

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
БУДІВНИЦТВА І АРХІТЕКТУРИ**

**МІЛЕЙКОВСЬКИЙ ВІКТОР ОЛЕКСАНДРОВИЧ**



УДК 697.95:532.5.01:533.6.011.32

**ЕНЕРГОЕФЕКТИВНЕ ФОРМУВАННЯ МІКРОКЛІМАТУ  
НА ОСНОВІ РОЗРОБЛЕНОЇ ТЕОРІЇ  
МАКРОСТРУКТУРИ ТУРБУЛЕНТНИХ ТЕЧІЙ**

05.23.03 – Вентиляція, освітлення та теплогазопостачання

**АВТОРЕФЕРАТ**  
дисертації на здобуття наукового ступеня  
доктора технічних наук

Київ – 2020

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана в Київському національному університеті будівництва і архітектури Міністерства освіти і науки України

**Науковий консультант:** доктор технічних наук, професор  
**КОРБУТ ВАДИМ ПАВЛОВИЧ**,  
професор кафедри теплогазопостачання і вентиляції  
Київського національного університету будівництва і  
архітектури.

**Офіційні опоненти:** доктор технічних наук, професор  
**ЖЕЛИХ ВАСИЛЬ МИХАЙЛОВИЧ**,  
завідувач кафедри теплогазопостачання і вентиляції  
Національного університету «Львівська політехніка»;

доктор технічних наук, професор  
**РЕДЬКО АНДРІЙ ОЛЕКСАНДРОВИЧ**,  
професор кафедри теплогазопостачання, вентиляції та  
використання теплових вторинних енергоресурсів  
Харківського національного університету будівництва і  
архітектури;

доктор технічних наук, професор  
**ТКАЧЕНКО СТАНІСЛАВ ЙОСИПОВИЧ**,  
завідувач кафедри теплоенергетики Вінницького  
національного технічного університету.

Захист відбудеться «07» жовтня 2020 р. о 13<sup>00</sup> годині на  
засіданні спеціалізованої Вченої ради Д 26.056.07 при Київському національному  
університеті будівництва і архітектури за адресою: 03037, м. Київ,  
Повітрофлотський просп., 31, ауд. 466.

З дисертацією можна ознайомитись у бібліотеці Київського національного  
університету будівництва і архітектури за адресою: 03037, м. Київ,  
Повітрофлотський просп., 31.

Автореферат розісланий «01» вересня 2020 р.

Вчений секретар спеціалізованої  
Вченої ради Д 26.056.07  
докт. техн. наук, професор



Ткаченко Т. М.

## ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

**Актуальність теми.** Однією з найбільш важливих умов сталого розвитку України є відповідальне споживання ресурсів. Одним з головних споживачів енергії є системи формування мікроклімату будівель і споруд різного призначення. Ці системи споживають понад 30 % загального енергоспоживання нашої країни та понад 60 % енергоспоживання будівель і споруд. На забезпечення мікроклімату витрачається 50 % енергопотреб Європейського Союзу. Тому підвищення ефективності роботи цих систем є важливою задачею для України та світу.

На сьогодні накопичено великий досвід розробки й виробництва енергоефективного обладнання та дослідження процесів у зазначених системах. Їхня ефективність визначається особливостями розвитку турбулентних течій. Такі течії важко піддаються теоретичному опису через складну стохастичну структуру. Тому при розробці енергоефективних технологій створення мікроклімату потрібні дорогі, тривалі й ресурсомісткі експерименти. Це гальмує дослідження та розробку нового обладнання й уповільнює підвищення енергоефективності даних систем.

Існує лише одна універсальна модель турбулентних потоків, яка може вирішувати більшість задач з очевидним фізичним змістом без залучення фіктивних величин і дослідних коефіцієнтів. Це – пряме чисельне розв'язання рівнянь Нав'є-Стокса. Однак, ця модель на сьогодні не придатна до широкого впровадження через надмірні вимоги до обчислювальних і часових ресурсів. За прогнозами Ф. Спаларта ця модель набуде широкого впровадження біля 2080 р.

Менш обґрунтованим є моделювання великих вихорів, що фільтрує чисельний розв'язок рівнянь Нав'є-Стокса. Дрібні вихори замінюються підсітковими моделями, які містять фіктивні величини на зразок турбулентної в'язкості та експериментальні коефіцієнти. За прогнозами Ф. Спаларта ця модель набуде широкого впровадження біля 2045 р. для розв'язання лише окремих задач.

Найбільш популярні на сьогодні моделі –  $k$ - $\epsilon$ ,  $k$ - $\omega$  тощо – повністю відкидають турбулентні пульсації та замінюють їх додатковими рівняннями. Наприклад, стандартна  $k$ - $\epsilon$  модель, що широко використовується в комерційному програмному забезпеченні, містить дві емпіричні функції та шість емпіричних коефіцієнтів. Ці моделі теоретично здатні вирішити будь-яку задачу, але якщо експериментально визначити відповідні емпіричні функції та коефіцієнти. “Стандартні” функції та значення для струминних течій дають похибку 40 % і вище або хибний результат.

Існують різні популяції моделей, а задачі вирішуються вдалим комбінуванням їх для різних частин простору. Для цього необхідна висока кваліфікація дослідників. На практиці моделювання дозволяє лише обмежити діапазони варіювання факторів. Потреба дорогих, тривалих та ресурсомістких експериментальних досліджень не усувається, що гальмує підвищення енергоефективності систем, що розглядаються.

На сьогодні існує підхід до теоретичного розрахунку турбулентних течій без фіктивних величин і дослідних коефіцієнтів – теорія А. Я. Ткачука на основі методу особливостей. Турбулентний рух розглянуто як рух ідеальної рідини. Застосовано формулу Кельвіна-Стокса – тотожність циркуляції швидкості та інтенсивності завихрення. Рух ідеальної рідини може бути викликаний пеленами вихрових шнурів на межах. Тому поверхні розриву тангенціальної складової швидкості замінено вихровими пеленами. Успішний розрахунок пристінних примежових шарів

підтверджує правильність теорії для потоків з дрібномасштабними вихорами. Основна проблема підходу виявилася при розрахунку турбулентних струмин. Формула Кельвіна-Стокса дає експоненційну форму профілю швидкості. Однак, відсутність явних розривів тангенціальної складової швидкості призводить до ускладнення подальшого розвитку теорії без емпіричних коефіцієнтів.

Особливістю вільних турбулентних примежових шарів є великомасштабні вихори – клуби. Через свій великий масштаб і тенденцію до зростання вони завжди упорядковані. Це дозволяє застосувати геометричні та кінематичні підходи до теоретичного розрахунку макроструктури подібних течій з отриманням достовірних результатів задля зменшення обсягу або уникнення експериментальних досліджень обладнання, яке використовує турбулентні течії з великими вихорами.

Таким чином, вирішення проблеми обґрунтування й розроблення теорії упорядкованої великомасштабної структури струмин і примежових шарів змішування, що дозволяє створювати енергоефективні системи формування мікроклімату з максимальним використанням корисних властивостей цієї макроструктури, є надзвичайно актуальним.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Робота виконана згідно з Державною “Програмою підтримки енергоефективності в Україні” і безпосередньо пов’язана з планами держбюджетної тематики Київського національного університету будівництва і архітектури на замовлення Міністерства освіти і науки України (№ державної реєстрації 0116U000846, 0117U003383).

**Мета роботи** полягає в науковому обґрунтуванні енергоефективних систем формування мікроклімату та розробці теорії упорядкованої макроструктури вентиляційних струмин і примежових шарів змішування.

**Завдання дослідження:**

- проаналізувати наявні системи формування мікроклімату та методи розрахунку турбулентних течій у них;
- розробити поглиблену теорію макроструктури турбулентних течій з великомасштабними вихорами, на підставі чого запропонувати фізичну концептуальну модель розвитку макроструктури вільних турбулентних струмин при формуванні мікроклімату приміщень;
- виконати теоретичні та експериментальні дослідження струмини в зустрічному потоку з метою перевірки стабільності її розвитку при співвідношенні між швидкістю зустрічного потоку та початковою швидкістю струмини понад 0,4 задля уточнення причин відсутності відомих експериментальних даних у цьому діапазоні;
- на підставі розробленої теорії обґрунтувати фізичну концептуальну модель розвитку макроструктури турбулентних напівобмежених струмин при формуванні мікроклімату приміщень, на основі чого визначити доцільні геометричні параметри повітродозподільників із взаємодією опуклих напівобмежених струмин;
- на підставі розробленої теорії запропонувати фізичну концептуальну модель розвитку турбулентної макроструктури примежових шарів змішування без використання недоведеної аналогії зі струминним примежовим шаром;
- удосконалити методи використання інтегральних рівнянь гідроаеродинаміки – рівняння кількості руху та енергії – для застосування в турбулентних потоках з великомасштабними вихорами з урахуванням низькочастотних пульсацій;

- розробити класифікацію способів забезпечення потрібного темпу затухання струминних течій у вентиляції та кондиціонуванні повітря, що враховує сучасний рівень розвитку повітророзподільної техніки;
- обґрунтувати енергоефективну схему організації повітрообміну з подачею повітря над робочою зоною опуклими напівобмеженими струминами для приміщень за неможливості організувати витісняючу вентиляцію;
- на підставі розробленої теорії турбулентних течій з макроструктурою обґрунтувати конструкцію повітророзподільних пристроїв для реалізації зазначеної схеми організації повітрообміну.

**Об'єкт досліджень** – турбулентні течії з великомасштабною вихровою структурою в енергоефективних системах формування мікроклімату будівель.

**Предмет досліджень** – аеродинамічні процеси створення, упорядкування та розвитку турбулентної макроструктури в струминах і приміжових шарах змішування в елементах систем формування мікроклімату та приміщеннях.

**Методи досліджень.** Теоретичні дослідження макроструктури турбулентних течій на підставі геометричного та кінематичного аналізу використано для створення поглибленої теорії та фізичної концептуальної моделі розвитку впорядкованої макроструктури зазначених течій в елементах систем формування мікроклімату та вентиляційних приміщеннях. Математичне моделювання на підставі  $k$ - $\epsilon$  моделі використано для перевірки результатів в окремих випадках, для яких виконання дослідів ускладнене через фізичні обмеження.

Експериментальні дослідження вільних і напівобмежених струмин повітря й води виконувалися для візуалізації їхньої макроструктури задля перевірки висловлених гіпотез з використанням сучасних методів виконання аерогідродинамічного експерименту, вимірювальної, фотографічної техніки та ефективних фарбників, що практично не впливають на реологічні властивості середовища.

Вірогідність наукових гіпотез, положень, висновків і рекомендацій зумовлена використанням фундаментальних законів розвитку турбулентних течій при збігу результатів з достатньою точністю з відомими даними теоретичних і експериментальних досліджень, а також авторських експериментів, які оброблені з використанням методів теорії ймовірності та математичної статистики.

**Наукова новизна отриманих результатів** полягає в теоретичному обґрунтуванні методів геометричного й кінематичного аналізу впорядкованої великомасштабної структури турбулентних струмин і приміжових шарів змішування для розрахунку систем формування мікроклімату приміщень. При цьому

*вперше:*

- розроблено поглиблену теорію впорядкованої турбулентної макроструктури вентиляційних струмин, крім закручених, і приміжових шарів змішування на основі геометричного й кінематичного аналізу без фіктивних величин на зразок турбулентної в'язкості й турбулентного числа Прандтля та експериментальних коефіцієнтів, які описують геометричні й фізичні особливості турбулентної структури;
- теоретично обґрунтовано й експериментально підтверджено багат шарову

структуру гнутих напівобмежених струмин, що утворюється за рахунок особливостей взаємодії їх з потоком, що підтікає.

*Удосконалено:*

- методи розрахунку у вентиляційних струминах характерних кутів розширення, максимально можливої швидкості зустрічного потоку, у якому може розвиватися струмина, профілю швидкості, температури та інших величин на підставі поглибленої теорії упорядкованої турбулентної макроструктури;
- для примежових шарів змішування методи визначення характерних кутів розширення, профілю швидкості та температури, а також коефіцієнта теплопередачі крізь ці шари на основі поглибленої теорії упорядкованої турбулентної макроструктури;
- теорію структури початкової та перехідної ділянок вільної струмини без використання аналогії зі струминним примежовим шаром, що дозволило надати фізичне пояснення процесам у перехідній ділянці як ділянці формування шахової турбулентної макроструктури;
- методи застосування основних інтегральних рівнянь гідроаеродинаміки для неусталених усереднюваних течій з визначенням поправок на часові пульсації для кількості руху та енергії, що підвищило точність теоретичного опису затухання вентиляційних струмин і виявило розподіл енергії в них.

*Набула подальшого розвитку:*

- гіпотеза щодо можливості в напівобмежених струминах вилучення з розгляду пристінного примежового шару, що передбачає умовне розтягнення струминного примежового шару до поверхні настилення.

**Практичне значення одержаних результатів.** Отримані на підставі розробленої теорії макроструктури турбулентних течій уточнені залежності для інженерного розрахунку параметрів струмин та примежових шарів змішування рекомендуються до широкого застосування в практиці проектування енергоефективних систем формування мікроклімату. Розроблена класифікація способів забезпечення потрібного темпу затухання струмин дозволяє приймати обґрунтовані і доцільні рішення при проектуванні систем повітророзподілення та розробці вентиляційного обладнання.

За рахунок впровадження створеної ефективною схема організації повітрообміну для приміщень без можливості витісняючої вентиляції досягнуто максимальної енергоефективності кондиціонування повітря в приміщеннях великого об'єму. Розроблені повітророзподільні пристрої для подачі повітря опуклими напівобмеженими струминами безпосередньо над робочою зоною забезпечують стабільність струмин у широких межах регулювання витрати повітря, що спрощує автоматизацію систем зі змінною продуктивністю.

Основні положення і результати проведених досліджень впроваджено і застосовано в діяльності: ДП “Науково-дослідний інститут будівельного виробництва”, м. Київ, при розробці ДСТУ-Н Б В.3.2-3:2014; ДП “Академпроект” НАН України, м. Київ; ТОВ “Данфосс-Україна, м. Київ, зокрема, у міжнародних рекомендаціях Optima 1; ПрАТ «Вентиляційні системи», м. Боярка; ТОВ “Украгроінвест”, м. Київ; ФГ “Арфа”, с. Кучаків (Кірове) Бориспільського району Київської області. Окремі теоретичні та методичні розробки впроваджені у

навчальний процес Київського національного університету будівництва і архітектури.

**Особистий внесок здобувача.** У дисертаційній роботі теоретичні результати щодо упорядкованої макроструктури струмин та примежових шарів змішування в системах формування мікроклімату отримано здобувачем самостійно. Автором проведено аналіз стану науково-технічної проблеми, розроблено поглиблену теорію зазначеної макроструктури, на її підставі створено фізичні концептуальні моделі її розвитку та виконано теоретичний опис струмин і примежових шарів змішування, експериментально підтверджено окремі теоретичні результати за нестачі літературних даних, розроблено класифікацію способів забезпечення потрібного темпу затухання струмин, обґрунтовано вимоги до повітророзподільників зі взаємодією опуклих напівобмежених струмин, розроблено повітророзподільний пристрій підвищеного темпу затухання струмини та запропоновано схему організації повітрообміну за неможливості витісняючої вентиляції. Конкретний внесок автора дисертації в кожен наукову працю, опубліковану зі співавторами, наведено на стор. 36...38.

**Апробація роботи.** Основні результати досліджень та окремі розділи роботи доповідалися на: науково-практичних конференціях Київського національного університету будівництва і архітектури (м. Київ, 2009-2014 рр.), науковій конференції молодих вчених, аспірантів і студентів Київського національного університету будівництва і архітектури (м. Київ, 2009-2011 рр.); на міжнародній науковій конференції “Екологічні проблеми природокористування та ефективне енергозбереження” (м. Київ, 2010 і 2011 рр.); на міжнародній науково-технічній конференції “moNGeometrija” (м. Белград, 2010, 2016 рр., м. Нови-Сад, 2012 р, м. Власіна, 2017, Сербія); на П’ятій міжнародній науково-практичній конференції “Інтегровані енергоефективні технології в архітектурі та будівництві “Енергоінтеграція” (м. Київ, Україна, 2011-2018 рр.); на дев’ятій міжнародній конференції “Environmental Engineering” (м. Вільнюс, Литва, 2014 р.); на міжнародній науково-технічній конференції “Constructions of Optimized Energy Potential – Materials and Energy Saving Technologies” (м. Ченстохова, Польща, 2014-2019 рр.); на міжнародній науковій конференції “International Conference for Geometry and Graphics (ICGG)” (м. Інсбрук, Австрія, 2014 р., м. Пекін, Китай, 2016 р., м. Мілан, Італія 2018 р.); на XIII міжнародній галузевій конференції «Кліматизація будівель та споруд комерційного та промислового призначення» в рамках 17 Міжнародної виставки опалення, водопостачання, вентиляції, кондиціонування, поновлюваної енергетики, сантехніки і басейнів «Аква-Терм Київ 2015» (м. Київ, Україна, 2015 р.); на 4 міжнародній технічній конференції “Hydraulic Engineering (SHE 2016)” (Гонконг, 2016 р.); на міжнародній науково-технічній конференції “Створення високотехнологічних екокомплексів в Україні на основі концепції збалансованого (стійкого) розвитку”, (м. Львів – Брюховичі, 2017 р.); на 6 міжнародній науково-практичній конференції “ЕкоКомфорт” (м. Львів, 2016 р.); на 3 міжнародній науково-практичній конференції “Topical researches of the World Science” (м. Дубаї, Об’єднані Арабські Емірати, 2017 р.); на міжнародній науково-технічній конференції “Енергоефективність в галузях економіки України-2017” (м. Вінниця, 2017 р.); на Першій міжнародній азербайджансько-української

конференції “Building Innovations – 2018” (м. Баку, Азербайджан, 2018 р.); на Сьомій міжнародній конференції "System Safety: Human – Technical Facility – Environment", (м. Закопане, Польща, 2018 р.); на міжнародній конференції Danfoss ReCon “Весь досвід Східної Європи в реконструкції багатоквартирного житла” (м. Київ, 2019 р.); на Першій міжнародній науково-практичній конференції “Просторовий розвиток територій: традиції та інновації” (м. Київ, 10-11 жовтня 2019 р.); на Міжнародній науково-технічній конференції “Теорія і практика формування мікроклімату та енергопостачання будівель і споруд” (м. Київ, 2019 р.); на I Міжнародній науково-практичній конференції “Зелене будівництво” (м. Київ, 2019 р.).

**Публікації.** За матеріалами дисертації опубліковано 27 друкованих наукових праць, зокрема 6 статей в іноземних фахових виданнях у наукометричних базах даних, 19 – у фахових виданнях України, одержано 2 патенти України на винахід.

**Обсяг та структура роботи.** Дисертація складається зі вступу та шести розділів основної частини, загальних висновків, списку використаних літературних джерел із 385 найменувань, додатків, викладена на 389 сторінках друкованого тексту, у тому числі 293 сторінки основного тексту, 88 рисунків і 13 таблиць.

## ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У **вступі** обґрунтовано актуальність проблеми, сформульовано мету та завдання досліджень, викладено наукову новизну та практичну цінність роботи, особистий внесок автора, відомості про апробацію досліджень та публікації.

У **першому** розділі проаналізовано системи формування мікроклімату та турбулентні течії з макроструктурою в них. Це – припливні струмини різного типу та приміжові шари змішування. Виконано порівняльний аналіз методів розрахунку турбулентних течій у цих системах.

Аналіз літературних даних засвідчив, що основним гальмівним фактором розробки систем формування мікроклімату є недостатній розвиток теорії турбулентних течій і потреба тривалих та ресурсомістких експериментальних досліджень. Зокрема, професори А. Я. Ткачук і В. Б. Довгалюк, а також здобувач розробили повітророзподільники ежекційні тангенціальні (ПЕТ) для вентиляції теплонапружених приміщень у стиснутих умовах рис. 1 а. Вони передбачають взаємодію опуклих напівобмежених струмин. Ці повітророзподільники експериментально досліджені у вузькому діапазоні параметрів. Струминки (рис. 1 б) після взаємодії розділяються, що погіршує темп затухання струмини.

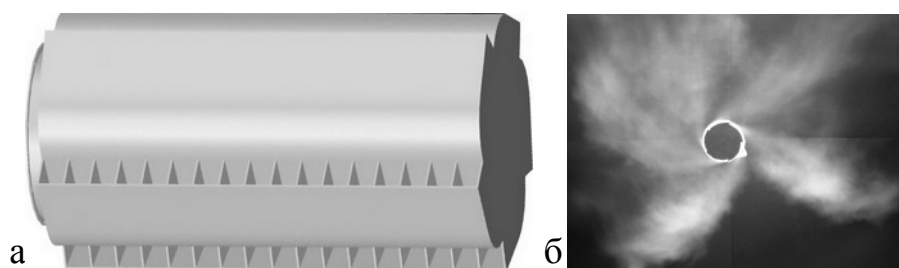


Рис. 1 Повітророзподільник ПЕТ:  
а – загальний вигляд;  
б – результати візуального дослідження

Для вдосконалення пристрою потрібні теоретичні дослідження. Питання теоретичного опису турбулентних течій вирішували Г. Н. Абрамович,



А. О. Авраменко, Б. І. Басок, О. М. Білоцерковський, С. М. Білоцерковський, Ж. В. Бусинеск, К. Н. Волков, А. С. Гіневський, М. Й. Гримітлін, Г. Гьортлер, Б. В. Давиденко, Н. П. Дмитренко, В. Н. Ємельянов, Т. Карман, М. М. Ковецька, А. М. Колмогоров, В. П. Корбут, Л. Д. Ландау, Б. Е. Лаундер, Б. М. Лобаєв, Ф. Р. Ментер, Л. Прандтль, Г. Райхардт, О. Рейнольдс, Б. Ю. Скоблев, Й. Смагорінський, Ф. Спаларт, Д. Б. Спелдінг, В. Н. Талієв, А. А. Таунсенд, Г. Дж. Тейлор, А. І. Тирінов, А. Я. Ткачук, Ф. Толмін, Д. Уїлкок, А. А. Халатов, Ф. Х. Харлоу, І. А. Шепелев, Г. Шліхтинг, О. А. Шмагунов та багато інших.

Крім прямого розв'язання рівнянь Нав'є-Стокса лише теорія А. Я. Ткачука за методом особливостей описує усереднений рух у пристінних примежових шарах без фіктивних величин на зразок турбулентної в'язкості й турбулентного числа Прандтля та експериментальних констант, що описують геометричні й фізичні особливості турбулентної структури. Профіль швидкості струмин недооцінює дослідні дані через неврахування великих вихорів (клубів). Таким чином, виникає необхідність розробки теорії турбулентної макроструктури течій.

На основі теоретичного вивчення літературних джерел сформульовано завдання і напрямки досліджень та намічено шляхи вирішення проблеми.

У **другому розділі** проведено теоретичні та експериментальні дослідження вільних затоплених струмин у нерухомому середовищі та в потоку. Отримано візуальні картини макроструктури вільних струмин слабкого розчину ураніну у воді. (рис. 2 а, б). Виявлено, що клуби занурюються глибше осі струмини (рис. 2 в, г, д, е).

Для створення фізичної концептуальної моделі та розроблення на її підставі теорії потоків з турбулентною макроструктурою розглянуто вільну плоску струмину. Уведено систему декартових координат. Вісь  $x$ , починається в полюсі струмини  $O$  (рис. 2 в) і спрямована в напрямку руху.

Турбулентна макроструктура подана як сукупність круглих клубів  $1$  – кіл радіусами  $R_i$ , м, з центрами  $O_i$  ( $i = \dots, -1, 0, 1, \dots$ ), збільшених до торкання. Між ними сформовані міжклубні шари, які мають зовнішню  $2$  та внутрішню  $3$  частини. У зовнішніх частинах міжклубних шарів реалізується лише підживлення клубів навколишнім середовищем. Межі струмини позначено  $b$ . Вони проходять крізь найбільш віддалені від осі  $x$  точки  $B_i$  клубів. Лінії  $o$  проходять крізь центри клубів  $O_i$ .

Лінії  $s$  проходять крізь точки  $S_i$  діаметрів  $S_i B_i$  клубів, нормальних до осі  $x$ . Точки  $S_i$  – найбільш віддалені від осі  $x$  точки частин клубів, занурених у сусідній шар. Точки  $X_i$  знаходяться на перетині діаметрів  $S_i B_i$  з віссю  $x$ . Кути між лініями  $b$ ,  $o$ ,  $s$  та віссю  $x$  позначено, відповідно,  $\gamma_b$ ,  $\gamma_o$  та  $\gamma_s$ .

Геометричний аналіз рис. 2 в показав, що довжина всіх відрізків  $y_{O_i} = |O_i X_i|$ , м,  $y_{B_i} = |B_i X_i|$ , м, та  $y_{B_i} = y_b = |B_i X_i|$  пропорційна довжині відрізків  $x_i = |O X_i|$ , м, з коефіцієнтами пропорційності  $\Theta_o$ ,  $\Theta_b$  та  $\Theta_s$ . Маємо

$$\Theta_o = \text{tg}(\gamma_o), y_{O_i} = |O_i X_i| = \Theta_o x, \text{ м}, \Theta_b = \text{tg}(\gamma_b), y_{B_i} = y_b = |B_i X_i| = \Theta_b x, \text{ м}, \quad (1)$$

$$\Theta_s = \text{tg}(\gamma_s) = \Theta_b - 2 \Theta_o, y_{S_i} = y_s = |S_i X_i| = \Theta_s x, \text{ м}. \quad (2)$$

Знак модуля при позначенні відрізка означає його довжину, м. Радіус кола

$$R_i = x_i (\Theta_b - \Theta_o) = x_i (\Theta_o + \Theta_s) = x_i \Theta_R, \text{ м}; \Theta_R = R_i / x_i = \Theta_b - \Theta_o = \Theta_o + \Theta_s. \quad (3)$$

Геометричний аналіз рис. 2 в з урахуванням формул (1), (2) та (3) показав, що абсциси  $x_i$ , м, утворюють геометричну прогресію зі знаменником  $q$ , а характерні кути відповідають рис. 3. При  $\gamma_b \leq 1$  з похибкою, відповідно, до 0,3 та 4 %

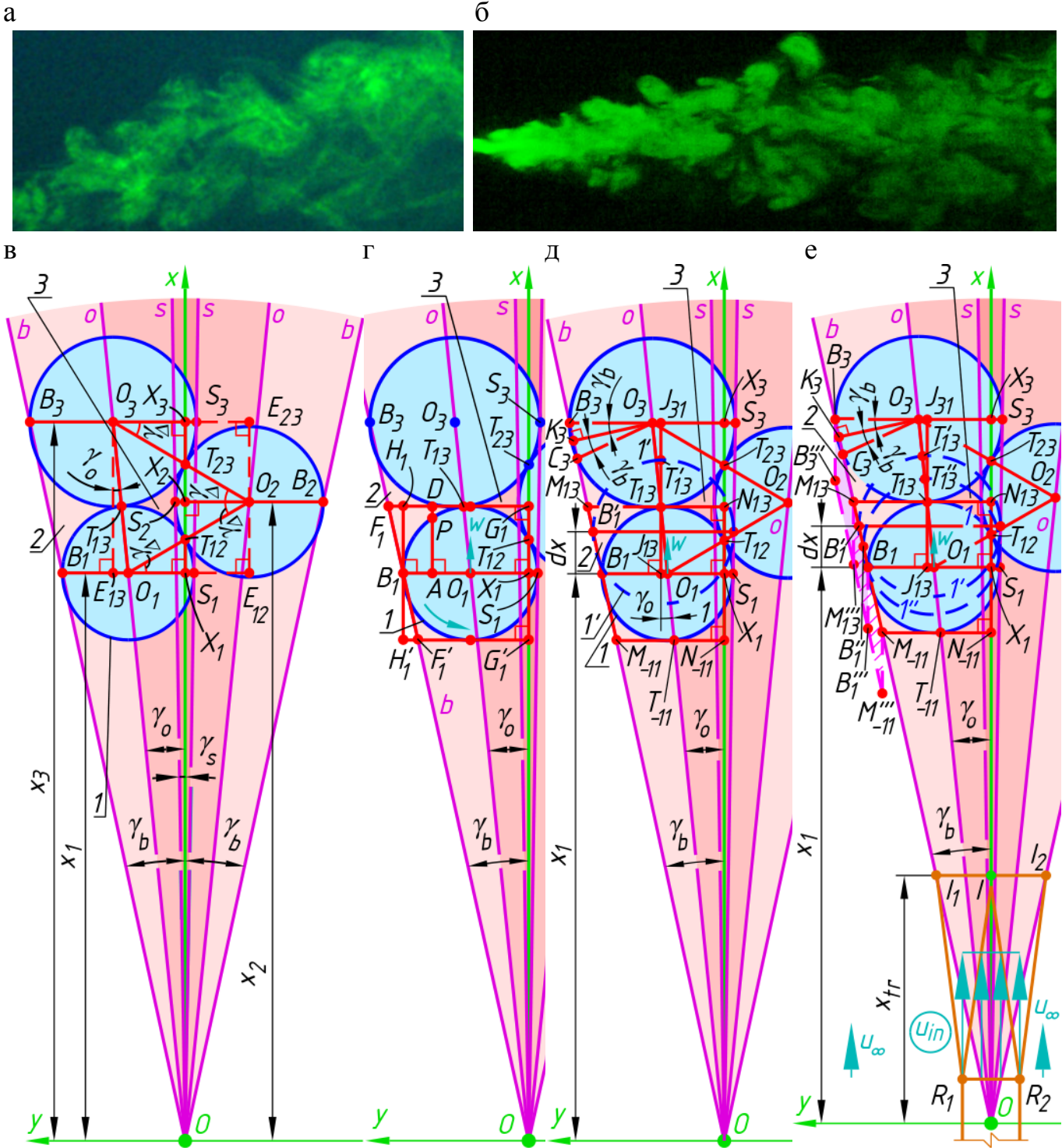


Рис. 2. Вільні струмини:

а – візуалізація вільної струмини; б – візуалізація плоскої струмини;

в – схема плоского джерела Толміна для визначення характерних розмірів;

г – те ж профілю швидкості, температури, концентрації домішок та інтенсивності турбулентності; д – те ж розширення струмини; е – те ж у потоку:

1 – клуб; 1' – клуб 1 після перебігу проміжку часу  $dt$ , с;

1'' – межа клубу 1, зсунута зі швидкістю навколишнього середовища  $u_\infty$ , м/с, протягом цього ж проміжку часу  $dt$ , с;

2 – зовнішня частина міжклубного шару;

3 – внутрішня частина міжклубного шару

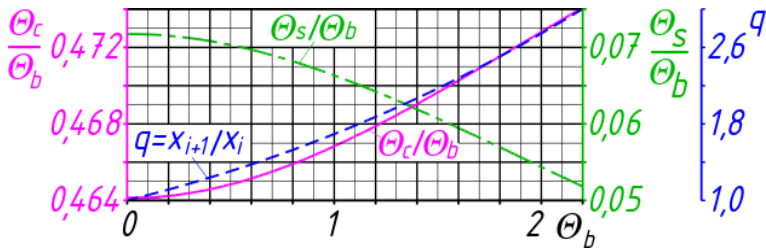


Рис. 3 Співвідношення тангенсів кутів та знаменника прогресії для вільних плоскої та вісесиметричної струмини при кроку кута  $\Delta\varphi = \pi$

$$\Theta_o / \Theta_b = 0,4655, \quad \Theta_s / \Theta_b = 0,069. \quad (4)$$

Для аналітичного опису профілю усередненої проекції швидкості, м/с, на вісь  $x$  виконано аналіз схеми макроструктури струмини (рис. 2 г). Уздовж осі  $x$  прийнято діапазон між дотичними до цього клуба відрізками  $F'_1G'_1 \perp x$  та  $F_1G_1 \perp x$  ( $F'_1 \in b$ ,  $F_1 \in b$ ,  $G'_1 \in x$ ,  $G_1 \in x$ ). Через точку  $B_1$  проведено паралельно осі  $x$  у межах діапазону відрізків  $H'_1H_1$ . Зафіксовано відрізок  $S_1B_1$ , натомість струмині надано розвитку.

При проходженні клубом 1 цього відрізка останній перетинатиме наступний міжклубний шар, клуб 1 та попередній міжклубний шар. Для отримання інженерних залежностей часову розгортку можна спростити до кола 1 і прямокутника  $G'_1H'_1H_1G_1$ , рівновеликого трапеції  $G'_1F'_1F_1G_1$ .

За рівняннями Ейлера для обертання проекція  $u_x$ , м/с, швидкості на вісь  $x$  у межах клуба не залежить від  $x$ , м, та лінійно залежить від  $y$ , м. У момент проходження міжклубних шарів крізь відрізок  $S_1B_1$  ці шари однакові. Отже, для усереднення достатньою є прямокутна область  $B_1H_1G_1S_1$ .

За поточного значення ординати  $y$ , м, усереднення здійснено за відрізком  $AD$ , паралельним осі  $x$  на відстані  $y$ , м, від неї ( $A \in B_1S_1$ ,  $D \in F_1G_1$ ). Уведено точку  $P$  на перетині клуба 1 та відрізка  $AD$ . Середня швидкість за відрізком  $AD$

$$\bar{u} = (\bar{u}_{x,p}|AP| + \bar{u}_{x,ip}|PD|) / |AD| = \bar{u}_{x,p}(|AP|/|AD|) + \bar{u}_{x,ip}(1 - (|AP|/|AD|)), \text{ м/с}, \quad (5)$$

де  $\bar{u}_{x,p}$  й  $\bar{u}_{x,ip}$  – середні проекції швидкості, м/с, у клубі та міжклубному шарі на вісь  $x$  при заданому  $y$ , м.

Якщо клуб котиться межею струмини з поступальною швидкістю  $w$ , м/с, то швидкість на межі струмини  $u_x = 0$ . За формулою Ейлера для обертання  $\bar{u}_{x,p} = w(y_b - y) / (y_b - y_o)$ , м/с. У міжклубному шарі між лініями  $b$  й  $o$  ( $y \approx y_o \dots y_b$ , м) відбувається лише підтікання до клубів нормально до осі  $x$ :  $\bar{u}_{x,ip} = 0$ . У криволінійному трикутнику  $T_{12}T_{13}T_{23}$  знаходиться занурений клуб та хвилеподібна доріжка, що продукується клубами. Відносна швидкість у цьому трикутнику апроксимована лінійним поліномом  $\bar{u}_{x,p} = w P(|y/y_b|) = a_{(1),u}|y/y_b| + a_{(0),u}$ , м, з коефіцієнтами  $a_{(1),u}$  і  $a_{(0),u}$ . Поступальна швидкість клубів  $w = u_{1/2} = u_m / 2$ . Ордината  $y_o$ , м, відповідає ординаті лінії половинної швидкості  $y_{1/2}$ , м. Інша умова – гладкість  $d\bar{u}_x dy|_{y=0} = 0$ . За формулами (4) і (5) отримано профіль швидкості (рис. 4 а). Він відповідає відомим дослідним і теоретичним даним. Наближена формула з похибкою до 1,68 % при  $y/y_{1/2} < 2,082$  ( $y/y_b < 0,9693$ )

$$u/u_m \approx (5,9293(y/y_b)^3 - 5,802(y/y_b)^2 + 15,62973(y/y_b) - 6,75702)(y/y_b)^2 + 1. \quad (6)$$

Підвищення степеня полінома  $P(y/y_b)$  до другого за умови подвійної гладкості на стику дає близький до (6) профіль (рис. 4 а).

Для побудови профілю усередненої надлишкової температури  $\overline{\Delta T}$ , К, понад температуру навколишнього середовища  $T_\infty$ , К, у формулі (5) з замінено  $\bar{u}$  на  $\overline{\Delta T}$ . Навколишнє середовище обмінюється теплотою зі струминою.

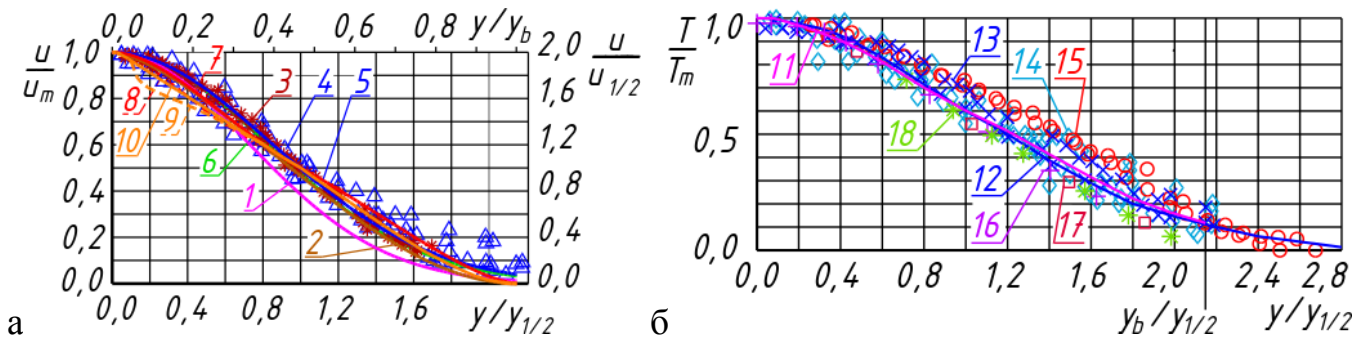


Рис. 4. Профілі у вільній струмині: а – швидкості; б – температури:

1 – теоретичний профіль швидкості А. Я. Ткачука; 2 – те ж Г. Шліхтинга;  
 3 – досліди Е. Фьортмана; 4 – досліди М. Й. Гримітліна; 5 – експериментальний профіль швидкості М. Й. Гримітліна; 6 – те ж Г. Райхардта; 7 – отриманий профіль швидкості з лінійною апроксимацією; 8 – те ж з квадратичною; 9 – отриманий профіль швидкості вісесиметричної струмини; 10 – те ж зі згладжуванням;  
 11 – отриманий профіль температури; 12 – експериментальний профіль температури М. Й. Гримітліна; 13, 14 – досліди М. Й. Гримітліна; 15 – досліди Г. Райхардта; 16 – досліди Е. М. Бондарева; 17 – досліди В. Ф. Сивірка; 18 – досліди К. Катаоки

На її межі надлишкова температура  $\Delta T_b \neq 0$ , К. У клубі прийнята лінійна залежність температури, К. Він зростає шляхом втікання середовища. Отже,  $\overline{\Delta T}_p|_{|y|=y_b} = \Delta T_b$ , К, а  $\overline{\Delta T}_p|_{0 \leq |y|=y_s} = \Delta T_m$ , К. У зовнішній частині міжклубного шару  $\overline{\Delta T}_{ip}|_{|y|>y_o} = \Delta T_b$ , К. У криволінійному трикутнику  $T_{12}T_{13}T_{23}$   $\overline{\Delta T}_{ip}|_{|y| \leq y_o} = \Delta T_m$ , К.

Одержаний профіль температури добре збігається з дослідними даними (рис. 4 б). Наближена формула з похибкою 1,57 %

$$\frac{\overline{\Delta T}}{\Delta T_m} = \begin{cases} 1 & \text{при } |y/y_b| \leq 0,069, \\ 1,063039 - 0,904753|y/y_b| - 0,128364(y/y_b)^2 & \text{при } 0,069 < |y/y_b| \leq 0,83, \\ 2,78562 - 5,06441|y/y_b| + 2,38279(y/y_b)^2 & \text{при } 0,83 \leq |y/y_b| \leq 1. \end{cases} \quad (7)$$

Для аналітичного опису турбулентних пульсацій припущено, що клуби мають головний вплив. Інтенсивність турбулентності струмин  $Tu = \sqrt{u_x^2} u_m$  визначається за середньоквадратичним відхиленням  $\sqrt{u_x^2}$ , м/с, проєкції на вісь  $x$  швидкості  $u_x$ , м/с.

Для визначення цього відхилення в рівнянні (5) замінено  $\bar{y}$  на відхилення від середньої швидкості за профілем швидкості. Результат (рис. 5) має провал навколо торкання клубів, де пульсації обумовлені вихорами меншого масштабу.

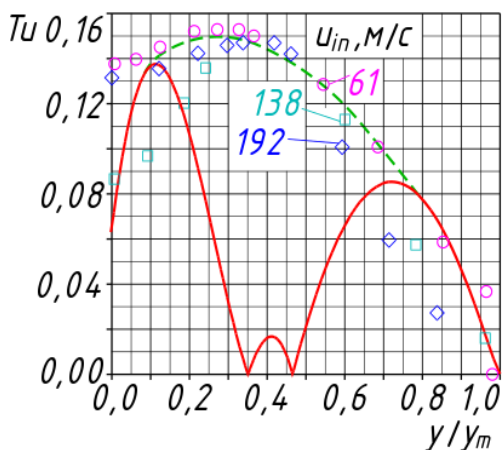


Рис. 5. Профілі інтенсивності турбулентності основної ділянки вільної струмини:

— результати розрахунків для плоскої струмини;  
 - - апроксимація за умови гладкості кривої;  
 позначки – дослідні дані NASA для струмини на відстані 371 мм від круглого сопла  $\varnothing 52,1$  мм при швидкості виходу  $u_{in}$ , м/с

Для усунення провалу використано апроксимацію. Суцільна лінія дає максимальну інтенсивність турбулентності біля 14 % при дослідному значенні 15 %.

Для визначення розширення та затухання плоских струмин (рис. 2 г) рух клуба розглянуто послідовно як зміщення вздовж осі  $x$  на елементарну відстань

$$dx = w dt, \text{ м}, \quad (8)$$

та відповідне зростання. За час  $dt$ , с, клуб 1 займає положення 1'. Точку перетину клуба  $i$  з межею струмини, відмінну від  $B_i$ , позначено  $C_i$ .

У криволінійному трикутнику  $B_1 T_{13} C_3$  відбувається лише підтікання до струмини в напрямку, перпендикулярному осі  $x$ . А це можливе, якщо вся криволінійна фігура  $B_1 B'_1 T'_{13} T_{13}$  площею  $dA_c$ , м<sup>2</sup>, буде спожита струминою. Якщо спожито менше, клуб 1 буде або створювати рух у напрямку  $x$  або виштовхувати рідину чи газ зі струмини. Спожита площа йде на зростання сумарної площі  $A_\Sigma$ , м<sup>2</sup>, клуба 1 та криволінійних трикутників  $T_{13} T_{23} T_{12}$  і  $B_1 T_{13} C_3$ . Уведено опорну фігуру площею  $A_{ref} \sim A_\Sigma$ , м<sup>2</sup>. Відношення площ

$$\tilde{A} = A_{ref}/A_\Sigma = \text{const} \quad (9)$$

визначається чисельно. Слід вибирати опорну фігуру для отримання найпростіших рівнянь, і бажано, щоб  $\tilde{A} \approx 1$ . Прийнято трапецію  $N_{-11} M_{-11} M_{13} N_{13}$ , а відрізки  $M_{i(i+2)} N_{i(i+2)}$  проходять крізь точки  $T_{i(i+2)}$  перпендикулярно осі  $x$ . Точки  $M_{i(i+2)}$  належать межі струмини  $b$ , а  $N_{i(i+2)}$  – осі  $x$ .

Балансове рівняння з урахуванням формули (9)  $dA_c = dA_\Sigma = dA_{ref}/\tilde{A}$ . Одним з найбільш ефективних способів розв'язання цього рівняння є системи параметричного моделювання. Отримано  $\Theta = \text{tg}(\gamma) = 0,2181$ , що повторює обидва знаки дослідного значення  $\Theta = 0,22$ . Геометричний аналіз рис. 2 г дає близьке значення  $\Theta_b = 0,2179$ . Рівняння кількості руху та постійність теплоти протягом розвитку струмини дають загальновідомі залежності для затухання швидкості й надлишкової температури, а також викривлення сильнонеізотермічних струмин.

Для аналітичного опису вісесиметричної струмини її макроструктуру подано як сукупність сфер (клубів), кожен три сусідні з яких дотичні одна до одної (рис. 6 а). Уведено циліндричну систему координат. Вісь  $x$  спрямовано вздовж осі струмини з початком в її полюсі  $O$ . Вісь радіусів  $y$  проведено крізь проекцію центра клуба 1 на площину, нормальну до осі  $x$ . Кут  $\varphi$  відлічено від осі  $y$ .

Межа струмини – конус  $b$ , що містить найбільш віддалені від осі точки  $B_i$  клубів. Другий конус  $o$  має центри клубів  $O_i$ . Третій конус  $s$  – межа занурення клубів углиб від осі – проходить крізь точки найглибшого занурення  $S_i$ . Дотикання сфер означає, що відстань між центрами, м, дорівнює сумі радіусів, м.

Три сусідні сфери 1...3 дають систему трьох рівнянь, а четверте – умова нескінченної продовжуваності клубів  $1 < q = x_{i+1}/x_i = \text{const}$  або  $\Delta\varphi = \varphi_{O_{i+1}} - \varphi_{O_i} = \text{const}$ . Шляхом геометричного аналізу рис 6 а, б отримано співвідношення характерних розмірів. Випадок  $\Delta\varphi = \varphi_{i+1} - \varphi_i = \pi$  подібний плоским струминам (формула (4), рис. 3). У граничному випадку без занурення клубів (рис. 6 в) одержано з відхиленням, відповідно, 0,012 % і 0,0025 %

$$q = -0,00237 \Theta_b^3 + 0,07273 \Theta_b^2 + 0,36394 \Theta_b + 1,00011, \quad (10)$$

$$\Delta\varphi = -0,000773 \Theta_b^4 + 0,0008082 \Theta_b^3 + 0,0687363 \Theta_b^2 + 0,3654873 \Theta_b + 1,000024. \quad (11)$$

Проміжним характерним випадком є середнє значення  $\Theta_c$  (рис. 6 г). Отримано з відхиленням, відповідно, 0,0058 %, 0,008 %, 0,0064 % та 0,002 %

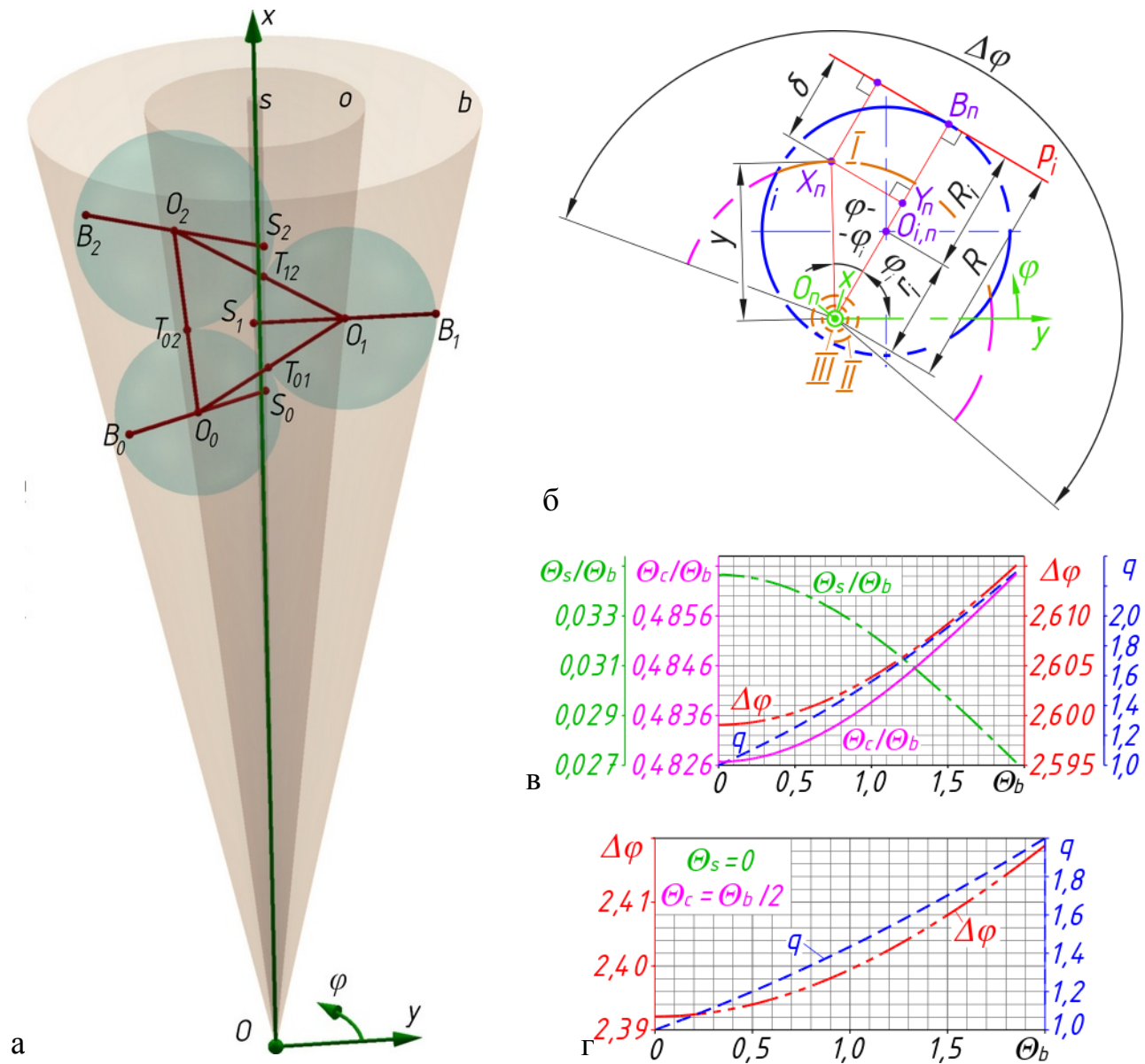


Рис. 6. Точкове вісесиметричне джерело Толміна: а – розрахункова схема, загальний вигляд; б – проекція клубу  $i$  на площину, нормальну до осі  $x$ ; в – характерні тангенси кутів та знаменник прогресії для вісесиметричної струмини при  $\Theta_c = \Theta_R$ ; г – те ж при середньому значенні  $\Theta_c$

$$\Theta_c/\Theta_b = -0,000216 \Theta_b^3 + 0,00141 \Theta_b^2 + 0,482692, \quad (12)$$

$$\Theta_s/\Theta_b = -0,00004 \Theta_b^5 + 0,0002364 \Theta_b^4 + 0,0025905 \Theta_b^2 + 0,0346523, \quad (13)$$

$$\Delta\varphi = 0,0036 \Theta_b^2 + 0,00139 \Theta_b + 2,598875, \quad (14)$$

$$q = -0,00201 \Theta_b^4 + 0,00633 \Theta_b^3 + 0,103668 \Theta_b^2 + 0,45301 \Theta_b + 1,000019. \quad (15)$$

В іншому разі виконується параболічна інтерполяція зазначених результатів. Найбільш стійке укладання клубів дає перший випадок. Значення  $\Theta_c/\Theta_b$  будуть наближатися до нього з малим відхиленням, що формує спіралеподібну структуру.

Для визначення профілю швидкості розглянуто (рис. 6 а, б)  $i$ -ту сферу (клуб). Проекція швидкості  $u_x$ , м/с, будь-якої точки клубу на вісь  $x$  лінійно залежить від відстані  $\delta$ , м, від точки до площини  $p_i$ , що проходить крізь миттєвий центр обертання в напрямку струмини. Швидкість  $u$  клубі, м/с, визначено геометричним аналізом рис. 6 б. Отримано

$$u = w(y_{B_i} - y \cos(\varphi - \varphi_{O_i})) / R_i, \text{ м/с.} \quad (16)$$

Міжклубний простір не ділиться клубами на частини. Його описано єдиним рівнянням  $u / u_{ip,m} = P(y / y_{B_i})$ , де  $u_{ip,m}$  – швидкість у міжклубному просторі на осі струмини, м/с. Середня швидкість, м/с, за поверхнею циліндра радіусом  $y$ , м,

$$\bar{u} = \int_{-\Delta\varphi/2}^{\Delta\varphi/2} \int_{-R_i}^{R_i} u d(x - x_{O_i}) d(\varphi - \varphi_{O_i}) / (2 R_i \Delta\varphi), \text{ м/с.} \quad (17)$$

Поліном  $P$  визначено за умови гладкості профілю (17). Результати інтегрування (рис. 4 а) дали провал (пунктир) через неврахування інших клубів у інтервалі усереднення. Провал усунуто дотичним відрізком. У результаті отримано збіг з відомими теоретичними й дослідними даними (рис. 4 а).

Для теоретичного опису струмин у рухомому середовищі розглянуто вільну плоску струмину в супутньому або зустрічному потоку зі швидкістю  $u_\infty$ , м/с. Швидкість поступального руху клуба

$$w = (u_m + u_\infty) / 2. \quad (18)$$

Розрахунки співвідношень характерних розмірів та профілів дали ті ж результати, що й у нерухомому середовищі, з заміною швидкості  $w$ ,  $u_x$ ,  $u_m$  та  $u_{1/2}$ , м/с, на надлишкову швидкість  $\Delta w$ ,  $\Delta u_x$ ,  $\Delta u_m$  та  $\Delta u_{1/2}$ , м/с, а саме  $\Delta u = u - u_\infty$ , м/с, і  $\Delta w = w - u_\infty$ , м/с.

Розширення струмини суттєво відрізнятиметься залежно від співвідношення осьової швидкості та швидкості навколишнього потоку. Біля одного клубу межі з достатньою точністю можна вважати лінійними.

Для визначення розширення струмини розглянуто джерело Толміна (рис. 2 е) в точці  $O$  в рівномірному супутньому або зустрічному потоку зі швидкістю  $u_\infty$ , м/с. Вісь  $O_1$  клуба  $1$  рухається з поступальною швидкістю  $w$ , м/с, у напрямку осі  $x$  та віддаляється від неї за рахунок зростання. За час  $dt$ , с, клуб  $1$  займає положення  $1'$ . Якщо клубу  $1$  надати руху зі швидкістю навколишнього середовища  $u_\infty$ , м/с, то за цей же час він набуває положення  $1''$  на відстані  $dx_0 = u_\infty dt$ . Відстань між відповідними точками ліній  $1'$  та  $1''$

$$dx_\Delta = (w - u_\infty) dt = \Delta w dt, \text{ м.} \quad (19)$$

Якщо струмина розвивається в зустрічному потоку, вона додатково втрачає своє середовище. Для врахування цієї втрати відрізок  $B_1 B_3$  слід зсунути зі швидкістю  $u_\infty$ , м/с, протягом часу  $dt$ , с. Зсув утворює паралелограм  $B_3 B_3'' B_1'' B_1$  площею  $dA_m$ , м<sup>2</sup>. Його замінено додатковою опорною фігурою площею  $dA_{ref,0}$ , м<sup>2</sup>. Відношення

$$\tilde{A}_m = dA_{ref,0} / dA_m = \text{const.} \quad (20)$$

Балансове рівняння з урахуванням формул (9) і (20)

$$dA_c = dA_\Sigma + dA_m = (dA_{ref} / \tilde{A}) + \{dA_{ref,0} / \tilde{A}_m\}, \text{ м}^2. \quad (21)$$

Член у фігурних дужках береться лише при зустрічному потоку. Результати розрахунку (рис. 7) збіглися з дослідними даними. При  $u_\infty \geq 0$  отримано апроксимаційну залежність із похибкою не більше 0,171 %

$$\Theta_b \approx (0,1824 (u_\infty / u_m)^4 - 0,747 (u_\infty / u_m)^3 + 1,413 (u_\infty / u_m)^2 - 1,8484 (u_\infty / u_m) + 1) \Theta_{b,calm}. \quad (22)$$

При  $u_\infty \leq 0$  рекомендовано апроксимаційну залежність з похибкою до 0,16 %

$$1 - 0,844 (u_\infty / u_m) - 0,248 (u_\infty / u_m)^2) \Theta_{b,calm}. \quad (23)$$

Струмина, випущена зі щілини  $R_1 R_2$  скінченної ширини, м, має початкову й перехідну ділянки  $R_1 l_1 / 2 R_2$  (рис. 2 е), що закінчуються перехідним перерізом  $l_1 / 2$ .

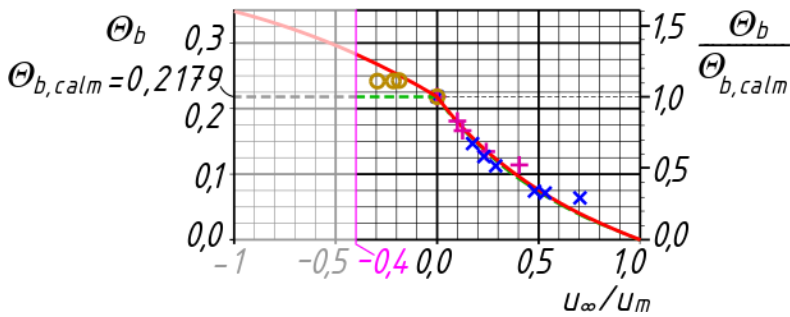


Рис. 7. Тангенс кута розширення струмини у потоку:  
 — отримані розрахункові дані;  
 --- теорія Абрамовича;  
 досліді: + — Яковлевського;  
 × — Жесткова;  
 o — Абрамовича та Вафіна

Абсцису перерізу позначено  $x_{tr}$ , м. На цих ділянках відбувається формування макроструктури. Якщо швидкість  $u_{in}$ , м/с, у щілині однакова, то в ядрі постійної швидкості струмини  $R_1/R_2$  ( $l$  — середина перерізу  $l/2$ ) вона залишається рівною початковій через інерцію. Після перехідного перерізу  $l/2$  при  $x \geq x_{tr}$  течія відповідає джерелу Толміна, а умовна точка перетину меж  $O$  відповідає полюсу струмини.

Відомі експериментальні дані для струминної течії в зустрічному потоку обмежені відношенням  $u_{\infty}/u_{in} \geq -0,4$ . Вони збігаються з розрахунковими даними на рис. 7 краще за відомі теоретичні дані. При менших значеннях  $u_{\infty}/u_{in}$  розрахункові дані цієї роботи суттєво відрізняються від відомих. Поясненням є нестабільність струмини при відповідних співвідношеннях швидкості. Максимальна швидкість струмини  $u_m$ , м/с, у зворотному потоку прямує до швидкості останнього  $u_{\infty}$ , м/с. Умовою руйнування струмини є зупинка поступального руху клуба  $w = 0$ .

За формулою (18) необхідна умова існування струмини при критичній швидкості  $u_{m,cr}$ , м/с, набуде вигляду  $u_m \geq u_{m,cr} = -u_{\infty}$ , м/с. При цьому геометричний аналіз рис. 2 е після заміни змінного значення  $\Theta_b$  усередненим значенням  $\bar{\Theta}_b$  дає

$$u_{\infty}/u_{in,cr} = 1 / \left( 1 - 2 \sqrt{1 + \bar{\Theta}_b \left( (x - x_{tr}) / y_{tr} \right)} \right). \quad (24)$$

Для існування основної ділянки в ній має бути хоча б  $N = 5 \dots 8$  клубів. Перший повний клуб в основній ділянці має координату  $(x - x_{tr}) = d/2$ , м, та діаметр  $d = 1,069 y_b$ , м, за залежностями (4). Тоді за формулою (24), діаметр  $d$ , м, першого клуба становитиме  $d/y_{tr} = 1,069 / (1 - 0,5345 \bar{\Theta}_b)$ . Відстань, яку займає  $N$  клубів, — це сума їхніх діаметрів, м. Тоді критичне значення становитиме  $(u_{\infty}/u_{in})_{cr} = -0,4$ .

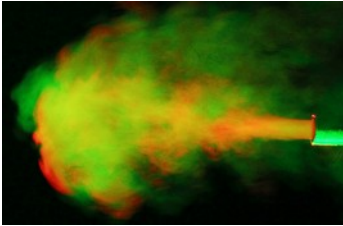
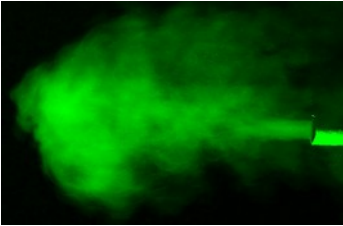
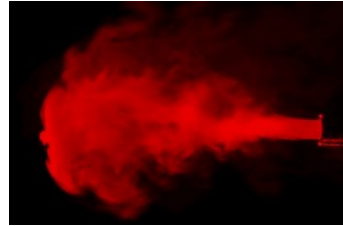
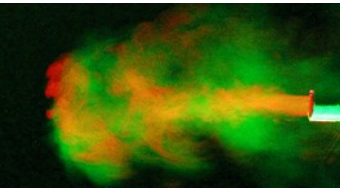
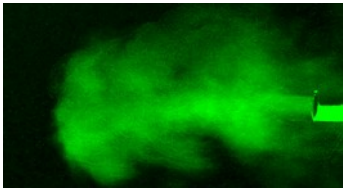
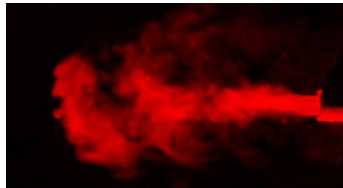
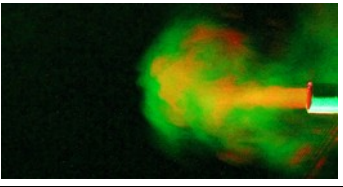
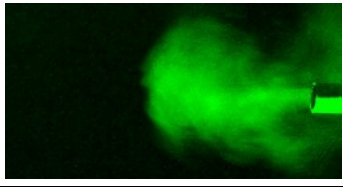
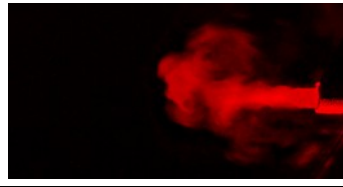
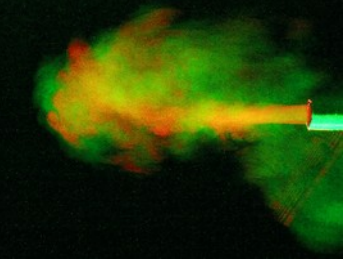
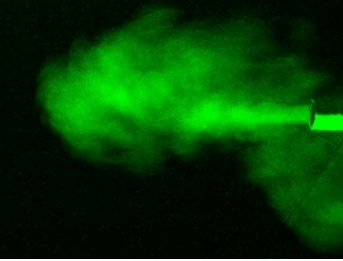
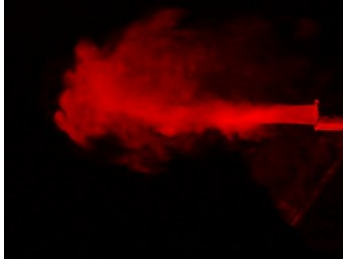
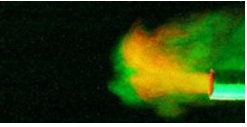
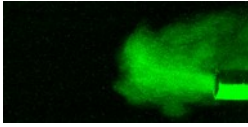
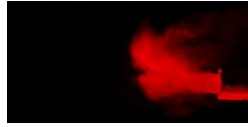
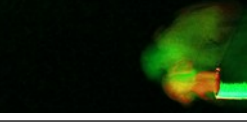
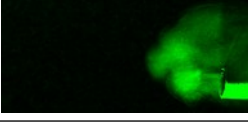
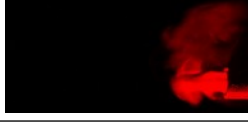

Для перевірки отриманого критичного співвідношення виконано візуальні дослідження струмин з синхронним отриманням загального вигляду та розтину (табл. 1). При  $u_{\infty}/u_{in} = -0,42$  струмина стає нестабільною. При  $u_{\infty}/u_{in} = -0,53$  виникає періодичне повне руйнування. При  $u_{\infty}/u_m = -0,61$  струмини не існує. Отже, одержаний теоретичний результат підтверджено експериментально. Таким чином, розроблена теорія макроструктури турбулентних течій дозволила прогнозувати властивості струмин з достатньою точністю, що підтверджено дослідями.

У **третьому розділі** розглянуто теоретичні й експериментальні дослідження напівобмежених струмин для розрахунку потоків, що насталяються на поверхні, та для розробки повітророзподільників.

Струмина складається (рис. 8 а) з двох примежових шарів: пристінного на поверхні настилення  $w$  та струминного з боку вільної межі  $b$ . Клуби занурюються глибше поверхні (лінії) максимальної швидкості  $m$  у перерізах. Тому поверхня (лінія) розділу примежових шарів  $s$  опиняється ближче ніж  $m$  до поверхні настилення  $w$ .



Візуалізація вільної вісесиметричної струмини в зустрічному потоку

$u_\infty/u_{in}$	Спільний знімок	Загальний вигляд	Осьовий розтин
-0,36			
-0,42			
-0,42			
-0,53			
-0,53			
-0,61			
Лінійка			

Струминний примежовий шар (рис. 8 а) подано як пелену дотичних у точках  $T_{i+1}$  клубів  $i$  циліндричної форми ( $i = \dots, -1, 0, 1, \dots$ ). Вони котяться вільною межею  $b$  з поступальною швидкістю  $w$ , м/с, на осі клуба  $O_i$ , що утворює хвилеподібний рух з гребенями  $V_{c_{i+1}}$  уздовж лінії  $\dots S_1 V_{12} V_{c12} V_{21} S_2 \dots$ . Лінія розділу  $s$  примежових шарів проведена кризь найближчі до поверхні  $w$  точки  $S_i$  клубів.

Уведено систему декартових координат. Вісь  $x$  спрямована вздовж поверхні  $w$  в напрямку руху, а вісь  $y$  – у бік розширення струмини. Ордината точок клубів  $B_i$ , найбільш віддалених від поверхні  $w$ , становить  $y_b$ , м. Швидкість у точці  $S_i$  клуба з ординатою  $y_s$ , м, дорівнює  $2w$ , м/с. Контур  $V_{12} T_{12} V_{21} V_{c12}$  замкнений клубом. Швидкість у гребені хвилі  $V_{c12}$  наближається до  $w$ , м/с. Зміною витрати в контурі  $W_1 S_1 V_{12} V_{c12} W_{c12}$  (точки  $W_1$  і  $W_{c12}$  – основи перпендикулярів  $S_1 W_1$  і  $V_{c12} W_{c12}$  до поверхні настилання  $w$ ) можна знехтувати.

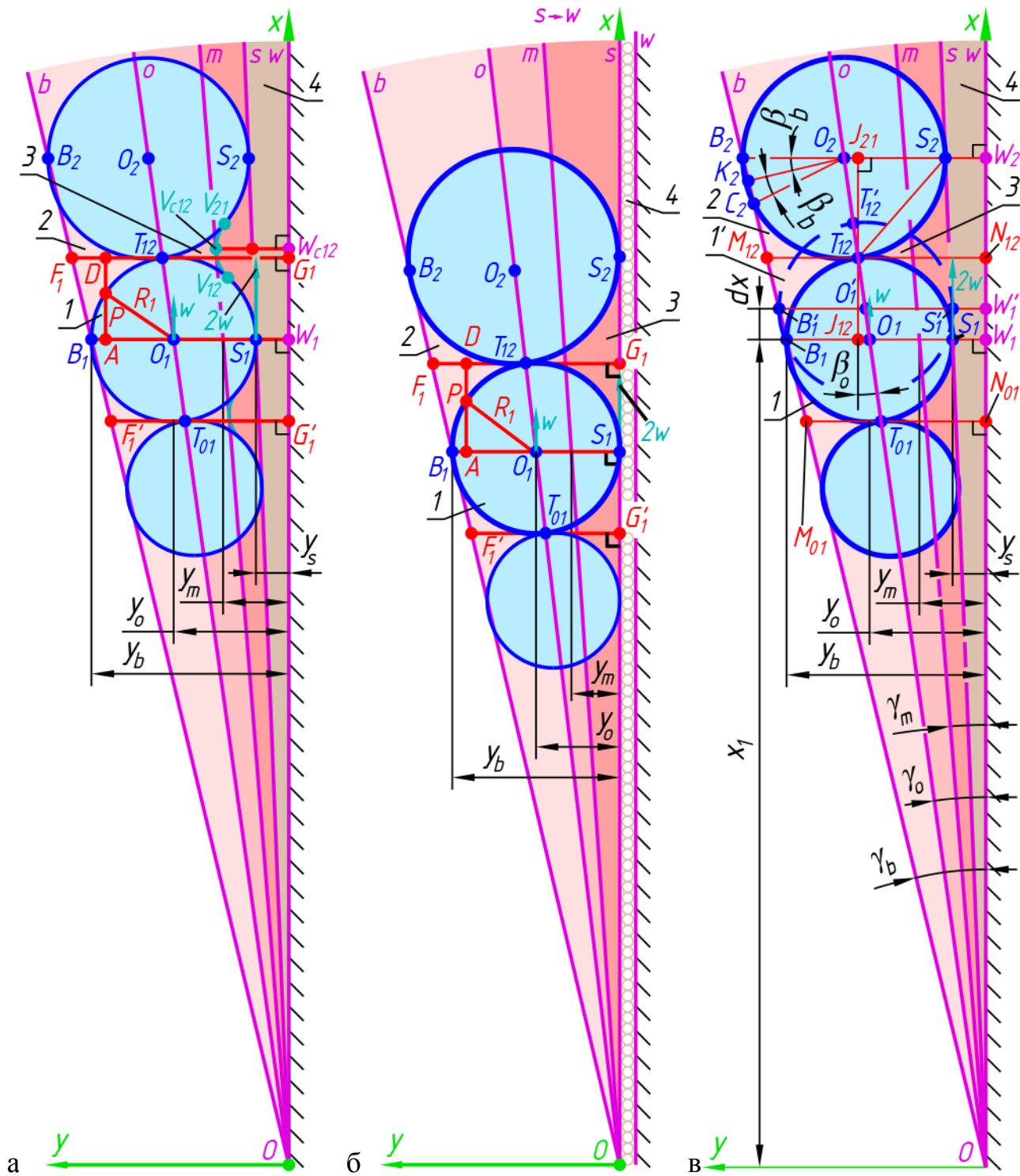


Рис. 8. Схема плоского напівобмеженого джерела Толміна: а – для визначення профілю швидкості; б – те ж за уточненою гіпотезою І. А. Шепелева; в – для визначення розширення струмини: 1 – клуб; 2 – зовнішня частина міжклубного шару; 3 – внутрішня частина міжклубного шару; 4 – пристінний примежовий шар

Тоді довжина,  $m$ , перпендикулярів  $V_{c12}W_{c12}$  та  $S_1W_1$  зворотно пропорційна швидкості, м/с, а саме  $|V_{c12}W_{c12}| \cdot |S_1W_1| \approx 2w/w = 2$ .

Профіль швидкості пристінного шару прийнято степеневим. Його теоретично обґрунтував А. Я. Ткачук. У струминному шарі профіль визначено аналогічно вільним струминам за формулою (5). Функція  $P(y)$  прийнята лінійною. Однак,  $w \neq u_m/2$ , м/с. За результатами геометричного аналізу рис. 8 б при характерному

значенні степеня  $n = 1/12$  отримано  $y_s/y_b = \Theta_s/\Theta_b = 0,0461$ ,  $y_m/y_b = \Theta_m/\Theta_b = 0,0923$ ,  $w/u_m = 0,4869$ ,  $y_{1/2}/y_b = \Theta_{1/2}/\Theta_b = 0,5107$ ,  $y_o/y_b = \Theta_o/\Theta_b = (1+(y_s/y_b))/2 = 0,523$ . Результати збіглися з дослідом Фьортмана ( $y_m/y_b \approx 0,1$ ). Профіль швидкості

$$\frac{u}{u_m} = \begin{cases} 2,14 \sqrt{\left(\left(\frac{y}{y_b}\right) - 0,0461\right) \left(1 - \left(\frac{y}{y_b}\right)\right)^3} & \text{при } 0,523 \leq y/b \leq 1, \\ 2,14 \sqrt{\left(\left(\frac{y}{y_b}\right) - 0,0461\right) \left(1 - \left(\frac{y}{y_b}\right)\right)^3} + 0,893 \times \\ \times \left(1 - 2,097 \sqrt{\left(\left(\frac{y}{y_b}\right) - 0,0461\right) \left(1 - \left(\frac{y}{y_b}\right)\right)}\right) \times \\ \times \left(1,972 \left(\frac{y}{y_b}\right) + 1\right) & \text{при } 0,0461 < \left(\frac{y}{y_b}\right) < 0,523, \\ 1,258 \left(\frac{y}{y_b}\right)^{1/12} & \text{при } 0 \leq \left(\frac{y}{y_b}\right) \leq 0,0461. \end{cases} \quad (25)$$

Цей профіль (рис. 9) відповідає дослідним даним. Формула (25) має достатньо громіздкий вигляд. Для інженерних розрахунків слід спростити зазначені вирази.

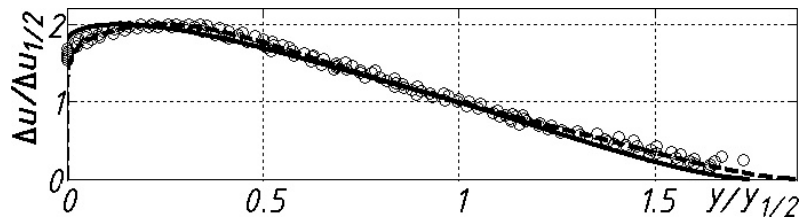


Рис. 9. Профілі швидкості: --- отриманий профіль; — те ж за уточненою гіпотезою І. А. Шепелева; ○ – досліди Л. А. Вулса й В. П. Кашкарова

І. А. Шепелев відкинув пристінний примежовий шар, що дало похибку до 20 %. Для спрощення аналітичного опису турбулентної макроструктури гіпотезу І. А. Шепелева вдосконалено умовним розтягненням клубів до поверхні настилення (рис. 8 б) без зміни товщини струмини.

У результаті пристінний шар стає нескінченно тонким. За теорією А. Я. Ткачука його можна подати як пелену дрібних вихрових шнурів, що в масштабі струмини є ідеальним змащенням. Тоді лінії  $s$  і  $w$  збігаються, тобто  $R_i = y_o = y_b/2$ , м, а  $y_s = 0$ .

Функцію  $P(y)$  достатньо прийняти константою. У точках  $S_1$  і  $S_2$  швидкість дорівнює  $2w$ , м/с. У точці  $T_{12}$   $u_x = w$ , м/с. Тоді  $P(y) \equiv 3/2$ ,  $y_m/y_b = \Theta_m/\Theta_b = 0,07846$ , а  $w/u_m = 0,5936$ . У результаті отримано значно спрощений профіль швидкості, ніж (25), що збігається з дослідними даними (рис. 9), а саме

$$\frac{u}{u_m} = \begin{cases} 2,3744 \sqrt{\left(\frac{y}{y_b}\right) \left(1 - \left(\frac{y}{y_b}\right)\right)^3} & \text{при } y/y_b \geq 1/2, \\ 0,2968 \left( \left(2 - 8 \left(\frac{y}{y_b}\right)\right) \sqrt{\left(\frac{y}{y_b}\right) \left(1 - \left(\frac{y}{y_b}\right)\right)} + 3 \right) & \text{при } y/y_b < 1/2. \end{cases} \quad (26)$$

Для визначення кута розширення струмини виконано геометричний аналіз рис. 8 в. Отримано  $\tilde{A} = 0,9514$ ,  $\Theta_b = 0,2128$ ,  $\Theta_o = 0,1113$ ,  $\Theta_s = 0,009812$ , що добре збігається з дослідними даними Г. Н. Абрамовича. За уточненою гіпотезою І. А. Шепелева одержано практично такі ж результати:  $\tilde{A} = 0,9575$ ,  $\Theta_b = 0,2150$ .

Для повіторозподілення використовують струмини, що настиляються на криволінійні поверхні. Для теоретичного опису цих струмин розглянуто джерело Толміна (рис. 10) з нескінченно тонкої щілини  $O$ , спрямоване тангенціально до циліндра  $w$  радіусом  $R$ , м, з центром (проекція осі)  $a$ .

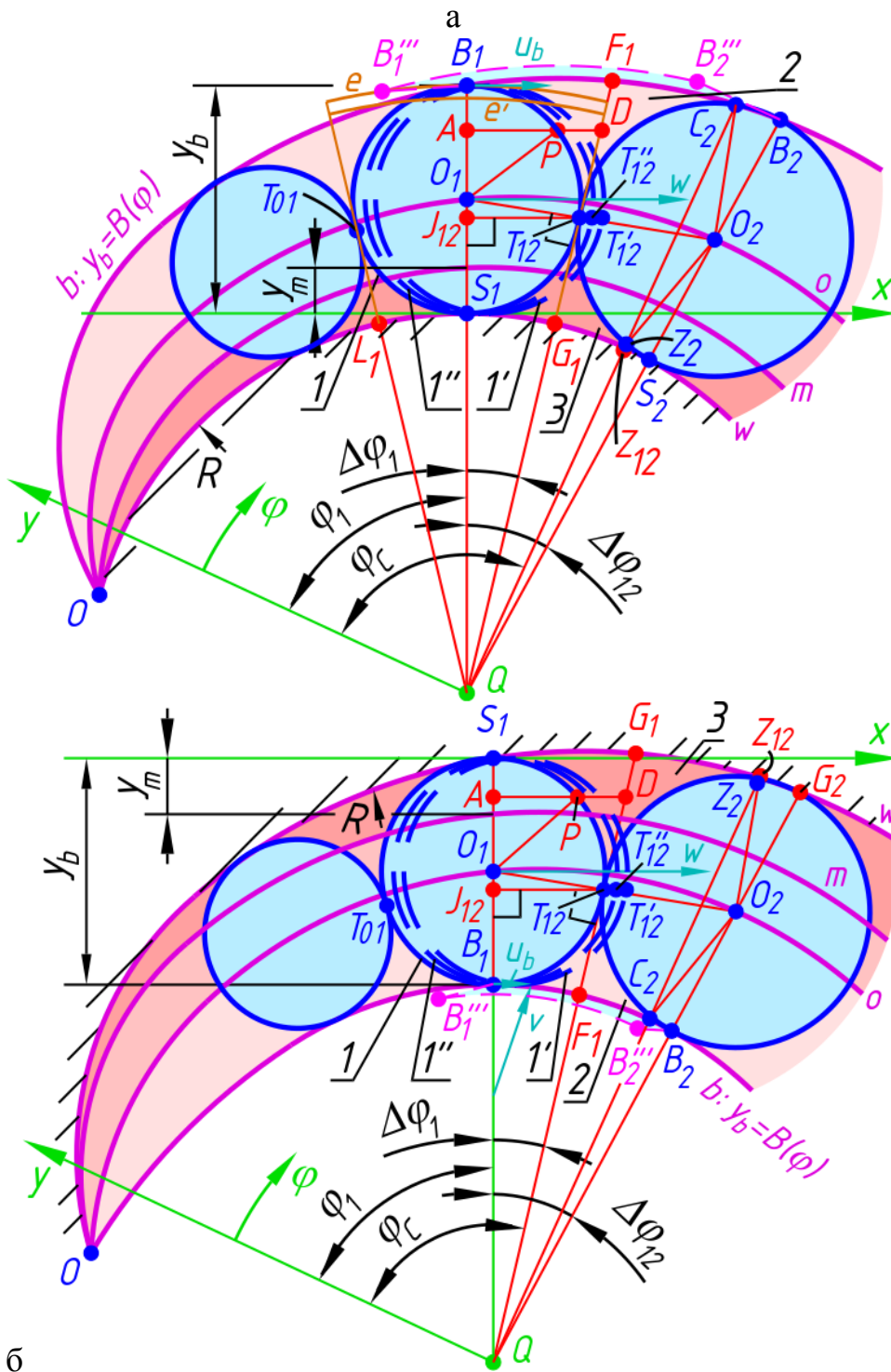


Рис. 10. Схема напівобмеженої струмини:  
 а – опуклої;  
 б – гнutoї;  
 1 – клуб;  
 2 – зовнішня частина міжклубного шару;  
 3 – внутрішня частина міжклубного шару

Струминний примежовий шар подано пеленою клубів ...1, 2, ...,  $i$ , ... радіусом  $R_i$ , м, що котяться вільною межею  $b$ . За уточненою гіпотезою І. А. Шепелева їх розтягнуто до поверхні настилання.

Для визначення профілю усередненої проєкції швидкості, м/с, на дотичну  $x$  до поверхні настилання  $w$  введено видозмінену систему полярних координат  $(y, \varphi)$  з центром  $Q$ . Радіус-вектор  $y$ , м, відлічувався від поверхні настилання вглиб струмини.

Отримані рівняння не зможуть описувати нульову ширину струмини. Тому вісь  $y$  спрямовано крізь переріз біля реального випуску. При характерних для вентиляції співвідношеннях розмірів початкову ділянку не враховано. Вибрано клуб

1, що торкається осі  $x$ .

Для усереднення швидкості за кутом  $\varphi$  прийнято діапазон  $S_1G_1B_1F_1$  ( $\Delta\varphi_1$ ), що містить пів клуба. Відрізок  $F_1G_1$  проведено крізь точку торкання клубів  $T_{12}$ , а його продовження – крізь центр  $A$ .

Межі клубу 1 надано руху зі швидкістю  $u_b$ , м/с. За цей час,  $s$ , клуб займе положення 1'' за формулою (19) з заміною “ $\infty$ ” на “ $b$ ”. Точка  $J_{12}$  – проекція точки  $T_{12}$  на вісь  $y$ . Характерні радіус-вектори,  $m$ , у розрахунковому перерізі:  $y_o$  – центра  $O_1$  клубу 1;  $y_b$  – точки  $B_1$  на вільній межі струмини  $b$ ;  $y_m$  – точки лінії максимальної швидкості  $m$ . Кут  $O_1AO_j$  між клубами  $i$  та  $j$  позначено  $\Delta\varphi_{ij}$ .

Особливістю гнutoї струмини є взаємодія її з супутнім потоком, що підтікає до наступних перерізів зі швидкістю  $v$ , м/с (рис. 10 б). Проекція цієї швидкості на вісь  $x$  біля межі струмини становить  $u_b$ , м/с. Для отримання спільних формул струмини розглянуто в супутньому або зустрічному потоку зі швидкістю  $u_b$ , м/с, на межі струмини в напрямку її розвитку.

Швидкість  $u_b \neq u_\infty$ , м/с. Уведено надлишкові швидкості в потоку та поступального руху клубу  $\Delta u = u - u_b$ , м/с,  $\Delta w = w - u_b$ , м/с. У межах клубу 1 можна знехтувати кривиною струмини та її розширенням. Тому параметри усереднювалися за аналогічним до плоских напівобмежених струмин відрізком  $AD$ , а апроксимаційну функцію прийнято  $P \equiv 3/2$ .

Результати розрахунків (табл. 2 та рис. 11) показали, що для опуклих і гнutoх струмин при, відповідно,  $R/y_b \geq 2,173$  та  $R/y_b \geq 2,346$  характерні розміри  $y_m/y_b$  та  $y_{1/2}/y_b$ , коефіцієнти поля швидкості  $K$  та Бусинеска  $\beta$  змінюються в межах 5%. Профілі швидкості (рис. 12 а-г) відповідають дослідним даним.

При  $\hat{R} \geq 2,4978$  максимальна інтенсивність турбулентності (рис. 13) постійна – 0,1239...0,1266. Це менше за дослідні дані на 0,013...0,066 через дрібні вихори. При зменшенні  $R/y_b$  інтенсивність швидко зростає, а струмина відривається.

Створення гнutoю струминою супутнього потоку формує її багат шарову структуру (рис. 12 г). На поверхні утворюється пристінний примежовий шар. За ним формується струминний примежовий шар з клубами. Далі йде тришаровий супутній потік, що має власне сам потік, обмежений двома примежовими шарами.

Для аналітичного опису розширення криволінійної струмини застосовано аналогічні принципи, що й для плоских струмин. Форма вільної межі  $b$  задана шуканою функцією  $B$  ( $y_b = RB(\varphi)$ ,  $m$ ). З точки  $T_{12}$  побудовано перпендикуляр на лінію  $QB_1$ . Основа його – точка  $J_{12}$ . За час  $dt$ ,  $s$ , клуб 1 займе положення 1' за рівнянням (8).

Площа  $A_\Sigma$ ,  $m^2$ , яка зростає завдяки захопленому середовищу, утворена:

- криволінійним чотирикутником  $S_1B_1C_2Z_{12}$  ( $C_2$  – точка перетину лінії  $b$  та межі клубу 2 ( $Z_{12}$  – точка перетину лінії  $QC_2$  з поверхнею настилання  $w$ );
- половиною клубу 1  $B_1T_{01}S_1$ ;
- криволінійним трикутником  $Z_{12}Z_2S_2$  ( $Z_2$  – точка перетину лінії  $QC_2$  з межею клубу 2, відмінна від  $C_2$ ), що складається з:
  - трикутника  $AQZ_2O_2$ ,
  - секторів  $O_2Z_2S_2$  й  $AQZ_{12}S_2$ ;
- якщо точка  $C_2$  знаходиться далі від поверхні настилання, ніж точка торкання дотичної з центра  $A$  до межі клубу 2, то від цих складових слід відняти площу,  $m^2$ , сегмента  $C_2T_{12}Z_2$ .

### Формули для розрахунку напівобмежених струмин

Поверхні	$R/y_b$	Формула	Похибка, %
Усі	Ордината максимальної швидкості $y_m/y_b \approx (y_m/y_b) _{R=\infty} P_{curv} / (P_{curv} + 1)$ :		
Опуклі	0,001...0,1	$P_{curv} = 132,6 (R/y_b)^{1,2044} - 104,5 (R/y_b) + 12,733$	0,16
Опуклі	$\geq 0,1$	$P_{curv} = 9,39 (R/y_b) + 0,119$	0,18
Гнуті	$\geq 1$	$P_{curv} = 0,28 - 9,06 (R/y_b)$	0,014
Плоскі	$\infty$	$\infty$ , тоді $y_m/y_b = (7 - 33^{1/2}) / 16 = 0,07846$	—
Відносна координата $y_{1/2}/y_b$ , що відповідає половині максимальної швидкості			
Опуклі	0,001...0,009	$0,882 ((R/y_b) / ((R/y_b) + 0,1222))^{0,8298} - 0,003$	0,74
Опуклі	$\geq 0,009$	$0,6563 ((R/y_b) / ((R/y_b) + 0,17063))^{0,43988} - 0,08451$	0,47
Гнуті	1,001...1,1194	$1,0366 - 2,5295((2,263286 - (R/y_b))(R/y_b) - 1,2631)^{1/2}$	0,59
Гнуті	$\geq 1,1194$	$\ln(1,0499 (R/y_b) - 0,0258) / (1,756 \ln(R/y_b))$	0,79
Плоскі	$\infty$	0,5741	—
Коефіцієнт поля швидкості $K$			
Опуклі	$\geq 0,004$	$0,61554 ((R/y_b) / ((R/y_b) + 0,1922))^{0,31325} - 0,05477$	0,19
Опуклі	$\geq 0,001$	$0,5881 ((R/y_b) / ((R/y_b) + 0,17423))^{0,3463} - 0,03$	0,66
Гнуті	1,001...1,034	$0,11 ((R/y_b) / ((R/y_b) - 0,99525))^{0,27626} + 0,4759$	0,24
Гнуті	$\geq 1,034$	$0,1153 ((R/y_b) / ((R/y_b) - 1))^{0,2808} + 0,4475$	0,19
Плоскі	$\infty$	0,562	—
Коефіцієнт Бусинеска $\beta$			
Опуклі	$\geq 0,004$	$1,47773 (((R/y_b) + 0,31687) / (R/y_b))^{0,158484} - 0,12573$	0,045
Опуклі	$\geq 0,001$	$1,5313 (((R/y_b) + 0,3288) / (R/y_b))^{0,15287} - 0,1823$	0,24
Гнуті	1,001...1,183	$1,3985 (((R/y_b) - 0,99522) / (R/y_b))^{0,0686} + 0,0285$	0,34
Гнуті	$\geq 1,183$	$1,208 (((R/y_b) - 0,983) / (R/y_b))^{0,043} + 0,142$	0,21
Плоскі	$\infty$	1,352	—
Коефіцієнт Коріоліса $\alpha$			
Опуклі	$\geq 0,001$	$0,9996 (((R/y_b) + 0,4962) / (R/y_b))^{0,62951} + 1,4035$	0,16
Гнуті	1,001...1,078	$2,8131 (((R/y_b) - 0,995466) / (R/y_b))^{0,17117} - 0,0689$	0,28
Гнуті	$\geq 1,183$	$2,263 (((R/y_b) - 1,041) / (R/y_b))^{0,1017} + 0,1374$	0,28
Плоскі	$\infty$	2,013	—

**Примітка.** Пунктиром відокремлені формули, за якими різниця в точці стику не перевищує 0,00031 або 0,018%. Гладкості в точці стику немає.

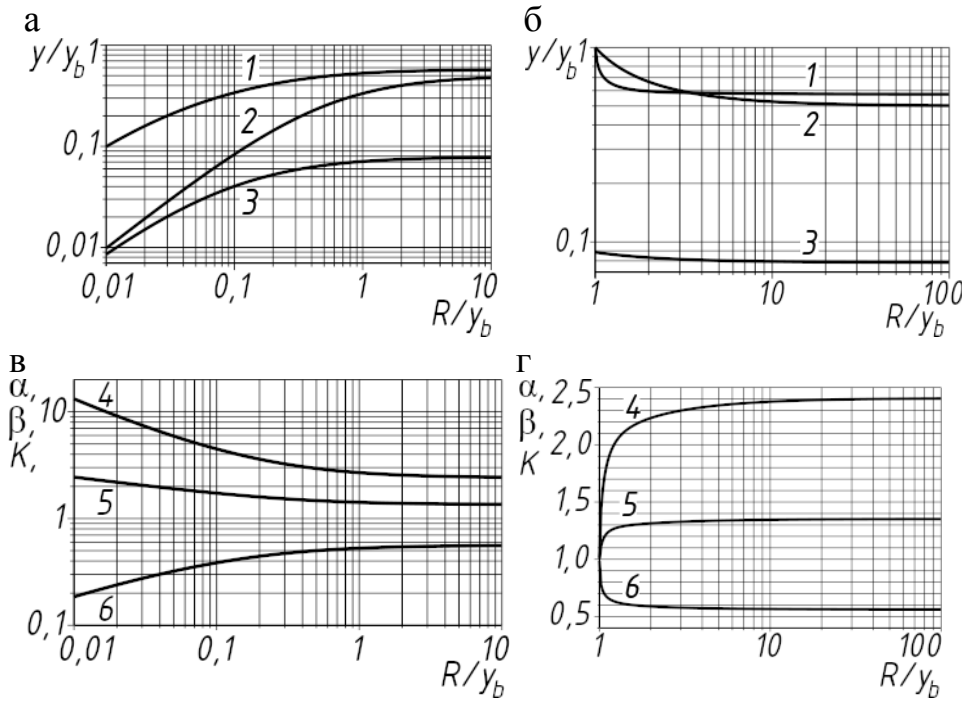
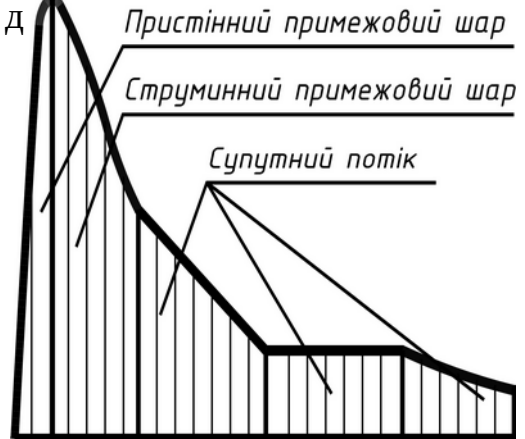
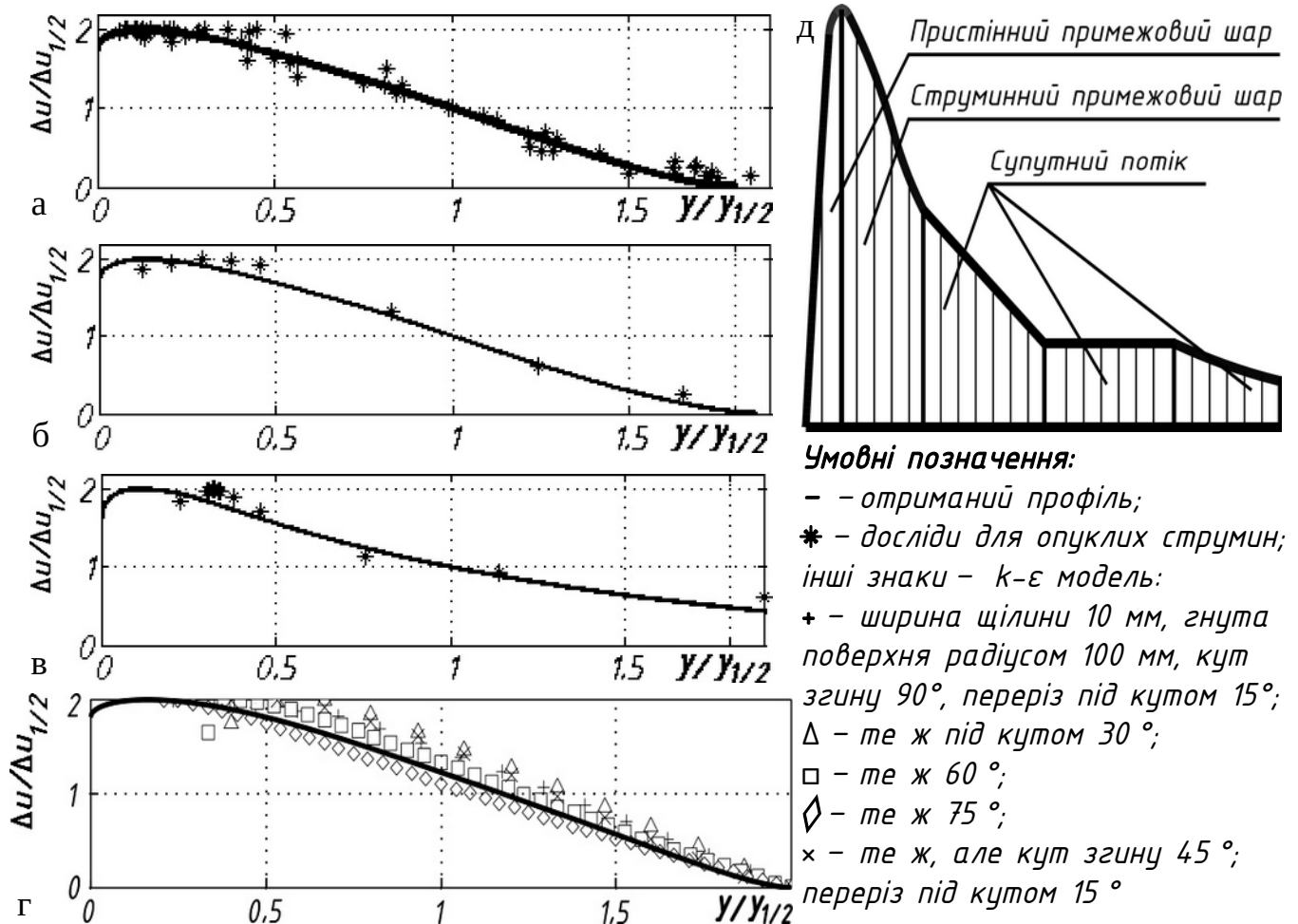


Рис. 11. Параметри криволінійної напівобмеженої струмینی:  
 а – характерні розміри опуклої;  
 б – те ж гнutoї;  
 в – інтегральні характеристики опуклої;  
 г – те ж гнutoї:  
 1 –  $y_{1/2}/y_b$ ; 2 –  $y_{J_{12}}/y_b$ ;  
 3 –  $y_m/y_b$ ; 4 –  $\alpha$ ; 5 –  $\beta$ ;  
 6 –  $K$



Умовні позначення:  
 – – отриманий профіль;  
 \* – досліди для опуклих струмін;  
 інші знаки –  $k$ - $\epsilon$  модель:  
 + – ширина щілини 10 мм, гнута поверхня радіусом 100 мм, кут згину 90°, переріз під кутом 15°;  
 Δ – те ж під кутом 30°;  
 □ – те ж 60°;  
 ◇ – те ж 75°;  
 × – те ж, але кут згину 45°; переріз під кутом 15°

Рис. 12 Профілі швидкості для поверхні настилання:  
 а – опуклої при  $R / y_b = 2,40...5,66$ ; б – опуклої  $R / y_b = 1,29$ ; в – опуклої при  $R / y_b = 0,055$ ; г – гнutoї при  $R / y_b = 2...6,6$ ; д – гнutoї, схема профілю швидкості за даними моделювання за  $k$ - $\epsilon$  моделлю

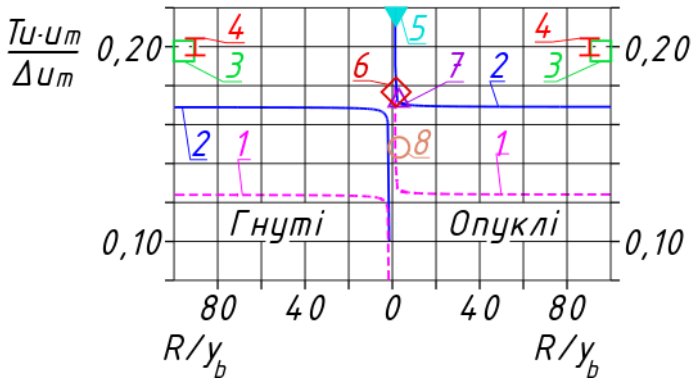


Рис. 13 Максимальна інтенсивність турбулентності залежно від  $R/y_b$ : 1 – розрахункова; 2 – з урахуванням потоку, що підтікає; 3 – досліди Дж. Еріксона та ін.; 4 – DNS модель; 5 – досліди,  $\varphi = 65^\circ$ , початкове число Рейнольдса  $Re = 9340$ ; 6 – те ж,  $\varphi = 65^\circ$ ,  $Re = 21040$ ; 7 – те ж,  $\varphi = 35^\circ$ ,  $Re = 9340$ ; 8 – те ж,  $\varphi = 35^\circ$ ,  $Re = 21040$

У разі зустрічного потоку враховано витікання середовища. Криволінійному відрізку  $B_1B_2$  межі  $b$  надано обертального руху разом з навколишнім потоком. У загальному випадку межева швидкість, м/с, задається певною відомою функцією  $U_b$ , ( $u_b = U_b(y_b/R) = U_b(B(\varphi))$ , м/с).

Рівняння балансу набуває вигляду, що не відповідає звичайним диференціальним рівнянням. У більш стійкій інтегральній формі маємо

$$\begin{aligned} (\Delta w_1/w_1) \int_{\varphi_{1,0}}^{\varphi_{1,i}} B^2(\varphi_1) \left( 2 / (B(\varphi_1) + B(\varphi_1 + \Delta\varphi_{12})) \pm 1 \right) d\varphi_1 = 2 \left( \left( dA_\Sigma / R^2 \right) \Big|_{\varphi_{1,i}} - \left( dA_\Sigma / R^2 \right) \Big|_{\varphi_{1,0}} \right) + \\ + \left\{ \left( 1 / (w_{1,0} B(\varphi_{1,0})) \right) \int_{\varphi_{1,0}}^{\varphi_{1,i}} B(\varphi_1) \left( 2 \pm B(\varphi_1) \right) \left( \int_{B(\varphi_1)}^{B(\varphi_1 + \Delta\varphi_{12})} U_b(B) dB \right) d\varphi_1 \right\}. \quad (27) \end{aligned}$$

Додатковою умовою однозначності є форма кривої між найближчим до виходу й наступним клубом. Прийнято найбільш просту криволінійну функцію – квадратичну параболу  $B(\varphi) = a_{(2)} \varphi^2 + a_{(1)} \varphi + a_{(0)}$ . Коефіцієнти  $a_{(0)}$ ,  $a_{(1)}$  й  $a_{(2)}$  отримано при розв’язанні рівняння (27). Результати розрахунків (рис. 14) показали, що опуклі струмини спочатку розвиваються з практично однаковим темпом розширення.

У певному перерізі виникає криза з раптовим розширенням струмини й пришвидшенням темпу. Далі “звуження” струмини свідчить про відрив.

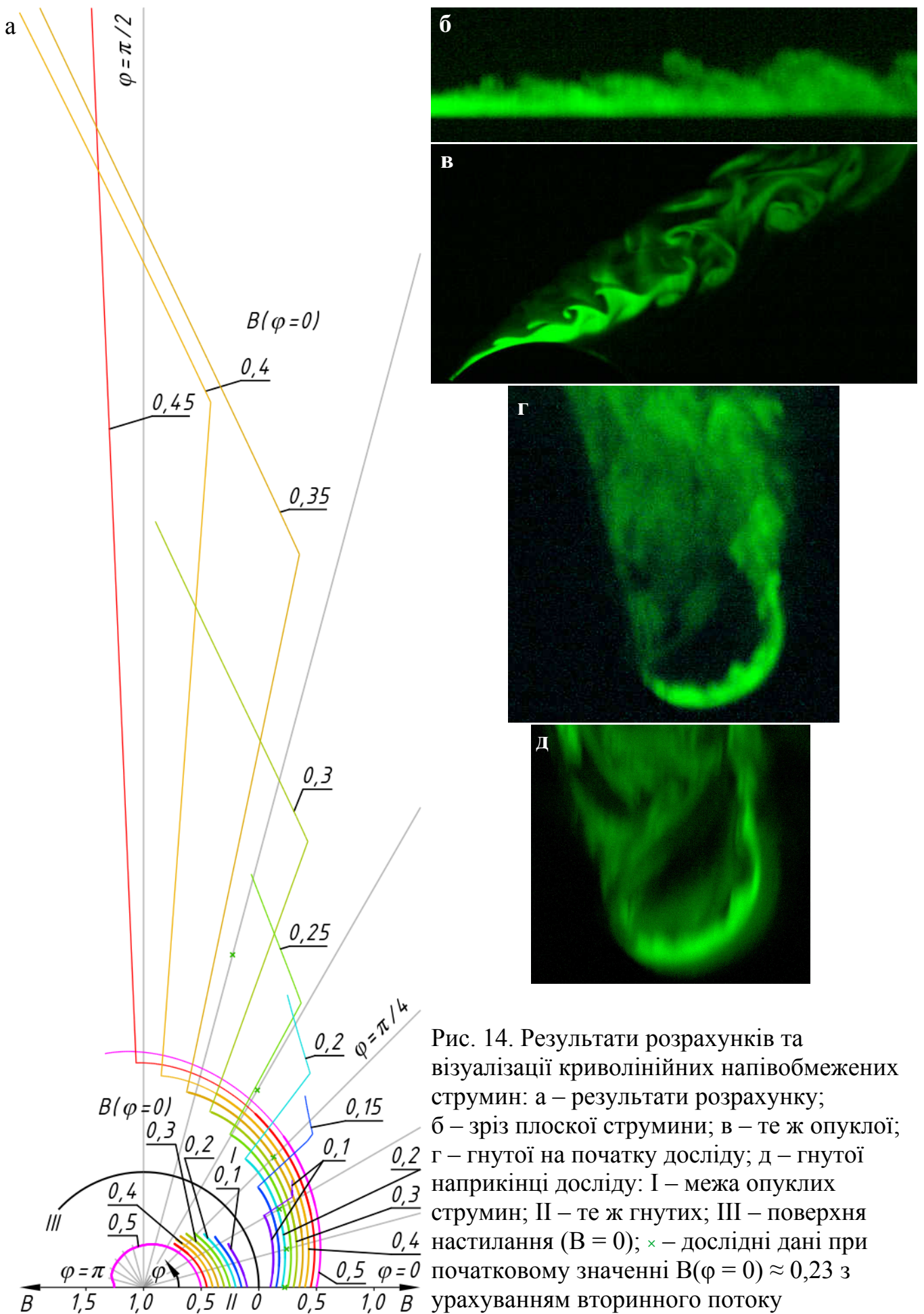
Дослідні дані збіглися з отриманими (рис. 14 а). Лише біля кризового кута розширення більш плавне. Збільшення початкової ширини, м, струмини порівняно з радіусом, м, поверхні призводить до подовження слабого розширення струмини. Однак, подальший темп затухання струмини є вищим.

Гнуті струмини мають приблизно однакове повільне розширення протягом розвитку і є більш далекобійними.

Для перевірки виконано візуальні дослідження (рис. 14 б, в, г, д). Тонкі струмини відривалися від опуклої поверхні (рис. 14 в) після проходження значно меншого кута (до  $45^\circ$ ), ніж для струмини при  $B(\varphi=0) \approx 0,23$ . Це відповідає отриманим результатам. Також підтверджено слабе розширення гнутих струмин (рис. 14 г, д)

Гнута струмина спочатку візуалізувалася тонкою (рис. 14 г). При цьому видно рециркуляцію розчину. З часом завдяки рециркуляції візуалізувався супутній потік (рис. 14 д). Таким чином підтверджено і шарувату структуру гнутих струмин. Результати дозволили теоретично визначити геометричні параметри повітророзподільника зі взаємодією опуклих напівобмежених струмин. За рис. 14 а при ширині не менше 0,2 радіуса, м, достатньо виконати п’ять випусків повітря.





Подальше звуження випусків недоцільне, оскільки призведе до значного зростання їхньої кількості, тобто ускладнення конструкції.

Таким чином, створена теорія макроструктури турбулентних течій надала адекватні результати та прогнози властивостей напівобмежених струмин.

**У четвертому розділі** розглянуто примежовий шар змішування між супутніми та зустрічними потоками. Характерною особливістю є наявність клубів. Запропоновано класифікувати примежовий шар змішування:

- вільний – обидва потоки вільні;
- напівобмежений – один потік вільний, а інший – обмежений;
- обмежений – обидва потоки обмежені.

Для теоретичного опису вільний примежовий шар змішування (рис. 15 а) подано як пелену дотичних клубів. Потоки пронумеровано так, щоб швидкість потоку I  $u_{\infty, I}$ , м/с, за модулем була не меншою за швидкість потоку II  $u_{\infty, II}$ , м/с. Уведено глобальну систему координат  $x$ ,  $y$ , м. Початок координат відповідає початку  $O$  розвитку шару. Вісь  $x$  спрямовано в напрямку потоку I, а  $y$  – від потоку II до потоку I.

Температура потоків, відповідно,  $T_{\infty, I}$  та  $T_{\infty, II}$ , К. Межі примежового шару позначено, відповідно,  $b'$  і  $b''$ . Ордината меж шару становить, відповідно,  $y_{b, I}$  та  $y_{b, II}$ , м. Температура на межах, відповідно,  $T_{b, I}$  та  $T_{b, II}$ , К, відрізняється від температури, К, у потоках через теплообмін з примежовим шаром. Лінію, що проходить крізь центри клубів  $O_i$ , позначено  $o$ .

Розглянуто клуб 1 з центром  $O_1$ , що відповідає абсцисі  $x_1$ , м. Радіус клуба

$$R_1 = (y_{b, I}(x_1) - y_{b, II}(x_1))/2, \text{ м.} \quad (28)$$

Уведено локальну систему координат з центром у центрі клуба. Осі  $x'$  і  $y'$  паралельні й орієнтовані як  $x$  та  $y$ . Після побудов, аналогічних вільним струминам, середня швидкість, м/с, і температура, К, відповідають залежності (5). Клуб котиться потоками. Поступальна швидкість у напрямку потоку

$$w = (u_{\infty, I} + u_{\infty, II})/2. \quad (29)$$

За формулою Ейлера для обертання

$$\bar{u}_{x, p} = ((u_{\infty, I} + u_{\infty, II})/2) + ((u_{\infty, I} - u_{\infty, II})/2) (y/R_1), \text{ м/с.} \quad (30)$$

Клуб зростає за рахунок підтікання середовища, яке його оточує. Біля меж шарів I і II він ежектує середовище з температурою, відповідно,  $T_{b, I}$ , і  $T_{b, II}$ , К. Аналогічно вільним струминам маємо залежність, подібну до рівняння (30), а саме

$$\bar{T}_p = ((T_{b, I} + T_{b, II})/2) + ((T_{b, I} - T_{b, II})/2) (y/R_1), \text{ К.} \quad (31)$$

У міжклубних шарах реалізується підтікання відповідних потоків у напрямку, паралельному осі  $y$ .

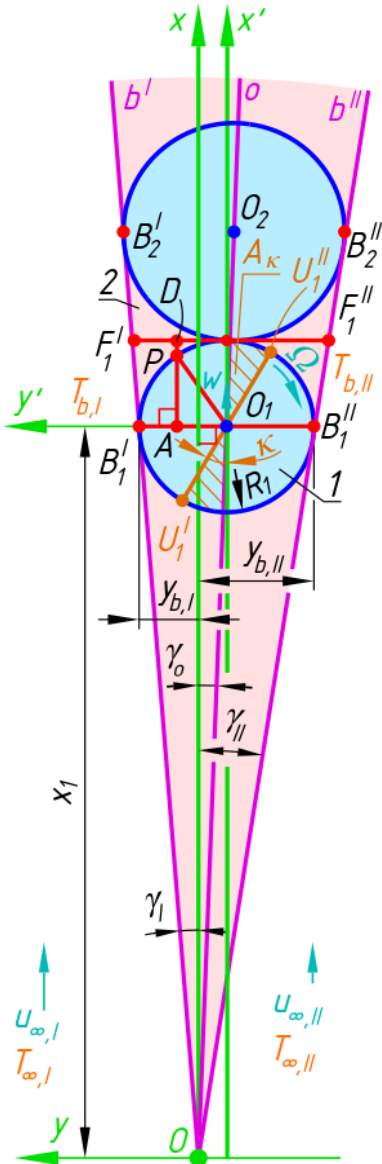
Швидкість  $\bar{u}_{x, ip}$ , м/с, і температура  $\bar{T}_{ip}$ , К, близькі до їхніх значень для відповідних потоків. Безрозмірний профіль швидкості й температури (рис. 16)

$$\bar{u}_x = \frac{u_x - ((u_{\infty, I} + u_{\infty, II})/2)}{(u_{\infty, I} - u_{\infty, II})/2} = \bar{T} = \frac{T - ((T_{b, I} + T_{b, II})/2)}{(T_{b, I} - T_{b, II})/2} = \text{sgn}(\tilde{y}) \left( 1 - (1 - |\tilde{y}|^{3/2}) \right), \quad (32)$$

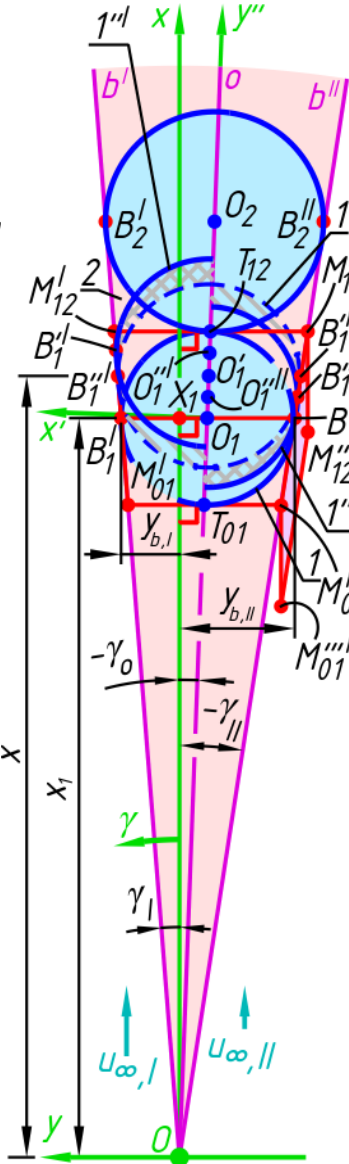
де  $\tilde{y}$  – безрозмірна ордината  $\tilde{y} = y / ((y_{b, I} - y_{b, II})/2)$ .

Рівняння (32) виявило принципові відмінності примежового шару змішування від струмин – збіг і симетрію профілів швидкості й температури, що відповідає дослідним даним (рис. 16).

a



б



в

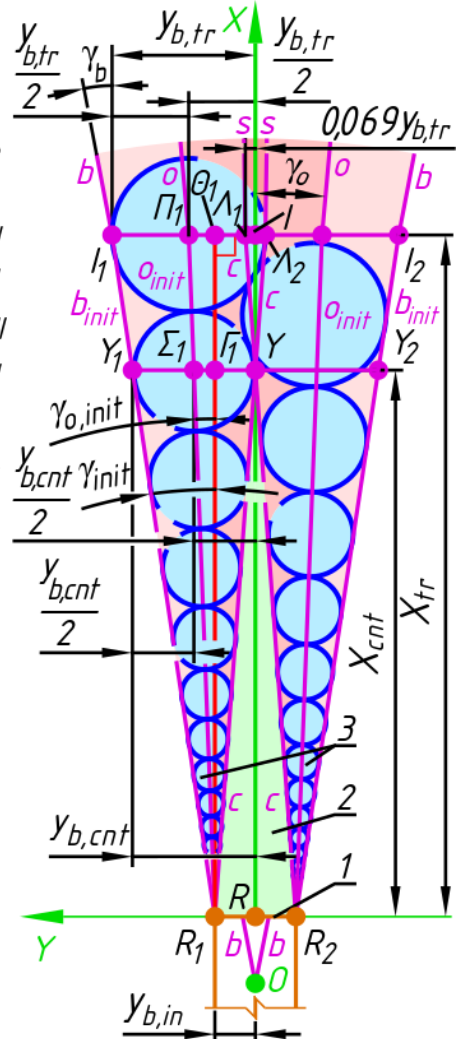


Рис. 15. Схема плоского примежового шару змішування:

а – вільного для визначення швидкості, температури та інтенсивності турбулентності; б – вільного для визначення розширення; в – напівобмежених у початковій ділянці плоскої струмини: 1 – клуб; 1' – клуб 1, зміщений за час  $dt$ , с; 1<sup>''</sup>, 1<sup>'''</sup> – половини клубу 1, зміщені разом з потоками, відповідно, I і II; 2 – міжклубний шар; 3 – щілина; 4 – ядро постійної швидкості; 5 – примежові шари змішування

Інтенсивність турбулентності (рис. 17)

$$Tu = u'_x / (u_{\infty, I} - u_{\infty, II}) = (1/4)(1 - |\tilde{y}|) \sqrt{1 - (2\sqrt{1 - \tilde{y}^2} - 1)^2}. \quad (33)$$

Результати розрахунку за формулою (33) збіглися з дослідними даними при  $|\tilde{y}| > 0,5 \dots 0,6$ . При  $|\tilde{y}| \leq 0,5 \dots 0,6$  дані занижено через вплив менших вихорів. Слід замінити провал на рис. 17 плавною кривою.

Теплообмін найбільш ефективно відбувається при безпосередньому контакті середовищ. Для визначення коефіцієнта теплопередачі крізь примежовий шар змішування розглянуто клуб 1 (рис. 15 а). За час  $t$ , с, клуб повертається на кут  $\kappa = \Omega t = (u_{\infty, I} - u_{\infty, II}) t / (2 R_1)$ .

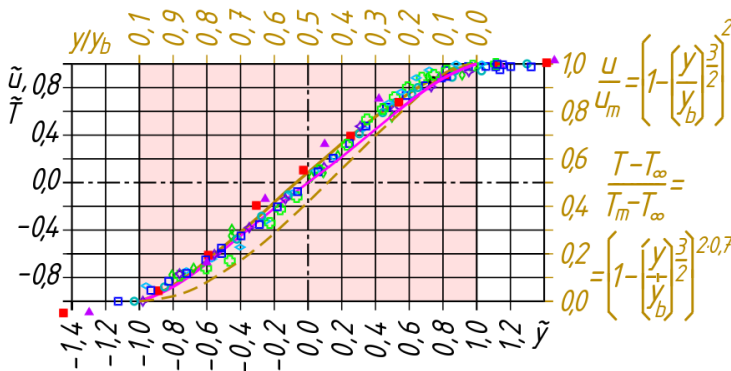


Рис. 16. Профіль швидкості та температури примежового шару змішування

Профіль швидкості		Профіль температури			
Знак	Тип струмини	$\frac{x}{y_{b,0}}$	Знак	Тип струмини	$\frac{u_{\infty,II}}{u_{\infty,I}}$
—	отриманий				
---	швидкості Шліхтинга				
—	температури за профілем Шліхтинга при $\sigma_T=0,7$				
□	плоска	8	■	плоска	0,3
○		6			
◇		4			
◇	вісесиметрична	2	▲		0,5
◇		2			
◇		5			

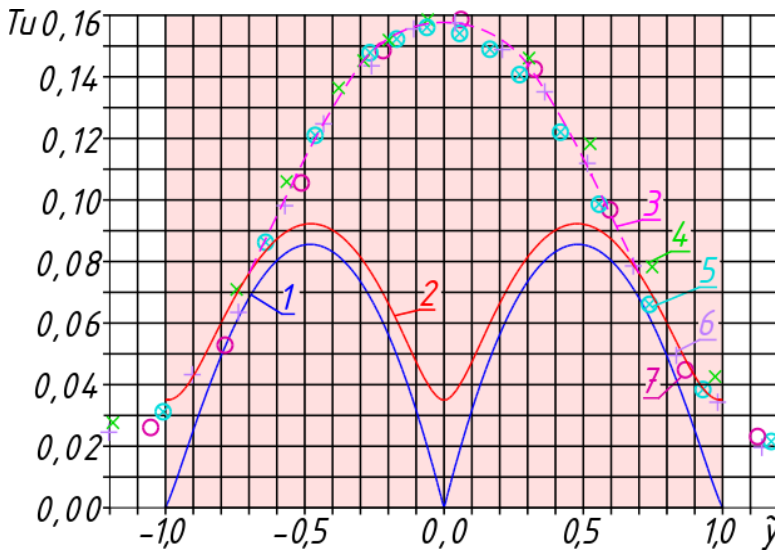


Рис. 17. Профіль інтенсивності турбулентності: 1 – результати розрахунку без урахування інтенсивності турбулентності потоків; 2 – те ж з урахуванням інтенсивності турбулентності потоків; 3 – те ж з урахуванням впливу дрібних вихорів між клубами, позначки – дослідні дані: 4 – на відстані 0,538 м від початку взаємодії потоків; 5 – те ж 0,646 м; 6 – те ж 0,789 м; 7 – те ж 0,917 м

Крізь умовну поверхню розділення потоків  $\sigma$  проходять два рівних сектори  $V_I^{\#}O_I U_I^{\#}$  та  $V_{II}^{\#}O_{II} U_{II}^{\#}$ . Площа кожного з них  $A_K = \kappa R_1^2 / 2 = (u_{\infty,I} - u_{\infty,II}) t R_1 / 4$ , м<sup>2</sup>. Через інтенсивний масообмін температура, К, часток клуба при досягненні поверхні розділення потоків прямує до температури потоку, К, який частинка залишає. Масова витрата, що проходить разом з обертанням клуба крізь поверхню розділення потоків від потоку  $i = I, II$  до потоку  $j = II, I$ , на одиницю глибини примежового шару

$$G_{L,i \rightarrow j} = 3600 \rho_i A_K / t = 3600 \rho_i (u_{\infty,I} - u_{\infty,II}) R_1 / 4, \text{ кг/(\text{год}\cdot\text{м})}. \quad (34)$$

Швидкість, усереднена за поверхнею  $\sigma$ , з урахуванням рівняння (34)

$$v_{i \rightarrow j} = G_{L,i \rightarrow j} / (2 R_1 \rho_i) = (u_{\infty,I} - u_{\infty,II}) / 8, \text{ м/с}. \quad (35)$$

Коефіцієнт теплопередачі при масовій витраті потоків  $G_I$  і  $G_{II}$ , кг/год, та площі перерізу потоків  $A_I$  і  $A_{II}$ , м<sup>2</sup>, з використанням формули (35)

$$U = \bar{C}_p (u_{\infty,I} - u_{\infty,II}) / 8 = \bar{C}_p (G_I \rho_{II} A_{II} \mp G_{II} \rho_I A_I) / (28800 \rho_I \rho_{II} A_I A_{II}), \text{ Вт/(\text{м}^2\cdot\text{К})}, \quad (36)$$

де  $\bar{C}_p = (C_I \rho_I + C_{II} \rho_{II}) / 2$  – середня об'ємна теплоємність, Дж/(м<sup>3</sup>·К), потоків I і II з питомою теплоємністю, відповідно,  $C_I$  і  $C_{II}$ , Дж/(кг·К); знак мінус відповідає супутнім потокам, а плюс – зустрічним.

Формула (36) є важливою залежністю для розрахунку потоків у трубопроводах, повітроводах і теплообмінних пристроях систем формування мікроклімату при значному температурному розшаруванні під дією гравітації. Результати для температурного розшарування потоків упроваджені в ДСТУ-Н Б В.3.2-3:2014, а також у міжнародні рекомендації *Optima 1*.

Для визначення розширення вільного примежового шару змішування виділено

два сусідніх клуби 1 і 2 з центрами, відповідно,  $O_1$  та  $O_2$  (рис. 15 б). Додатково до основної системи координат  $x, y$  уведено систему координат з початком на початку  $O$  розвитку примежового шару. Уздовж лінії  $o$  в напрямку потоку I уведено вісь  $y''$ . Перпендикулярно до неї введено вісь  $x''$  у напрямку від потоку II до потоку I. Кути  $\gamma$  відлічені від осі  $x$  у напрямку до потоку I. Кут лінії  $b'$  позначено  $\gamma_I$ , лінії  $b''$  –  $\gamma_{II}$  (найбільш імовірним є знак мінус), – а лінії  $o \equiv y' - \gamma_o$ . Тангенси  $\Theta_I = \text{tg}(\gamma_I)$ ,  $\Theta_{II} = \text{tg}(\gamma_{II})$ ,  $\Theta_o = \text{tg}(\gamma_o)$ . Крізь центри клубів  $O_i$  проведено діаметри  $B_i'$   $B_i''$  перпендикулярно осі  $x$ . Радіус клубів  $i$   $R_i = \Theta_R x_i$ , м.

За нескінченно малий час  $dt$ , с, клуб 1 займає положення  $1'$  (пунктир на рис. 15 б), абсциса його зміщується на відстань  $dx$ , м, а радіус зростає на  $dR$ , м. Це положення прийнято базовим. Нові абсциса та радіус, відповідно,  $x = x_1 + dx$ , м, та  $R = R_1 + dR$ , м. Новим центром є точка  $O'$  з абсцисою  $x$ , м, та ординатою  $y$ , м. Точки  $B'$  та  $B''$  перемщуються у  $B'''$  та  $B''''$ . Центр клубу зсувається вздовж  $x$  на відстань  $dx = (u_{\infty, I} + u_{\infty, II}) dt / 2$ , м. Прийнято концентричний і рівний клубу 1 контур, що ділиться лінією  $o$  на половини. Частині контуру біля потоку I надано руху вздовж осі  $y'$  зі швидкістю, проекція якої на вісь  $x$  дорівнює  $u_{\infty, I}$ , м/с. Половина контура зміщується в положення  $1'''$  з центром  $O'''$ . За час  $dt$ , с, центр опиняється на відстані  $dx_I = u_{\infty, I} dt$ , м, уздовж осі  $x$  від центра  $O$ . Аналогічно половина вихідного контура в потоку II зміщується в положення  $1''''$  з центром  $O''''$ . Центр контура проходить відстань уздовж осі  $x$ .  $dx_{II} = u_{\infty, II} dt$ , м.

У криволінійних трикутниках  $B_1' T_{12} B_2'$  та  $B_1'' T_{12} B_2''$  відбувається лише підтікання до примежового шару в напрямку, перпендикулярному осі  $x$ , зі збереженням проекцій швидкості  $u_{\infty, I}$  та  $u_{\infty, II}$ , м/с, на вісь  $x$ . Це можливо, якщо все середовище заштрихованих сіткою фігур між новим положенням клубу  $1'$  та лініями  $1'''$  і  $1''''$  буде спожито примежовим шаром або захоплено потоком II при зустрічному русі.

З протилежного боку від клубу 1 є рівновеликі фігури, заштриховані косими лініями. Вони мають наповнитися за рахунок підтікання. Це підтікання може здійснюватися з двох боків: зовнішньої межі та суміжного міжклубного шару. Частка  $(1 - c)$  споживаної площі йде на компенсацію нестачі середовища аналогічної зони, що утворилася за попереднім клубом з іншого боку осі  $y''$ . Перетікання спонукається інтенсивним рухом між клубами. Інша частка  $c$  цієї площі йде на зростання клубу 1 та прилеглих до нього частин міжклубних примежових шарів, які разом утворюють трапецію  $M_{01}' M_{12}' M_{12}'' M_{01}''$ . Її основи  $M_{01}' M_{01}'' \parallel M_{12}' M_{12}''$  перпендикулярні до осі  $x$  і проходять крізь точки торкання клубів, відповідно,  $T_{01}$  і  $T_{12}$ .

Якщо  $u_{\infty, II} < 0$  і  $\gamma_{II} < 0$ , то на межі потоку II проекція швидкості на вісь  $x$  дорівнює  $u_2$ , м/с, і спрямована на відсмоктування з примежового шару. Останній втрачає своє середовище. Для опису цієї втрати відрізка  $M_{01}'' M_{12}''$  надано руху зі швидкістю  $u_{\infty, II}$ , м/с. Отримано паралелограм  $M_{01}'' M_{12}'' M_{12}''' M_{01}'''$  зі стороною в напрямку потоку II завдовжки  $|M_{01}'' M_{01}'''| = -u_{\infty, II} dt$ , м. Додаткова асиметрія посилює перетікання крізь лінію  $o$ . Можна вважати, що витрата цього додаткового перетікання приблизно відповідає витраті відсмоктування. Це еквівалентно множенню площі паралелограма на коефіцієнт  $c' = 2$ . Загальне рівняння балансу  $dA_{\Sigma} = (dA_{c,1} + dA_{c,2}) c - \{c' dA_m\}$ , м<sup>2</sup>. Член у фігурних дужках застосовується лише при  $u_{\infty, II} < 0$  і  $\gamma_{II} < 0$ .

Для визначення кута  $\gamma_o$  або його тангенса  $\Theta_o$  слід використати рівняння

кількості руху в проекціях на вісь  $y$ . Однак, потоки підтікання змінні у часі. Характер цієї зміни однаковий з обох боків. У такому разі достатню точність дає заміна потоку усталеним рухом з усередненими характеристиками. Лінію  $o$  прийнято лінією розділення потоків. Витрата кожної половини примежового шару визначена інтегруванням профілю (32) у межах від мінус одиниці до нуля (потік II) або від нуля до одиниці (потік I). Маємо

$$L_{L,I} = ((4/5)u_{\infty,I} + (1/5)u_{\infty,II})R_1 = ((4/5)u_{\infty,I} + (1/5)u_{\infty,II})\Theta_R x, \text{ м}^2/\text{с}, \quad (37)$$

$$L_{L,II} = ((4/5)u_{\infty,II} + (1/5)u_{\infty,I})R_1 = ((4/5)u_{\infty,II} + (1/5)u_{\infty,I})\Theta_R x, \text{ м}^2/\text{с}. \quad (38)$$

Витрата підтікання середовища дорівнює приросту витрати за формулами (37) і (38). Потік, що підтікає з боку потоку I і потоку II, може бути розкладений на дві складові вздовж  $x$  (швидкість, відповідно,  $u_{\infty,I}$  і  $u_{\infty,II}$ , м/с) й  $y$  (відповідно,  $v_I$  і  $v_{II}$ , м/с),

$$dL_{L,I} = dL_{L,e,I} = (u_{\infty,I} dy_{b,I} - v_I dx) = (u_{\infty,I} \Theta_I - v_I) dx, \text{ м}^2/\text{с}, \quad (39)$$

$$dL_{L,II} = dL_{L,e,II} = (v_{II} dx - u_{\infty,II} dy_{b,II}) = (v_{II} - u_{\infty,II} \Theta_{II}) dx, \text{ м}^2/\text{с}. \quad (40)$$

Тоді рівняння кількості руху в проекціях на вісь  $y$  матиме вигляд

$$\frac{\Theta_o}{\Theta_R} = \left( \frac{u_{\infty,II}}{u_{\infty,I}} - 1 \right) \left( \left( 4(\rho_{II}/\rho_I) + 1 \right) \frac{u_{\infty,II}}{u_{\infty,I}} + \frac{\rho_{II}}{\rho_I} + 4 \right) / \left( \left( 20(u_{\infty,II}/u_{\infty,I}) + 5 \right) (\rho_{II}/\rho_I) + 5 \right) \frac{u_{\infty,II}}{u_{\infty,I}} + 20. \quad (41)$$

На початку обмеженого примежового шару він незрівнянно малий порівняно з доступним простором і розвивається як вільний. При розширенні він займає все більше місця до рівноваги, коли розширення неможливе, тобто  $\Theta_R = 0$ ,  $c = 0$ . У напівобмеженому шарі лише один потік не обмежений. Інший потік обмежений твердим тілом, третім потоком тощо. Спочатку примежовий шар несумірно малий порівняно з обмеженим потоком і розвивається як вільний.

При рівновазі клуб не захоплює середовище з обмеженого потоку. Потреби в середовищі покриваються за рахунок вільного потоку. Оскільки  $dA_{c,1} = dA_{c,2}$ , то  $c = 1/2$ . Прикладом є примежові шари початкової ділянки вільної струмини. Лінійне розширення зберігається на всій ділянці. Отже, і для вільних примежових шарів  $c = 1/2$ .

Результати розрахунку (рис. 18) показали для супутніх потоків збіг з теорією Г.Н. Абрамовича а для зустрічних потоків – з дослідними даними Г. Н. Абрамовича та Ф. М. Вафіна, а також  $k$ - $\epsilon$  моделювання. Це дозволило розробити більш точний теоретичний опис початкової ділянки плоскої струмини (рис. 15 в), випущеної зі щілини  $R_1R_2$  завширшки  $2y_{b,0}$ , м, з рівномірним початковим профілем швидкості  $u_{in}$ , м/с, у супутній або зустрічний потік з рівномірним профілем швидкості  $u_{\infty}$ , м/с.

Якщо потік зустрічний, то швидкість  $u_{\infty}$ , м/с, від'ємна. Уведено вісь  $X$  уздовж осі струмини в напрямку потоку, що починається з центру  $R$  щілини  $R_1R_2$ . Випадок  $u_{in} < -u_{\infty}$  неможливий, оскільки зустрічний потік одразу руйнуватиме струмину. Лінії, що містять центри клубів, позначено  $o_{init}$ . При  $|u_{in}| \geq |u_{\infty}|$  слід покласти  $x = X$ , м;  $\Theta_o = \Theta_{o,init}$ ;  $u_{\infty,I} = \max(u_{in}, u_{\infty})$ , м/с;  $u_{\infty,II} = \min(u_{in}, u_{\infty})$ , м/с;  $u_{in} \geq -u_{\infty}$ , м/с.

На початковій ділянці формуються примежові шари змішування  $R_1Y_1Y$ , та  $R_2Y_2Y$ . Ядро споживається ними, поки вони не торкнуться в перерізі торкання  $Y_1Y_2$  на відстані  $X_{cnt}$ , м, від щілини. Тут починається перехідна ділянка  $Y_1/1/2Y_2$ , де клуби занурюються вглиб сусіднього шару з формуванням струминних примежових шарів. Примежові шари змішування до торкання споживають усю початкову витрату струмини  $L_{L,in} = 2 u_{in} y_{b,in}$ , м<sup>2</sup>/с.

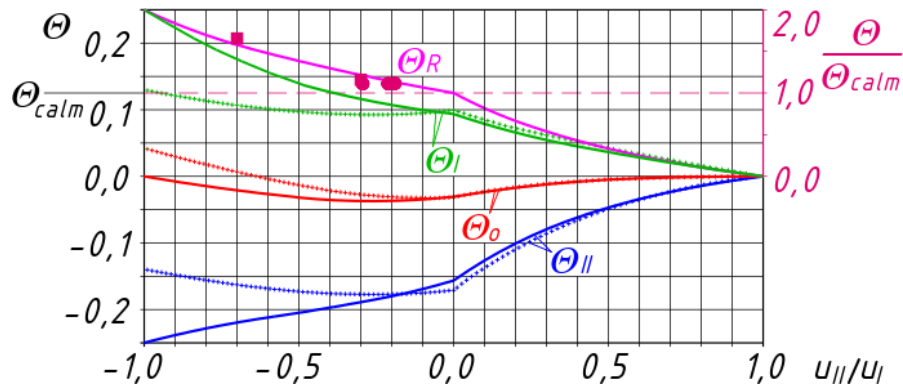


Рис. 18. Відношення розмірів вільного примежового шару змішування залежно від відношення швидкості потоків:

-- розрахунки; + – теорія Г. Н. Абрамовича; • –  $\Theta_R / \Theta_{calm}$  за дослідними даними Г. Н. Абрамовича та Ф. Вафіна; ■ –  $\Theta_R$  за  $k$ - $\epsilon$  моделлю

Кожен примежовий шар споживає витрату, що дорівнює витраті підтікання з боку ядра постійної швидкості  $L_{L,e,core} = L_{L,in}/2 = u_{in} y_{b,in}$ , м<sup>2</sup>/с. Після торкання примежові шари продовжують лінійно розширюватися з зануренням кожного шару до сусіднього і зі збереженням кута розширення струмини. Цей процес триває до укладання клубів у шаховому порядку в перехідному перерізі  $l/2$  при  $X = X_{tr}$ , м.

Межі ядра продовжуються до точок  $\Lambda_1$  і  $\Lambda_2$  в перерізі  $l/2$ . Остаточна глибина занурення примежового шару за формулами (2) та (4)  $|\Lambda_1| = 0,069 y_{b,tr}$ . Результати геометричного аналізу рис. 15 в дали (рис. 19) збіг з результатами моделювання струмини за  $k$ - $\epsilon$  моделлю в супутньому потоку та даними зі світлин (табл. 1) перетину струмин у зустрічному потоку.

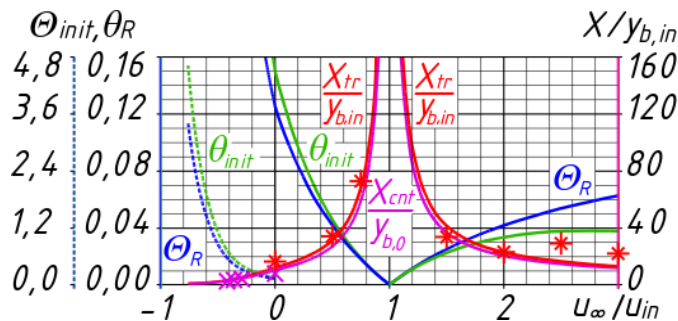


Рис. 19 Результати розрахунків початкової ділянки вільної плоскої струмини:

\* –  $X_{tr}/y_{b,0}$  за результатами  $k$ - $\epsilon$  моделювання;  
x –  $X_{cnt}/y_{b,0}$  за дослідними світлинами табл. 1

Таким чином, запропонована теорія макроструктури турбулентних течій дозволила описувати примежові шари змішування та уточнити параметри початкової ділянки струминних течій.

У п'ятому розділі вдосконалено методи застосування основних інтегральних рівнянь гідроаеродинаміки для неусталених усереднених течій, які не є квазіусталеними. Для уточнення рівняння кількості руху розглянуто довільну течію (рис. 20 а). Виділено масу  $M$ , кг, у фігурі  $W_0$ . Остання обмежена замкненою поверхню  $A_0$ . Вибрано вісь  $a$ . Індекс  $a$  означає проекцію на цю вісь.

За елементарний проміжок часу  $dt$ , с, відлічений від моменту часу  $t_0$ , с, маса  $M$ , кг, займає фігурі  $W_1$ . Вона обмежена поверхнею  $A_1$ , нескінченно близькою до  $A_0$ .

Виділена множина часток не змінилася. Потік уже відбувся.

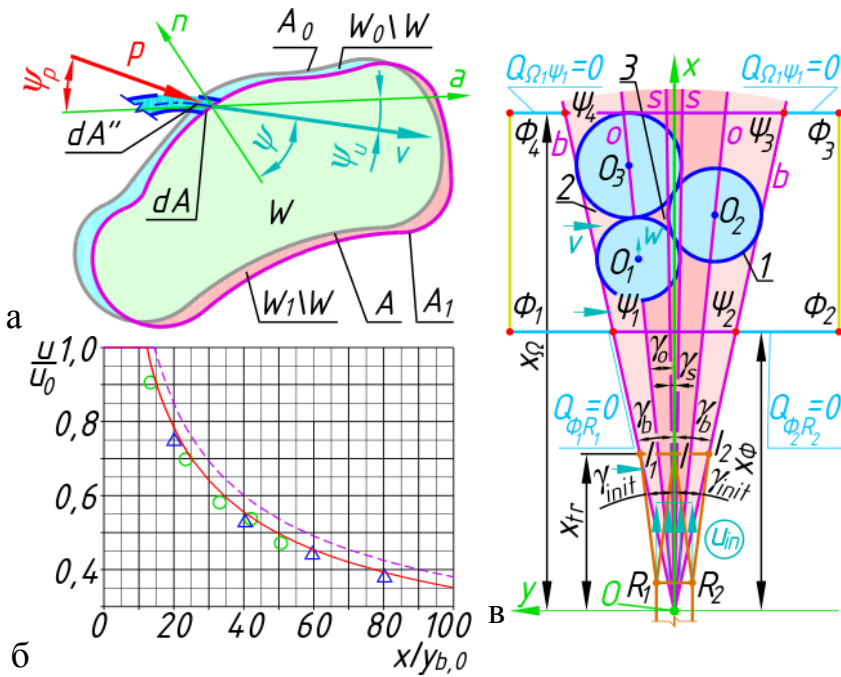


Рис. 20 Уточнення рівнянь кількості руху й енергії: а – довільна течія; б – затухання швидкості вільної плоскої струмини; в – визначення її енергії: — розрахунки; - - - теорія В. Н. Талієва; ○ – досліди Е. Фьортмана; △ – досліди Г. Ф. Проскури: 1 – клуб; 2 – зовнішня частина міжклубного шару; 3 – внутрішня частина міжклубного шару

Положення кожної частки, її швидкість  $u$ , м/с, та зовнішні сили на одиницю площі,  $p$ , Па, залежать лише від часу  $t$ , с. Об'єм  $W$ , обмежений поверхнею  $A$ , має всі точки, що належать обом фігурам. Використано теорему про кількість руху. Різниця за час  $dt$ , с, кількості руху, кг·м/с, виділеної маси  $M$ , кг, при русі від початковій  $W_0$  до кінцевої  $W_1$  фігури

$$\int_M u_a dM|_{\tau_0} - \int_M u_a dM|_{\tau_0 + dt} = d(\int_M u_a dM) = \int_A p_a dA dt, \text{ кг}\cdot\text{м/с}. \quad (42)$$

У залежності (42) маса  $M$ , кг, замінена зайнятим нею об'ємом  $W$ , м<sup>3</sup>. Кут між віссю  $a$  та напрямком руху позначено  $\psi_u$ . Кут між віссю та напрямком дії зовнішньої сили названо  $\psi_p$ . Після перетворень залежності (42) одержано рівняння кількості руху з трьома варіантами лівої частини

$$[d(\int_W \rho u \cos(\psi_u) dW)/dt] + \int_A \pm \rho u^2 \cos(\psi_u) \cos(\psi) dA = [d(\int_W \rho u \cos(\psi_u) dW)/dt] + \int_A \pm \rho u_n u_a dA = [d(\int_W \rho u \cos(\psi_u) dW)/dt] + \int_A \pm u \cos(\psi_u) dG = \int_A p_a \cos(\psi_p) dA, \text{ кг}\cdot\text{м/с}^2. \quad (43)$$

Більшість потоків у системах формування мікроклімату є усередненими. Усередненою за часом  $\Delta t$ , с, з похибкою  $\epsilon$  названо течію, для якої інтеграли фізичних величин за об'ємом, м<sup>3</sup>, у будь-якій фіксованій контрольній поверхні та за проміжком часу завдовжки  $\Delta t$ , с, не залежать у межах похибки  $\epsilon$  від початку відліку проміжку часу, с. Квазіусталені течії мають достатньо малий час  $\Delta t$ , с. Тому похибка залежностей для усталених течій була в допустимих межах для розв'язуваної задачі.

Одним з видів усереднених, але не обов'язково квазіусталених потоків, є періодичний потік. Це – потік, у кожній точці якого всі фізичні величини через певний період часу  $\Delta t$ , с, набувають однакового значення. Усі розглянуті течії можна вважати періодичними, а значить, і усередненими. Для довільного усередненого потоку проінтегровано обидві частини рівняння кількості руху (43). Отримано

$$\int_{\Delta t} \int_A \pm \rho u^2 \cos(\psi_u) \cos(\psi) dA dt / \Delta t = \int_{\Delta t} \int_A p_a \cos(\psi_p) dA dt / \Delta t, \text{ кг}\cdot\text{м/с}^2. \quad (44)$$

Для плоских фрагментів контрольної фігури, нормаль яких паралельна осі  $a$ ,

$$I_a = \int_{\Delta t} \int_A \pm \rho u^2 \cos(\psi_u) \cos(\psi) dA dt / \Delta t = \pm \bar{\rho} \bar{u}_a^2 A_i \beta_{\Gamma}, \text{ кг}\cdot\text{м/с}^2, \quad (45)$$



де  $\beta_T$  – поправка на неусталений характер течії

$$\beta_T = \int_{\Delta t} \int_{A_i} \rho u_a^2 dA dt / (\Delta t \int_{A_i} \tilde{\rho} \tilde{u}_a^2 dA). \quad (46)$$

Поправку  $\beta_T$  для вільних струмин отримано аналогічно визначенню профілю швидкості:  $\beta_T = 1,11$ . Це лише на 3,6 % менше за одержане С. Е. Бутаковим значення для основної ділянки струмини – 1,15. Уведення поправки до рівняння кількості руху дає ділення осьової швидкості  $u_m$ , м/с, на  $\beta_T$ . Результати збігаються з дослідними даними (рис. 20 б).

Для розширення області застосування рівняння енергії (Бернуллі) розглянуто цю ж довільну течію (рис. 20 а). Аналогічно одержано рівняння енергії у формі “секундної енергії” (потужності, Вт) з двома варіантами лівої частини:

$$[d(\int_{W}(\rho g z + p_c + (\rho u^2 / 2) dW)) / dt] + \int_A \pm (\rho g z + p_c + (\rho u^2 / 2)) u \cos(\psi) dA = \\ = [d(\int_{W}(\rho g z + p_c + (\rho u^2 / 2) dW)) / dt] + \int_A \pm (\rho g z + p_c + (\rho u^2 / 2)) u_n dA = dE / dt = Q, \text{ Вт}, \quad (47)$$

де  $g$  – прискорення вільного падіння, м/с<sup>2</sup>;  $z$  – вертикальна відмітка точки відносно довільного “нульового” рівня, м;  $p_c$  – статичний тиск, Па;  $Q$  – потужність, Вт, втрат енергії при проходженні потоком об’єму  $W$ . Знак плюс відповідає витіканню потоку з даного контуру, а мінус – втіканню.

Член у квадратних дужках та права частина рівняння (47) мають різний фізичний зміст. Права частина показує зміну енергії зафіксованих часток, що протікають через об’єм  $W$ , м<sup>3</sup>, за час  $dt$ , с. Для усереднюваного потоку

$$\int_{\Delta t} \int_A \pm (\rho g z + p_c + (\rho u^2 / 2)) u \cos(\psi) dA dt / \Delta t = Q, \text{ Вт}, \quad (48)$$

$$Q_i = \int_{\Delta t} \int_{A_i} \pm (\rho g z + p_c + (\rho u^2 / 2)) u \cos(\psi) dA dt / \Delta t = \\ = \pm (K_p(\rho_i g z_i + p_{c,i}) + \alpha \alpha_T(\rho u^2 / 2)) L_i = Q, \text{ Вт}, \quad (49)$$

де  $K_p$  – поправка на неусталеність тиску:

$$K_p = \int_{\Delta t} \int_{L_i} (\rho g z + p_c) dL dt / (L_i \Delta t (\rho_i g z_i + p_{c,i})); \quad (50)$$

$\alpha_T$  – поправка на неусталеність течії

$$\alpha_T = = \Delta t^2 (\int_{\Delta t} \int_{A_i} \rho u^3 \cos(\psi) dA dt) / (\rho_i \int_{A_i} (\int_{\Delta t} u \cos(\psi) dt)^3 dA) = \\ = \Delta t^2 (\int_{\Delta t} \int_{A_i} \rho u_n^3 \cos^{-2}(\psi) dA dt) / (\rho_i \int_{A_i} (\int_{\Delta t} u_n dt)^3 dA). \quad (51)$$

Для основної ділянки вільних струмин уведено контур  $\Phi_1\Phi_2\Phi_3\Phi_4$  (рис. 20 в) між довільними живими перерізами  $\psi_1\psi_2$  і  $\psi_3\psi_4$  з абсцисою, відповідно,  $x_{\psi_1\psi_2}$ , м, та  $x_{\psi_3\psi_4}$ , м. Відрізки  $\Phi_1\Phi_4$  та  $\Phi_2\Phi_3$  прийняті на достатній відстані, щоб потік був плавномінім і квазіусталеним. За рівняннями (49) і (51)  $\alpha_T = 1,15$ .

Витрата потужності на спонуку підсмоктування становить 0,46 % загальної. Цей результат теоретично обґрунтовує перевагу “безструминної” витісняючої вентиляції.

Аналогічно розглядаються будь-які потоки повітря в приміщеннях. Це є корисним при оцінці ефективності організації повітрообміну за енергетичним методом В. М. Ельтермана.

У шостому розділі розглянуто прикладні задачі формування мікроклімату з використанням розробленої теорії макроструктури.

Одним з визначальних факторів підвищення ефективності організації повітрообміну є розвиток припливних струмин. Для підвищення ефективності розроблення нових рішень організації повітрообміну створено класифікацію способів забезпечення потрібного темпу затухання струмин (рис. 21). Зазначена класифікація відкрита для розширення при розвитку техніки.

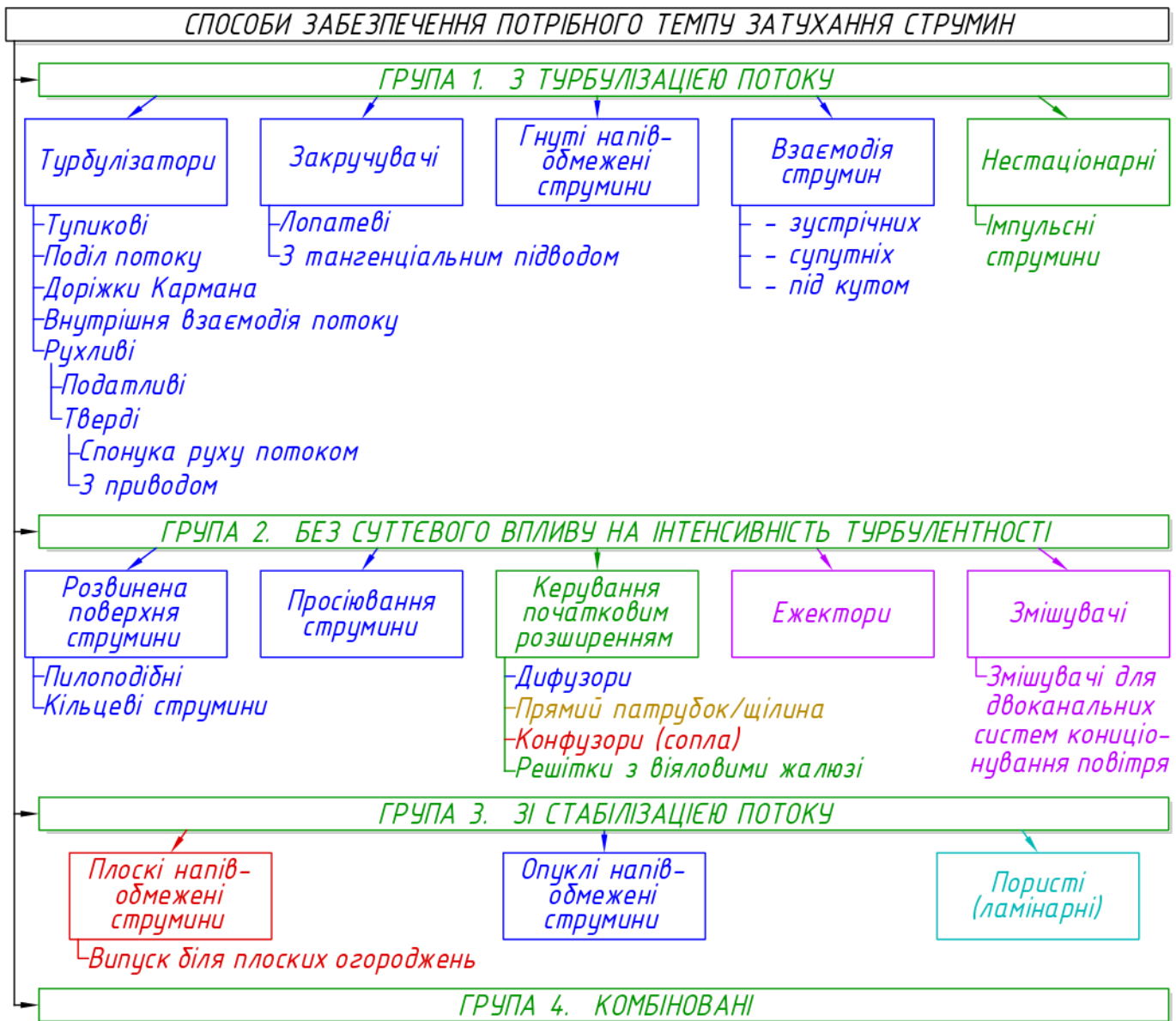


Рис. 21. Класифікація способів забезпечення потрібного темпу затухання струмин: **червоний** – збільшення далекобійності; **синій** – інтенсифікація затухання; **зелений** – може збільшувати і зменшувати далекобійність; **коричневий** – базова далекобійність; **рожевий** – немає прямого впливу на далекобійність; **блакитний** – формує ламінарні течії

Для приміщень великої висоти за неможливості витісняючої вентиляції запропоновано ефективну схему організації повітрообміну. Передбачено подачу повітря над робочою зоною опуклими напівобмеженими струминами від багатощілинних циліндричних повітророзподільників. Розташуванням напрямних лопаток у щілинах під кутом можливо реалізувати потрібний напрямок руху повітря – до робочої зони.

Основною проблемою залишається розділення струминок після взаємодії з утратою темпу затухання (рис. 1 б). Причиною є висока стійкість клубів, що не дозволяє струминкам об'єднатись у єдину.

Для вирішення проблеми створено умови, щоб макроструктура струминок мала середній масштаб для результатної струмини. Розроблено (рис. 22 а) повітророзподільник ежекційний сопловий з диском (ПЕС-Д).

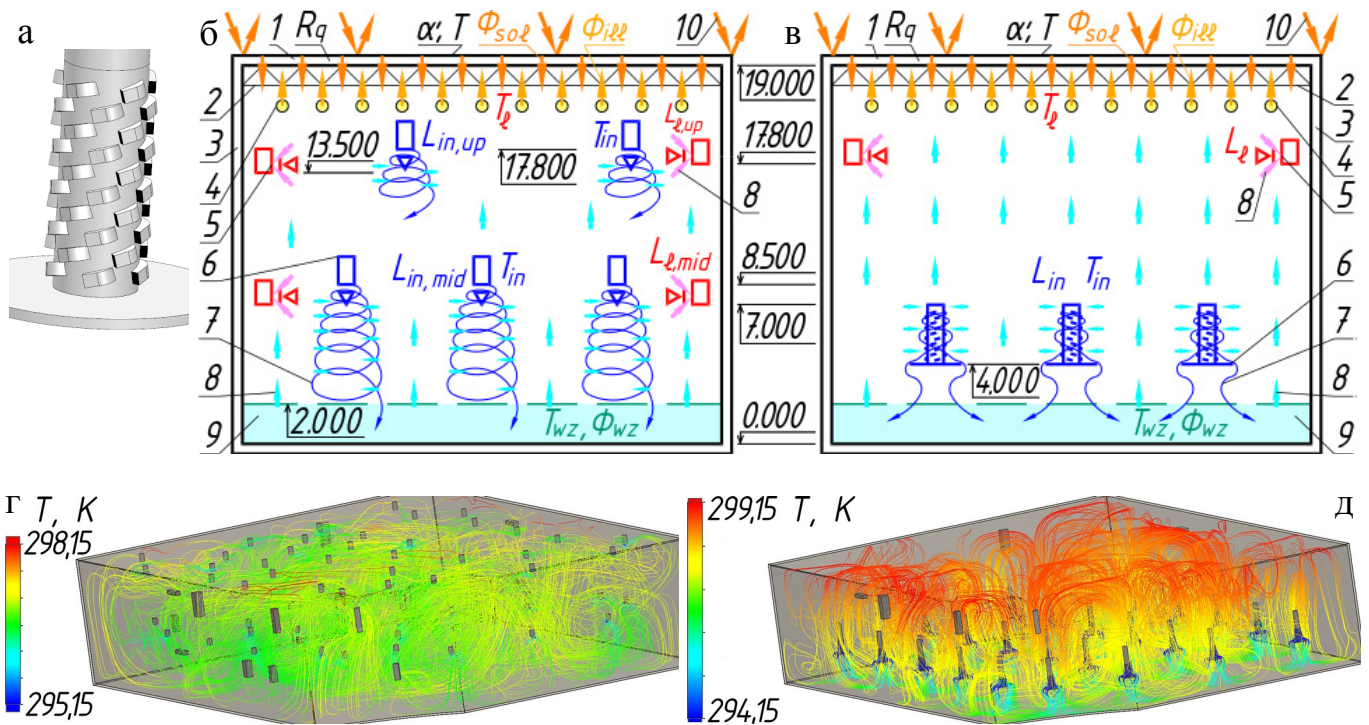


Рис. 22 Організація повітрообміну в залі Міжнародного виставкового центру: а – повітророзподільник ПЕС-Д; б – проектна схема; в – пропонувана схема; г – лінії течії за проектної схеми; д – те ж пропонуваної: 1 – дах будівлі; 2 – ферма; 3 – стіни приміщення; 4 – світильники; 5 – витяжні решітки; 6 – припливні повітророзподільники; 7 – припливні струміни; 8 – потоки повітря в приміщенні; 9 – робоча зона; 10 – сонячна радіація:  $\Phi_{sol}$  – теплонадходження від сонячної радіації, Вт;  $\Phi_{ill}$  – те ж від штучного освітлення, Вт;  $R_q$  – опір теплопередачі покрівлі, Вт/(м<sup>2</sup> К);  $\alpha'$  – коефіцієнт поглинання сонячної радіації;  $T$  – температура поверхні, К

Пристрій має тангенціальні сопла під кутом  $\pi/12$  ( $15^\circ$ ) до перерізу повітроводу, по п'ять в рядах. Диск інтенсифікує затухання струміни після відриву.

Для перевірки ефективності схеми організації повітрообміну розглянуто виставкову залу Міжнародного виставкового центра в м. Києві площею 5258 м<sup>2</sup>. Проектна схема організації повітрообміну двозональна.

Передбачено подачу повітря з середньої та верхньої зони закрученими струмінами вертикально вниз (рис. 22 б) з 65 повітророзподільників T<sub>гох</sub> VDL. Повітрообмін при мінімальній витраті зовнішнього повітря  $L_{ext} = 21,667$  м<sup>3</sup>/с (78000 м<sup>3</sup>/год) становив  $L_{\Sigma} = 43,3333$  м<sup>3</sup>/с (156000 м<sup>3</sup>/год).

Запропонована схема (рис. 22 в) передбачає 24 повітророзподільники типу ПЕС-Д-8-10/15-0,9 діаметром циліндричної поверхні 800 мм з 10 рядами сопел під кутом  $15^\circ$  до горизонту. Загальна площа виходу повітря дорівнює 0,9 площі вхідного патрубка.

Повітророзподільники розміщено на відмітці 4 м задля встановлення виставкових конструкцій заввишки до 3,5 м. Повітрообмін прийнято на рівні мінімальної витрати зовнішнього повітря, тобто вдвічі менший за проектну схему.

Результати моделювання (рис. 22 г, д) показують, що обидві схеми забезпечують нормативні параметри мікроклімату. Однак, вищу ефективність має запропонована схема. Вона дозволяє зменшити розрахункову витрату холоду на

65,58 Вт/м<sup>2</sup> або 29 %, а розрахункову витрату теплоти на другий підігрів на 7,17 Вт/м<sup>2</sup> або 18 %. Заощадження капітальних вкладень становить 792,16 грн/м<sup>2</sup> або 55 %, а експлуатаційних витрат за період охолодження – 6,61 грн/м<sup>2</sup> або 15 %.

За даними моделювання зменшення повітрообміну до 25 % розрахункового при зменшенні потреб приміщення не порушує тепло-повітряний режим приміщення. При цьому відсутня потреба автоматизації повітророзподільників через стабілізаційну дію на струмину сил тиску.

Таким чином, запропонована схема організації повітрообміну дозволяє зменшити як капітальні, так і експлуатаційні витрати, а також, спростити автоматизацію системи кондиціонування повітря зі змінною витратою.

## ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

1. На основі теоретичних і експериментальних досліджень механізмів і особливостей розвитку великих вихорів вирішена важлива науково-прикладна проблема обґрунтування й розроблення поглибленої теорії упорядкованої великомасштабної структури струмин і примежових шарів змішування, що дозволяє створювати енергоефективні системи формування мікроклімату з максимальним використанням властивостей цієї макроструктури.

2. Аналіз літературних джерел і патентних досліджень систем формування мікроклімату та розвитку турбулентних течій у них показав, що єдина на сьогодні теорія турбулентних течій А. Я. Ткачука не містить фіктивних величин на зразок турбулентної в'язкості й турбулентного числа Прандтля та експериментальних коефіцієнтів, які описують геометричні й фізичні особливості турбулентної структури. У зазначених системах наявні течії з великими вихорами, для яких необхідно і можливо розробити теорію упорядкованої макроструктури, що дозволить виконувати її геометричний та кінематичний аналіз.

3. Поглиблена теорія макроструктури турбулентних течій дозволила запропонувати фізичну концептуальну модель вільних струмин у нерухомому середовищі та в потоку. Це дозволило теоретично визначити тангенс кута розширення вільної струмини, який повторює обидва знаки дослідного значення  $\Theta_b = 0,22$ . Отримано збіг з дослідними даними профілів швидкості та температури струмини. Профіль інтенсивності турбулентності збігається з відомими даними крім області біля центрів клубів, де останні мають незначний вплив.

4. Для струмин у зустрічному потоку теоретично отримано максимальне співвідношення 0,4 між швидкістю зустрічного потоку та початковою швидкістю струмини, за якого остання розвивається стабільно. Авторські візуальні дослідження струмини задимленого повітря в зустрічному потоку підтвердили сильну нестабільність струмини при співвідношенні мінус 0,42, періодичне повне руйнування при значенні мінус 0,53 та відсутність струмини – при мінус 0,61. Через це відомі експериментальні дані при співвідношенні до мінус 0,4 відсутні.

5. Поглиблена теорія надала можливість обґрунтувати фізичну концептуальну модель та теоретично описати напівобмежені струмини з достатньою точністю. Рекомендується використовувати уточнену гіпотезу І. А. Шепелева щодо вилучення пристінного шару шляхом умовного розтягнення струминного до поверхні настилення. Гіпотеза призводить до похибки інтегральних характеристик профілю

швидкості 1,9...4,5 %. Це дозволило обґрунтувати геометричні параметри повітророзподільників зі взаємодією опуклих напівобмежених струмин: ширина щілин, м, має бути не менше 0,2 радіуса поверхні настилення, м, а кількість випусків повітря один за одним – п'ять.

6. Поглиблена теорія макроструктури турбулентних течій дозволила запропонувати фізичну концептуальну модель та аналітично розрахувати примежові шари змішування з достатньою точністю без недоведеної аналогії зі струминним примежовим шаром, що виявило фізичне тлумачення перехідної ділянки струмини, де формується шахове розміщення вихорів. Теорія дозволила отримати залежність для коефіцієнта теплопередачі крізь цей шар задля розрахунку температурного розшарування потоків у елементах систем формування мікроклімату.

7. Поглиблена теорія макроструктури турбулентних течій надала можливість удосконалити методи використання інтегральних рівнянь гідраеродинаміки – кількості руху та енергії – з урахуванням неусталеності течій, що надало фізичне тлумачення відкритому С. Е. Бутаковим ефекту “зміни” кількості руху в струминах через неусталеність. Запропоноване поняття усереднюваної течії дозволило ввести поправки в рівняннях кількості руху та енергії для вільних струмин, відповідно,  $\beta_{\tau} = 1,11$  і  $\alpha_{\tau} = 1,15$ . Причиною розбіжності полюса струмини в теорії У. Толміна є контур, який має фрагмент перерізу неусталеної течії, що викликає низькочастотні пульсації напрямку та значення тангенціальних напружень,  $P_a$ , на межі контура.

8. Розроблена нова класифікація способів забезпечення потрібного темпу затухання струминних течій дозволяє підвищити ефективність розробки та досліджень нових схем організації повітрообміну і способів подачі повітря до приміщень. Вона відповідає сучасному рівню розвитку вентиляції і дозволяє визначити місце нових пристроїв для подачі повітря в приміщення у розмаїтті сучасної повітророзподільної техніки.

9. Обґрунтована схема організації повітрообміну з подачею повітря над робочою зоною опуклими напівобмеженими струминами, які взаємодіють між собою, дозволяє підвищити ефективність організації повітрообміну як при постійній, так і при змінній витраті повітря для приміщень, у яких неможлива витісняюча вентиляція. Дана схема забезпечує оптимальні параметри мікроклімату без суттєвої рециркуляції відпрацьованого повітря з верхньої зони. У виставковій залі Міжнародного виставкового центру в місті Києві повітрообмін зменшується удвічі до мінімальної витрати зовнішнього повітря, розрахункова витрата холоду знижується на 65,58 Вт/м<sup>2</sup> або 29 %, розрахункова витрата теплоти на другий підігрів – на 7,17 Вт/м<sup>2</sup> або 18 %, – заощадження капітальних вкладень становить 792,16 грн/м<sup>2</sup> або 55 %, а експлуатаційних витрат за період охолодження – 6,61 грн/м<sup>2</sup> або 15 %.

10. Розроблений на підставі отриманих результатів і захищений двома патентами України на винахід новий повітророзподільник з багатьма тангенціальними випусками повітря на циліндричну поверхню дозволяє реалізувати зазначену схему організації повітрообміну. Багато опуклих напівобмежених струминок формують турбулентну макроструктуру, що є мікроструктурою результатного потоку. Останній є суцільною струминою з високим темпом затухання. Підвищена стабільність струмини дозволяє не порушувати схему циркуляції повітря в приміщенні при регулюванні витрати повітря без додаткової автоматизації повітророзподільника.

## СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Mileikovskiy V. The Geomtrical Analysis of Structure of the Semibounded Currents. *Buletinul Institutului Politehnic din Iași, Secțiunea Construcții de Mașini*, Tomul LVII(LXI), Fasc. 3, 2011. P. 203-210. **(Index Copernicus)**.
2. Gumen O., Dovhaliuk V., Mileikovskiy V. Geometric Modelling of Turbulent Flat Jets in Accompanying and Contrary Flows. *Budownictwo o zoptymalizowanym potencjale energetycznym*. 2015. № 1(15). P. 70-77. **(Index Copernicus, Google Scholar)**.  
*Особистий внесок здобувача полягає в теоретичному описі вільних плоских струмин у потоках та визначенні умови існування струмини в зустрічному потоку.*
3. Gumen O. Dovhaliuk V., Mileikovskiy V. Geometrical and Kinematic Analysis of Turbulence in Jets for Energy Efficient Ventilation. *Budownictwo o zoptymalizowanym potencjale energetycznym*. 2016. №1(17). P. 15-20. **(Index Copernicus, Google Scholar)**.  
*Особистий внесок здобувача полягає в теоретичному описі інтенсивності турбулентності у вільних плоских струминах.*
4. Gumen O., Dovhaliuk V., Mileikovskiy V., Lebedeva O., Dziubenko V. Geometric Analysis of Turbulent Macrostructure in Jets Laid on Flat Surfaces for Turbulence Intensity Calculation. *FME Transactions*. 2017. Vol. 2. № 2(45). P. 236-242. ISSN: 2413-1032eISSN: 2414-6404. **(Scopus, Web of Science, Google Scholar)**.  
*Особистий внесок здобувача полягає в теоретичному описі інтенсивності турбулентності у плоских напівобмежених струминах.*
5. Dovhaliuk V., Gumen O., Mileikovskiy V., Dziubenko V. Simplified Analysis of Turbulence Intensity in Curvilinear Wall Jets. *FME Transactions*. 2018. No 2(46). P. 177-182. **(Scopus, Web of Science, Google Scholar)**.  
*Особистий внесок здобувача полягає в теоретичному описі інтенсивності турбулентності криволінійних напівобмежених струмин.*
6. Mileikovskiy V. A Task About Spheres and Cones, Applicable in Jet Theory. *Journal for Geometry and Graphics*. 2019. Vol. 23, No.1. P.99-116. **(Web of Science, Google Scholar)**.
7. Мілейковський В. О. Визначення розподілу температури та концентрації в струминному примежовому шарі з використанням геометричного підходу. *Вентиляція, освітлення та теплогазопостачання*. 2009. Вип. 13. С. 3-8.
8. Мілейковський В. О. Геометричне моделювання плоских напівобмежених струмин. *Прикладна геометрія та інженерна графіка*. 2010. Вип.86. С. 187-191.
9. Мілейковський В. О. Геометричний аналіз структури плоских напівобмежених струмин. *Прикладна геометрія та інженерна графіка*. 2011. Вип. 87. С. 275-280.
10. Мілейковський В. О. Геометричний аналіз макроструктури плоских напівобмежених струмин. *Енергозбереження в будівництві та архітектурі*. 2011. Вип. 2. С. 122-127.
11. Мілейковський В. О. Геометричний аналіз розширення та згасання плоских напівобмежених струмин. *Гідравліка і гідротехніка*. 2011. Вип.65. С.93-100.
12. Довгалюк В. Б., Мілейковський В. О. Геометричний аналіз структури струмин, що насталяються на поверхні різної кривини. *Прикладна геометрія та інженерна графіка*. 2012. Вип. 89. С. 156-165.  
*Особистий внесок здобувача полягає в теоретичному описі профілю швидкості криволінійних напівобмежених струмин.*

13. Гумен О. М., Мілейковський В. О. Геометричне обґрунтування профілю швидкості примежового шару між супутніми або зустрічними потоками. *Гідравліка і гідротехніка*. 2012. Вип. 66. С. 11-18.

*Особистий внесок здобувача полягає в теоретичному описі профілю швидкості примежового шару змішування.*

14. Мілейковський В. О. Геометричний аналіз розширення та затухання вільних плоских струмин. *Вентиляція, освітлення та теплогазопостачання*. 2012. Вип. 16. С. 3-8.

15. Мілейковський В. О. Аналітичні дослідження макроструктури примежового шару між потоками, що рухаються з різною швидкістю. *Енергоефективність в будівництві та архітектурі*. 2013. Вип. 5. С. 90-98.

16. Гумен О. М., Приймак О. В., Мілейковський В. О. Аналіз макроструктури вентиляційних струмин з використанням САПР для параметричного моделювання. *Науковий вісник Національного лісотехнічного університету України*. 2014. Вип. 24.10. С. 312-317.

*Особистий внесок здобувача полягає в теоретичному описі розширення вільної плоскої струмини з використанням САПР.*

17. Гумен О. М., Довгалюк В. Б., Мілейковський В. О. Визначення кількості руху струминних течій. *Енергоефективність в будівництві та архітектурі*. 2014. Вип. 6. С. 68-75.

*Особистий внесок здобувача полягає в удосконаленні методу застосування рівняння кількості руху для усереднюваних течій.*

18. Гумен О. М., Довгалюк В. Б., Мілейковський В. О. Геометричний аналіз розширення примежового шару між супутніми та зустрічними потоками. *Вентиляція, освітлення та теплогазопостачання*. 2014. Вип. 17. С. 17-25.

*Особистий внесок здобувача полягає в теоретичному описі розширення примежового шару змішування.*

19. Гумен О. М., Довгалюк В. Б., Мілейковський В. О. Визначення механічної енергії турбулентних течій у приміщеннях. *Енергоефективність в будівництві та архітектурі*. 2016. Вип. 8. С. 92-100.

*Особистий внесок здобувача полягає в удосконаленні методу використання рівняння енергії для усереднюваних течій та його застосування для струмин.*

20. Гумен О. М., Довгалюк В. Б., Мілейковський В. О. Геометричний та кінематичний аналіз інтенсивності турбулентності опуклих напівобмежених струмин. *Вентиляція, освітлення та теплогазопостачання*. 2016. Вип. 19. С. 23-31.

*Особистий внесок здобувача полягає в теоретичному описі інтенсивності турбулентності опуклих напівобмежених струмин.*

21. Гумен О. М., Довгалюк В. Б., Мілейковський В. О. Визначення інтенсивності турбулентності потоків з великомасштабними вихорами на основі геометричного та кінематичного аналізу макроструктури. *Вісник Національного університету «Львівська політехніка». Збірник наукових праць. Серія: «Теорія і практика будівництва»*. 2016. № 844. С. 76-83.

*Особистий внесок здобувача полягає в теоретичному описі інтенсивності турбулентності примежового шару змішування.*

22. Mileikovskiy V. Methods of Jet Control in Ventilation. *Вентиляція, освітлення та*

*теплогазопостачання*. 2017. Вип. 22. С. 11-15.

23. Гумен О. М., Довгалюк В. Б., Мілейковський В. О. Обґрунтування профілю температури та концентрації домішок примежового шару між супутними або зустрічними потоками. *Енергоефективність в будівництві та архітектурі*. 2017. Вип. 9. С. 58-63.

*Особистий внесок здобувача полягає в теоретичному описі профілю температури й концентрації примежового шару змішування.*

24. Мілейковський В. О., Ткаченко Т. М., Дзюбенко В. Г. Аналітичний опис розширення плоских напівобмежених струмин. *Вентиляція, освітлення та теплогазопостачання*, 2019. Вип. 28. С. 28-35.

*Особистий внесок здобувача полягає в теоретичному описі розширення плоских напівобмежених струмин.*

25. Мілейковський В. О. Аналітичний опис напівобмежених струмин різної кривини. *Вентиляція, освітлення та теплогазопостачання*. 2019. Вип. 29. С. 14-26.

26. Повітророзподільник: пат. 91617 Україна: МПК(2009) F24F 13/06. В. Б. Довгалюк, В. О. Мілейковський, К. Є. Кривша; опубл. 10.08.2010, Бюл. №17.

*Особистий внесок здобувача полягає у розробленні конструкції повітророзподільного пристрою з регульованими напрямними пластинами.*

27. Повітророзподільник: пат. 96625 Україна МПК(2011.01) F24F 13/00; F24F 13/06 (2006.01). В. Б. Довгалюк, В. О. Мілейковський, М. М. Драчук; опублік. 25.11.2011, Бюл. № 22.

*Особистий внесок здобувача полягає у розробленні конструкції повітророзподільного пристрою зі змінним типом струмини.*

## АНОТАЦІЯ

**Мілейковський В. О. Енергоефективне формування мікроклімату на основі розробленої теорії макроструктури турбулентних течій. – Рукопис.**

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора технічних наук за спеціальністю 05.23.03 – Вентиляція, освітлення та теплогазопостачання. – Київський національний університет будівництва і архітектури, м. Київ, 2020.

Дисертація присвячена вирішенню актуальної проблеми врахування особливостей формування і розвитку турбулентної макроструктури при розробці енергоефективних систем формування мікроклімату в приміщеннях

Створено фізичну концептуальну модель розвитку макроструктури турбулентних течій, що подається пеленою великих вихорів. Отримано кути розширення струмин і примежових шарів змішування, профілі швидкості, температури, теплопередачу крізь примежовий шар змішування та інші величини. Розроблено ефективну схему організації повітрообміну та повітророзподільники для приміщень без можливості витісняючої вентиляції.

**Ключові слова:** турбулентна течія, примежовий шар, струмина, турбулентна макроструктура, організація повітрообміну, формування мікроклімату, вентиляція, кондиціонування повітря.



## АННОТАЦИЯ

**Милейковский В. А. Энергоэффективное формирования микроклимата на основе разработанной теории макроструктуры турбулентных течений. – Рукопись.**

Диссертация на соискание учёной степени доктора технических наук по специальности 05.23.03 – Вентиляция, освещение и теплогазоснабжения. – Киевский национальный университет строительства и архитектуры, г. Киев, 2020.

Диссертация посвящена решению актуальной проблемы учёта особенностей формирования и развития турбулентной макроструктуры при разработке энергоэффективных систем формирования микроклимата в помещениях.

Создана физическая концептуальная модель развития макроструктуры турбулентных течений, представленной пеленой крупный вихрей. Получены углы расширения струй и пограничных слоёв смешения, профили скорости, температуры, теплопередача через пограничный слой смешения и другие величины. Разработаны эффективная схема организации воздухообмена и воздухораспределители для помещений без возможности вытесняющей вентиляции.

**Ключевые слова:** турбулентное течение, пограничный слой, струя, турбулентная макроструктура, организация воздухообмена, формирование микроклимата, вентиляция, кондиционирование воздуха.

## ABSTRACT

**Mileikovskiy V. O. Energy-efficient microclimate formation based on a developed theory of macrostructure in turbulent flows. – Qualifying scientific work on the rights of the manuscript. – Manuscript.**

Dissertation for the degree of technical sciences doctor, speciality 05.23.03 «Ventilation, illumination, heat and gas supply». – Kyiv National University of Construction and Architecture, Kyiv, 2019.

The dissertation is devoted to solving the actual problem of taking into account the features of the formation and development of a turbulent macrostructure during the development of energy-efficient microclimate formation systems in the premises.

The analysis of the systems are presented. The main flows with large-scale vortices (puffs) in them are jets and mixing boundary layers. The need for a new method for theoretical description of turbulent macrostructure is shown.

Visual studies of the macrostructure of a free jet showed the chessboard order of the puffs. New physical conceptual model for the development of the macrostructure of such flows is created. It allows geometric and kinematic analysis of the macrostructure is developed. For free jets, found ratios of characteristic sizes are repeated the known experimental data. The velocity, temperature and turbulence intensity profiles are defined.

The experimental tangent of the angle (0.22) was theoretically grounded. Similarly, jets in accompanying or contrary flows, are studied. A good coincidence with the known data is observed at the velocity of the surrounding flow related to the initial jet velocity more than minus 0.4. The theoretically found critical velocity ratio, less than the jet loses stability, is minus 0.4. This is confirmed by author's visual studies.

Similarly, wall jets are considered. The hypothesis by I Shepelev concerning the

possibility of neglecting the wall boundary layer is recommended after the refinement by the author: the puffs should be conditionally stretched to the wall.

Visual studies confirm the considered macrostructure of these jets. The jet expansion, velocity and turbulence intensity profiles are coincide with experimental data. The multilayer structure of concave jets is grounded. The geometric parameters of air distributors with interaction of convex jets are grounded – five outputs with width at least 0.2 of wall radius.

The same principle is used for mixing boundary layers. The characteristic sizes and the U-factor through the layer was obtained. The geometric analysis of the macrostructure of the initial and transitional sections of a free flat jet, where similar layers are formed, gave the relative length of both sections. The physical meaning of the processes in the transitional area was obtained – the formation of the chess order of the puffs.

The results are useful for calculation of temperature stratification in pipes and air-ducts. They has been introduced in Ukrainian norms and international recommendations.

The methods of usage the equations of momentum and energy for turbulent flows with large-scale vortices are refined. The concept of flows with averaging possibility is proposed. For free jets, the momentum correction is 1.11, and the energy one is 1.15. The distribution of jets power is obtained. Only 0.46 % of the energy is used for the injection.

The developed method was practically applied for microclimate systems. The classification of methods for jet development control is proposed for systematization of known solutions of air distribution. To increase the energy efficiency of ventilation and air conditioning in high premises, where the displacement ventilation is impossible, the scheme of air exchange organization is developed. The air is supplied above the working zone by convex wall jets. New air diffuser is invented with nozzle tangential outputs using the developed method to avoid separation of jets. The scheme is considered on the example of International Exhibition Centre in Kyiv.

Two-times lowering of the air exchange, the reduction of the design cold by 65.58 W/m<sup>2</sup> or 29 %, the decrease in re-heating by 7.17 W/m<sup>2</sup> or 18%. Savings of capital investments is 792.16 UAH/m<sup>2</sup> or 55 %. The cost of operating costs during the cooling period is 6.61 UAH/m<sup>2</sup> or 15 %.

Keywords: turbulent flow, boundary layer, jet, turbulent macrostructure, air exchange organization, microclimate system, ventilation, air-conditioning.

Підписано до друку 25.08.2020. Формат 60×84 1/16  
Друк офсетний. Папір офсетний. Гарнітура Times New Roman.  
Умов. друк. арк. 2,32. обл. вид. арк. 2,56.  
Наклад 100 прим. Замовлення № 128958

Надруковано в ТОВ “Видавництво “Юстон”  
01034, м. Київ, вул. О. Гончара, 36-а т: (044) 360-22-66, [www.yuston.com.ua](http://www.yuston.com.ua)  
Свідоцтво про внесення суб’єкта видавничої справи до державного реєстру  
видавців, виготовлювачів і розповсюджувачів видавничої продукції  
серія дк № 797 від 09.09.2015 р.

