

УДК 534.3+611.539

# ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ПУЛЬСАЦІЙ ПРИСТІННОГО ТИСКУ В ЕЛАСТИЧНІЙ ТРУБІ ЗА ЛОКАЛЬНИМ ОСЕСИМЕТРИЧНИМ ЗВУЖЕННЯМ

А. О. БОРИСЮК

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ

Одержано 21.10.2003

Досліджено поле пульсацій пристінного тиску  $p_t$  в еластичній трубці за локальним осесиметричним звуженням. Виявлені різке зростання  $p_t$  у скінченній області відразу за звуженням та наявність чіткого максимуму тиску перед точкою приєднання струменя. Вивчення поведінки частотного спектра  $P(f)$  поля  $p_t$  дозволило виявити в ньому низькочастотні максимуми. Встановлено, що вони визначаються відповідними великомасштабними вихоровими утвореннями в регіонах відірвної та приєднаної за звуженням течій, а їхні частоти – характерними частотами формування цих утворень. Порівняльний аналіз даних для жорсткостінної та пружної трубок показав, що еластичність трубки викликає зміну структури потоку і відповідний перерозподіл його енергії між вихорами. Це призводить до зростання амплітуди пульсацій пристінного тиску  $p_t$  і спектра  $P(f)$  на низьких частотах та появи в цій області нових частотних компонент.

Исследовано поле пульсацій пристінного давления  $p_t$  в эластичной трубе за локальным осесимметричным сужением. Выявлены резкий рост давления  $p_t$  в конечной области сразу за сужением и наличие четкого максимума давления перед точкой присоединения струи. Изучение поведения частотного спектра  $P(f)$  поля  $p_t$  позволило выявить в нем низкочастотные максимумы. Установлено, что они определяются соответствующими крупномасштабными вихревыми образованиями в регионах отрывного и присоединенного за сужением течений, а их частоты – характерными частотами формирования этих образований. Сравнительный анализ данных для жесткостенной и упругой трубок показал, что эластичность трубки вызывает изменение структуры течения и соответствующее перераспределение его энергии между вихрями. Это приводит к увеличению амплитуды пульсацій пристінного давления  $p_t$  и уровня спектра  $P(f)$  на низких частотах, а также к появлению в этой области новых частотных компонент.

Wall pressure fluctuations  $p_t$  in an elastic pipe behind a local axisymmetric narrowing are studied. Sharp increase in the pressure  $p_t$  in a finite region immediately downstream the narrowing and the presence of a pronounced pressure maximum upstream the point of jet re-attachment were found. The study of the wall pressure power spectrum,  $P(f)$ , has revealed the low-frequency maxima in it. The maxima were found to be determined by the appropriate large-scale vortex structures in the regions of separated and re-attached flow, and their frequencies were close to the characteristic frequencies of the vortices formation. Comparative analysis of the data for rigid-walled and elastic pipes shows that the wall elasticity causes the changes in the flow structure and the corresponding redistribution of the flow energy among the eddies. This results in the increase of the wall pressure amplitude and the level of the wall pressure power spectrum,  $P(f)$ , at low frequencies, as well as appearance of new frequency components in this domain.

## ВСТУП

У попередніх публікаціях [1–3] описано проблему дослідження локальних стенотичних звужень кровоносних судин, які часто призводять до серйозних порушень у системі кровообігу [4–6]. Отримані в них результати дозволили обґрунтувати необхідність розроблення неінвазивних методів знаходження стенозу на основі аналізу викликаних ним змін у гідродинамічних і/або акустичних характеристиках потоку. Одним з ключових моментів у зазначених методах є адекватний опис джерел звуку, в ролі яких виступають пульсації пристінного тиску  $p_t$  за локальним звуженням судини. В роботах [2, 3] досліджувалось поле  $p_t$  у жорсткостінній трубці. Як результат було виявлено різке зростання тиску  $p_t$  в скінченній області збуреної за звуженням течії і досягнення ним максимуму перед точкою приєднання струменя. В енергетичному ж спектрі пульсацій пристінного тиску були знайдені локальні максимуми і встановлено їхній

зв'язок із вихоровими утвореннями у регіонах відірвної та приєднаної течій.

Дана робота є продовженням досліджень [2, 3]. У ній вивчається вплив пружності стінки судини на просторово-спектральні характеристики поля пульсацій тиску  $p_t$  за локальним звуженням і проводиться порівняльний аналіз отриманих даних з відомими у цій області результатами.

Стаття складається зі вступу, двох розділів, висновків, списку літератури і додатку. У першому розділі коротко описується експериментальна установка. У другому – розглядаються й аналізуються результати дослідження. В кінці роботи формулюються висновки і наводяться списки цитованої літератури та прийнятих позначень.

## 1. ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТУ

На рис. 1 схематично зображено робочу ділянку експериментальної установки. Деталі її функціонування і використані при її розробленні мірку-

вання та гіпотези дані в роботах [1, 2]. Виходячи з цього, обмежимося лише переліком складових елементів і коротко нагадаємо принцип їх дії.

Робоча ділянка складалася з розрізаної пружної силіконової трубки з внутрішнім діаметром  $D=18$  мм і коефіцієнтом жорсткості стінки на згин  $D_v^{(e)}=1.2 \cdot 10^{-4}$  Н·м (значення решти параметрів трубки наведені в таблиці) та набору порожнинних жорсткостінних осесиметричних циліндрів, які вставлялися в трубку. Внутрішній діаметр такого циліндра-вставки позначимо через  $d$ . Робочою рідиною була вода.

Частина трубки відразу за циліндричною вставкою (із вмонтованими в неї урівень один навпроти одного датчиком тиску і голкою для введення фарби) являла собою рухомий вимірювальний блок із пружними стінками. В цьому полягала основна відмінність даної конфігурації робочої ділянки від використаних у попередніх роботах [2, 3], де вимірювальний блок був жорсткостінним. Нагадаємо, що в попередній серії експериментів датчик тиску і голка знаходились у жорсткостінній плексигласовій трубці з внутрішнім діаметром  $D+\varepsilon$ ,  $\varepsilon/D \ll 1$  і коефіцієнтом жорсткості  $D_v^{(r)}=5.25 \cdot 10^{-3}$  Н·м (величини інших параметрів трубки наведені в таблиці)).

У силіконовій трубці створювалась течія з контрольованими витратними характеристиками [1–3]. У звуженні (вставці) вона збурювалась і залишалася збуреною в скінченній області за ним (див. рис. 1). Тут спостерігались відрив (зона I) і приєднання течії (зона II). Далі відбувалась її стабілізація (зона III) і поступовий перехід до стану, який був перед звуженням. У регіоні збуреної течії I і II вимірювались пульсації пристінного тиску  $p_t$  і вивчалися дві його статистичні характеристики, а саме, середньоквадратичний тиск

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

(дужки  $\langle \dots \rangle$  означають осереднення по часу) і частотний спектр  $P(f)$ , зв'язаний з  $p_t$  співвідношенням

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

( $f$  – частота). Ці величини часто вибираються для опису випадкового поля пульсацій тиску за локальним звуженням судини [2–6].

Насамкінець відзначимо, що подібність створеної в експерименті течії до течії крові у великій кровоносній судині досягалась за рахунок вибору таких швидкостей потоку [1–3], при яких число

Рейнольдса  $Re_D = UD/\nu$  не перевищувало типового для великих артерій значення 7000 ( $U$  – осереднена осьова швидкість незбуреної течії в силіконовій трубці;  $\nu$  – кінематична в'язкість рідини).

Швидкість незбуреної течії  $U$  визначалась як відношення об'єму води  $Q$ , який потрапив до проградуйованого по літрах приймального резервуара за час роботи аналізатора  $T$ , до площі поперечного перерізу незвуженої ділянки трубки  $\pi D^2/4$  і часу  $T$ :

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

Швидкість течії у звуженні  $u$  знаходилася з умови збереження маси на звуженій і незвуженій ділянках трубки:

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

## 2. РЕЗУЛЬТАТИ

Коаксіальність і осесиметричність двох частин силіконової трубки та циліндричної вставки зумовлювали (в першому наближенні) осесиметричність досліджуваних полів течії й пульсацій пристінного тиску  $p_t$  на робочій ділянці експериментальної установки. Можливе ж відхилення цих полів від осесиметричності в скінченній області безпосередньо за вставкою не було настільки суттєвим, щоб мати помітний вплив на результати експерименту [1–3].

### 2.1. Частотний спектр поля пульсацій тиску

На рис. 2 зображено отримані результати вимірювань частотного спектра поля пульсацій тиску  $p_t$  на пружній стінці (крива 1) у регіонах відривної (рис. 2, а) та приєднаної (рис. 2, б) течій. Для порівняння наведено відповідні дані з роботи [2] для жорсткої поверхні (крива 2), отримані за звуженням того ж ступеня  $S=(1-d^2/D^2) \cdot 100\%$  при однакових значеннях числа Рейнольдса  $Re_D$ .

З графіків видно, що в обох регіонах течії спектр  $P_e(f)$  поля  $p_t$  на пружній стінці загалом схожий на спектр  $P_r(f)$  пульсацій тиску на жорсткій стінці. Його низькочастотна область визначається великомасштабними енергонасиченими вихорами, а область високих частот відповідає дрібномасштабним вихоровим утворенням, які несуть незначну частину енергії течії. Внаслідок зменшення енергонасиченості вихорів зі зменшенням їх розмірів рівень спектра  $P_e(f)$  швидко спадає з ростом частоти. Крім того, характерною особливістю залежностей для  $P_e(f)$  і  $P_r(f)$  є наявність локальних максимумів в області низьких частот (два максимуми на рис. 2, а і один на рис. 2, б). Ці максимуми

Таблиця. Параметри силіконової і плексигласової трубок

ТИП ТРУБКИ	ДІАМЕТР	ТОВЩИНА СТІНКИ	МОДУЛЬ ПРУЖНОСТІ	КОЕФІЦІЄНТ ПУАСОНА
Силіконова	18 мм	2 мм	$1.5 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$	0.41
Плексигласова	18 мм	2 мм	$7.8 \cdot 10^6 \text{ Н/м}^2$	0.1

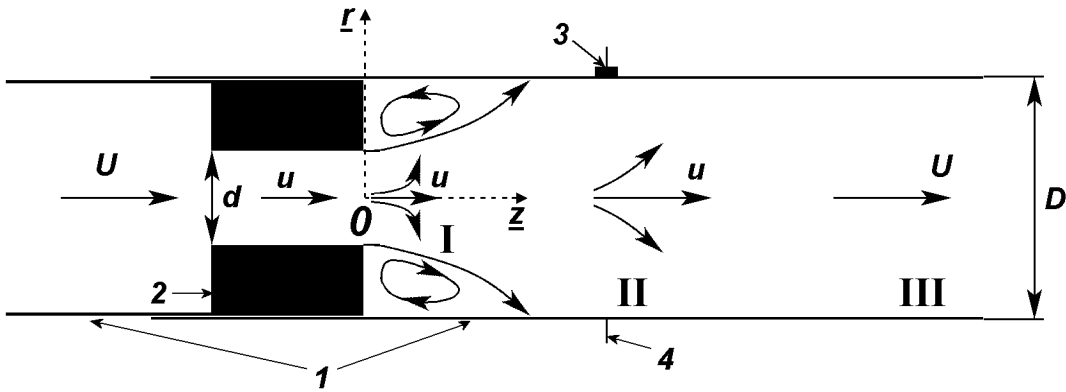
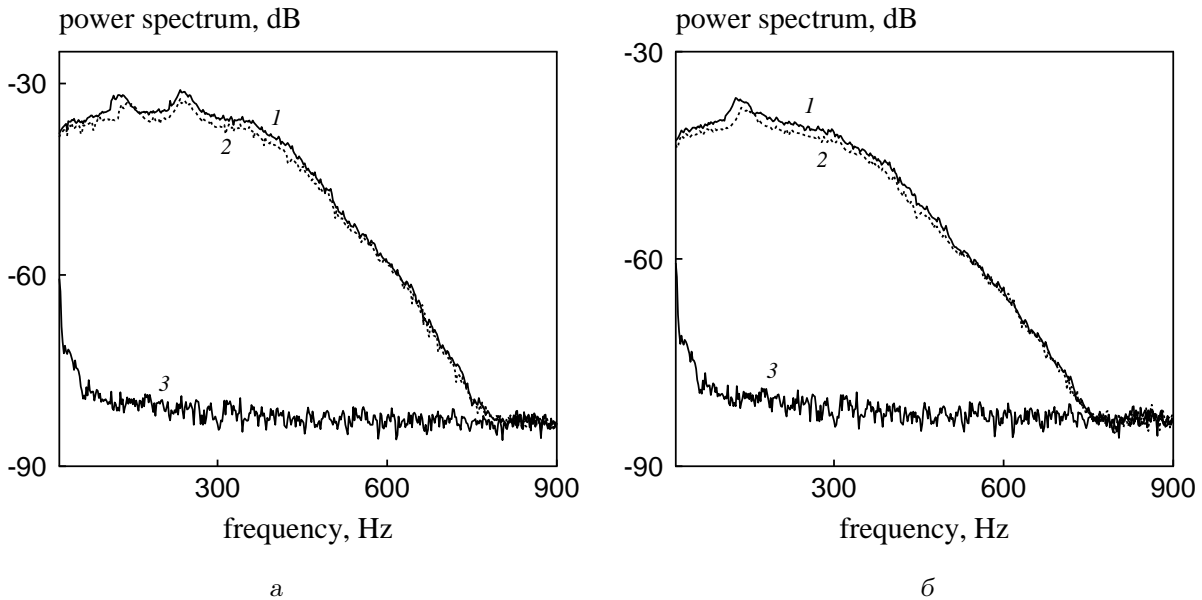


Рис. 1. Схема робочої ділянки експериментальної установки:

1 – силіконова трубка, 2 – вставка, 3 – датчик тиску, 4 – голка для введення фарби;

I – область відривної течії, II – область приєднаної, але ще збуреної течії,

III – область стабілізації і переходу течії до режиму, який був перед вставкою

Рис. 2. Частотні спектри поля пульсацій пристінного тиску в точках  $z=L_{\max}$  (а) і  $z=4D$  (б) за вставкою ( $d=10 \text{ мм}$ ,  $S=69 \%$ ) при швидкості  $U=0.35 \text{ м/с}$  ( $Re_D=6300$ ):

1 – пружна стінка, 2 – жорстка стінка, 3 – навколишній шум.

Примітка: визначення  $L_{\max}$  див. у підрозділі 2.2

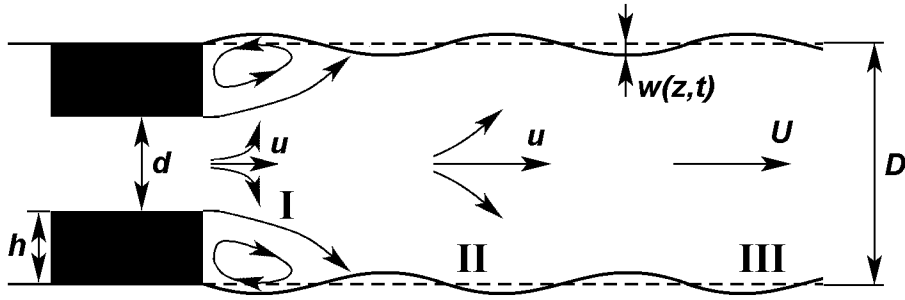


Рис. 3. Схематичне зображення великомасштабних вихорів у регіонах течії I і II у пружній трубці

ми складають основну відмінність досліджуваної характеристики поля  $p_t$  за звуженням трубки від спектра пульсацій пристінного тиску в повністю розвиненій турбулентній течії в трубі, який є досить гладкою функцією [2, 3, 7, 8].

Подальший аналіз рис. 2 показує, що між спектрами  $P_e(f)$  і  $P_r(f)$  існують певні відмінності в області низьких частот. По-перше, тут рівень спектра пульсацій тиску на пружній поверхні вищий за відповідний рівень на жорсткій поверхні. Для вибраного в даному експерименті відношення жорсткостей стінок силіконової та плексигласової трубок ( $D_v^{(r)}/D_v^{(e)} = 43.75$ ) це стає помітним уже для вставок ступеня  $S$  порядку 35 % ( $d \sim 0.8D$ ). По-друге, звертає на себе увагу інше положення деяких локальних максимумів кривої  $P_e(f)$  у порівнянні з кривою  $P_r(f)$ . Так, при переході від  $P_r(f)$  до  $P_e(f)$  перший максимум на рис. 2, а і максимум на рис. 2, б зсуваються вліво. Положення другого спектрального максимуму на рис. 2, а залишається практично незмінним.

Перший з відзначених ефектів (зростання рівнів спектра в області низьких частот при переході від жорсткої стінки до пружної) пояснюється трансформацією енергії поля пульсацій тиску  $p_t$  від його височастотних короткохвильових до низькочастотних довгохвильових складових за рахунок пружності стінки трубки [7, 8]. Пояснення ж другого ефекту (зміни положення одних локальних максимумів спектра і незмінності положення інших при зміні властивостей стінки трубки) впливає з проведеного в роботах [1–3] аналізу структури течії й розподілу її енергії по вихорах за вставкою.

Дійсно, локальні максимуми спектра  $P_r(f)$  поля  $p_t$  в жорсткостінній трубці визначаються відповідними великомасштабними вихоровими утвореннями в регіонах відривної та приєднаної течії, а частоти максимумів – характерними частотами формування цих утворень.

У регіоні відривної течії I (їй відповідає

рис. 2, а) – це вихори масштабів порядку  $d/2$  у струмені, які переміщуються зі швидкостями, близькими до  $u$ , і характеризуються частотами порядку

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

і вихорові структури розмірів порядку товщини стінки вставки  $h = (D-d)/2$  у зоні зворотного руху між стінкою трубки й струменем, частоти яких близькі до

$$f_{ch}^{(2)} = \frac{u_c}{h}. \tag{2}$$

Тут  $u_c \sim 0.45 \div 0.6u$  – швидкість конвекції на зовнішній межі струменя [1–3, 9].

У регіоні приєднаної течії II (їй відповідає рис. 2, б) – це вихорові утворення, розміри і швидкості руху яких близькі відповідно до  $D/2$  та  $u$ , а частоти – до

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

Значне зменшення жорсткості стінки трубки зумовлює виникнення її коливань під дією пульсацій пристінного тиску. Це спричиняє зміну структури потоку поблизу стінки в регіонах зворотного руху та приєднаної течії і збільшення розмірів відповідних великомасштабних вихорів у них на величину порядку  $w$ :

$$h \rightarrow h + w, \quad \frac{D}{2} \rightarrow \frac{D}{2} + w,$$

де  $w(z, t)$  – прогин стінки пружної трубки (рис. 3). Водночас, швидкість руху таких вихорових утворень не зазнає суттєвих змін, коли амплітуда прогину стінки трубки  $w$  мала у порівнянні з товщиною вставки  $h$  і/або радіусом трубки  $D/2$  (в експерименті ця умова виконувалась). Наслідком таких змін є певне зменшення характерних частот  $f_{ch}^{(2)}$  і

$f_{ch}^{(3)}$  до значень  $f_{ch}^{(4)}$  і  $f_{ch}^{(5)}$  відповідно:

$$\begin{aligned} f_{ch}^{(2)} \rightarrow f_{ch}^{(4)} &= \frac{u_c}{h+w}, \\ f_{ch}^{(3)} \rightarrow f_{ch}^{(5)} &= \frac{u}{D/2+w}, \end{aligned} \quad (4)$$

і переміщення зв'язаних з ними локальних максимумів спектра  $P_r(f)$  у нові положення в спектрі  $P_e(f)$ .

Структура ж і діаметр струменя за вставкою та швидкість руху вихорів у ньому практично нечутливі до змін властивостей стінки трубки (це вірно, поки амплітуда прогину трубки  $w$  в області відривної течії I мала у порівнянні з товщиною вставки  $h$ ). Відповідно нечутливою до таких змін є й характерна частота формування цих вихорів  $f_{ch}^{(1)}$ . Це пояснює незмінність положення локального максимуму в околі частоти  $f_{ch}^{(1)}$  на рис. 2, а при переході від залежності  $P_r(f)$  до  $P_e(f)$ .

Вивчення варіацій у спектрі  $P_e(f)$  пульсацій пристінного тиску в пружній трубці, спричинених варіацією ступеня вставки  $S$  і/або числа Рейнольдса  $Re_D$ , показує, що, як і у випадку жорсткостінної трубки [2, 3]:

- 1) форма спектра  $P_e(f)$  практично не змінюється при зміні цих параметрів;
- 2) збільшення/зменшення  $S$  і/або  $Re_D$  загалом спричиняє зростання/спадання рівня спектра  $P_e(f)$ ;
- 3) зміна значень  $S$  і/або  $Re_D$  призводить до зміни положень локальних максимумів функції  $P_e(f)$  відповідно до змін частот (1) і (4).

Пояснення цих ефектів аналогічне їх поясненню для спектра поля  $p_t$  на жорсткій поверхні [2, 3]. Незмінність форми спектра  $P_e(f)$  зумовлена незмінністю загальної структури течії і поля пульсацій пристінного тиску при зміні  $S$  і/або  $Re_D$ . Зростання/спадання рівня спектра  $P_e(f)$  спричиняється відповідним збільшенням/зменшенням інтенсивності течії та поля  $p_t$ . Зміна ж положень локальних максимумів функції  $P_e(f)$  є наслідком зміни розмірів і/або швидкостей руху зазначених вище вихорів утворень, а відтак – відповідною зміною характерних частот їх формування  $f_{ch}^{(1)}$ ,  $f_{ch}^{(4)}$  і  $f_{ch}^{(5)}$ .

Окрім цього, за інших рівних умов, різниця між рівнями спектрів пульсацій тиску на пружній і жорсткій поверхнях зростає/спадає зі збільшенням/зменшенням ступеня вставки  $S$  і/або числа Рейнольдса  $Re_D$ . Це пояснюється залежністю від

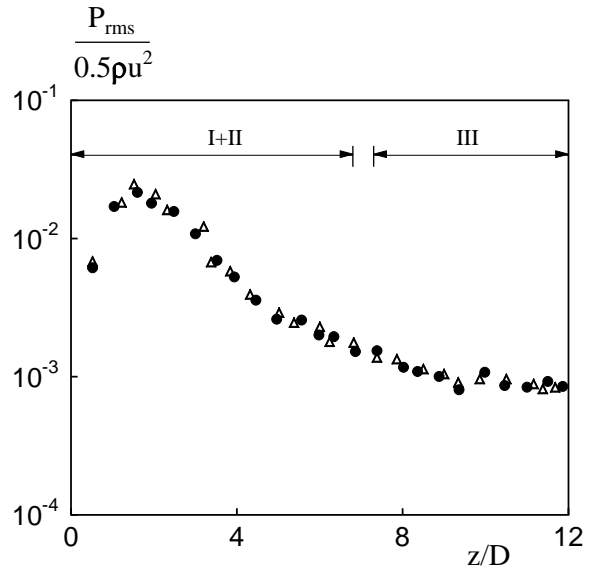


Рис. 4. Осьовий розподіл тиску  $p_{rms}$  за вставкою ( $d=9$  мм,  $S=75\%$ ,  $U=0.25$  м/с,  $Re_D=4500$ ):

● – жорстка стінка, △ – пружна стінка

згаданих параметрів енергії поля  $p_t$ , яка за рахунок пружності стінки трубки трансформується від його високочастотних короткохвильових до низькочастотних довгохвильових складових. Справді, збільшення/зменшення величин  $S$  і/або  $Re_D$  викликає збільшення/зменшення інтенсивності збуреної вставкою течії. Це призводить до зростання/спадання рівнів частотного спектра поля пульсацій пристінного тиску, а отже, до відповідного збільшення/зменшення трансформованої енергії.

## 2.2. Середньоквадратичний тиск $p_{rms}$

На рис. 4 зображено отриманий в даному дослідженні типовий осьовий розподіл середньоквадратичного тиску  $p_{rms}$  за вставкою у пружній трубці. Для порівняння наведено також відповідні дані з роботи [2], отримані в жорсткостінній трубці за вставкою того ж ступеня при однакових значеннях витратних характеристик течії.

Аналіз поведінки функції  $p_{rms}^{(e)}(z)$  на пружній поверхні засвідчує, що вона загалом схожа на відповідну характеристику поля пульсацій тиску на жорсткій поверхні  $p_{rms}^{(r)}(z)$ . Так, в області збуреної течії I і II для функції  $p_{rms}^{(e)}(z)$  спочатку характерне швидке зростання зі збільшенням відстані  $z$  від вставки. Потім, після досягнення максимуму в точці  $z=L_{max}$ , спостерігається досить швидке спадання тиску  $p_{rms}^{(e)}(z)$  і поступове його наближення (в області стабілізації течії III) до мінімального зна-

чення, яке відповідає значенню тиску  $p_{\text{rms}}^{(e)}(z)$  перед вставкою.

Подальше співставлення експериментальних даних для  $p_{\text{rms}}^{(e)}(z)$  і  $p_{\text{rms}}^{(r)}(z)$  вказує на те, що положення точки максимуму  $z = L_{\text{max}}$  і ширина максимуму середньоквадратичного тиску (за якою фактично можна визначати довжину регіону збуреної вставкою течії I і II [2, 3]) практично не змінюються при переході від жорсткої до пружної поверхні. Сам же середньоквадратичний тиск і, зокрема, максимальне його значення зростають зі зменшенням жорсткості трубки. Проте, для вибраних в експерименті трубок це стає помітним лише для вставок досить великого ступеня – для значень  $S$ , які перевищують  $65 \div 75\%$  ( $d \sim 0.5 \div 0.6D$ ).

Нагадаємо (див. підрозділ 2.1), що зростання рівнів частотного спектра поля пульсацій пристінного тиску при переході від жорсткої до пружної поверхні стає помітним вже для вставок ступеня  $S$  порядку  $35\%$  ( $d \sim 0.8D$ ). Крім того, зменшення жорсткості стінки трубки проявляється у спектрі ще й через появу в ньому нових частотних компонент (локальних максимумів). Це вказує на те, що частотний спектр  $P(f)$  поля  $p_t$  чутливіший до змін властивостей стінки трубки, ніж середньоквадратичний тиск  $p_{\text{rms}}$ .

Дослідження поведінки тиску  $p_{\text{rms}}^{(e)}(z)$  на пружній поверхні за вставками різного ступеня  $S$  і/або при різних значеннях числа Рейнольдса  $Re_D$  показують, що, як і у випадку жорсткої поверхні [2, 3]:

- 1) тиск досягає максимуму завжди перед точкою приєднання струменя (див. рис. 1); при цьому відстань  $L_{\text{max}}$  від вставки до точки максимуму тиску  $p_{\text{rms}}^{(e)}(z)$  знаходиться в межах  $1.3 \div 2.6D$ ;
- 2) ширина цього максимуму не перевищує приблизно  $7D$  (семи діаметрів трубки);
- 3) збільшення/зменшення  $S$  і/або  $Re_D$  спричиняє збільшення/зменшення інтенсивності збуреної вставкою течії, а відтак, відповідне зростання/спадання тиску  $p_{\text{rms}}^{(e)}(z)$ .

Окрім цього, внаслідок залежності від  $S$  і  $Re_D$  енергії поля пульсацій тиску, яка за рахунок пружності стінки трансформується від його короткохвильових до довгохвильових складових, різниця між тисками на пружній і жорсткій поверхнях збільшується/зменшується зі збільшенням/зменшенням значень цих параметрів. Схожий ефект спостерігався і з частотним спектром поля пульсацій пристінного тиску (див. підрозділ 2.1).

Вивчення кількісної залежності відстані  $L_{\text{max}}$  до точки максимуму середньоквадратичного тиску  $p_{\text{rms}}^{(e)}(z)$  у пружній трубці від параметрів експерименту показує, що ця залежність загалом схожа на отриману в роботі [2] залежність для жорсткої трубки (див. формули (4) і (5) в цитованій роботі):

$$\frac{L_{\text{max}}}{d} \approx \alpha (Re_d)^{0.26} (D/d)^{1.25},$$

$$\frac{L_{\text{max}}}{D} \approx \alpha (Re_d)^{0.26} (D/d)^{0.25},$$
(5)

(тут  $Re_d = ud/\nu$  – число Рейнольдса струменя). Відмінність між випадками жорсткої та пружної трубок полягає лише у зміні значень коефіцієнта  $\alpha$ . Так, у серії експериментів [2] зафіксовано  $\alpha \approx 0.127$ . Для використаної ж у даній роботі силіконової трубки (при тих самих межах змін витратних характеристик течії) він знаходився у діапазоні значень від 0.119 до 0.124. Це дає право припустити, що коефіцієнт  $\alpha$  у співвідношеннях (5) є слабозмінюваною функцією властивостей стінки трубки, коефіцієнта калібрування вимірювальної системи тощо. Більш точно про поведінку  $\alpha$  можна буде говорити лише після проведення відповідних експериментів з пружними трубками, стінки яких мають різні властивості.

Кількісна оцінка для максимального тиску  $(p_{\text{rms}}^{(e)})_{\text{max}}$  у точці  $z = L_{\text{max}}$  на пружній поверхні також схожа на відповідну оцінку для жорсткої поверхні (див. формулу (6) з роботи [2]):

$$\frac{(p_{\text{rms}}^{(e)})_{\text{max}}}{0.5\rho u^2} \frac{D}{d} \approx K, \quad Re_d > 9000. \quad (6)$$

Проте, слід наголосити на двох відмінностях, які існують між випадками жорсткої та еластичної трубок. По-перше, тиск  $(p_{\text{rms}}^{(e)})_{\text{max}}$  у вибраній пружній трубці стає пропорційним динамічному тиску струменя  $\rho u^2/2$  і відношенню діаметрів  $d/D$  звуженої та незвуженої ділянок трубки, починаючи зі значення  $Re_d \approx 9000$  (замість  $Re_d \approx 8500$  у жорсткій плексигласовій трубці [2]). По-друге, коефіцієнт  $K$  у формулі (6) (як і параметр  $\alpha$  у співвідношеннях (5)) є функцією властивостей стінки трубки тощо. В роботі [2]  $K$  наближено дорівнював 0.054, а в даному дослідженні він лежить у діапазоні  $0.059 \div 0.066$ ). Зазначимо, що уточнення функціональної залежності для величини  $K$  потребує проведення відповідної серії експериментів.

## ВИСНОВКИ

Дана робота є безпосереднім продовженням попередніх досліджень [2, 3] для випадку пружної трубки. При створенні її робочої ділянки були використані ті самі міркування і припущення стосовно течії крові і стенозу, як і у вказаних роботах. Крім цього, завдяки використанню більш гнучкої трубки були краще, ніж у [2, 3], змодельовані властивості стінки судини. Це дає підстави говорити про те, що отримані в даному експерименті характеристики поля пульсацій тиску на пружній стінці в першому наближенні схожі на відповідні характеристики пульсацій тиску, які виникають у реальних умовах. Аналіз цих характеристик, проведений для типових величин параметрів течії та локального звуження судини, дозволяє зробити такі висновки.

1. Локальне звуження трубки збурює течію, спричиняючи різке зростання пульсацій пристінного тиску  $p_t$  у скінченній області за ним.
2. Як і у випадку жорсткої трубки [2, 3], довжина області збуреної звуженням течії в пружній трубці не перевищує  $7D$  (семи діаметрів трубки), а максимального значення в ній середньоквадратичний тиск  $p_{\text{rms}}$  досягає перед точкою приєднання струменя.
3. Відстань  $L_{\text{max}}$  від локального звуження до точки максимуму тиску  $p_{\text{rms}}$  у пружній трубці знаходиться в межах  $1.3 \div 2.6D$ . При збільшенні/зменшенні числа Рейнольдса струменя  $Re_d$  і/або ступеня звуження  $S$  ця відстань збільшується/зменшується відповідно до оцінки (5).
4. Наявність пружності стінки трубки загалом призводить до незначного зростання середньоквадратичного тиску  $p_{\text{rms}}$  (зокрема, його максимального значення) у порівнянні з жорсткостінною трубкою. Зауважимо, що цей ріст стає помітним лише для досить сильних звужень, починаючи зі ступеня  $S$  порядку  $65 \div 75\%$  ( $d \sim 0.5 \div 0.6D$ ) і вище.
5. Середньоквадратичний тиск на пружній поверхні й різниця між ним і тиском  $p_{\text{rms}}$  на жорсткій поверхні зростає/спадає зі збільшенням/зменшенням ступеня звуження  $S$  і/або числа Рейнольдса  $Re_D$ .
6. Для значень  $Re_d > 9000$  максимальний тиск  $(p_{\text{rms}})_{\text{max}}$  у пружній трубці приблизно пропорційний динамічному тиску струменя  $\rho u^2/2$  і

відношенню діаметрів звуженої та незвуженої ділянок трубки (оцінка (6)).

7. Частотний спектр  $P_e(f)$  пульсацій пристінного тиску у пружній трубці загалом схожий на спектр  $P_r(f)$  поля  $p_t$  у жорсткостінній трубці. Відмінність полягає в тому, що, по-перше, в області низьких частот  $P_e(f) > P_r(f)$  (це стає помітним уже для звужень ступеня  $S$  порядку  $35\%$ ). По-друге, локальні максимуми у спектрі  $P_e(f)$  визначаються дещо іншими вихорами, а відтак – іншими частотами їх формування  $f_{ch}^{(1)}$ ,  $f_{ch}^{(4)}$  і  $f_{ch}^{(5)}$ .
  8. Як і у випадку жорсткостінної трубки [2, 3], форма спектра  $P_e(f)$  поля  $p_t$  у пружній трубці практично не змінюється при зміні ступеня звуження  $S$  і/або числа Рейнольдса  $Re_D$ . Рівень спектра  $P_e(f)$  загалом зростає/спадає зі збільшенням/зменшенням  $S$  і/або  $Re_D$ , а положення локальних максимумів у  $P_e(f)$  змінюється при зміні цих параметрів відповідно до змін частот  $f_{ch}^{(1)}$ ,  $f_{ch}^{(4)}$  і  $f_{ch}^{(5)}$ .
  9. За інших рівних умов різниця між рівнями частотних спектрів пульсацій тиску на пружній  $P_e(f)$  та жорсткій  $P_r(f)$  поверхнях зростає/спадає зі збільшенням/зменшенням ступеня локального звуження трубки  $S$  і/або числа Рейнольдса  $Re_D$ .
  10. Частотний спектр  $P(f)$  поля  $p_t$  є чутливішим до змін властивостей стінки трубки, ніж середньоквадратичний тиск  $p_{\text{rms}}$ .
1. Borisjuk A. O. Experimental study of noise produced by steady flow through a simulated vascular stenosis // J. Sound Vib.– 2002.– **256**.– P. 475–498.
  2. Борисюк А. О. Експериментальне дослідження пристінного тиску в трубці за стенозом // Акуст. вісн.– 2002.– **5**, N 1.– С. 13–21.
  3. Борисюк А. О. Експериментальне дослідження пульсацій пристінного тиску в трубці за циліндричною вставкою з ексцентриситетом // Акуст. вісн.– 2002.– **5**, N 2.– С. 3–12.
  4. 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.
  5. Young D. F. Fluid mechanics of arterial stenosis // J. Biomech. Eng.– 1979.– **101**.– P. 157–175.
  6. Berger S. A., Jou L.-D. Flows in stenotic vessels // Ann. Rev. Fluid Mech.– 2000.– **32**.– P. 347–382.
  7. Blake W. K. (ed.) Mechanics of flow-induced sound and vibration. In 2 vol.– New York: Academic Press, 1986.– 974 p.
  8. Borisjuk A. O., Grinchenko V. T. Vibration and noise generation by elastic elements excited by turbulent flow // J. Sound Vib.– 1997.– **204**.– P. 213–237.

9. 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. УМОВНІ ПОЗНАЧЕННЯ**

$D$  – діаметр трубки;  
 $d$  – діаметр вставки;  
 $S$  – ступінь вставки;  
 $U$  – швидкість незбуреної течії;  
 $u$  – швидкість збуреної течії;  
 $u_c$  – конвективна швидкість;  
 $Q$  – об'єм води;  
 $\nu$  – в'язкість рідини;  
 $\rho$  – 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;  
 $p_{rms}^{(e)}$  – середньоквадратичний тиск у пружній трубці;  
 $p_{rms}^{(r)}$  – середньоквадратичний тиск у жорсткій трубці;  
 $(p_{rms}^{(e)})_{max}$  – максимальний тиск  $p_{rms}^{(e)}$ ;  
 $L_{max}$  – відстань від вставки до точки максимуму тиску  $p_{rms}^{(e)}$ ;  
 $f_{ch}^{(i)}$  – характерні частоти формування вихорів ( $i = 1, \dots, 5$ );  
 $P(f)$  – спектр пульсацій пристінного тиску;  
 $P_e(f)$  – спектр пульсацій пристінного тиску в пружній трубці;  
 $P_r(f)$  – спектр пульсацій пристінного тиску в жорсткій трубці.