

ІНСТИТУТ ГІДРОМЕХАНІКИ
АКАДЕМІЇ НАУК УКРАЇНИ

На правах рукопису

Маяцький Ілля Віталійович

СПЕКТР АКУСТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ТУРБУЛЕНТНОГО
ГРАНИЧНОГО ШАРУ

01.С2.05 - механіка рідини, газу та плазми

А в т о р е ф е р а т
дисертації на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Київ - 1994



00778651 (У)

Робота виконана в Інституті Гідромеханіки
 Науковий керівник - доктор фізико-математичних наук
 В.Т.ГРІНЧЕНКО

Офіційні опоненти - доктор фізико-математичних наук
 Ю.П.ЛАДІКОВ-РОЄВ
 - доктор фізико-математичних наук
 Г.А.ВОРОПАЄВ

Провідна установа - Київський державний університет

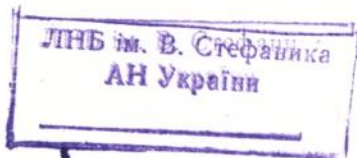
Захист відбудеться "16" червня 1994 р. о "14⁰⁰" годині
 на засіданні спеціалізованої ради Д 01.04.01 в Інституті гідромеханіки АН України за адресою: 252057, Київ, вул. Желябова, 8/4.

З дисертацією можна ознайомитись у бібліотеці Інституту гідромеханіки АН України.

Автореферат розісланий "16" травня 1994 р.

Вчений секретар
 спеціалізованої ради
 доктор технічних наук

С.І.Криль С.І.КРИЛЬ



ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність дослідження. Шуми граничного турбулентного шару до цього часу залишаються, напевне, найменш дослідженою областю гідродинамічної акустики. Існуючі дослідження спектру акустичного випромінювання турбулентного граничного шару ще не дозволили сформулювати модель явища випромінювання звуку, що в достатній мірі відбиває ефекти, які спостерігаються в експериментах. Інтерес до явища генерації звуку турбулентним граничним шаром стимулюється двома причинами. З одного боку, вивчення процесів генерації шуму турбулентними потоками є суттєвою складовою частиною загального наукового напрямку, що пов'язаний з вивченням турбулентності. Можливість вивчати властивості звуку, що породжується турбулентними пульсаціями у потоці, на деякій відстані від зони самих пульсацій утворює певні передумови для контролю характеристик турбулентної течії без внесення додаткових збурень. З іншого боку, турбулентні граничні шари, маючи широке розповсюдження в природі і техніці, утворюють джерело шуму, котре у багатьох випадках може бути дуже суттєвим, або навіть визначальним при визначенні споживчих якостей конструкцій. Завдяки цьому, інтерес до дослідження цих шумів поглиблюється, особливо якщо врахувати постійне зростання швидкості руху фізичних об'єктів в різних середовищах, швидкості руху самих середовищ в різних галузях техніки, що зв'язані з реалізацією нових технологічних процесів.

Метов роботи є розвиток нового підходу до вирішення задачі про спектр акустичного випромінювання турбулентного граничного шару, що ґрунтуються на ідеї встановлення зв'язку між звуком та псевдозвуком, або, більш конкретно, між спектром акустичного випромінювання та "реактивною" частиною частотно-хвильового спектру тиску на стінці; визначення спектру акустичного випромінювання; підтвердження розробленої теорії, ґрунтуючись на аналізі існуючих експериментальних даних та теоретичних побудов інших авторів.

Наукова новизна.

1. Новими є самі принципи, закладені у рішення задачі, так як до цього часу для визначення акустичного випромінювання турбулентного граничного шару не використовувалась інформація, що міститься в "реактивній" частині частотно-хвильового спектру тиску на стінці.

2. Новою є конкретна реалізація запропонованої ідеї, яку доведено до розрахункових співвідношень. В процесі реалізації підходу було вирішено ряд часткових задач, включаючи розробку моделі квадрупольного механізму шумоутворення, що ґрунтується на виділенні еквівалентного джерела, який має якості випромінювача нульового порядку; виділення тієї частини частотно-хвильового спектру, яка породжується випромінюючими джерелами і знаходження зв'язку між вказаною частиною частотно-хвильового спектру і спектром акустичного випромінювання; розробку дипольної моделі шумоутворення; визначення частини частотно-хвильового спектру тиску на стінці, що відображає явища в'язкого зсуву, які є причиною виникнення дипольних джерел, та установлення зв'язку між вказаною частиною частотно-хвильового спектру і спектром акустичного випромінювання.

3. Дана кількісна оцінка вкладу різних механізмів шумоутворення в натурному експерименті Скучика-Хедла, для чого була розроблена методика оцінки рівней крайового шуму на основі результатів відомих робіт.

4. Теоретично встановлено той факт, який узгоджується з експериментальними роботами, що дипольний механізм шумоутворення по відношенню до квадрупольного є домінуючим, отже рівень шуму турбулентного граничного шару значно вище того, який прогнозувався раніше на основі уявлення про чисто квадрупольний характер випромінювання.

Практична цінність результатів роботи. Отримані в дисертації результати, підтверджуючи правомірність нового методологічного підходу, можуть бути використані для кількісного прогнозування випромінювання турбулентних граничних шарів в різних галузях техніки.

Апробація результатів. Результати дисертаційної роботи доповідались і обговорювались на Конференції молодих вчених (м. Кієв, 1993 р.), науковому семінарі "Проблеми механіки" в Київському держуніверситеті ім. Т.Г.Шевченка (1994 р.), науковому семінарі з гідромеханіки в Інституті гідромеханіки АН України (Київ, 1994 р.).

Публікації. Основний зміст дисертації викладено в п'яти роботах, що опубліковані в наукових журналах та збірках.

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається із вступу, чотирьох глав, висновків та списку літератури. Вона вик-

ладена на 144 сторінках машинописного тексту, містить 33 рисунки. Список літератури містить 94 найменування.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

Перша глава є вступною частиною до дисертаційної роботи. В ній визначена тема, що розробляється, та її актуальність (§ 1.1), зроблено короткий огляд робіт (§ 1.2), дано постановку задачі і в цілому сформульовано метод її вирішення (§ 1.3), описано структуру дисертаційної роботи.

В першому параграфі дається обґрунтування доцільності досліджень акустичних шумів турбулентного граничного шару, актуальність цього питання як в чисто науковому, так і в практичному відношенні.

В другому параграфі, відзначаючи фундаментальне значення робіт Дж.Лайтхіла та його акустичної аналогії для розвитку аерогідродинамічної акустики як нової галузі науки, дається огляд попередніх робіт, що утворили фундамент для виникнення аерогідродинамічної акустики як самостійної наукової дисципліни, а також робіт, що являють собою сучасну аерогідродинамічну акустику, при цьому особлива увага приділяється роботам, в яких досліджуються питання, що мають пряме відношення до теми дисертації.

В третьому параграфі вказується на ряд труднощів при побудові адекватної моделі шумоутворення в турбулентному граничному шарі та визначенні спектру його акустичного випромінювання. В результаті аналізу ситуації запропоновано новий підхід до вирішення цієї задачі, в основі якого лежить спроба встановити зв'язок між псевдозвуком та звуком, або, іншими словами, між частотно-хвильовим спектром тиску на стінці в області хвильових чисел $k > k_c$ ($k_c = \omega/c$) і спектром акустичного випромінювання. Така постановка задачі або такий підхід до аналізу процесів шумоутворення стали можливими лише в останній час у зв'язку із новими уявленнями, що сформувалися у гідромеханіці в області диференціації механізмів виникнення тиску на стінці.

Друга глава присвячена більш детальному аналізу результатів тих теоретичних та експериментальних досліджень, які використані в дисертаційній роботі для розробки моделі шумоутворення в турбулентному граничному шарі.

В § 2.1 розглядаються теоретичні передумови до створення моделі шуму ворення і на основі аналізу роботи Дж.Лайтхіла та його послідовників виділяється співвідношення:

$$4\pi r(\vec{X}, t) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{V_0} [T_{ij}] \frac{dV_0(\vec{Y})}{r} + \frac{\partial}{\partial x_s} \int_S [\tau_{sn}] \frac{dS(\vec{Y})}{r}, \quad (1)$$

де \vec{X} - радіус-вектор точки спостереження; \vec{Y} - радіус-вектор точки в турбулентній області; V_0 - об'єм, зайнятий турбулентністю; V_0' - його дзеркальне відображення відносно жорсткої плоскої поверхні; S - поверхня, що омивається турбулентним потоком; τ_{sn} - в'язкі напруження; $T_{ij} = \rho(u_i u_j - \overline{u_i u_j})$; $[A(t)] \equiv A(t - r/c)$; $r = |\vec{X} - \vec{Y}|$.

Це співвідношення, що відображає зв'язок між акустичним тиском та напруженнями Рейнольдса і в'язкими напруженнями, отримано Пауелом для випадку присутності у потоці нескінченної плоскої жорсткої поверхні. Грунтуючись на цьому співвідношенні і використовуючи дані про T_{ij} і τ_{sn} в дисертації розроблена квадрупольно-дипольна модель шумоутворення в турбулентному граничному шарі.

Для апробації шляху прямого використання аналогії Лайтхіла та з'ясування виникаючих при цьому труднощів, дано розв'язок задачі про випромінювання звуку періодично пульсуючим граничним шаром [1].

В § 2.2 проведено аналіз відомих на сьогоднішній день моделей частотно-хвильового спектру пульсацій тиску на стінці (Коркоса, Смолякова-Ткаченко, Фоукс Вільямса, Д.Чейса, Дж.Уіттінга). При цьому показано, що тільки модель Д.Чейса, яка дозволяє диференціювати різні механізми, що приводять до виникнення пульсацій тиску на стінці, може бути використана для вирішення сформульованої в даній роботі задачі. Корисною при цьому є також і робота Дж.Уіттінга.

В § 2.3 дано детальний аналіз експериментальних робіт, результати яких використовувались як для розробки самої моделі шумоутворення, так і для оцінки достовірності в практичному відношенні розробленої в дисертаційній роботі моделі шумоутворення в турбулентному граничному шарі. Наведені основні результати експерименту Е.Скучика та Дж.Хедла. Також проаналізовано дані, отримані в експериментах, присвячених модельним дослідженням окремих механізмів шумоутворення. Додатково розглянуто експериментальні результати, що відносяться до вимірів дотичних сил та повздовжніх

мірил кореляції на обтічній поверхні, які використовуються при побудові дипольної моделі шумоутворення. Для зручності в дисертаційній роботі квадрупольний та дипольний механізми шумоутворення досліджуються окремо.

Третя глава присвячена розробці та застосуванню квадрупольної моделі шумоутворення в турбулентному граничному шарі. Основні труднощі, що вдалося подолати в даній главі, полягали в представленні квадрупольних ("випромінюючих") джерел у вигляді, зручному для встановлення зв'язку між параметрами джерел і тиском на стінці. При цьому основний інтерес викликає встановлення зв'язку між параметрами джерел і тією частиною частотно-хвильового спектру тиску на стінці, виникнення якої обумовлено присутністю цих джерел ($\Phi_{pp}^{mk}(\vec{\kappa}, \omega)$), та, остаточно, у виділенні із повного частотно-хвильового спектру ($\Phi_{pp}(\vec{\kappa}, \omega)$) цієї частини, яка зв'язана з роботою "випромінюючих" джерел.

В § 3.1 аналізується специфіка квадрупольної моделі для відображення процесу шумоутворення турбулентним граничним шаром. Із формули (1) випливає, що в граничному турбулентному шарі виникають дев'ять типів квадрупольних джерел. Як стало зрозуміло в результаті аналізу специфіки роботи цих джерел в умовах малої (по відношенню до довжини хвилі) відстані останніх від жорсткої границі, тільки три з них, а точніше продольні квадруполі, що характеризуються тензорами T_{11}, T_{22}, T_{33} , майже повністю визначають акустичне випромінювання. Джерела, що залишилися, хоч умовно і можна вважати "невипромінюючими", однак, маючи сильне реактивне поле, вони приймають участь в утворенні тиску на стінці.

Далі показано, що в першому наближенні можна покласти $T_{11} = T_{22} = T_{33} = T_0$, в результаті чого отримано простий вираз

$$p(\vec{Y}, t) = \frac{1}{2\pi} \iiint_V \frac{\gamma_{ik}^2}{V} \{ T_0(\vec{Y}, t - \tau/c) \} \frac{dV(\vec{Y})}{r}, \quad (2)$$

який використано як вихідний для побудови вищезгаданої моделі.

Вираз (2) інтерпретується як рішення для випадку, коли область V вміщує тільки джерела нульового порядку з густиною розподілу об'ємної швидкості $Q(\vec{Y}, t) = T_0(\vec{Y}, t)/c^2$. Далі їх будемо називати еквівалентними джерелами.

На основі еквівалентного джерела сконструйовано групове еквівалентне джерело (рис.1), у якому в горизонтальних шарах граничного шару об'ємні швидкості еквівалентних джерел будемо вважа-

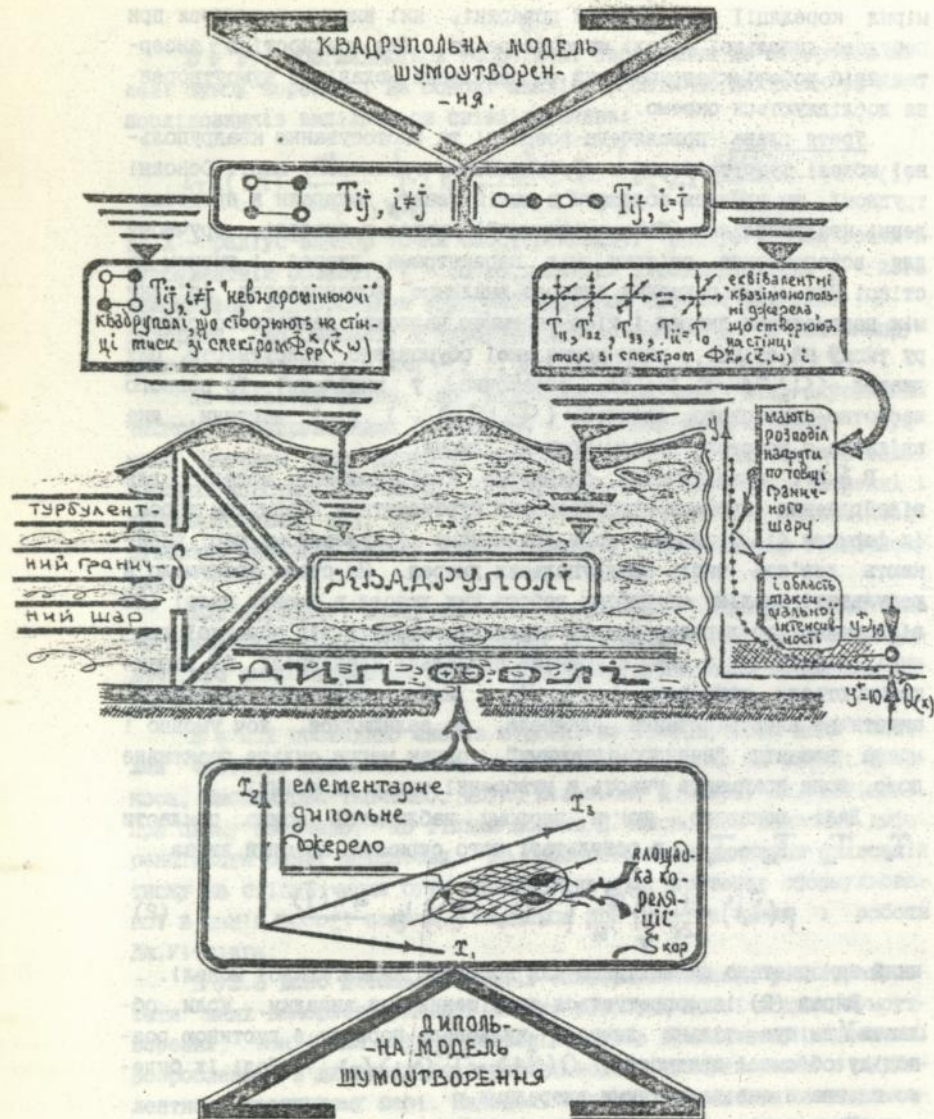


рис. 1. Квадрупольно-дипольна модель шумоутворення в турбулентному граничному шарі.

ти рівними, в вертикальному ж напрямку об'ємні швидкості змінюються по закону, який встановлено на основі аналізу просторового розподілу середнього квадрату пульсаційної швидкості \bar{u}_i^2 в граничному шарі. Остаточний закон розподілу середнього квадрату питомої потужності джерел в нормальному напрямку записано у вигляді:

$$\bar{Q}^2 = \bar{Q}_{\max}^2 [1 - y_1/\delta]^6, \quad (3)$$

де δ - товщина граничного шару.

В § 3.2, беручи за основу сконструйовану модель, можливо встановити зв'язок між напругою еквівалентних джерел і частотно-хвильовим спектром пульсацій тиску на стінці, що породжуються еквівалентним груповим джерелом. Використовуючи вираз (2) і виконавши над ним ряд перетворень, які включають і фур'є-перетворення, а також враховуючи, що нас цікавить реактивна частина частотно-хвильового спектру, остаточно отримуємо співвідношення, яке має вигляд

$$\tilde{p}_{k_1 k_2}^n(\vec{k}, \omega) = \int_0^\delta dy_2 \{k_0^2 \tilde{T}_0(y_2, \vec{k}, \omega)\} \exp(-y_2 [k^2 - k_0^2]^{1/2}) (k^2 - k_0^2)^{-1/2}, \quad (4)$$

де $\vec{k} = (k_1, k_2)$ - хвильовий вектор у площині поверхні; що встановлює зв'язок між частотно-хвильовими фур'є-компонентами напруги еквівалентного джерела $k_0^2 \tilde{T}_0(y_2, \vec{k}, \omega)$, розподіленого по товщині граничного шару, і частотно-хвильовими компонентами тиску на стінці. Подальші перетворення, які дозволили отримати шуканий зв'язок у простому вигляді, ґрунтувалися на тому, що тільки незначний по товщині шар, що лежить безпосередньо біля стінки, вносить основний вклад в утворення пульсацій тиску на стінці. Це пояснюється присутністю у виразі (4) експоненціального множника і характером розподілу напруги джерел у вертикальному напрямку (вираз (3)). Показано, що джерела з максимальною напругою лежать в області

$$10 \leq y^* \leq 40,$$

де $y^* = y \cdot U_0 / \nu$, U_0 - динамічна швидкість; ν - кінематична в'язкість.

В результаті шуканий взаємозв'язок отримано у вигляді:

$$\Phi_{ca}^{js}(\vec{k}, \omega) = l^2 \Phi_{pp}^n(\vec{k}, \omega), \quad (5)$$

де $\ell = \omega_0/30\gamma$: $\Phi_{pp}^n(\vec{k}, \omega)$ - частотно-хвильовий спектр тиску, що породжується еквівалентними джерелами.

В § 3.3 визначено спектр акустичного випромінювання квадрупольних джерел через реактивну частину частотно-хвильового спектру тиску. Для цього спочатку для визначення тієї частини частотно-хвильового спектру, яка виникає під дією "еквівалентних" джерел, із повного спектру виділена частина, визначена з роботи Чейса, яка породжується конвективним рухом вихорових структур. Після цього виділяється та частина частотно-хвильового спектру, що породжується дією невипромінюючих квадрупольних джерел. Для визначення цієї частини частотно-хвильового спектру були виконані перетворення, аналогічні перетворенням, використаним в § 3.2. Шукану частину спектру визначено у вигляді:

$$\tilde{p}^n(\vec{k}, \omega) = \int_{ij} \tilde{T}_{ij}(\vec{y}_2, \vec{k}, \omega) (\sqrt{k^2 - k_0^2} \delta_{ik} + k_l) (\sqrt{k^2 - k_0^2} \delta_{jk} + k_j) \frac{e^{-\gamma_2 \sqrt{k^2 - k_0^2}}}{\sqrt{k^2 - k_0^2}}, \quad (6)$$

де $|\vec{k}| > k_0$.

Порівнюючи вирази (4) і (6) в області конвективного максимуму, отримуємо співвідношення

$$\begin{aligned} \tilde{p}^n(\vec{k}, \omega) &\sim k_0^2 T(\vec{k}, \omega), \\ \tilde{p}^k(\vec{k}, \omega) &\sim k_c^2 T(\vec{k}, \omega), \end{aligned} \quad (7)$$

де $k_c = \omega/U_c$ - конвективне хвильове число.

Із співвідношення (7) випливає, що

$$\tilde{p}^n(\vec{k}, \omega) / \tilde{p}^k(\vec{k}, \omega) \approx k_0^2 / k_c^2 = M_c^2, \quad (8)$$

і зв'язок між частотно-хвильовими компонентами, що породжуються реактивним полем еквівалентних джерел та реактивним полем невипромінюючих квадрупольних джерел, представлено як

$$\Phi_{pp}^n(\vec{k}, \omega) = M_c^2 \Phi_{pp}^k(\vec{k}, \omega). \quad (9)$$

В результаті отримано, що

$$\Phi_{pp}^{12}(\vec{k}, \omega) = M_c^2 \Phi_2(\vec{k}, \omega), \quad (10)$$

де $\Phi_2(\vec{k}, \omega) = \rho^2 \zeta^2 [k_1^2 + a_1]^{-\frac{3}{2}} [k^2 + a_1]^{-1} C_{pp} k^2$; $k^2 = k_1^2 + k_2^2$; C_{pp} , k_1 , a_1 - визначаються параметрами моделі Чейса; $\Phi_2(\vec{k}, \omega)$ - спектр, що по-

роджується акустичним процесом (див. рис.2).

Використовуючи просте співвідношення між потужністю випромінювання і об'ємною швидкістю сферичних джерел, звертаючи увагу на співвідношення (3), (10), і інтегруючи потужність випромінювання по "стовпчику" з основою одиничної площини і висотою, рівною товщині граничного шару δ , остаточно отримуємо вираз для спектру акустичного випромінювання квадрупольних джерел турбулентного граничного шару у вигляді:

$$W^a(\omega) = B \iint k^2 [k_r^2 + a_1]^{-\frac{3}{2}} [k^2 + a_1]^{-1} d^2 \vec{k}, \quad (11)$$

$$\text{де } B = \xi^2 M_c^4 \rho u_c^3 C_T \delta (sc\tau c)^{-1}.$$

В § 3.4 дається кількісна оцінка спектру акустичного випромінювання квадрупольних джерел (рис.3), а також для порівняння приведено кількісні оцінки спектрів для тих же умов обтікання, використовуючи при цьому моделі А.В.Смолякова і В.Блейка. Приймаючи до уваги особливості сучасного рівня теоретичної розробки даного питання, що не дозволяє зробити точні кількісні оцінки, є підстава приведені дані вважати достатньо узгодженими і розроблений в дисертації метод вирішення задачі - правомірним.

Четверта глава присвячена дипольній моделі шумоутворення в турбулентному граничному шарі і визначенню спектра акустичного випромінювання дипольних джерел. Виходячи з того, що квадрупольне випромінювання (якщо робити висновок із усього масиву доступних на сьогоднішній день даних), дуже мале для того, щоб пояснити експериментальні дані по рівням шумів турбулентного граничного шару, треба було з'ясувати, чи можливо відвести домінуючу роль в випромінюванні дипольному механізму шумоутворення і яка відносна (порівнюючи з квадрупольним випромінюванням) величина цього випромінювання. Відповідно з запропонованою загальною методологією задача вирішувалась в наступній послідовності: розроблено модель дипольного джерела, визначено частотно-хвильовий спектр тиску, що відображає дипольний процес шумоутворення, встановлено зв'язок між параметрами дипольних джерел і частотно-хвильовим спектром тиску і знайдено спектр акустичного випромінювання.

В § 4.1 дається детальний аналіз сучасного стану питання, в результаті якого показано, що є підстави рахувати дипольний механізм домінуючим, хоча прямі докази цього твердження відсутні, бо до сьогоднішнього дня спектр дипольного випромінювання ще не

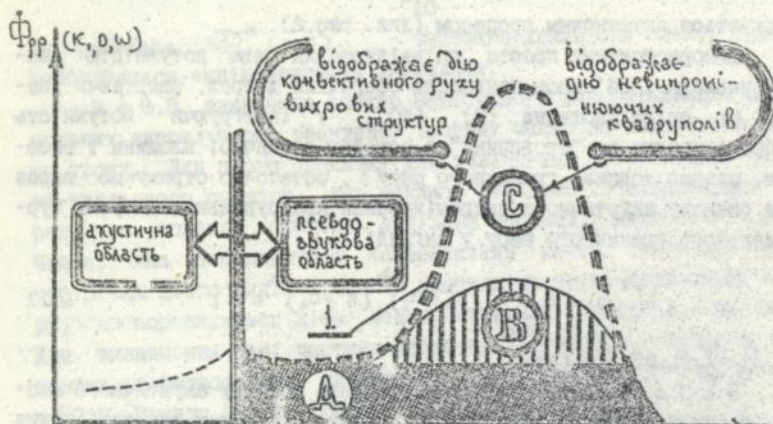


рис. 2. 1- частотно-хвильовий спектр; А- частина спектру, що відповідає дії важких механізмів; В- частина спектру, що відповідає дії еквівалентних джерел.

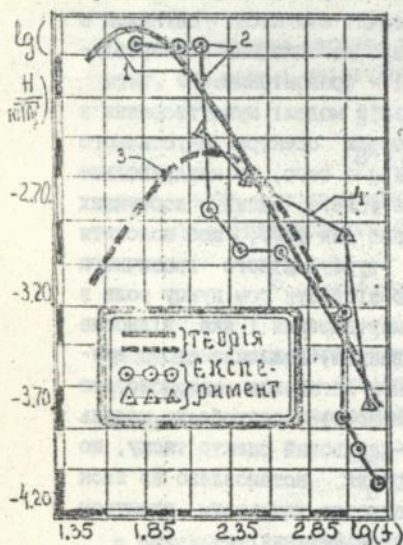


рис. 4. Спектри дотичних сил.
1, 2 - відповідно розрахункова та експериментальна залежність для $V=10\%$; $\delta=10^{-3} m$;
3, 4 - відповідно для $V=10,52\%$; $\delta=4 \cdot 10^{-3} m$.

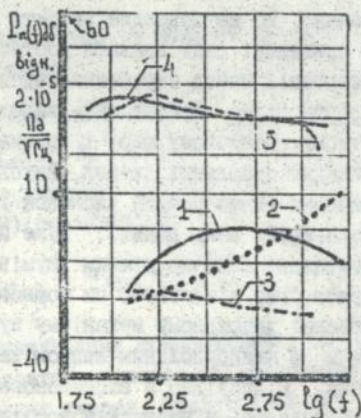


рис. 3. Спектри акустичного випромінювання;
1, 2, 3 - відповідно розраховані по моделі розробленій в дисертації по Блейку та по ступорові для квадрупольного випромінювання;
4, 5 - відповідно теоретична та експериментальна залежності для дипольного випромінювання.

було знайдено.

В § 4.2 приведено матеріали, що відносяться до розробки дипольної моделі шумоутворення. Будемо вважати, що дипольні джерела рівномірно розподіляються на жорсткій границі (рис.1) і, будучи корельованими, мають площину кореляції $S_{кор}$.

Вручи за основу співвідношення

$$p(\vec{X}, t) = -\frac{1}{2\pi} \sum_{j=1,3} \frac{\partial}{\partial x_j} \iint_S \frac{[\tau_{jk}]}{r} dS(\vec{y}), \quad (12)$$

де $\vec{y} = (y_1, 0, y_3)$,

виділено елементарне дипольне джерело, рівне по площині $S_{кор}$. Після ряду перетворень отримано вираз для спектру питомої потужності дипольного джерела у вигляді

$$P_{ак}^{vs}(\omega) = \frac{2}{3} \frac{k_0^2}{\rho_0 c} P_r(\omega) S_{кор}(\omega), \quad (13)$$

де $P_r(\omega)$ - спектр потужності дотичних напружень.

Виходячи з того, що на сьогодні ще не створена модель, яка б описувала поведінку пульсацій в'язких напружень на стінці, для того, щоб отримати цей вираз, було використано існуючі експериментальні дані. Приймавши ряд припущень про механізм утворення пульсацій дотичних напружень у в'язкому шарі, остаточно отримано вираз

$$S_{кор}(\omega) = \alpha U_c^2 \omega_f^{-2} [1 + (\omega/\omega_f)^2]^{-1}, \quad (14)$$

де U_c - конвективна швидкість; $\alpha = 6\pi^2$; $\omega_f = U_c/\delta$; який непогано погоджується з експериментальними даними.

Спектр потужності дотичних сил визначено в § 4.3. Відзначимо, що це найбільш складна частина даної задачі, бо до цього часу ще не розроблена теоретична модель, яка б описувала пульсації в'язких зсувних напружень на стінці. Грунтуючись на останніх роботах Чейса, в яких висунуто ідею про спільні причини виникнення пульсацій в'язких зсувних напружень на стінці і пульсацій тиску, встановлено, що в області малих хвильових чисел

$$|\hat{\tau}| = |\hat{p}|, \quad \text{при } k_0 \ll k \ll k_c, \quad (15)$$

де \hat{p} - компоненти частотно-хвильового спектру тиску, що породжуються в'язкими механізмами;

і в цій області можна вважати, що

$$\Phi_{pp}(\vec{k}, \omega) = \text{const}^{\pm}, \text{ при } k_0 < k \ll k_c, \quad (16)$$

що узгоджується з експериментальними даними.

Скориставшись моделлю Уїттинга і зробивши припущення про те, що характер поведінки спектру залишається незмінним також і в області великих хвильових чисел, отримано шуканий вираз для спектру дотичних напружень у вигляді

$$P_{pp}(\omega) = \iint_{k > k_0} \Phi_{pp}^{\pm}(\vec{k}, \omega) d^3\vec{k}, \quad (17)$$

де

$$\Phi_{pp}^{\pm}(\vec{k}, \omega) = \begin{cases} \langle P^{\pm} \rangle \delta_k^3 A \tilde{\omega}^3 U_c^{-4} \xi^{-5} \Theta(\xi_{\text{max}}, \xi_{\text{min}}), & \text{при } k_0 < k \ll k_c; \\ \text{const}, & \text{при } k \rightarrow k_c; \end{cases}$$

$A, \tilde{\omega}, \xi, \xi_{\text{max}}, \xi_{\text{min}}$ - параметри, що відповідають моделі Уїттинга.

Грунтуючись на співвідношеннях (13), (14) та (17) розрахункове співвідношення для спектру питомої потужності дипольного випромінювання остаточно знайдено у вигляді:

$$W^D(\omega) = \frac{2}{3} k_0^3 a U_c^2 (\text{tr} \epsilon \omega_i^2)^{-1} [1 + (\omega/\omega_i)^2]^{-1} [\Phi_{pp}^{\pm}(\vec{k}, \omega)]_{k > k_0}. \quad (18)$$

Враховуючи, що розроблена теорія містить ряд припущень, які на сьогодні не можуть бути достатньо аргументованими, в роботі велику увагу приділено порівнянню результатів розрахунків, зроблених на основі отриманих співвідношень, з експериментальними даними. На р.с.4 приведені розрахункові та експериментальні дані по спектрам потужності питомої дотичної сили, на рис.3 приведені аналогічні дані для приведеного тиску

$$P_{\Pi}(\omega) = (\rho c W^D(\omega))^2,$$

де $W^D(\omega)$ - питома потужність акустичного випромінювання.

Задовільний збіг теоретичних та експериментальних даних дає можливість зробити висновок про правомірність розробленого підходу до вирішення поставленої задачі. На рис. 2 заштрихованою областю схематично показано спектр тиску, що породжується в'язкими зсувними напруженнями.

В підсумковій п'ятій главі формується і в кількісному відношенні на основі отриманих в дисертації матеріалів вирішується питання про відносну роль шуму турбулентного граничного шару порівнюючи з шумами, що породжуються іншими ме-

ханізмами гідродинамічного походження не в лабораторних, а в реальних умовах. Як об'єкт для розгляду вибрано відомий натурний експеримент, виконаний Е.Скучиком і Ж.Хедлом із спливаючими буйковими апаратами, який викликав численні дискусії, зв'язані з розбіжностями у поглядах на відносне значення шуму турбулентного граничного шару у даному експерименті. Виключаючи з розгляду нестационарні ефекти, для яких оцінена авторами експерименту зростанням рівня випромінювання на 10-30 дБ, у ага в роботі зосереджена на двох джерелах шумоутворення: турбулентному граничному шарі та "крайових ефектах", які по сукупності думок різних авторів мають бути визначальними в даному експерименті.

В § 5.2 дана характеристика ситуації, що склалася в області дослідження крайових шумів і виділені дві моделі (модель Чандірамані і модель Чейса), які дозволили отримати розрахункові співвідношення для спектрів акустичного випромінювання, які можуть бути використані для здійснення необхідного порівняльного аналізу. На основі моделі Чандірамані отримано вираз для спектру питомої потужності акустичного випромінювання у вигляді

$$W_{\text{кр}}^1(\omega) = 1.45 \cdot 10^{-7} \rho U_{\infty}^6 (\omega c)^{-2}. \quad (19)$$

Скориставшись моделлю Чейса, отримано аналогічне співвідношення у вигляді

$$W_{\text{кр}}^2(\omega) = \frac{\gamma a_s \rho^2 \sigma^4 U_c^2}{(2\pi)^2 \omega^2} \left[1 + (b_1 \omega / U_c)^2 \right]^{-1}, \quad (20)$$

де $a_s \sim 1$, $\gamma^{-1} \approx 0.9$, $b_1 \approx 0.2$.

На рис.5 наведені як експериментальні дані по шумах обтікання, отримані Скучиком і Хедлом в експерименті з двома вільно спливаючими об'єктами (металічним та дерев'яним буйковими апаратами), так і розрахункові дані по спектрам випромінювання, що породжуються різними механізмами шумоутворення: квадрупольним та дипольним механізмами в турбулентному граничному шарі та механізмом шумоутворення на кромках, який оцінено виходячи з двох модельних уявлень (Чандірамані і Чейса). Розрахункові та експериментальні дані на рис.5 показані у вигляді спектрів приведенного тиску. Приймаючи до уваги оцінку Скучиком впливу нестационарних явищ в експерименті, які не охоплюються розвинутою теорією і лише частково розглянуті в главі 2, рівень стационарної частини вип-

ЛИТОМА ВАГА РІЗНИХ МЕХАНІЗМІВ ШУМСТВОРЕННЯ В ЕКСПЕРИМЕНТІ Е.СКУЧИКА - ДЖ.ХЕДЛА.

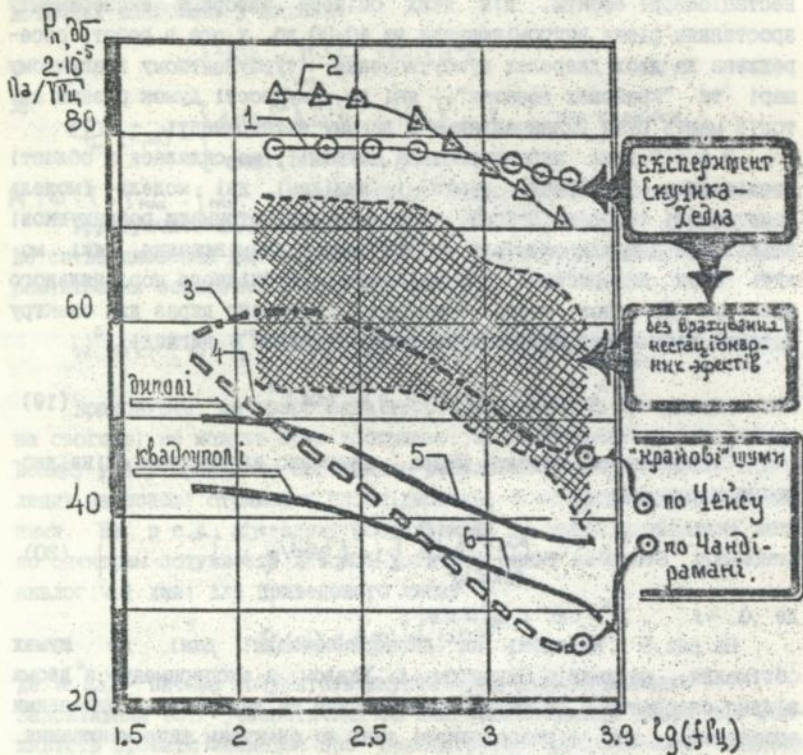


рис.5. Спектри приведенного тижку.
1, 2 - одержані в експерименті Скучика-Хедла відповідно для дерев'яного та металевого апаратів;
3-4 - "крайових" шумів, відповідно розрахованих по моделі Чейсеа та Чандірамані; 5-дипольних джерел граничного шару; 6-квадрупольних джерел граничного шару.

ромінювання наближено має лежати в заштрихованій області на рис.5 .

Розглядаючи у сукупності теоретичні оцінки всіх врахованих механізмів випромінювання можемо сказати, що вони лежать достатньо близько до зони експериментальних даних, що дає підставу погодитися з думкою ряду авторів про те, що в експерименті Скучика-Хедла домінували два основних джерела шумоутворення. Але треба зробити наголос на тому, що в дисертації наочно продемонстрований паритет цих двох джерел: шумів турбулентного граничного шару і крайових шумів. Відомо, що деякі автори притримувалися думки, що роль випромінювання турбулентного граничного шару в експерименті Скучика-Хедла дуже мала. Як бачимо, ця думка є помилковою, так як вона певно формувалася під впливом уявлення про чисто квадрупольний характер випромінювання турбулентним граничним шаром. В той же час, як випливає із матеріалів дисертації, випромінювання турбулентного граничного шару в основному носить дипольний характер, яке є достатньо сильним і для умов експерименту Скучика-Хедла має один порядок з крайовими шумами. Всі розрахунки в главі 5 проводилися для умов обтікання, що відповідають експерименту Скучика-Хедла.

ВИСНОВКИ

1. Показана принципова можливість встановлення зв'язку між псевдозвуком і акустичним випромінюванням у вигляді зв'язку між частотно-хвильовим спектром тиску на стінці для $k \ll k_c$ та спектром акустичного випромінювання стосовно до турбулентного граничного шару.

2. Розроблена методологія вирішення задачі визначення спектру акустичного випромінювання турбулентного граничного шару. Вона включає такі етапи як розробка моделі акустичного еквівалента турбулентного граничного шару, виділення в частотно-хвильовому спектрі тих його частин, які обумовлені дією конкретних типів джерел (квадрупольних чи дипольних), встановлення зв'язку між згаданими частинами спектру та параметрами джерела звуку. Дана методологія дозволила отримати співвідношення, придатні для чисельної оцінки спектрів.

3. На основі порівняння з експериментальними даними дано об-

грунтування можливості використати отримані розрахункові співвідношення як інструмент для прогнозування шуму, зв'язаного з утворенням турбулентних граничних шарів в різних практичних ситуаціях.

4. Встановлено факт, що акустичне випромінювання турбулентного граничного шару в цілому визначається випромінюванням дипольного характеру, яке може перевищувати на 35-40 дБ квадрупольне.

5. Аналізуючи конкретну фізичну ситуацію (експеримент Скучика-Хедла із спливаючими буйковими апаратами), показано, що вклад шуму турбулентного граничного шару в сукупний шум достатньо великий і по рівню близький до шуму, що породжується кромками буйкових систем.

Основні результати дисертації викладені в таких роботах.

1. Маяцкий И.В. Об излучении звука периодически изменяющимся пограничным слоем // Сб. "Гидромеханика", 1993, т.66, с.28-32.
2. Гринченко В.Т., Маяцкий И.В. Об акустической модели плоского турбулентного пограничного слоя и спектре его излучения // Сб. "Гидромеханика", 1994 (в печати).
3. Маяцкий И.В. О структуре турбулентного пограничного слоя как акустического излучателя // Киев, 18-21 мая, 1993 г., Ч.2 / Ин-т механики АН Украины. - Киев, 1993, - с.89-93: Ил. - Библиогр.: 14 назв. - Рус. - Деп. в ГНТБ Украины 16.08.93, N 1765-Ук93.
4. Гринченко В.Т., Маяцкий И.В. О роли дипольных источников, порождаемых вязкими сдвиговыми напряжениями, в процессе излучения звука турбулентным пограничным слоем // Докл. АН Украины, 1994 (в печати).
5. Маяцкий И.Р. К вопросу о дискуссии по поводу эксперимента Е.Скучика и Дж.Хедла со свободно всплывающими буйковыми устройствами // Ин-т гидромеханики АН Украины. - Киев, 1994. - 13 с. : Ил. - Библиогр.: 19 назв. - Рус. - Деп. в ГНТБ Украины 25.01.94, N 187 - Ук94.

Маяцкий И.В.

LIB in B. Stepanka

Підписано до друку 3.05.1994. Формат 60x84/16

Папір офсетний. Умовн.-друк.аркуш. 1,0.

Об.-вид.аркуш 1,0. Тираж 100. . Замовл. 241. .

Поліграф. дільн. Інституту електродинаміки АН України,
252680, Київ-57, проспект Перемоги, 56

AB 30.073

AB 30.073