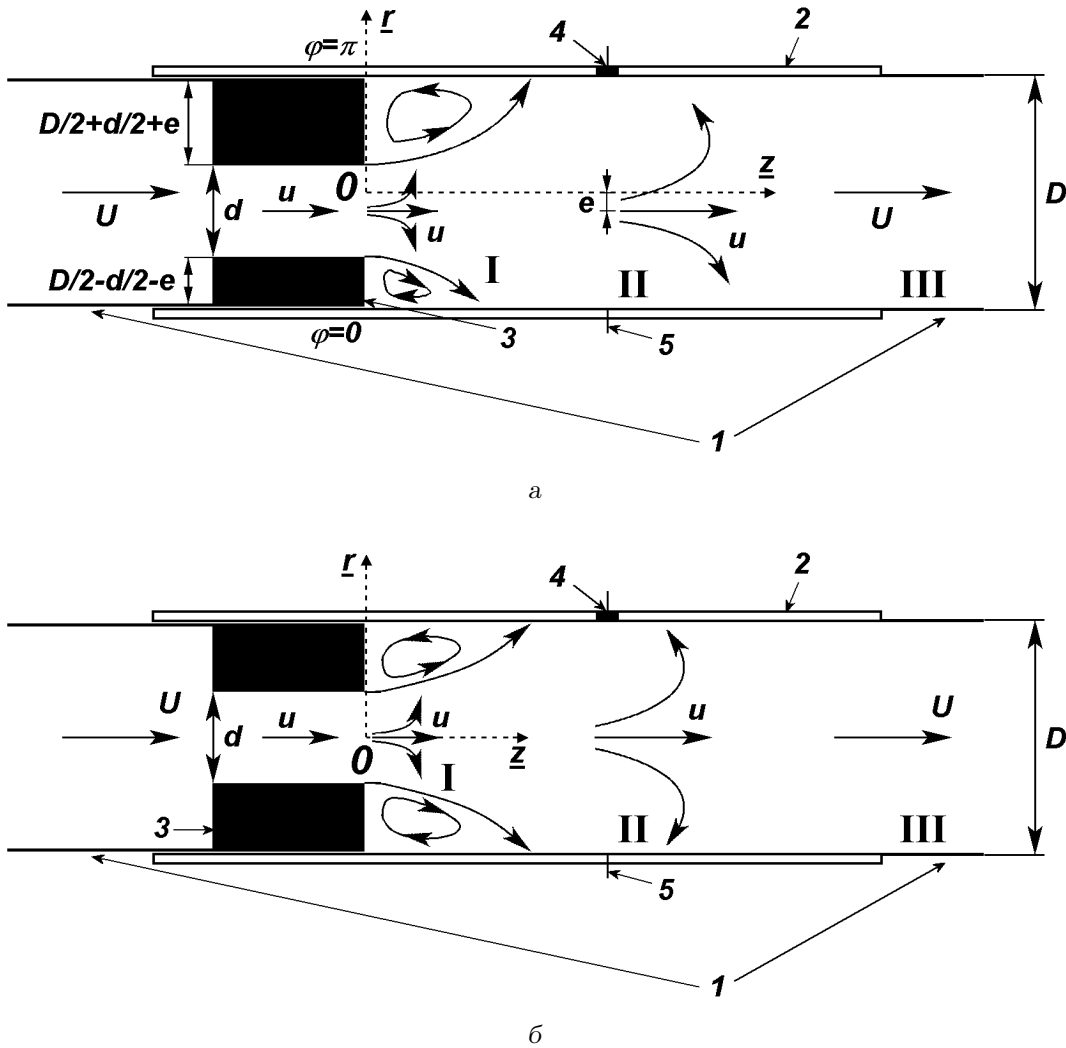


Рис. 1. Схема робочої ділянки експерименту з ексцентричною (а) та концентричною (б) вставками:
 1 – силіконова трубка; 2 – плексигласова трубка; 3 – вставка; 4 – датчик тиску; 5 – голка для введення фарби;
 I – область відривної течії; II – область приєднаної, але ще збуреної течії;
 III – область стабілізації й переходу течії до режиму, який був перед вставкою

1. ЕКСПЕРИМЕНТ

Детальний опис експериментальної установки, а також міркування та припущення, які були використані при розробленні її робочої ділянки, наведені в статті [1]. Стисло нагадаємо особливості функціонування експериментальної установки. Через різницю рівнів води у зливному й приймальному резервуарах у силіконовій трубці внутрішнього діаметра $D = 16$ мм створювалась течія з контрольованими витратними характеристиками. Зазначимо, що відмінність цього дослідження від попередньої експериментальної серії полягала в тому, що стеноз моделювався набором по-

рожніх жорсткостінних (плексигласових) циліндричних вставок з двома геометричними параметрами: діаметром d і ексцентриситетом e .

У циліндричному звуженні (рис. 1) течія збурювалась і залишалась збуреною в скінченній області за ним. Тут спостерігались відрив та приєднання течії (зони I і II). Далі відбувалась її стабілізація (зона III) і поступовий перехід до стану, який був перед звуженням. У регіонах збуреної течії I і II вимірювались пульсації пристінного тиску $p_t(\phi, z, t)$ і вивчались дві його статистичні характеристики: середньоквадратичний тиск

$$p_{rms} = \sqrt{\langle p_t^2 \rangle}$$

і частотний спектр $P(f)$, який зв'язаний з p_t співвідношенням

$$\langle p_t^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} P(f) df$$

(дужки $\langle \dots \rangle$ означають осереднення по часу). Ці характеристики часто вибираються для вивчення випадкового поля p_t за стенозом [5–7].

З'єднання силіконової й плексигласової трубок було таким, що, з одного боку, не викликало додаткових збурень потоку, а з іншого – дозволяло рухати плексигласову трубку уздовж і навколо своєї осі. Це давало можливість проводити вимірювання при різних значеннях осьової і кутової координат z і ϕ . Плавне введення фарби крізь розташовану навпроти датчика голку дозволяло візуально визначати місцезнаходження точки приєднання відривної за звуженням течії і положення датчика (точки вимірювання) відносно неї.

Осереднена осьова швидкість незбуреної течії U визначалась як відношення об'єму води Q , що потрапила до проградуйованого по літрах приймального резервуара за час роботи аналізатора T , до площі поперечного перерізу нестенозованої ділянки трубки $\pi D^2/4$ і часу T :

$$U = \frac{Q}{T\pi D^2/4}.$$

Швидкість течії у звуженні u знаходилась з умови збереження маси на звуженій та незвуженій ділянках трубки:

$$u = U(D/d)^2.$$

Щоб мати подібність за числом Рейнольдса $Re_D = UD/\nu$ (де ν – в'язкість рідини) між досліджуваною течією й течією крові у великій кровоносній судині, в експерименті розглядалися швидкості $U < 0.44$ м/с. Для такого їхнього діапазона справедливо $Re_D < 7000$, що типово для великих артерій [5, 7–12].

2. РЕЗУЛЬТАТИ

Як і очікувалось, у випадку нульового ексцентриситету циліндричної вставки ($e=0$) осесиметричність та коаксіальність трубок і вставки зумовлювали осесиметричність течії (в першому наближенні), а відтак, і досліджуваного поля пульсацій тиску p_t на робочій ділянці експеримента. Наявність же ексцентриситету ($e > 0$) призводила до втрати течією осьової симетрії у скінченній області за вставкою. Однак з віддаленням від цього регіону поступово зникала залежність полів течії й

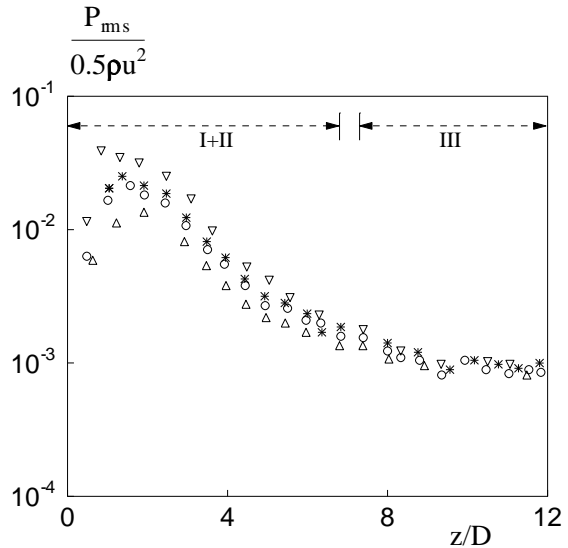


Рис. 2. Осьовий розподіл тиску p_{rms} за вставкою ($d=9$ мм, $S=75\%$, $U=0.25$ м/с, $Re_D=4500$):

○ – $e=0$; ▽ – $e=2$ мм, $\phi=0$;
* – $e=2$ мм, $\phi=\pi/3$ (для $\phi=5\pi/3$ – аналогічно);
△ – $e=2$ мм, $\phi=\pi$

пульсацій тиску від кутової координати ϕ , і вони, врешті рещт, ставали осесиметричними.

2.1. Середньоквадратичний тиск p_{rms}

На рис. 2 зображено типовий для даного експеримента осьовий розподіл середньоквадратичного тиску p_{rms} за осесиметричною й ексцентричною вставками однакового ступеня $S=(1-d^2/D^2)\times 100\%$ при однаковому значенні числа Re_D .

2.1.1. Тиск p_{rms} за осесиметричним звуженням

Вивчення поведінки функції p_{rms} за осесиметричним звуженням (див. рис. 2) показує, що в областях збуреної течії I і II тиск p_{rms} спочатку швидко зростає з ростом відстані z , досягаючи максимуму в деякій точці $z=L_{max}$. Потім p_{rms} досить швидко спадає і в області стабілізації течії III поступово набуває відносно сталого мінімального значення. Ширина максимуму функції $p_{rms}(z)$, по якому фактично можна визначити довжину регіону збуреної вставкою течії, не перевищує приблизно семи діаметрів судини. Аналогічні оцінки для поздовжнього розміру області I і II були отримані й для інших значень параметрів експерименту, що узгоджується з оцінками роботи [9].

Аналіз положення точки максимуму $z=L_{max}$ і

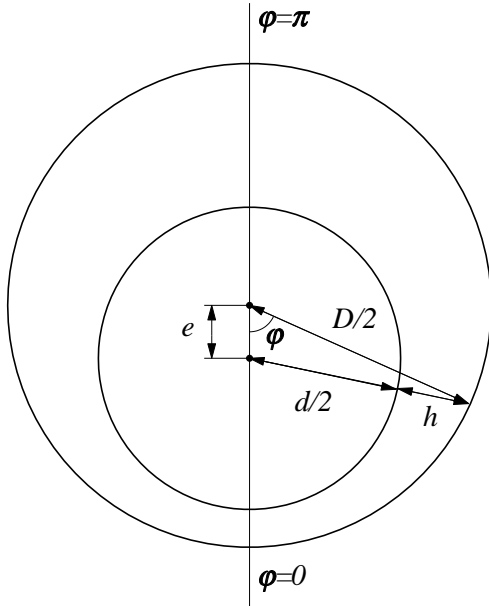


Рис. 3. Відстань h від межі струменя при виході зі вставки до стінки трубки (висота сходинки)

значень функції p_{rms} для осесиметричних вставок різного ступеня S і/чи різних швидкостей потоку U показує, що:

- ця точка знаходиться між вставкою й точкою приєднання відривної течії в межах $z/D \approx 1.3 \div 2.6$;
- збільшення/зменшення S і/чи U викликає збільшення/зменшення інтенсивності течії, що спричиняє відповідне зростання/спадання тиску p_{rms} .

Схожі оцінки для меж положення точки максимуму середньоквадратичного тиску p_{rms} наводяться в роботах [5, 7, 9, 10].

Щоб мати кількісну залежність відстані L_{max} від ступеня вставки S і числа Рейнольдса струменя $Re_d = ud/\nu$, було зроблено припущення, що вона має вигляд

$$\frac{L_{max}}{d} = \alpha(Re_d)^\beta (D/d)^\gamma. \quad (1)$$

При варіюванні значень параметрів α , β і γ було встановлено, що коли відношення L_{max}/d нормувалось величиною $(D/d)^{1.25}$, дані для осесиметричних вставок різного ступеня лягали приблизно на криву $0.127(Re_d)^{0.26}$ [1]. При цьому коефіцієнт відносного відхилення ζ , який визначався зі співвід-

ношення

$$\zeta = \sum_{i=1}^N \zeta_i / N,$$

$$\zeta_i = \left| 1 - \frac{\alpha(Re_d)^\beta (D/d)^\gamma}{L_{max}/d} \right|_{Re_d=(Re_d)_i}$$

(N – число вимірювань), дорівнював 0.115. Це свідчить про непогану кореляцію експериментальних даних і отриманих за формулою (1) значень для L_{max} . Тому

$$\frac{L_{max}}{d} \approx 0.127(Re_d)^{0.26} (D/d)^{1.25}, \quad (2)$$

$$\frac{L_{max}}{D} \approx 0.127(Re_d)^{0.26} (D/d)^{0.25}.$$

Оцінки (2) непогано узгоджуються з наведеними в роботі [5] оцінками для відстані L_{max} і вказують на те, що при збільшенні/зменшенні числа Рейнольдса струменя Re_d і/чи ступеня осесиметричного звуження S точка максимуму середньоквадратичного тиску p_{rms} зміщується управо/уліво.

Дослідження поведінки максимального тиску $(p_{rms})_{max}$ у точці $z = L_{max}$ показують, що $(p_{rms})_{max}$ (як і тиск p_{rms} у всій досліджуваній області течії) зростає/спадає зі збільшенням/зменшенням S і/чи Re_d . При цьому, починаючи зі значення $Re_d \approx 8500$, він приблизно пропорційний динамічному тиску струменя $\rho u^2/2$ й відношенню діаметрів d/D стенозованої і нестенозованої ділянок судини [1]:

$$\frac{(p_{rms})_{max} D}{0.5\rho u^2 d} \approx 0.054, \quad Re_d > 8500. \quad (3)$$

Схожі оцінки для $(p_{rms})_{max}$ отримано і в роботах [5, 7].

2.1.2. Тиск p_{rms} за ексцентричним звуженням

Аналіз представлених на рис. 2 даних для ексцентричного звуження показує, що на ділянці $0 < z < 6.5D$ середньоквадратичний тиск p_{rms} характеризується симетрією відносно площини zz' , яка проходить через осі трубок і звуження (рис. 3):

$$p_{rms}(2\pi - \phi, z) = p_{rms}(\phi, z).$$

Найбільших значень на цій ділянці функція $p_{rms}(\phi, z)$ досягає уздовж лінії $\phi = 0$ (де висота сходинки

$$h(e, \phi) = \sqrt{D^2/4 + e^2 - De \cos \phi} - d/2$$

мінімальна, а локальна енергія течії біля стінки трубки максимальна), а найменших – при $\phi = \pi$ (де $h(e, \phi)$ максимальна, а енергія мінімальна). При цьому локальний максимум функції $p_{rms}(\phi, z)$ уздовж осі z знаходиться (як і у випадку осесиметричного звуження) перед точкою приєднання струменя. Цікаво, що його положення $z = L_{max}$ змінюється з координатою ϕ (він зміщується униз за течією із ростом ϕ від 0 до π). З віддаленням від регіону $0 < z < 6.5D$ відмінність між виміряними при різних ϕ даними для $e > 0$ швидко зменшується, і вже для $z > 7.5D$ (в області стабілізації течії III) вони стають близькими не тільки одне до одного, але й до даних для осесиметричного звуження.

Схожі оцінки для середньоквадратичного тиску p_{rms} були отримані в даному експерименті й для ексцентричних вставок іншого ступеня. Це вказує на те, що ексцентрична вставка зумовлює неосесиметричність полів течії і пульсацій тиску в області $0 < z < 6.5D$ за нею. Поза цією областю залежність вказаних полів від азимутальної координати ϕ швидко зменшується і, починаючи зі значення $z \approx 7.5D$, вони стають осесиметричними. Подібний результат отримано в роботі [9] для інших форм неосесиметричного звуження.

Вивчення впливу величини ексцентриситету звуження на структуру течії і середньоквадратичний тиск $p_{rms}(\phi, z)$ показує, що цей вплив стає відчутним лише у випадку досить сильного звуження (починаючи зі ступеня S порядку $(55 \div 60)\%$, $d \sim (0.6 \div 0.7)D$). При цьому зменшення ексцентриситету e (при незмінності ступеня S і числа Рейнольдса Re_D) призводить до зменшення відмінностей полів течії і тиску p_{rms} від цих полів за осесиметричною вставкою. Збільшення ж величини ексцентриситету (при незмінності S і Re_D) спричиняє збільшення ступеня тривимірності течії (або ступеня її відхилення від осесиметричності) і відповідний перерозподіл енергії, а отже й відповідні зміни функції $p_{rms}(\phi, z)$. Так, уздовж лінії $\phi = 0$ значення функції p_{rms} зростають, а локальний максимум зсувається уверх за течією. При $\phi = \pi$ тиск p_{rms} зменшується із ростом ексцентриситету e , а його локальний максимум рухається униз за течією. При інших значеннях кута ϕ викликані ростом e зміни у функції $p_{rms}(\phi, z)$ визначаються відповідними варіаціями висоти сходинок $h(e, \phi)$. Іншими словами, якщо $h(e, \phi)$ зменшується/збільшується, то середньоквадратичний тиск

power spectrum, dB

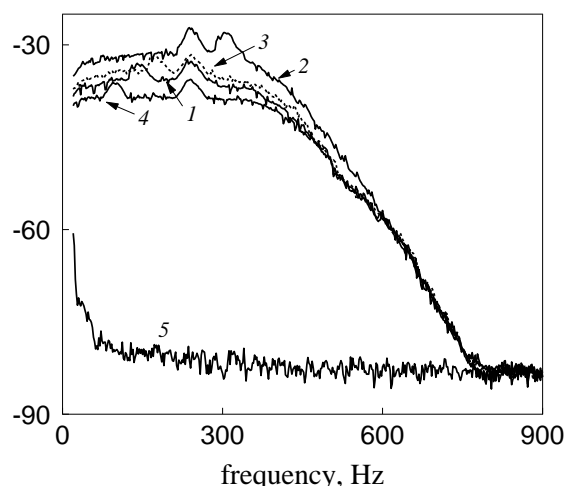


Рис. 4. Частотний спектр у точці $z = L_{max}$ за вставкою $d = 10$ мм, $S = 69\%$ при швидкості $U = 0.35$ м/с, $Re_D = 6300$:

1 – $e = 0$; 2 – $e = 2$ мм, $\phi = 0$;
3 – $e = 2$ мм, $\phi = \pi/3$ (для $\phi = 5\pi/3$ – аналогічно);
4 – $e = 2$ мм, $\phi = \pi$; 5 – оточуючий шум

power spectrum, dB

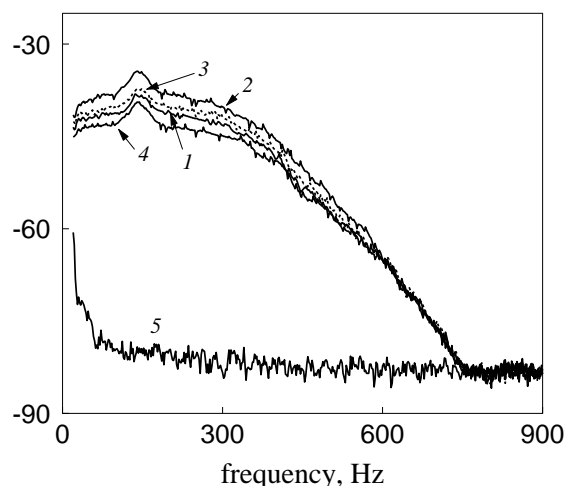


Рис. 5. Частотний спектр у точці $z = 4D$ за вставкою $d = 10$ мм, $S = 69\%$ при швидкості $U = 0.35$ м/с, $Re_D = 6300$:

1 – $e = 0$; 2 – $e = 2$ мм, $\phi = 0$;
3 – $e = 2$ мм, $\phi = \pi/3$ (для $\phi = 5\pi/3$ – аналогічно);
4 – $e = 2$ мм, $\phi = \pi$; 5 – оточуючий шум

$p_{rms}(\phi, z)$ зростає/спадає, а локальний максимум зсувається уліво/управо.

2.2. Частотний спектр поля пульсацій тиску

На рис. 4 і 5 наведені типові результати вимірювань частотного спектра поля пульсацій тиску

Табл. 1. Частотні межі максимумів у спектрі $P(f)$ на рис. 4, 5 та значення відповідних частот (4)–(6), Гц

рис. 4	рис. 4	рис. 5
$126 \leq f \leq 164$	$220 \leq f \leq 266$	$122 \leq f \leq 166$
$f_{ch}^{(2)} = 127.6 \div 170.1$	$f_{ch}^{(1)} = 226.8$	$f_{ch}^{(3)} = 126$

ку на стінці за осесиметричним та ексцентричним звуженнями однакового ступеня S при однако- вому значенні числа Рейнольдса Re_D . Вимірювання проводились у регіонах I відривної та II приєдна- ної течій (див. рис. 4 та 5 відповідно).

2.2.1. Спектр за осесиметричним звуженням

Аналіз представлених на рис. 4 і 5 даних для осе- симетричного звуження показує, що в обох регіо- нах спектр $P(f)$ в цілому схожий на спектр пуль- саций пристінного тиску у повністю розвиненій турбулентній течії в трубі [13, 14]. Його низькочас- тотна область є енергонасиченою і характеризує розподіл енергії течії по великомасштабних енер- гонасичених вихорах. Високочастотна ж область відповідає дрібномасштабним вихорам, які містять незначну частину енергії течії. Тому рівень спе- ктра $P(f)$ тут значно нижчий за його рівень у низькочастотній області, і швидко спадає з ростом частоти (що відповідає зменшенню енергонасиче- ності вихорів зі зменшенням їхніх розмірів).

Особливість досліджуваного спектра $P(f)$ по- лягає в наявності локальних максимумів у обла- сті низьких частот. Це два максимуми на рис. 4 і один – на рис. 5. Аналіз структури течії та розпо- ділу її енергії по вихорах за осесиметричним зву- женням показує, що згадані максимуми визнача- ються відповідними великомасштабними вихрови- ми утвореннями в регіонах відривної та приєдна- ної течій, а їхні частоти – характерними частотами формування цих утворень:

- у регіоні відривної течії I (див. рис. 4) – це вихори розмірів порядку $d/2$, що рухаються у струмені зі швидкостями порядку u й харак- теризуються частотами порядку

$$f_{ch}^{(1)} = \frac{2u}{d}, \tag{4}$$

та вихори розмірів порядку $(D-d)/2$ у зо- ні зворотного руху між струменем і стінкою трубки, які характеризуються частотами по- рядку

$$f_{ch}^{(2)} = \frac{2u_c}{D-d}, \tag{5}$$

де $u_c \sim (0.45 \div 0.6)u$ – швидкість конвекції на зовнішній межі струменя [11, 15];

- у регіоні приєднаної течії II (див. рис. 5) – це вихори розмірів порядку $D/2$, які рухаються зі швидкостями порядку u й характеризують- ся частотами порядку

$$f_{ch}^{(3)} = \frac{2u}{D}; \tag{6}$$

У табл. 1 для порівняння наведено частотні межі виявлених на рис. 4 і 5 локальних максимумів у спектрі $P(f)$ та значення відповідних частот, об- числених за формулами (4)–(6). Впадає в око не- погана кореляція теоретичних та експерименталь- них даних.

2.2.2. Спектр за ексцентричним звуженням

Вивчення поведінки спектра $P_e(f)$ за ексцентри- чним звуженням при різних кутах ϕ (див. рис. 4 і 5) показує, що він у цілому схожий на спектр $P(f)$ за осесиметричним звуженням у відповідних регіонах течії. В той же час, між ними є деякі від- мінності в області низьких частот.

По-перше, функція $P_e(f)$ характеризується си- метрією лише відносно площини zz' , що є наслід- ком відповідної властивості середньоквадратично- го тиску p_{rms} . При цьому, як і тиск p_{rms} , спектр $P_e(f)$ має найвищі рівні при $\phi=0$, а найнижчі – при $\phi=\pi$.

По-друге, звертають на себе увагу інші положен- ня і/чи форма деяких локальних максимумів у спектрі $P_e(f)$, у порівнянні зі спектром $P(f)$. Так, при переході від кривої $P(f)$ до $P_e(f)$ максимум в околі частоти $f_{ch}^{(2)}$ на рис. 4 зсувається впра- во/вліво при зменшенні/збільшенні кута ϕ . Макси- мум в околі частоти $f_{ch}^{(3)}$ на рис. 5 практично не ру- хається при зміні азимутальної координати ϕ , але стає трохи ширшим. Форма ж і положення макси- муму в околі частоти $f_{ch}^{(1)}$ на рис. 4 практично не змінюються для всіх кутів ϕ .

Незмінність положення і форми максимуму в околі частоти $f_{ch}^{(1)}$ при переході від $P(f)$ до $P_e(f)$

Табл. 2. Частотні межі максимумів у спектрі $P_e(f)$ на рис. 4, 5 та значення відповідних частот (4), (7), (8), Гц

ϕ	рис. 4	рис. 4	рис. 5
0	$222 \leq f \leq 264$	$280 \leq f \leq 328$	$102 \leq f \leq 164$
0	$f_{ch}^{(1)} = 226.8$	$f_{ch}^{(4)} = 255.2 \div 340.2$	$f_{ch}^{(5)} = 103.1, f_{ch}^{(6)} = 162$
$\pi/3$	$220 \leq f \leq 262$	$162 \leq f \leq 208$	$104 \leq f \leq 162$
$\pi/3$	$f_{ch}^{(1)} = 226.8$	$f_{ch}^{(4)} = 160 \div 213.3$	$f_{ch}^{(5)} = 103.1, f_{ch}^{(6)} = 162$
π	$218 \leq f \leq 268$	$82 \leq f \leq 110$	$100 \leq f \leq 162$
π	$f_{ch}^{(1)} = 226.8$	$f_{ch}^{(4)} = 85.1 \div 113.4$	$f_{ch}^{(5)} = 103.1, f_{ch}^{(6)} = 162$

пояснюється схожістю структури вихорів у струмені за осесиметричним і ексцентричним звуженнями однакового ступеня S при однаковому числі Рейнольдса Re_D . Змінюваність положення іншого максимуму функції $P_e(f)$ на рис. 4 при зміні кута ϕ спричинена відповідною змінюваністю висоти сходинки $h(e, \phi)$, а відтак, характерного розміру й частоти формування великомасштабних вихорів у регіоні зворотного руху (див. рис. 1):

$$f_{ch}^{(4)} = u_c/h(e, \phi). \quad (7)$$

Збільшення ж ширини максимуму на рис. 5 при переході від $P(f)$ до $P_e(f)$ пояснюється тим, що у випадку $e > 0$ основна частина енергії течії у регіоні II розподілена по вихорах розмірів порядку $[D/2 - e; D/2 + e]$, які, рухаючись зі швидкостями порядку u , характеризуються частотами, порядки яких лежать у межах $(f_{ch}^{(5)} \div f_{ch}^{(6)})$, де

$$f_{ch}^{(5)} = u/(D/2 + e), \quad (8)$$

$$f_{ch}^{(6)} = u/(D/2 - e)$$

(табл. 2).

Подальший аналіз рис. 4 і 5 показує, що з ростом частоти відмінність між виміряними при різних ϕ залежностями $P_e(f)$ зменшується, і вони стають близькими не тільки одна до одної, але й до кривої $P(f)$ (для осесиметричної вставки). Пояснюється це близькістю структури дрібномасштабних вихорів та розподілу енергії течії між ними за осесиметричною й ексцентричною вставками однакового ступеня S при однаковому Re_D в площинах $\phi = \text{const}$, $0 < \phi < \pi$.

Очевидно, що внаслідок зникнення відмінностей між течіями з однаковим числом Re_D за осесиметричною і ексцентричною вставками однакового ступеня S з ростом відстані z зникатимуть також відмінності і між спектрами $P_e(f)$ і $P(f)$.

Дослідження варіацій у спектрі $P_e(f)$, які викликані зміною величини ексцентриситету вставки

e , показує, що вони стають відчутними, вже починаючи з S порядку 35 % ($d \sim 0.8D$). Отже, частотний спектр поля пульсацій тиску p_t чутливіший за середньоквадратичний тиск p_{rms} до змін величини ексцентриситету стенозу. При цьому зменшення e (при незмінності ступеня вставки S і числа Рейнольдса Re_D) призводить до зменшення відмінностей не тільки між виміряними при різних кутах ϕ кривими $P_e(f)$, але й між залежностями $P(f)$ та $P_e(f)$. Збільшення ж ексцентриситету вставки (при незмінності S і Re_D) викликає варіації лише у низькочастотній області спектра $P_e(f)$, змінюючи як його рівень, так і положення і/чи форму деяких локальних максимумів. Так, при $\phi = 0$ рівень спектра $P_e(f)$ зростає зі збільшенням e , а при $\phi = \pi$ спадає. При інших значеннях кута ϕ зміни рівня спектра $P_e(f)$, які викликані зростанням e , визначаються відповідними варіаціями висоти сходинки $h(e, \phi)$. Іншими словами, зменшення/збільшення $h(e, \phi)$ призводить до зростання/спадання рівня спектра $P_e(f)$.

Що стосується локальних максимумів функції $P_e(f)$, то зміна їх положення і/чи форми при збільшенні ексцентриситету e зумовлюється відповідними змінами частот $f_{ch}^{(1)}$, $f_{ch}^{(4)}$, $f_{ch}^{(5)}$ і $f_{ch}^{(6)}$. Наприклад, зміна ексцентриситету звуження практично не впливає на структуру вихорів у струмені і швидкість їхнього руху, а отже й на характерну частоту їхнього формування $f_{ch}^{(1)}$. Тому положення й форма максимуму функції $P_e(f)$ в околі частоти $f_{ch}^{(1)}$ практично не змінюються для всіх кутів ϕ . Максимум в околі частоти $f_{ch}^{(4)}$ у перерізі $\phi = \text{const}$ зсувається вправо/вліво, якщо викликана ростом ексцентриситету e висота сходинки $h(e, \phi)$ у цьому перерізі зменшується/збільшується. Максимум функції $P_e(f)$, який визначається частотами порядку $(f_{ch}^{(5)} \div f_{ch}^{(6)})$, практично не рухається при збільшенні ексцентриситету вставки, але стає трохи ширшим для всіх значень кутової координати ϕ .

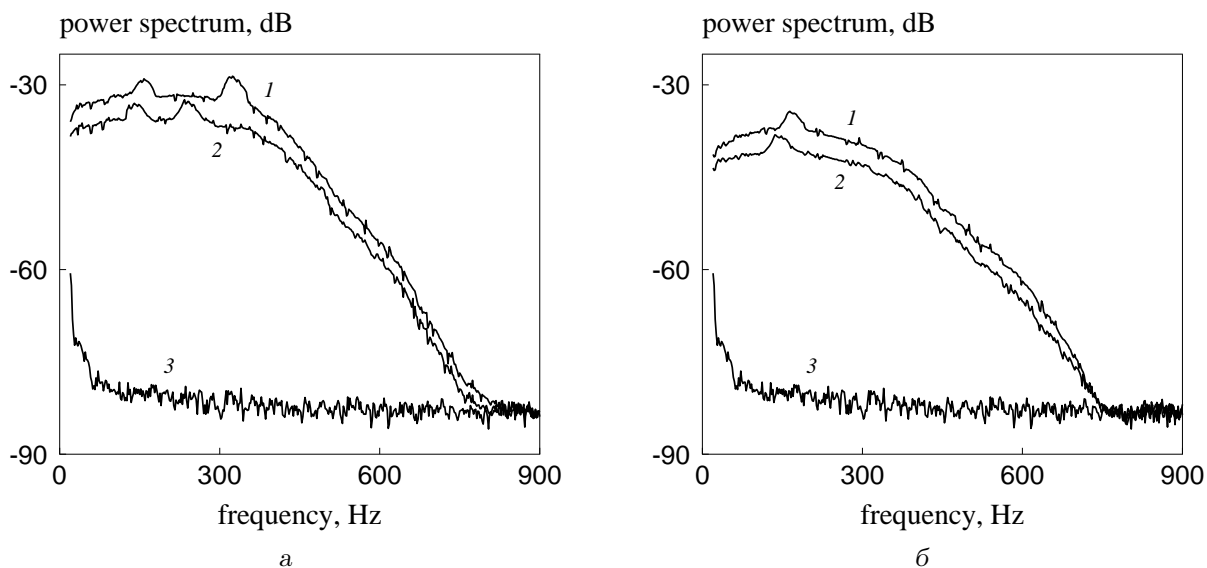


Рис. 6. Частотний спектр $P(f)$ при швидкості осередненої течії $U=0.35\text{м/с}$, $Re_D=6300$ (для спектра $P_e(f)$ картина подібна):

$a - z=L_{\text{max}}$; $b - z=4D$;

1 – вставка $d=9\text{мм}$, $S=75\%$; 2 – вставка $d=10\text{мм}$, $S=69\%$; 3 – оточуючий шум

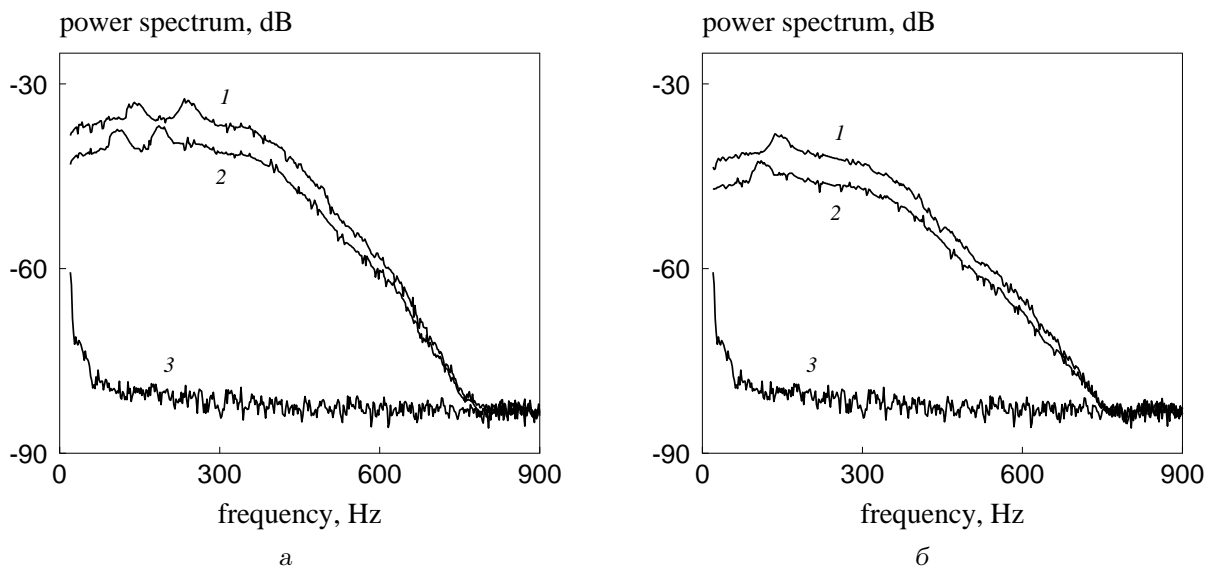


Рис. 7. Частотний спектр $P(f)$ за вставкою ступеня $d=10\text{ мм}$, $S=69\%$ (для спектра $P_e(f)$ картина подібна):

$a - z=L_{\text{max}}$; $b - z=4D$;

1 – $U=0.35\text{м/с}$ ($Re_D=6300$); 2 – $U=0.27\text{м/с}$ ($Re_D=4860$); 3 – оточуючий шум

2.2.3. Вплив ступеня звуження і числа Рейнольдса на спектри $P(f)$ і $P_e(f)$

Вивчення поведінки спектрів $P(f)$ і $P_e(f)$ за осесиметричними і ексцентричними звуженнями різного ступеня S при однакових значеннях числа

Рейнольдса Re_D показує (рис. 6), що:

- 1) форма обох спектрів практично не залежить від ступеня звуження;
- 2) рівень спектрів у цілому зростає/спадає зі збільшенням/зменшенням S ;

- 3) положення локальних максимумів у спектрах $P(f)$ і $P_e(f)$ змінюється при зміні ступеня звуження S відповідно до змін частот (4)–(8).

Перший ефект пояснюється незмінністю загальної структури течії й поля пульсацій пристінного тиску p_t за обома вставками при зміні ступеня S . Другий зумовлений відповідним збільшенням/зменшенням інтенсивності течії й пульсацій тиску p_t . Третій же ефект спричинений зміною розмірів і швидкостей руху вказаних вище вихорів, а відтак, відповідною зміною характерних частот їхнього формування (4)–(8).

Вплив числа Рейнольдса Re_D на спектри $P(f)$ і $P_e(f)$ у регіонах течії I і II ілюструється рис. 7, на якому зображено спектри, що згенеровані одним і тим же звуженням при різних значеннях Re_D . Порівняльний аналіз кривих 1 і 2 на рис. 7 показує, що зумовлені зміною Re_D варіації у спектрах $P(f)$ і $P_e(f)$ якісно схожі на варіації у спектрах $P(f)$ і $P_e(f)$, що спричинені змінами ступеня вставки S :

- 1) зміна значення числа Re_D практично не позначається на формі спектрів $P(f)$ і $P_e(f)$;
- 2) збільшення/зменшення Re_D спричиняє зростання/спадання рівня спектрів $P(f)$ і $P_e(f)$;
- 3) зміна значення Re_D зумовлює зміну положень максимумів у спектрах $P(f)$ і $P_e(f)$ відповідно до змін частот (4)–(8).

Пояснення цих ефектів аналогічне поясненню ефектів, викликаних зміною ступеня вставки.

ВИСНОВКИ

Для моделювання поля пульсацій пристінного тиску за стенозом у великій кровоносній судині було розроблено методику досліджень і створено відповідне експериментальне обладнання. Зроблені при цьому припущення стосовно течії крові, стенозу і судини добре узгоджуються із загальноприйнятими в даній області досліджень. Це дає можливість говорити про те, що отримані в експерименті характеристики поля пульсацій тиску на стінці схожі на відповідні характеристики пульсацій тиску, які виникають у реальних умовах. Проведений для типових значень параметрів течії та стенозу аналіз цих характеристик дозволяє зробити такі висновки.

1. Стеноз збурює течію, що спричиняє різке зростання пульсацій пристінного тиску p_t в скінченній області за ним. Довжина цієї області не перевищує $7D$ (семи діаметрів судини)

для осесиметричного стенозу і $8D$ для ексцентричного стенозу.

2. За осесиметричним стенозом поля течії й пульсацій пристінного тиску є осесиметричними. За ексцентричним стенозом на ділянці $0 < z < 6.5D$ ці поля характеризуються симетрією лише відносно площини zz' , яка проходить через осі трубки і стенозу. Поза цієї ділянкою залежність полів від кутової координати ϕ швидко зменшується і, починаючи зі значення $z \approx 7.5D$, вони стають осесиметричними.
3. У випадку осесиметричного стенозу середньоквадратичний тиск p_{rms} досягає максимуму перед точкою приєднання струменя. При цьому відстань L_{max} від стенозу до точки максимуму тиску p_{rms} знаходиться в межах $(1.3 \div 2.6)D$. При збільшенні/зменшенні числа Рейнольдса струменя Re_d і/чи ступеня стенозу S ця точка зміщується управо/уліво, відповідно до оцінок (2). У випадку ж ексцентричного стенозу найбільших значень тиск p_{rms} досягає уздовж лінії $\phi = 0$ (де локальна енергія течії максимальна), а найменших – при $\phi = \pi$ (де енергія мінімальна). При цьому локальний максимум функції p_{rms} уздовж осі трубки також знаходиться перед точкою приєднання струменя, але зміщується вниз за течією з ростом кута ϕ від 0 до π .
4. Інтенсивність поля пульсацій тиску зростає/спадає зі збільшенням/зменшенням ступеня стенозу і/чи швидкості течії. При цьому, для значень $Re_d > 8500$ амплітуда максимального тиску $(p_{rms})_{max}$ в точці $z = L_{max}$ за осесиметричним стенозом приблизно пропорційна динамічному тиску струменя $\rho u^2/2$ і відношенню діаметрів d/D стенозованої і нестенозованої ділянок трубки (оцінка (3)).
5. Спектр $P(f)$ поля пульсацій тиску p_t за осесиметричним стенозом у цілому схожий на спектр пульсацій пристінного тиску у повністю розвиненій турбулентній течії в трубі. Особливість же функції $P(f)$ полягає у наявності локальних максимумів у діапазоні низьких частот. Ці максимуми визначаються відповідними великомасштабними вихорами у регіонах відривної та приєднаної течії, а їхні частоти – характерними частотами формування цих вихорів (4)–(6). Спектр $P_e(f)$ за ексцентричним стенозом у цілому схожий на спектр $P(f)$ у відповідних регіонах течії. Відмінність же полягає у тому, що, по-перше, у

- регіоні $0 < z < 7.5D$ функція $P_e(f)$ симетрична лише відносно площини zz' . По-друге, локальні максимуми у спектрі $P_e(f)$ визначаються трохи іншими вихорами, а відтак – частотами їхнього формування (4), (7), (8) (деталі див. у тексті).
6. Форма спектрів $P(f)$ і $P_e(f)$ практично не залежить від ступеня стенозу S і/чи числа Рейнольдса Re_D , рівень спектрів у цілому зростає/спадає зі збільшенням/зменшенням S і/чи Re_D , а положення локальних максимумів у $P(f)$ і $P_e(f)$ змінюється при зміні цих параметрів відповідно до змін частот (4)–(8).
7. Вплив величини ексцентриситету стенозу e на структуру течії і середньоквадратичний тиск p_{rms} стає відчутним лише у випадку досить сильного стенозу (починаючи зі ступеня S порядку $(55 \div 60)\%$). Водночас варіації у спектрі $P_e(f)$, які викликані зміною e , стають помітними вже починаючи зі ступеня стенозу S порядку 35% . Це свідчить про те, що частотна характеристика $P_e(f)$ поля пульсації тиску p_t чутливіша за його просторову характеристику p_{rms} до змін величини ексцентриситету стенозу.

ПОДЯКА

Автор висловлює подяку фонду Alexander von Humboldt (Німеччина) за фінансування даного дослідження.

1. Борисюк А. О. Експериментальне дослідження пристінного тиску в трубі за стенозом // Акуст. вісн.– 2002.– **5**, N 1.– С. 13–21.
2. Lees R. S., Dewey C. F., jr. Phonoangiography: a new noninvasive diagnostic method for studying arterial disease // Proc. Nat. Acad. Sci.– 1970.– **67**– P. 935–942.
3. Duncan, G. W., Gruber, J. O., Dewey, C. F., jr., Myers, G. S., Lees, R. S. Evaluation of carotid stenosis by phonoangiography // New Eng. J. Med.– 1975.– **293**– P. 1124–1128.
4. Pitts W. H., Dewey C. F., jr. Spectral and temporal characteristics of post-stenotic turbulent wall pressure fluctuations // ASME J. Biomech. Eng.– 1979.– **101**– P. 89–95.
5. Clark C. Turbulent wall pressure measurements in a model of aortic stenosis // J. Biomech.– 1977.– **10**– P. 461–472.
6. Fredberg J. J. Origin and character of vascular murmurs: model studies // J. Acoust. Soc. Amer.– 1977.– **61**– P. 1077–1085.

7. Tobin R. J., Chang I. D. Wall pressure spectra scaling downstream of stenoses in steady tube flow // J. Biomech.– 1976.– **9**– P. 633–640.
8. Berger S. A., Jou L.-D. Flows in stenotic vessels // Ann. Rev. Fluid Mech.– 2000.– **32**– P. 347–382.
9. Young D. F. Fluid mechanics of arterial stenoses // J. Biomech. Eng.– 1979.– **101**– P. 157–175.
10. Мирюлюбов С. Г. Гидродинамика стеноза // Современ. пробл. биомех.– 1983.– **1**– С. 73–136.
11. Борисюк А. А. Моделирование генерации шума стенозом в сосуде // Акуст. вісн.– 2000.– **3**, N 2.– С. 3–18.
12. Kim B., Corcoran W. K. Experimental measurement of turbulence spectra distal to stenosis // J. Biomech.– 1974.– **7**– P. 335–342.
13. Blake, W. K., Ed. Mechanics of flow-induced sound and vibration: in 2 vols.– New York: Academic Press, 1986.– 954 p.
14. Borisyuk A. O., Grinchenko V. T. Vibration and noise generation by elastic elements excited by a turbulent flow // J. Sound Vib.– 1997.– **204**– P. 213–237.
15. Abdallah S. A., Hwang N. H. C. Arterial stenosis murmurs: an analysis of flow and pressure fields // J. Acoust. Soc. Amer.– 1988.– **83**, N 1.– P. 318–334.

ДОДАТОК.

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

- D – діаметр трубки;
 d – діаметр вставки;
 S – ступінь вставки;
 e – ексцентриситет вставки;
 U – швидкість незбуреної течії;
 u – швидкість збуреної течії;
 u_c – конвективна швидкість;
 Q – об'єм рідини;
 ν – в'язкість рідини;
 ρ – густина рідини;
 Re_D – число Рейнольдса течії;
 Re_d – число Рейнольдса струменя;
 T – час роботи аналізатора;
 f – частота;
 z – осьова координата;
 p_t – пульсації пристінного тиску;
 p_{rms} – середньоквадратичний тиск;
 $(p_{rms})_{max}$ – максимальний тиск p_{rms} ;
 L_{max} – відстань від вставки до точки максимуму тиску p_{rms} ;
 ζ – коефіцієнт відносного відхилення;
 $f_{ch}^{(i)}$ – характерні частоти формування вихорів ($i=1, \dots, 6$);
 $P(f)$ – частотний спектр поля p_t за осесиметричною вставкою;
 $P_e(f)$ – частотний спектр поля p_t за ексцентриситетною вставкою.