

ПЕРЕДМОВА

Розвиток авіаційної науки та техніки, створення складних багатофункціональних літальних апаратів (ЛА) потребують здійснення великого комплексу наукових досліджень та поглибленого вивчення явищ аерогазодинаміки, які використовують як в процесі розробки та створення газотурбінних двигунів (ГТД), силових установок в цілому, так і їх окремих елементів.

Підвищення вимог до економічності силових установок, бажання отримати максимальну потужність та забезпечити найменший зовнішній опір при їх інтеграції з планером ЛА призвели до необхідності поглиблених досліджень газодинаміки потоку у вихідних пристроях, які є одним із найважливіших елементів силових установок.

Результати теоретичних, чисельних та експериментальних досліджень з різних питань аерогазодинаміки реактивних сопел викладено у великій кількості публікацій вітчизняних та закордонних науковців. Накопичений досвід цих досліджень підтвердив, що вибір реактивного сопла при реалізації запропонованих до нього вимог супроводжується необхідністю розв'язання цілого комплексу взаємозалежних між собою проблем аерогазодинаміки.

Тривимірність течії, наявність турбулентного потоку та різного типу відривних зон, різноманіття газодинамічних та геометричних параметрів, які визначають вибір типу, схеми та законів регулювання сопел за умови одержання максимальної тяги та мінімального зовнішнього опору, не дозволяють в наш час теоретично розв'язати всі проблеми, що виникають на практиці в процесі розробки та створення сопел для сучасних і перспективних ЛА [1].

Крім реактивних сопел, вихідні пристрої сучасних ЛА можуть включати в собі різні допоміжні системи підведення повітря до них, а саме: системи (або пристрої) для відхилення вектора тяги, системи реверсу та збільшення тяги, системи зниження рівня шуму, системи зниження рівня інфрачервоного (ІЧ) випромінювання тощо.

Ступінь досконалості реактивних сопел та врахування висунутих до них вимог можуть істотно вплинути на ефективність ЛА в цілому.

Наприклад, маса реактивного сопла ГТД із форсажною камерою може коливатись від 20 до 40% від маси двигуна, а втрати ефективної тяги на трансзвуковій швидкості польоту можуть перевищувати 30% від величини тяги двигуна [2-3]. Збільшення втрат тяги сопла на 1% від величини ідеальної тяги призводить до зменшення дальності польотів приблизно на 3,5% [4].

Точне та математично строге розв'язання завдання на вибір типу, схеми та параметрів реактивних сопел в наш час ускладнено цілим рядом причин і визначається тільки приблизно, тобто експериментальним шляхом.

У зв'язку із значним збільшенням спектру завдань, які виконуються ЛА, підвищенням вимог до них і ГТД, ускладнюються вимоги щодо реактивних сопел цих двигунів. Отже, вимоги до реактивних сопел, що проектуються, невід'ємно зв'язані із розвитком авіації, ракетної техніки та двигунобудування.

Використання ежекторних реактивних сопел (вихідних пристроїв) різного призначення створює додаткові проблеми, які відносяться до питань оптимального аеродинамічного проектування з метою підвищення ефективності їх застосування при мінімальних втратах енергії та зменшенні вартості життєвого циклу.

У монографії представлено основні вимоги до сучасних транспортних та стаціонарних ГТУ із вихідними пристроями ежекторного типу. Викладаються результати теоретичних та експериментальних досліджень вихідних пристроїв ежекторного типу та їх узагальнені характеристики.

На основі узагальнених характеристик розроблено методи розрахунку вихідних пристроїв ежекторного типу різного призначення та високоефективні експериментальні зразки вихідних пристроїв ежекторного типу. Розглядаються проблеми узгодження параметрів ежекторних вихідних пристроїв з ГТД.

Представлено пропозиції щодо можливості використання вихідних пристроїв ежекторного типу для забезпечення вентиляції підкапотного простору транспортних ГТД та контейнерів стаціонарних ГТУ.

Надано рекомендації щодо проектування вихідних пристроїв ежекторного типу та систем вентиляції. Виконані дослідження стали базовими для розробки нових вихідних пристроїв ежекторного типу. Деякі з них використані при модернізації вихідних пристроїв науково-технічною фірмою «Адрон» (м. Київ).

Спеціалістами цієї організації розроблено декілька проектів вихідних пристрів ежекторного типу для сучасних літаків та вертольотів.

Загальне наукове керівництво напрямом досліджень виконувалось під керівництвом ректора Національного авіаційного університету доктора технічних наук, професора М.С. Кулика.

При створенні монографії автори використовували матеріали відкритих публікацій щодо технічних даних, параметрів і характеристик вихідних пристроїв (реактивних сопел) ГТД двигунів та газових ежекторів.

Монографія призначена для інженерно-технічних та наукових співробітників, що займаються дослідженням, проектуванням і експлуатацією транспортних та стаціонарних ГТУ.

Автори вдячні професору кафедри авіаційних двигунів Національного авіаційного університету, доктору технічних наук Ю.М. Терещенку за багаторічну підтримку даного напряму досліджень, а також рецензентам за корисні зауваження.

ОСНОВНІ УМОВНІ ПОЗНАЧЕННЯ

- D, d — діаметр; дальність захоплення цілі оптико-електронними системами;
- E — кінетична енергія потоку;
- ΔE — втрати енергії;
- F — площа перерізу;
- G — секундна масова витрата газу;
- H — вхід в сопло пасивного потоку газу;
- l, \bar{l} — довжина, відносна довжина камери змішування;
- L — робота;
- M, Nu, Re, Pr — число Маха, Нуссельта, Рейнольдса, Прандтля;
- Q — загальна кількість теплоти, тепловий потік;
- θ — теплота;
- ϑ — теплота;
- $q(\lambda), \pi(\lambda), z(\lambda)$ — газодинамічні функції;
- R — газова стала; радіус закруглення коліна;
- T, t — температура потоку газу, речовини в К, °С;
- Θ — коефіцієнт використання кінетичної енергії у вихідному пристрої;
- b/t — густина решітки профілів;
- c — швидкість, теплоємність;
- f — площа у відповідних перерізах;
- \bar{f} — ступінь розширення дифузора;
- δ/b — відносна товщина профілю;
- i — ентальпія;
- k — показник адиабати;
- k_n — коефіцієнт нерівномірності поля швидкостей;
- n — коефіцієнт ежекції;
- m — коефіцієнт для повітря або газу при визначенні витрати робочого тіла;
- p, ρ, ν — тиск, густина, питомий об'єм потоку або речовини, відповідно;
- T — температура газу;
- α — коефіцієнт тепловіддачі, відносна площа сопла активного газу; кут звужування;
- φ — кут закручування потоку на вході в канал;
- ϑ^* — наявний перепад повних температур;
- λ — відносна швидкість газу; коефіцієнт тепловіддачі;

- η — коефіцієнт корисної дії;
 π_0^* — перепад повного тиску; ступінь підвищення тиску;
 μ — коефіцієнт динамічної в'язкості;
 ϑ^* — наявний перепад температури загальмованого потоку;
 σ — поправка при визначенні коефіцієнта опору

Умовні скорочення

- ГТД — газотурбінний двигун;
 ГТУ — газотурбінна установка;
 ЕВП — екранно-вихлопний пристрій;
 ІЧ — інфрачервоне випромінювання;
 ЛА — літальний апарат;
 ПЗРК — переносний зенітно-ракетний комплекс

Індекси

- 1 — параметри активного газу у вхідному перерізі;
 2 — параметри пасивного газу у вхідному перерізі;
 3 — параметри суміші у вихідному перерізі;
 * — параметри загальмованого потоку;
 вих. — параметри потоку у вихідному патрубку;
 z — параметри потоку газу;
 із — параметри потоку ізентропічного процесу;
 k — параметри в перерізі круглого коліна;
 к.зм — параметри потоку в камері змішування;
 n — параметри навколишнього середовища
 c — параметри потоку за соплом;
 ст — параметри потоку за силовою турбіною;
 ϕ — параметри потоку за дифузором;
 h — параметри зовнішнього потоку;
 n — кількість внутрішніх діаметрів труби;
 m — параметри поверхні теплообміну;
 p — параметри потоку при постійному тиску;
 розрахункові параметри;
 r — параметри оцінки дії сил тертя

ВСТУП

Характеристики вихідних пристроїв істотно впливають на роботу ГТД, величину його тяги, а в деяких випадках встановлюють ресурс двигуна. Також вони визначають теплову помітність літального апарату та можливість його ураження ракетами з інфрачервоними голівками самонаведення. Вихідний пристрій, як один з основних елементів ГТД, призначений для виконання наступних завдань:

- відведення викидних газів з ГТД у потрібному напрямку з мінімальними втратами;
- відведення викидних газів із ГТД у режимі максимальної ефективності використання їх енергії;
- забезпечення шумопоглинання;
- зменшення температури викидних газів;
- зменшення концентрації CO_2 , NO_x , CO та ін.

В силових установках сучасних багатофункціональних літаків широко застосовують ежекторні сопла. Їх відмінність від сопел Лаваля полягає у тому, що надзвуковий контур у них цілком або частково утворюється межею вільного надзвукового струменя.

У даному випадку ежектор використовують для збільшення реактивної тяги шляхом підмішування зовнішнього повітря до струменя газу, який виходить із сопла реактивного двигуна. Для покращення характеристик сопла та з метою охолодження елементів конструкції до нього підводять додаткову кількість повітря [4].

Ідея використання ежекторного пристрою для збільшення тяги належить київському інженерові Ф. Гешвенду (1886), який розробив проект реактивного двигуна із багатоступінчастим ежектором (рис. 1) [5]. Аналогічний проект на початку ХХ століття запропонував француз Мело [6], який розглянув ряд схем ежекторів і розробив рекомендації з їх практичного застосування в технічних приладах.

В наш час перспективним вважається використання ежекторів в екранно-вихлопних пристроях (ЕВП) ГТД літальних апаратів, як один із найбільш ефективних і розповсюджених засобів захисту літаків, вертольотів та інших повітряними об'єктів від ураження ракетами з інфрачервоними голівками самонаведення та переносних зенітних ракетних комплексів (ПЗРК) [7-9].

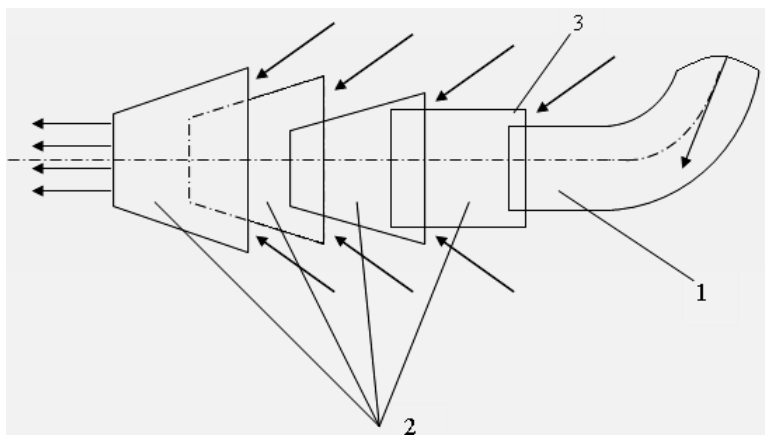


Рис.1. Схема багатоступінчастого ежекторного підсилювача тяги Гешвенда:
1 – активне сопло; 2 – пасивне сопло; 3 – камери змішування

Використання ПЗРК терористичними угрупованнями вкрай загострило проблему безпеки польотів цивільних літаків і вертольотів, зробило цю проблему однією із самих гострих та актуальних в сучасних умовах. Тому новим і перспективним напрямком забезпечення безпеки повітряного транспорту є створення систем захисту літальних апаратів від можливого ураження ракетами з інфрачервоними голівками самонаведення. Випромінювання частин літака в інфрачервоному діапазоні показано на рис.2 [10].



Рис.2. Літак в інфрачервоній спектральній смузі довжини хвиль

Застосування ЕВП ежекторного типу дозволяє не тільки зменшити температуру викидних газів, але й концентрацію CO_2 , NO_x та CO . У ЕВП за рахунок ефекту ежекції температура викидних газів може бути зменшена на величину 150...200 $^\circ\text{C}$.

Застосування газових ежекторів також дозволяє підтримувати розрахункову температуру у підкапотному просторі транспортних ГТД та в контейнерах стаціонарних ГТУ. При цьому зменшується величина загального інфрачервоного випромінювання об'єкту.

Зменшення температури ЛА на 30% призводить до зменшення дальності захоплення оптико-електронними системами на 43%, а зменшення температури ЛА на 50% зменшує дальність захоплення на 67% (рис. 3).

Отже, використання ежекторів в екранно-вихлопних пристроях ГТД є доцільним і в багатьох випадках необхідним. [11].

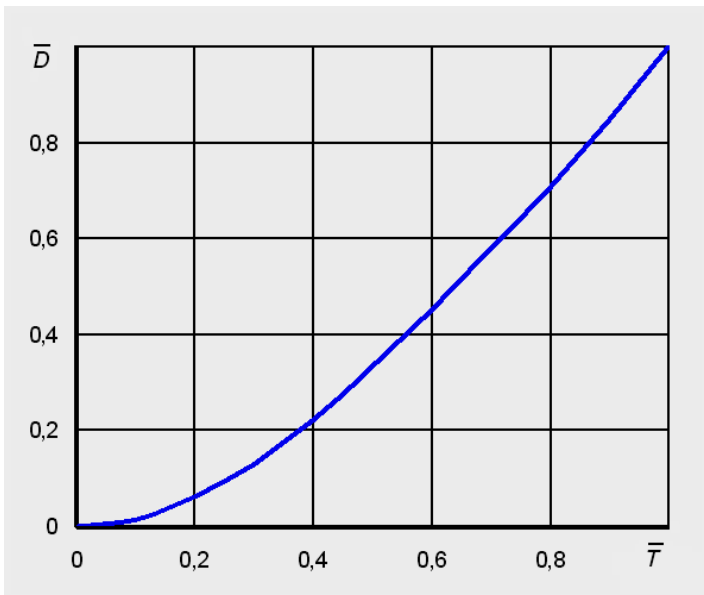


Рис.3. Залежність дальності захоплення оптико-електронними системами від температури літального апарата

Газові ежектори знаходять широке використання в газовій, хімічній та вакуумній промисловості.

Можливість в результаті взаємодії потоків двох газів, мати суміш із усередненим тиском, більшим за тиск середовища, куди суміш надходить, приваблює науковців і стимулює подальші наукові дослідження [5]. По суті, ежектором можна назвати будь-який пристрій, у якому повний тиск одного (пасивного) потоку збільшується за рахунок змішування його з іншим (активним) потоком, що має більш високий повний тиск. При взаємодії потоків в ежекторі утворюється їх суміш, яка має середній тиск, вищий за тиск середовища, куди вона виходить.

Головною перевагою ежектора є відсутність рухомих деталей, що важливо при роботі пристрою із гарячими або агресивними середовищами.

Важливою властивістю є також технічна та технологічна простота конструкції, що дозволяє створити пристрої практично необмеженої продуктивності. Це стало особливо важливим при створенні надзвукових ежекторів, які застосовуються, наприклад, в аеродинамічних трубах короткочасної дії.

Для вивчення режимів роботи надзвукових ежекторів в лабораторних умовах запасаються робочим газом протягом годин у деякій ємності, який в подальшому протягом хвилин або секунд витрачається для реалізації високошвидкісних потоків або створення висотних умов польоту [11].

Дослідження ежекторів, у яких змішувались нестисливі середовища, розпочалися у 30-і роки ХХ століття [12]. У СРСР перші дослідження ежекторів були розпочаті К.Н. Баулініним [13-15] практично в той же час і тривали декілька десятиліть. Схожі роботи були виконані також за кордоном.[16-19].

Основною проблемою теоретичного визначення характеристик ежектора є складності опису самого процесу турбулентного змішування струменів, їх взаємодії у просторі, обмеженому твердими стінками так званої "камери змішування", яка не є по суті "камерою", тому що має постійно відкритими вхідний та вихідний переріз [11].

У перших теоріях ежекторів [20-26] розглядаються найбільш прості випадки, коли середовища, що змішуються, вважаються нестисливими рідинами. До найбільш простих випадків також відносять змішування струменів у циліндричному каналі, де реакцією самої стінки на потік можна знехтувати.

Ще однією умовою, яка спрощує проблему, є рівність статичних тисків обох потоків на вході до камери змішування.

Ця умова не завжди виконується у надзвукових ежекторах, однак для змішування нестисливих рідин і газів з дозвуковими швидкостями вона безумовно справедлива.

У роботах [21-22] детально викладено процес поширення турбулентного струменя рідини в затопленому просторі та супутньому потоці. До розрахунку потоку в ежекторі застосовувалася напівемпірична теорія турбулентних струменів Г.Н. Абрамовича [27].

В цих роботах швидкості потоків були істотно меншими за величину швидкості звуку, тому неврахування стисливості не призвело до чутливих помилок.

При збільшенні величини перепаду тиску газів, що змішуються, збільшується величина помилки, якою вже не можна нехтувати. Тому в роботі [24] розглянуто задачу змішування активного потоку, що вважався стисливим, а в роботах [25-26] стисливими при дозвукових швидкостях вважалися обидва потоки.

Найбільш достовірний метод розрахунку газових ежекторів при будь-яких перепадах тиску запропонував у 1944 р. академік С.А. Христіанович [28]. Він отримав рівняння ежекції у вигляді основних законів збереження для початкового та кінцевого перерізів циліндричної камери змішування. Ці рівняння використовуються і в наш час для розрахунку ежекторів і справедливо називаються основними рівняннями ежекції.

Б.М. Кисельов у 1947 р. доопрацював методику для випадку змішування газів із різними температурами гальмування, одержав за допомогою газодинамічних функцій прості розрахункові формули та привів їх до сучасного вигляду [29].

Важливим доповненням до фундаментальних досліджень С.А. Христіановича стало відкриття М.Д. Міллїонщїковим та Г.М. Рябїнковим у 1948 р. критичних режимів роботи ежектора [30]. Відкриття критичних режимів завдало серйозного удару по загальноприйнятій до цього методиці розрахунку ежектора. Були знайдені достатні для розрахунку ежектора рівняння на початковій ділянці камери змішування.

Варто сказати, що роботи С.А. Христіановича, М.Д. Міллїонщїкова та Г.М. Рябїнкова відносяться тільки до розрахунку ежектора з циліндричною камерою змішування і не можуть застосовуватися для розрахунку ежекторів зі змішуванням у пасивних соплах та в конфузорних камерах змішування, які широко використовують на практиці.

Значну кількість робіт присвячено застосуванню ежекторів в авіаційних підсилювачах тяги двигунів [31-44], що є особливо актуальним для сучасних літаків вертикального зльоту та посадки.

Роботи, присвячені дослідженню та удосконаленню газових ежекторів, активно тривають і в наш час [45-72]. Значна частина досліджень проводиться в напрямку удосконалення газовидобувної та газопереробної техніки, що є важливим для сучасної економіки [56-61, 68-69].

Метод розрахунку характеристик газового ежектора був істотно спрощений завдяки застосуванню газодинамічних функцій, але розрахунок газового ежектора з дозвуковими швидкостями на виході із сопел пасивного та активного газу, в наш час, розроблено не до кінця, в тому числі із застосуванням цих функцій.

В роботах [45-52] розглянуто один із підходів до розрахунку дозвукового ежекторного підсилювача тяги. Однак, визначення вихідних даних для активного газу, параметрів потоку активного та пасивного газу на вході в камеру змішування, а також визначення геометричних параметрів на виході із камери змішування, особливо, змінної площі вздовж довжини або не розглядалися або потребують уточнення.

Розрахунок газового ежектора за допомогою газодинамічних функцій [53] та теорії турбулентних струменів [27], навіть в тому випадку, коли всі задані параметри потоку на вході в сопла активного та пасивного газу відомі, є проблематичним з точки зору збіжності результатів із експериментом.

В першу чергу, це обумовлено тим, що при змішуванні газів в камері змішування статичний тиск газів не є постійним. Це відноситься до дійсно можливих форм камери змішування, тому що камеру змішування, яка звужується, з постійним статичним тиском вздовж довжини можна розглядати лише як гранично можливий випадок її існування.

В роботах [56-72] було проведено теоретичні та експериментальні дослідження дозвукових та надзвукових газових ежекторів різних схем та з різними параметрами потоку активного газу, запропоновано ряд схем ежекторів з покращеними характеристиками у порівнянні із класичними. Завдяки штучному формуванню відповідного змішування струменів двох потоків на початковій ділянці камери змішування досягнуто зменшення втрат повного тиску в ній.

Оптимальне змішування струменів двох потоків на початковій ділянці камери змішування забезпечує надійну роботу ежектора при наявності повороту потоку у підвідному каналі активного потоку.

Експериментальні дослідження підтвердили можливість істотного покращення характеристик шляхом спеціальної штучної організації течії у підвідних каналах активного та пасивного потоків газу та змішування цих потоків на початковій ділянці камери змішування.

1.1. Поняття про газовий ежектор

Газовим ежектором називається апарат, у якому повний тиск газового потоку збільшується під дією струменя іншого, більш активного потоку газу. Передача енергії від одного потоку до іншого відбувається шляхом їхнього турбулентного змішування.

Ежектор конструктивно дуже простий пристрій, може працювати в широкому діапазоні зміни параметрів газів, дозволяє легко регулювати робочий процес і переходити із одного режиму роботи на інший. Тому ежектори широко застосовуються в різних галузях техніки. В залежності від призначення можливим є різне конструктивне виконання ежектора [47].

Газовий ежектор є складовою частиною вихідного пристрою ГТД як підсилювач тяги, як засіб зменшення температури викидних газів, як засіб забезпечення вентиляції в підкапотному просторі гондоли транспортного ГТД (з метою зменшення температури) та контейнера стаціонарної ГТУ. Зменшення температури та концентрації CO_2 , NO_x , CO дозволяє також зменшити рівень інфрачервоного випромінювання літального апарата в цілому [7-8, 60, 62, 66-67].

1.2. Основні елементи газового ежектора

Незалежно від призначення газового ежектора в ньому завжди присутні наступні конструктивні елементи: активне сопло 1, пасивне сопло 2, змішувальна камера 3 та дифузор 4 (рис.1.1, 1.2).

Пасивне і активне сопло призначені для підведення газу до вхідного перерізу змішувальної камери із мінімальними втратами енергії.

Розташування сопел може бути із активним потоком усередині, а пасивним вздовж периферії камери змішування або зворотним, коли активний газ подається у камеру змішування вздовж зовнішнього кільцевого сопла. Для скорочення довжини камери змішування один або обидва потоки можуть бути розділені на декілька струменів, що вимагає відповідного збільшення кількості сопел.

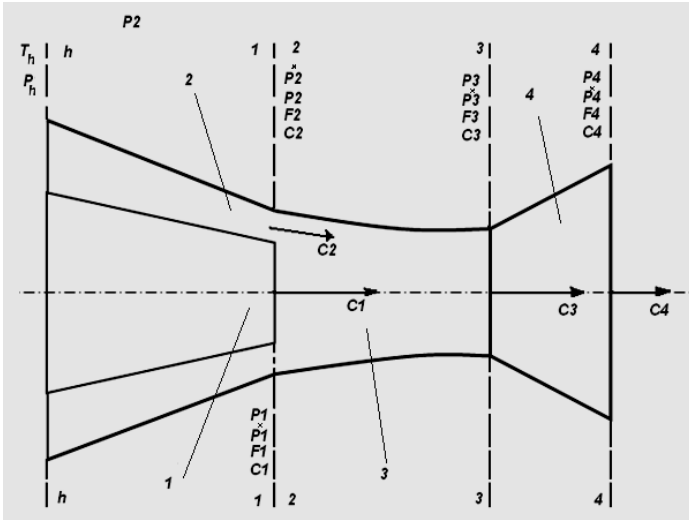


Рис. 1.1. Схема газового ежектора та розташування перерізів, в яких визначаються його газодинамічні параметри:

1 – активне сопло, 2 – пасивне сопло, 3 – змішувальна камера, 4 – дифузор



Рис. 1.2. Загальний вигляд експериментального зразка газового ежектора

Взаємне розташування, число та форма сопел суттєво не впливають на кінцеві параметри суміші газів. Важливим є лише співвідношення між геометричними та газодинамічними параметрами активного та пасивного газу на вході до камери змішування.

Якщо перепад тиску у соплі активного газу значно перевищує критичну величину, то вигідно застосовувати надзвукове сопло активного газу. При цьому можуть бути покращені параметри ежектора на розрахунковому режимі. Навіть при великих надкритичних відношеннях тиску можна використовувати ежектор із соплом, у якому швидкість витікання активного газу не перевищує швидкості звуку. Такий ежектор називають звуковим. Це найбільш розповсюджений тип ежектора, що ефективно працює в широкому діапазоні зміни параметрів потоку газів.

Камера змішування може бути циліндричною або мати змінну вздовж довжини площу перерізу. Форма камери впливає на змішування газів. Камера змішування може також мати інші геометричні форми, наприклад, із переходом циліндричної форми у плоску (рис.1.3) та ін. Довжина камери вибирається такою, щоб в ній процес змішування потоків був практично завершеним.

В ежекторі вихідний переріз сопел збігається із входним перерізом змішувальної камери. Існуючі методи розрахунку ежектора складені в основному для циліндричної камери змішування.

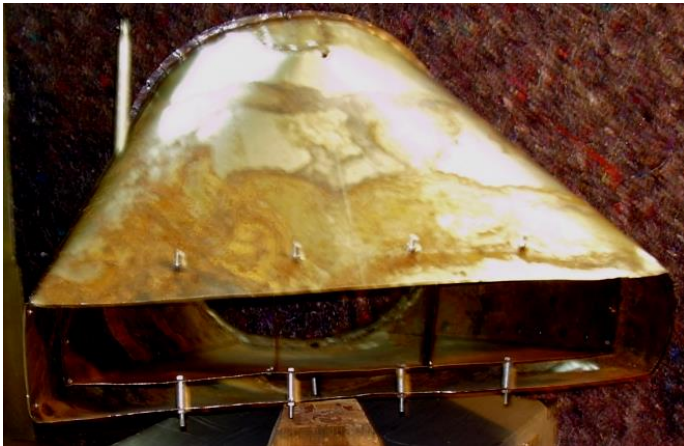


Рис. 1.3. Експериментальна камера змішування з переходом форми перерізу із циліндричної в плоску

Часто на практиці сопло розташовують на деякій відстані від вхідного перерізу камери. Так, наприклад, сопло двигуна на стенді не можна помістити у вхідний переріз циліндричної камери ежектора, тому що при цьому зміниться розподіл тиску на зовнішній поверхні сопла і виникне велика похибка у визначенні реактивної тяги.

Прикладом може стати, зображена на рис.1.4, схема стенду для випробування реактивних двигунів [53]. Струмień викидних газів, що виходить із реактивного сопла, підсмоктує в ежектор 3 повітря з шахти 1, забезпечуючи, тим самим, вентиляцію приміщення та охолоджуючи двигун 2. При цьому гарячі гази змішуються з атмосферним повітрям, що зменшує температуру газу у вихлопній шахті 4, отже, покращуються умови роботи вихлопного пристрою.

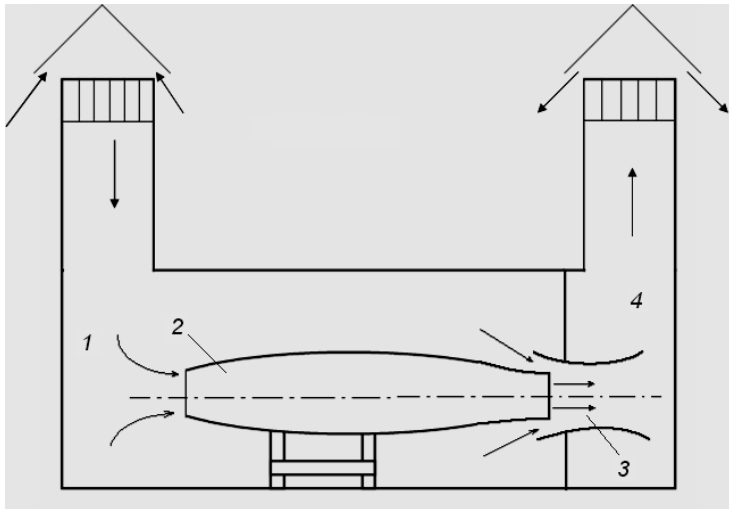


Рис. 1.4. Схема стенду для випробування реактивних двигунів:
1 – вхідна шахта; 2 – ГТД; 3 – ежектор; 4 – вихлопна шахта

Дифузор встановлюється на виході із змішувальної камери у тих випадках, коли бажано підвищити статичний тиск суміші газів на виході із ежектора, або коли при заданому тиску на виході бажано отримати низьку величину статичного тиску у камері змішування та у вхідному перерізі ежектора. Необхідно зазначити, що ежектор може працювати і без дифузора.

У цьому випадку кінцевий переріз змішувальної камери одночасно є вихідним перерізом ежектора. Використовувати такий ежектор доцільно тоді, коли кінцевою метою є прискорення потоку газу після змішування.

Наприклад, у різних схемах двоконтурних реактивних двигунів газові потоки, що виходять із контурів, змішуються у загальній камері, а потім виходять в навколишнє середовище через загальне реактивне сопло дозвукового або надзвукового типу.

У роботах [56-59] розглянута можливість застосування ежектора для стабілізації тиску на вході до компресорної енергетичної установки.

Застосування дозвукових газових ежекторів у вентиляційних системах дозволяє значно підвищити їх продуктивність та економічність [60-61, 63, 68-69].

У лопаткових вінцях осьових та відцентрових компресорів застосування ефекту ежекції значно зменшує втрати енергії, обумовлені вторинними течіями [64-65, 70-72].

Для дозвукових ежекторів наявність дифузора у більшості випадків не потрібна. Задана величина статичного тиску може бути забезпечена формою камери змішування.

1.3. Робочий процес дозвукового газового ежектора

Незалежно від конструктивних особливостей дозвукового газового ежектора його робочий процес складається із трьох складових:

- витікання активного газу із сопла двигуна та підсмоктування пасивного газу через вхідний пристрій з атмосфери;
- турбулентне змішування цих газів у камері змішування;
- гальмування потоку змішаної суміші у дифузорі.

1.3.1. Термогазодинамічні та геометричні параметри газового ежектора

Характер процесу змішування активного та пасивного потоку газів в ежекторі залежить від геометричних та термогазодинамічних параметрів. Для проведення розрахунку ежектора з цими параметрами необхідно визначитись.

До вихідних термогазодинамічних параметрів відносять [3,5,53]:

p_1^*, p_2^* - тиск загальмованого потоку активного та пасивного газу;

T_1^*, T_2^* - температура загальмованого потоку активного та пасивного газу;

G_1, G_2 - секундні масові витрати активного та пасивного газу;

λ_1, λ_2 - відносні швидкості потоку активного та пасивного газу на вході до камери змішування.

Зручно користуватися відносними параметрами робочого процесу ежектора, а саме:

$\pi_0^* = p_1^* / p_2^*$ - наявний перепад тиску загальмованого потоку активного та пасивного газу;

$\mathcal{G}^* = T_2^* / T_1^*$ - наявний перепад температур загальмованого потоку активного та пасивного газу;

$n = G_2 / G_1$ - коефіцієнт ежекції.

Висновок про те, що чотири відносних параметри $\pi_0^*, \mathcal{G}^*, n$ та λ_1 повністю визначають процес для дозвукового газового ежектора не зовсім справедливий. Основною проблемою є те, що поняття λ_1 односторонньо не визначено.

До основних геометричних параметрів ежектора відносять такі:

$d_{к.зм}$ - діаметр камери змішування;

f_1, f_2, f_3, f_4 - площі перерізу на виході із сопел активного та пасивного газу, на виході із камери змішування та на виході із дифузора, відповідно;

$l_{к.зм}$ - довжина камери змішування.

Зручно користуватися відносними геометричними параметрами, а саме:

$\alpha = f_1 / f_2$ - відносна площа сопла активного газу;

$\bar{f} = f_4 / f_3$ - ступінь розширення дифузора;

$\bar{l} = (l / d)_{к.зм}$ - відносна довжина камери змішування.

Зазначені термогазодинамічні та геометричні параметри в значній мірі визначають ефективність ежектора.

1.3.2. Особливості змішування потоків при дозвукових та надзвукових швидкостях активного газу

Фізичні процеси змішування потоків у звуковому та надзвуковому газовому ежекторі значно відрізняються.

Для вихідних пристроїв турбогвинтових та турбовальних ГТД параметри активного потоку змінюються в діапазонах, коли тиски загальмованого потоку не перевищують величин $(1,08...1,25) 10^4$ Па.

Відповідно, відношення тиску активного газу до пасивного буде істотно меншим за критичну величину, а, отже, течія буде дозвуковою.

Газові ежектори ГТД надзвукових літальних апаратів працюють на критичних та надкритичних режимах.

Незалежно від особливостей течії при змішуванні відбувається вирівнювання швидкостей двох потоків вздовж камери змішування шляхом обміну імпульсами між частками, що рухаються з більшою та з меншою швидкостями.

У випадку дозвукового витікання газу із активного сопла статичний тиск на вході до камери змішування у обох потоках є однаковим. У активному соплі, яке звужується, при докритичному та критичному перепадах тиску між активним та пасивним газами відбувається повне розширення потоку активного газу. Його швидкість у вихідному перерізі сопла є меншою за швидкість звуку або дорівнює їй.

При надкритичному перепаді тиску у межах проточної частини активного сопла газ розширюється неповністю, що обумовлює процес подальшого розширення газу за межами активного сопла. У цьому випадку тиск активного газу у вихідному перерізі сопла перевищує величину тиску пасивного газу у початковому перерізі камери змішування [11, 53].

Дозвукова течія потоку активного газу за своєю фізичною суттю істотно відрізняється від звукової та надзвукової течії потоку активного газу. Ця відмінність полягає у самій сутності процесу змішування струменів активного та пасивного потоків на початковій ділянці камери змішування.

Причому, фізична сутність процесу змішування на початковій ділянці камери змішування звукового та надзвукового активного газу із пасивним дозвуковим потоком пасивного газу практично не залежить від форми камери змішування.

При розгляді роботи газового ежектора на критичному або надкритичному режимі роботи сопла активного газу необхідно проводити уточнення з метою врахування впливу стрибків ущільнення на структуру течії в камері змішування та оцінки втрат енергії на подолання цих стрибків.

На початковій ділянці камери змішування при дозвуковій течії активного газу відбувається газодинамічне зменшення площі прохідного перерізу струменя активного газу за рахунок зменшення статичного тиску при зменшенні витрати (рис.1.5, 1.6).

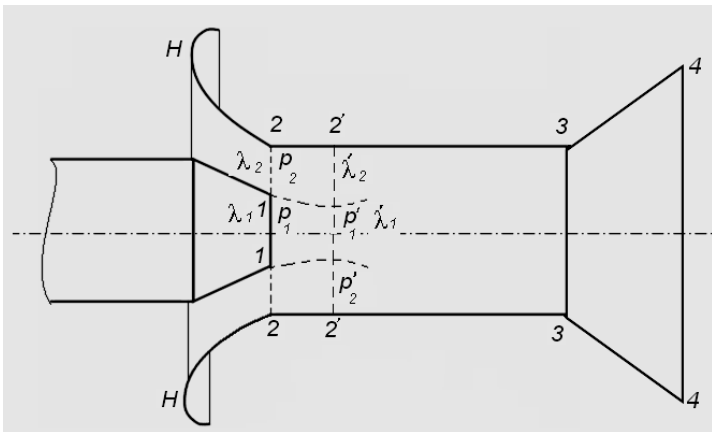


Рис.1.5. Схема течії потоків в ежекторі при дозвуковій швидкості активного газу на виході із сопла:

Н - вхід до сопла пасивного потоку газу; 1 - зріз активного сопла; 2 - початковий переріз камери змішування; 2' - переріз рівних тисків активного та пасивного потоків газу; 3 - вихідний переріз камери змішування; 4 - вихідний переріз дифузора

Газодинамічне зменшення витрати обумовлено тим, що частина маси активного газу віддає свою енергію пасивному потоку газу та залишається умовно в зоні змішування. В даному випадку, пасивний потік газу немовби відсмоктує частинки активного потоку газу.

Отже, відбувається зменшення статичного тиску активного потоку на вході до камери змішування та збільшення швидкості в перерізі 2'-2'.



Рис.1.6. Шлірен-фотографія потоку в камері змішування плоского ежектора при дозвуковому режимі витікання газу із сопла: $\alpha=1$, $\pi_0^*=1,5$, $p_1=p_2$

При надзвуковій течії активного потоку газу в соплі, що звужується, відбувається подальше збільшення швидкості активного потоку в камері змішування при збільшенні газодинамічних границь поперечного перерізу каналу активного потоку газу (рис.1.7, 1.8).

Мінімальна величина статичного тиску в камері та максимальна швидкість активного потоку газу досягаються в перерізі 2'-2', що перебуває на деякій відстані від зрізу активного сопла.

Таким чином, при надкритичному перепаді тиску активний потік на початковій ділянці камери змішування являє собою надзвуковий струмінь, що розширюється.

Активний і пасивний потоки змішуються внаслідок наявності поперечних пульсацій компонентів швидкості, властивих турбулентному руху, а також, обміну енергією між частками газів із різним енерговмістом.

При цьому параметри потоків, що змішуються, вирівнюються. На початковій ділянці камери змішування спостерігається постійне залучення в рух часток атмосферного повітря активним струменем в зону змішування, завдяки чому, забезпечується засмокування атмосферного повітря в ежектор і створюється розрідження.

Таким чином, при дозвуковому русі активного струменя найбільша величина розрідження та максимальна величина швидкості активного потоку досягаються саме в перерізі, де починається камера змішування дозвукового газového ежектора.

Особливістю надзвукового струменя є те, що змішування його із потоком навколишнього середовища на цій ділянці є менш інтенсивним, ніж при змішуванні дозвукових потоків. Це пов'язано з тим, що надзвуковий струмінь має підвищену стійкість у порівнянні з дозвуковим струменем, отже, розмивання границь такого струменя відбувається слабкіше. Фізичні основи цього явища легко усвідомити на наступному прикладі.

Якщо границя дозвукового потоку, в силу будь-якої причини, скривлена, то в цьому місці через зменшення площі перерізу зменшується статичний тиск і виникає сила зовнішнього тиску, що збільшує початкову деформацію границі. Отже, при взаємодії із навколишнім середовищем дозвуковий струмінь «підсмоктує» частки зовнішнього потоку і границя його швидко розмивається.

У надзвуковому потоці аналогічне скривлення границі і зменшення перерізу призводять до збільшення величини тиску; сила спрямовується не усередину, а назовні потоку, і прагне відновити вихідне положення границі струменя, виштовхуючи частки зовнішнього середовища.

Цікаво відзначити, що ця розбіжність у властивостях дозвукових і надзвукових струменів спостерігається буквально на дотик.

Дозвуковий струмінь втягує усередину піднесений до границі легкий предмет, надзвуковий струмінь на відстані декількох калібрів від сопла має «тверду» границю. При спробі ввести у струмінь ззовні будь-який предмет відчувається помітний опір створеної границі струменя [27, 28, 53].

1.3.3. Основні види втрат енергії в газових ежекторах

Процес змішування та вирівнювання швидкості потоків вздовж камери змішування супроводжується втратами. Крім гідравлічних втрат у всіх елементах дозвукового газového ежектора мають місце специфічні втрати, пов'язані із самою суттю процесу змішування. Такими втратами є втрати кінетичної енергії та втрати в процесі дифузії.

Втрати кінетичної енергії обумовлені розбіжністю швидкостей витікання вихідних потоків і аналогічні втратам енергії, що виникають при ударі непружних куль. В результаті цих втрат кінетична енергія змішаного потоку виявляється меншою за суму кінетичних енергій вихідних потоків до початку їх змішування.

Втрати в процесі дифузії обумовлені змішуванням (дифузією) різнорідних газів, що відрізняються, у загальному випадку, величиною тиску, температури, газовими постійними, теплоємностями та ін.

Якщо газові постійні та теплоємності газів активного та пасивного потоків газу, що змішуються, мало відрізняються, то процес дифузії обумовлений тільки розбіжністю температур.

Втрати в процесі дифузії пов'язані із зростанням ентропії системи при вирівнюванні температур активного та пасивного потоків. Вони відсутні тільки при змішуванні повністю однорідних газів, але в такому випадку, відсутнє і змішування (дифузія). У цьому складається парадокс Гіббса [12].

Зменшення втрат в елементах дозвукового газового ежектора є джерелом істотного підвищення ефективності сопел вихідних пристроїв сучасних ЛА із системами відхилення вектора тяги, системами реверсу та збільшення тяги, системами зменшення рівня шуму, системами зменшення інфрачервоного випромінювання та ін.

Для стаціонарних ГТУ зменшення втрат в елементах дозвукового газового ежектора дозволяє ефективно застосовувати газові ежектори для вентиляції контейнера ГТУ.

Підвищення ефективності використання енергії досягається тим, що вихідний пристрій ГТД виконується у формі дифузору - каналу, який дозволяє частину кінетичної енергії викидних газів перетворити в роботу стиснення та збільшити, таким чином, перепад тиску на вільній турбіні, а, отже, і потужність двигуна [73-74].

Виграш у потужності та економічності може бути досить великим, тому що в сучасних двигунах кінетична енергія викидних газів за вільною турбіною становить 10...20% від величини ефективної роботи ГТД.

Швидкість викидних газів в перерізі сопла при цьому буде малою і дозвуковою. Ця обставина накладає значні перепони на використання тих або інших методів розрахунку газового ежектора.

До основних методів розрахунку дозвукового газового ежектора відносять:

- метод, заснований на одновимірному наближенні, дозволяє визначити основні закономірності процесу змішування;
- інтегральний метод враховує довжину області змішування і форму сопла;
- кінцево-різницевий метод моделює стисливість, теплообмін, тертя та просторовість течії.

Зіставлення результатів розрахунку за різними методами з експериментальними даними показало, що загальним недоліком перших двох методів є їх непридатність для опису складних відривних течій, які часто реалізуються на практиці, особливо при наявності повороту потоку в соплі активного газу та вала вільної турбіни.

Для осевого газового ежектора більш оптимальним є використання одномірного методу розрахунку за кінцевими перерізами та інтегральний метод.

Для сучасної газодинаміки є характерним нерозривне поєднання розрахунково-теоретичних методів, використання ЕОМ і проведення складних аеродинамічних та фізичних експериментів.

Теоретичні уявлення, спираючись на знайдені експериментальним шляхом закономірності, дозволяють описати за допомогою відповідних рівнянь рух газових сумішей складного складу.

До цих рівнянь відносять рівняння багатофазних сумішей при наявності фізико-хімічних та фазових перетворень.

Методами прикладної математики розробляються ефективні способи розв'язання таких рівнянь на ЕОМ. Нарешті, із експериментальних даних визначають необхідні величини характеристик, властивих середовищу, що досліджується, і процесів, а саме, коефіцієнт в'язкості, теплопровідності, швидкості хімічних реакцій, час релаксації та ін.

Багато задач, які поставлені сучасною технікою перед газодинамікою, поки не можуть бути розв'язані розрахунково-теоретичними методами.

В цих випадках широко використовують результати газодинамічних експериментів, поставлених на основі теорії подібності та законів гідродинамічного та аеродинамічного моделювання.

Газодинамічні експерименти проводяться в аеродинамічних трубах та в інших газодинамічних установках спеціального призначення.

Прикладна газодинаміка, де застосовуються спрощені теоретичні уявлення про осереднені вздовж поперечного перерізу параметри газового потоку та основні закономірності руху, знайдені експериментальним шляхом величини параметрів, дає можливість провести розрахунки компресорів та турбін, сопел та дифузорів, ракетних двигунів, аеродинамічних труб, ежекторів, газопроводів і багатьох інших технічних пристроїв.

2.1. Розрахунок осевого дозвукowego газового ежектора по кінцевим перерізам

Течія газу на будь-якій ділянці змішувальної камери описується трьома рівняннями: енергії, маси та кількості руху. Якщо потік газу у вихідному перерізі камери змішування вважати одномірним, тобто враховувати, що процес вирівнювання параметрів суміші вздовж перерізу повністю закінчився, то зазначених трьох рівнянь достатньо для визначення трьох параметрів потоку у вихідному перерізі при відомих початкових параметрах газів на вході в камеру змішування. Три параметри повністю характеризують стан потоку газу і дозволяють знайти будь-які інші його параметри [53].

Для проведення розрахунку параметрів ежектора визначальними є коефіцієнти збереження повного тиску газу в його пристроях. Вони з достатньою точністю визначаються за відомими емпіричними залежностями.

Розрахунок газового ежектора значно спрощується, якщо прийняти наступні припущення:

1. ідеального газу одномірна, стаціонарна; течія
2. газу об стінки камери змішування відсутнє; тертя
3. кість на зрізі сопла активного газу є дозвуковою ($M < 0,7$); швид-
4. да та температура активного та пасивного газів однакові; приро-
5. течії на виході із камери змішування відповідає повному розширенню. режим

2.1.1. Вихідні дані

Для розрахунку ежектора вихідними даними є:

6. коефіцієнт ежекції $n = G_2 / G_1$ або геометричний параметр $\alpha = f_1 / f_2$; -
7. витрата активного газу G_1 ; -
8. параметри потоку викидних газів за поворотним коліном P_1^*, T_1^*, f_1 ; -
9. параметри потоку газу через кільцевий зазор між вихлопною трубою та тепловим екраном P_2^*, T_2^*, f_2 ; -

10. - параметри газу зовнішнього потоку P_h^*, T_h^* ;
11. - теплофізичні величини:
- газова стала для повітря та газу $R, Дж/(кг \cdot K)$,
 - показник адіабати для повітря та газу k ;
 - теплоємності при постійному тиску для повітря та газу c_p ;
 - коефіцієнт m для повітря та газу при визначенні витрати робочого тіла та деякі інші.

*Розділ 2. ТЕОРЕТИЧНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ДОЗВУКОВИХ
ГАЗОВИХ ЕЖЕКТОРІВ ЕКРАННО-ВИХЛОПНИХ ПРИСТРОЇВ ГТД*

2.1.2. Розрахунок геометричних та газодинамічних параметрів камери змішування ежектора по кінцевим перерізам

При виборі конструктивних параметрів газового ежектора і його розрахунку використовують узагальнені характеристики. Це обумовлено тим, що один і той же ежектор може працювати на різних режимах і при різних співвідношеннях початкових параметрів газу.

Узагальнені характеристики можна отримати на основі як теоретичних, так і експериментальних даних.

Одним із методів отримання теоретичних характеристик дозвукowego газового ежектора є метод розрахунку по кінцевим перерізам з урахуванням припущень, що оговорено раніше.

Параметри активного газу у вхідному перерізі будемо відзначати індексом 1, параметри пасивного газу - індексом 2, параметри суміші у вихідному перерізі - індексом 3. Параметри загальмованого потоку відзначимо додатковим індексом «*».

Задача розрахунку полягає у тому, щоб за відомими параметрами потоків у вхідному перерізі камери змішування визначити коефіцієнт швидкості, повний тиск суміші газів та температуру гальмування суміші у вихідному перерізі камери на основі розв'язання рівнянь збереження маси, енергії, імпульсу потоків та рівняння стану [53].

12. Закон
збереження маси записується у такому вигляді

$$G_3 = G_1 + G_2, \quad \text{або} \quad G_3/G = n + 1. \quad (2.1)$$

13. Рівнян-
ня збереження енергії має вигляд

$$G_3 c_{p3} T_{03} = G_1 c_{p1} T_{01} + G_2 c_{p2} T_{02} + Q, \quad (2.2)$$

де Q – загальна кількість теплоти, що підводиться за 1 с до газу у змішувальній камері шляхом теплопередачі через стінки або кількість теплоти, що утворюється внаслідок хімічних реакцій в потоці.

14. Рівнян-
ня кількості руху записується як

$$G_3 c_3 + p_3 F_3 = G_1 c_1 + p_1 F_1 + G_2 c_2 + p_2 F_2. \quad (2.3)$$

*РОЗРАХУНОК ОСЬОВОГО ДОЗВУКОВОГО ГАЗОВОГО
ЕЖЕКТОРА ПО КІНЦЕВИМ ПЕРЕРІЗАМ*

Розв’язання рівнянь (2.1), (2.2) та (2.3) з використанням газодинамічних функцій при умові рівності теплоємностей та газових сталих активного та пасивного газів матиме вигляд

$$\frac{T_3}{T_1} = \frac{1 + n\theta + \mathcal{G}}{n + 1}, \quad (2.4)$$

$$\sqrt{(n+1)(1+n\theta+\mathcal{G})} z(\lambda_3) = z(\lambda_1) + n\sqrt{\theta} z(\lambda_2), \quad (2.5)$$

$$\frac{p_3}{p_1} = \frac{\sqrt{(n+1)(1+n\theta+\mathcal{G})} q(\lambda_1)}{1 + \frac{1}{\alpha} q(\lambda_3)}, \quad (2.6)$$

$$n = \frac{1}{\pi_0 \alpha \sqrt{\theta}} \frac{q(\lambda_2)}{q(\lambda_1)}, \quad (2.7)$$

де $\theta = \frac{T_2^*}{T_1^*}$; $\mathcal{G} = \frac{Q}{c_p T_1^* G_1}$; $\pi_0 = \frac{p_1^*}{p_2^*}$.

Співвідношення (2.7) зв'язує коефіцієнт ежекції n з геометричним параметром ежектора $\alpha = \hat{f}_1 / f_2$ та параметрами газів на вході до камери змішування.

Спільне розв'язання рівнянь (2.4), (2.5) та (2.6) разом із співвідношенням (2.7) дає можливість визначити стан потоку у вихідному перерізі при відомих початкових параметрах потоків і коефіцієнта ежекції (або геометричного параметру α).

Всі міркування та висновки також є справедливими для дозвукового барометричного ежектора.

Розглянутий підхід до узгодження режимів течії через перший та другий контури ежектора при його розрахунку, представлений у роботах [27, 53], не встановлює однозначної залежності між параметрами першого та другого контура.

В роботі [53] відмічено, що, якщо обидва потоки у вхідному перерізі камери змішування є дозвуковими, тобто $\lambda_1 < 1$ та $\lambda_2 < 1$, то, можна вважати, що статичний тиск є постійним вздовж всієї площі вхідного перерізу камери.

Ця умова зв'язує між собою величини λ_1 та λ_2 , тому що при $p_1 = p_2$ маємо вираз у вигляді:

*Розділ 2. ТЕОРЕТИЧНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ДОЗВУКОВИХ
ГАЗОВИХ ЕЖЕКТОРІВ ЕКРАННО-ВИХЛОПНИХ ПРИСТРОЇВ ГТД*

$$p_1^* \cdot \pi(\lambda_1) = p_2^* \cdot \pi(\lambda_2). \quad (2.8)$$

Таким чином, при дозвукових швидкостях потоків можна довільно задати відносну швидкість одного з них, а швидкість іншого при цьому визначається відношенням величин тиску, загальмованих потоків газів [53].

У даному випадку, величина $\pi(\lambda_2)$, яка визначається із формули (2.8), не дозволяє знайти всі необхідні газодинамічні параметри в перерізі сопла другого контуру навіть при першому наближенні.

Це обумовлено тим, що в дійсності швидкість в перерізі сопла активного газу c_1 визначається за формулою

$$c_1 = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} RT_1^* \left(1 - \left(\frac{p_h}{p_1^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right)}.$$

Величина c_1 , отже і $\pi(\lambda_1)$, залежить від відношення p_h / p_1^* , а величина c_2 ($\pi(\lambda_2)$) залежить від відношення параметрів p_2 / p_2^* ,

де p_2 - статичний тиск на вході до камери змішування.

Тому $p_1^* \cdot \pi(\lambda_1) \neq p_2^* \cdot \pi(\lambda_2)$ у зв'язку із невизначеністю величин статичного тиску на зрізі сопел активного і пасивного газів.

Як вже відмічалось, на початковій ділянці камери змішування при дозвуковій течії активного газу відбувається газодинамічне зменшення площі прохідного перерізу струменя активного газу за рахунок зменшення статичного тиску при зменшенні витрати газу (див. рис.1.5).

Ітеративні методи визначення статичного тиску на вході до камери змішування ежектора позитивних результатів не дають.

В наукових статтях робиться припущення щодо можливості визначення статичного тиску на вході до камери змішування ітеративними методами [11, 26-28], однак, шляхи розв'язання цієї проблеми ітеративними методами не вказуються.

Неоднозначність визначення статичного тиску на вході до камери змішування для звукових та надзвукових течій активного газу також відмічено в роботах Дейча М.Є. [37].

*РОЗРАХУНОК ОСЬОВОГО ДОЗВУКОВОГО ГАЗОВОГО
ЕЖЕКТОРА ПО КІНЦЕВИМ ПЕРЕРІЗАМ*

В роботах [27, 53] показано, що при врахуванні наведених припущень величина кількості руху суміші повинна дорівнювати сумі початкових кількостей руху потоків, а саме:

$$(G_1 + G_2)c_3 = G_1c_1 + G_2c_2.$$

Отже,
$$c_3 = \frac{G_1c_1 + G_2c_2}{G_1 + G_2}. \quad (2.9)$$

Величина кількості руху суміші є меншою за суму кінетичних енергій потоків до початку змішування на величину

$$\Delta E = E_1 + E_2 - E_3 = \frac{G_1G_2}{G_1 + G_2} \frac{(c_1 - c_2)^2}{2}.$$

Отже, величина ΔE являє собою втрати кінетичної енергії, спричинені процесом змішування (втратами на «удар») [53].

Якщо проблему розглядати з точки зору, що втрати енергії ΔE еквівалентні втратам енергії активного газу на змінення кінети-

чної енергії пасивного газу, то втрати енергії активного газу відбуваються за рахунок зменшення статичного тиску на вході в камеру змішування.

Виходячи з цього можна отримати наступне рівняння:

$$\frac{G_1 G_2}{G_1 + G_2} \frac{(c_1 - c_2)^2}{2} = G_2 \frac{c_2^2}{2}. \quad (2.10)$$

Після відповідних перетворень та враховуючи, що $n = G_2 / G_1$, отримаємо:

$$nc_2^2 + 2c_1c_2 - c_1^2 = 0 \quad \text{або} \quad c_2 = \frac{c_1}{n} \cdot (\sqrt{1+n} - 1). \quad (2.11)$$

Отже, швидкість в перерізі сопла пасивного газу залежить від швидкості в перерізі сопла активного газу та співвідношення витрат газу через сопла (коефіцієнта ежекції n).

З урахуванням залежності (2.11) формула (2.9) матиме вигляд

$$c_3 = \frac{c_1}{\sqrt{1+n}}. \quad (2.12)$$

Розділ 2. ТЕОРЕТИЧНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ДОЗВУКОВИХ ГАЗОВИХ ЕЖЕКТОРІВ ЕКРАННО-ВИХЛОПНИХ ПРИСТРОЇВ ГТД

Використовуючи залежність для визначення швидкості газу на виході із сопла при заданому перепаді тисків у вигляді

$$c_2 = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} RT_h \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_h} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right)}$$

можна визначити статичний тиск p_2 , а саме

$$p_2 = p_h \left(1 - \frac{c_2^2}{2 \frac{k}{k-1} RT_h} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (2.13)$$

Після заміни c_2 на її величину із залежності (2.10) отримаємо

$$p_2 = p_h \left(1 - \frac{\frac{c_1^2}{n^2} \cdot (\sqrt{1+n} - 1)^2}{2 \frac{k}{k-1} RT_h} \right)^{\frac{k}{k-1}},$$

тому що $\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{c_1^2}{n^2} \cdot (\sqrt{1+n} - 1)^2 = 0$,

отже, $p_2 = p_h$ при $n \rightarrow \infty$.

Це вказує на те, що при великих величинах коефіцієнта ежекції струмів активного газу витікає в практично без обмежений простір і відбувається виродження ежектора, а також на правильність прийнятого припущення згідно рівняння (2.10).

Врахування вказаних поправок при розрахунку дозвукового газового ежектора дозволяє визначити, в першому наближенні, абсолютні швидкості пасивного та активного газів в перерізах сопел та швидкість на виході із камери змішування при даних припущеннях, отже, і величини $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ та статичного тиску $p_2 = p_1$.

*ІНТЕГРАЛЬНИЙ МЕТОД РОЗРАХУНКУ ГАЗОВОГО ЕЖЕКТОРА З УРАХУВАННЯМ
НЕРІВНОМІРНОСТІ ПОЛЯ ПО ПЕРЕРІЗАХ КАМЕРИ ЗМІШУВАННЯ*

2.2. Інтегральний метод розрахунку газового ежектора з урахуванням нерівномірності поля по перерізах камери змішування

В усіх перерізах змішувальної камери кінцевої довжини (у тому числі і у вихідному перерізі) існує нерівномірність розподілу параметрів газового потоку. Тому розрахунок ежектора по кінцевих перерізах, де потоки вважаються однорідними, у багатьох випадках є недостатнім.

Найбільш неаргументованим є введення в модель ідеальної камери змішування припущення про повне змішування. Камера змішування ЕВП має довжину порівнянну з його діаметром. Тому профіль швидкості суміші у вихідному перерізі камери змішування є істотно неоднорідним. Зазначене обмеження довжини камери змі-

шування призводить до зменшення приросту тиску потоку в ежекторі. Більше того, неоднорідність потоку через неповне змішування зменшує ефективність дифузора і приріст тиску у ньому.

В цілому, характеристика ежектора проходить крутіше, ніж в ідеальному випадку, а підмішування холодного повітря відбувається менш інтенсивно.

Розрахунок процесу змішування потоків у камері змішування ежектора є одним із додатків до теорії вільного струменя. У змішувальній камері ежектора два потоки, які можуть мати у початковому перерізі різну величину швидкості, температури і молекулярної ваги (хімічний склад), перемішуються таким чином, що нерівномірність швидкості, температури і складу у поперечному перерізі поступово зменшується, і в деякому перерізі камери утвориться однорідний потік суміші активного та пасивного газу.

На рис.2.1 показана схема течії в камері змішування та представлено процес формування поля швидкості в поперечних перерізах змішувальної камери [6].

Як і при розгляді вільного струменя, наявність зазначеної універсальності полів у різних перерізах потоку дозволяє скласти інтегральні залежності.

Розділ 2. ТЕОРЕТИЧНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ДОЗВУКОВИХ ГАЗОВИХ ЕЖЕКТОРІВ ЕКРАННО-ВИХЛОПНИХ ПРИСТРОЇВ ГТД

Ці залежності відображують основні закони збереження маси і кількості руху, і дають можливість визначити параметри потоку в будь-якій точці змішувальної камери за величинами початкових параметрах потоків, що змішуються.

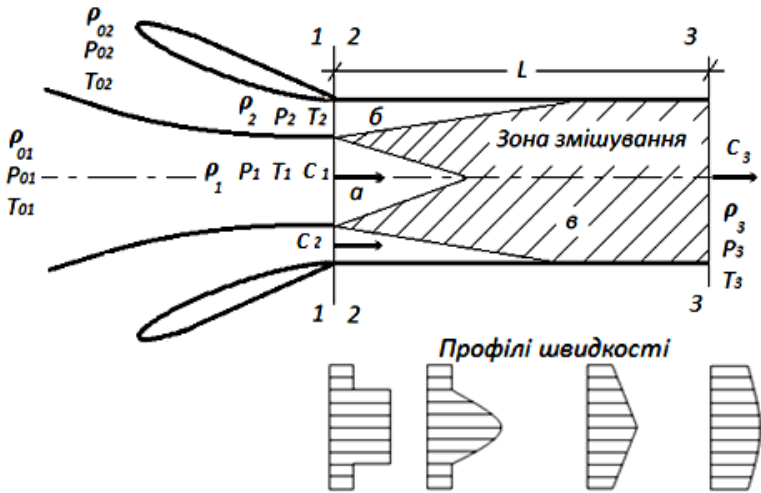


Рис. 2.1. Схема течії у камері змішування газового ежектора:
 а – потенційне ядро активного газу; б – потенційне ядро пасивного газу

Для розрахунку тиску в короткому ежекторі необхідно знати сумарний імпульс в перерізі 3-3, який, у свою чергу, залежить від профілю швидкості.

Скористаємося властивістю автомодельності профілю швидкості у шарі турбулентного змішування, описану в роботах Абрамовича [27] та Шліхтінга [75], а саме:

$$c(x, r) = \frac{c_1(x) + c_2(x)}{2} + \frac{c_2(x) - c_1(x)}{2} f(z),$$

$$\text{де } z = \frac{r - r_1(x)}{b(x)},$$

$f(z)$ - універсальна функція (при постійному тиску потоку в поперечному напрямку).

ІНТЕГРАЛЬНИЙ МЕТОД РОЗРАХУНКУ ГАЗОВОГО ЕЖЕКТОРА З УРАХУВАННЯМ НЕРІВНОМІРНОСТІ ПОЛЯ ПО ПЕРЕРІЗАХ КАМЕРИ ЗМІШУВАННЯ

Для розрахунку $f(z)$ зручно користуватись такою формулою

$$f(z) = (3z - z^2) / 2.$$

Інші невідомі визначаються за таким алгоритмом:

- незбурені швидкості в потенційних областях течії $c_1(x)$ і $c_2(x)$ знаходяться за величинами статичного тиску із рівняння Бернуллі;
- півширина шару змішування $b(x)$ знаходиться покрововим інтегруванням рівняння

$$db(x) = C' \frac{c_1(x) - c_2(x)}{c_1(x) + c_2(x)},$$

де C' - безрозмірна константа [76]);

- положення середини шару змішування $r_1(x)$ знаходиться із рівняння збереження маси в інтегральній формі;
- тиск $p(x)$ знаходиться покрововим інтегруванням рівняння імпульсів, а саме

$$dp(x) = -\frac{dM}{A(x)},$$

де $M(x) = \int \rho C^2 dA$.

Зазвичай, інтегрування рівнянь для обчислення $b(x)$ та $p(x)$ не викликає особливих труднощів.

Функції $c_1(x)$ і $c_2(x)$ є функціями тиску (закон Бернуллі), і навпаки, тиск є функція від $c_1(x)$ і $c_2(x)$.

Всі змінні в правих частинах рівнянь повинні бути визначені перед кожною ітерацією із попереднього кроку.

На кінці потенційного ядра струменя (рис.2.1 та 2.2) рівняння Бернуллі не застосовують. Тому величину $c_1(x)$ знаходиться з рівняння збереження маси. Величину $r_1(x)$ вважається рівною $b(x)$.

Зовнішня потенційна область закінчується там, де тиск збільшується до величини, що відповідає виконанню умови

$$p(x) \triangleright p(0) + 1/2 \rho c_2^2(0), \text{ тобто при } c_2^2(x) \triangleleft 0.$$

*Розділ 2. ТЕОРЕТИЧНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ДОЗВУКОВИХ
ГАЗОВИХ ЕЖЕКТОРІВ ЕКРАННО-ВИХЛОПНИХ ПРИСТРОЇВ ГТД*

Ця математична особливість характеризує переріз, в якому межа шару змішування ($r_1 + b$) не досягає стінки камери змішування.

Якщо межа шару змішування досягає цієї стінки, рівняння Бернуллі має бути замінено іншим співвідношенням.

Для продовження розрахунку покладено $c_2(x)=0$. Це припущення нічим не аргументовано, крім міркувань про безперервність c_2 . Його прийнятність повинна бути підтверджена порівнянням результатів розрахунку із експериментальними даними.

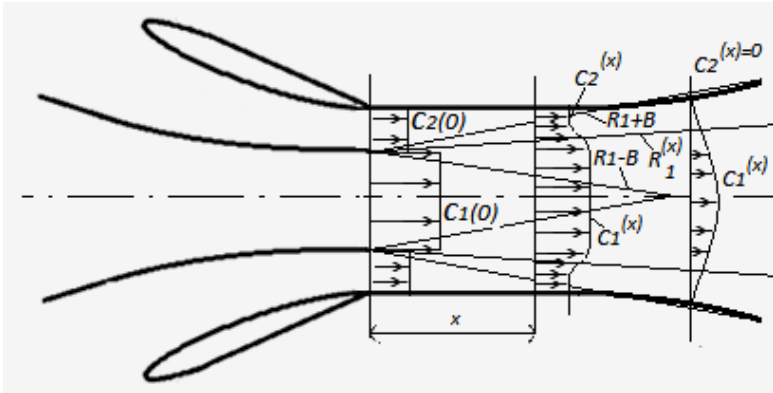


Рис. 2.2. Розрахункова схема камери змішування

На відміну від наближеної моделі ідеального змішування викладений інтегральний метод може бути застосований лише до вісесиметричних ежекторів. Оскільки пелюсткові сопла значно покращують характеристики коротких ежекторів, бажано вміти розраховувати ефект підвищення ежекції без допомоги громіздких та довготривалих тривимірних програм.

Фактично сопло із довільною формою поперечного перерізу має вісесиметричний еквівалент тієї ж площі, вони відрізняються один від одного тільки периметром.

Периметр пелюсткового сопла більший за периметр еквівалентного сопла в K разів [78], тобто на величину

$$K = P_r / (2\sqrt{\pi A_r}).$$

ИНТЕГРАЛЬНИЙ МЕТОД РОЗРАХУНКУ ГАЗОВОГО ЕЖЕКТОРА З УРАХУВАННЯМ НЕРІВНОМІРНОСТІ ПОЛЯ ПО ПЕРЕРІЗАХ КАМЕРИ ЗМІШУВАННЯ

Можна показати, що вісесиметричне наближення дозволяє моделювати тривимірний потік, якщо константу в законі зміни товщини шару змішування C' замінити на $C' = KC'$.

Оскільки, у випадку невісесиметричного сопла $K \gg 1$, відповідна товщина шару змішування буде збільшуватися швидше, ніж при використанні округлого сопла, змішування відбуватиметься інтенсивніше, і тиск збільшиться на більш короткій відстані.

Однак, і в даному випадку також є проблема із визначенням статичного тиску на вході до камери змішування.

2.3. Кінцево-різницевий метод розрахунку течії газу в дозвуковому газовому ежекторі

В наш час на практиці застосовується моделювання течії рідини та газу за допомогою ЕОМ. Основною математичною моделлю в наближенні до суцільного середовища є система рівнянь Нав'є-Стокса.

Створення ефективних алгоритмів для чисельного моделювання течії нестисливої в'язкої рідини та дозвукових течій в'язкого газу в різних технічних пристроях за рівняннями Нав'є-Стокса при широкому зміні параметрів є актуальним науковим завданням.

Через складність визначення способу розв'язання рівнянь Нав'є-Стокса в системі з іншими рівняннями переносу (теплопровідності, збереження енергії, концентрацій) моделювання є можливим лише за допомогою використання чисельних методів, зокрема - кінцево-різницевих.

Основні підходи до інтегрування рівнянь Нав'є-Стокса пов'язані із побудовою методики розрахунку тиску.

Існують методи [77] для нестисливої рідини без розрахунку тиску, тоді, коли функція тиску виключається введенням функції струму, що усуває проблеми, пов'язані з розрахунком тиску, але призводить до інших проблем, що пов'язані з побудовою граничних умов для функції вихору.

Моделювання турбулентних течій рідини та газу проводиться також на основі рівнянь Нав'є-Стокса із приведенням їх до осередне-

них рівнянь Рейнольдса та замиканням за напівемпіричними теоріями, які придатні тільки для конкретних течій [78-81].

Найбільш перспективним тут є пряме моделювання турбулентних течій за рівняннями Нав'є-Стокса, яке потребує наявності ЕОМ із великою продуктивністю та пам'яттю порівняно з тими, які в наш час реально розпоширені.

До одного із класів внутрішніх завдань моделювання течії рідини або газу можна віднести моделювання в'язких течій в обертових системах відліку із наявністю сил Кориоліса. У таких течіях сила Кориоліса прирівнюється величині зовнішньої сили, вони мають складну структуру навіть для простих випадків із прямолінійними границями. Найбільш складним у процесі моделювання течії газу є розрахунок неврівноважених течій на основі рівнянь Нав'є-Стокса сумісно з рівняннями дифузії та масової концентрації компонентів реагуючих речовин.

Великого практичного значення, в наш час, набуло моделювання течій газу в камерах згоряння газотурбінних двигунів.

Найбільш важливі теоретичні та практичні результати у процесі розрахунку течій із відривом потоку було отримано за допомогою асимптотичної теорії в'язкої рідини і напівемпіричних методів, що базуються на апріорному виборі моделі течії на основі чисельного або фізичного експериментів [76].

Доповнюючи один одного, разом розрахунок і експеримент надають нові можливості для вивчення складних взаємозалежних процесів.

Основна проблема отримання нестационарних рішень рівнянь Нав'є-Стокса нестисливої рідини полягає у труднощах одночасного вирішення рівняння кількості руху та рівняння нерозривності.

На першому етапі розвитку чисельних алгоритмів розв'язання рівнянь Нав'є-Стокса для нестисливих течій найчастіше використовувалися змінні типу завихреність - функція течії [70, 73, 75, 78].

Застосування фізичних змінних дозволяє розв'язувати двовимірні та тривимірні задачі за єдиним алгоритмом.

*КІНЦЕВО-РІЗНИЦЕВИЙ МЕТОД РОЗРАХУНКУ ТЕЧІЇ ГАЗУ
В ДОЗВУКОВОМУ ГАЗОВОМУ ЕЖЕКТОРІ*

Основні математичні проблеми при розв'язанні рівняння Нав'є-Стокса пов'язані із різним типом диференціальних рівнянь для законів збереження маси та кількості руху. Різні способи подолання зазначених труднощів виникають при використанні для визначення тиску спеціального рівняння Пуассона [82,83], рівнянь для поправок [82,84], різних штрафних функцій [85], доповнення рівняння нерозривності нестационарним членом [83], регуляризації матриці коефіцієнтів при визначенні похідних за часом [86-89].

Актуальною проблемою в процесі проведення чисельних розрахунків шляхом розв'язання рівнянь Нав'є-Стокса залишається побудова та розробка нових підходів, які скоротили б необхідні витрати часу при моделюванні на ЕОМ.

При моделюванні дозвукових течій із зменшенням числа Маха до нуля кінцево-різницевої схеми істотно втрачають стійкість. Для підвищення стійкості можна використовувати згладжування осциляцій без зменшення порядку апроксимацій, а також вводити штучну дифузію в областях із великими градієнтами для забезпечення додаткового згладжування чисельного результату.

Однак, наявність поворотів потоку, відривних та зворотних течій, парних вихорів призводить до значних розбіжностей розрахунку із експериментом та, в більшості випадків, унеможливує проведення розрахунку кінцево-різницевим методом.

Як відомо, при русі рідини вздовж криволінійного каналу швидкість часток рідини зменшується при збільшенні радіуса кривизни. Тому, величина тиску біля внутрішньої стінки є меншою за величина тиску біля зовнішньої стінки. Отже, на вході до криволінійного коліна у внутрішньої стінки утворюється конфузorna ділянка, а у зовнішньої – дифузorna.

В той же час, при виході із криволінійного коліна прямо у трубу, навпаки, у внутрішньої стінки утворюється дифузorna, а у зовнішньої - конфузorna ділянки.

З теорії пограничного шару відомо, що в дифузornій області пограничний шар зростає дуже інтенсивно, стає нестійким і може легко відірватися від стінки. Це явище спостерігається в дифузornих областях криволінійного коліна.

Фотографії процесу течії потоку в коліні чітко проявляють області місцевого відриву біля зовнішньої та внутрішньої стінок. Схематично потік у коліні показано на рис.2.3.

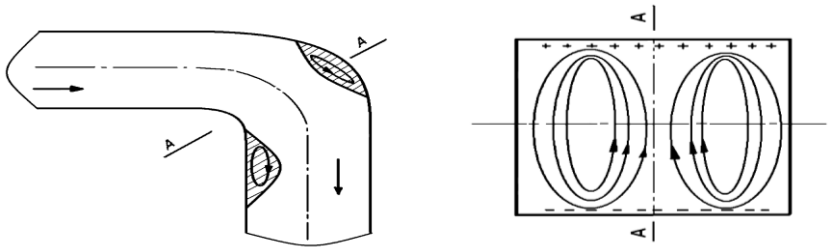


Рис. 2.3. Схема течії газу у поворотному коліні вихлопного пристрою ГТУ

Оскільки, на зовнішній стінці величина тиску є більшою, ніж на внутрішній, то уздовж бічних стінок, де величина швидкості дорівнює нулю, буде відбуватися перетікання рідини або газу від зовнішньої стінки до внутрішньої, за рахунок чого утворюється парний вихор.

Таке поперечне перетікання рідини, зазвичай, називають вторинними течіями. Вторинні течії можна спостерігати шляхом вимірювання складових швидкостей, що утворюють парний вихор.

В перерізі А-А (див. рис.2.3) показано поле тангенціальних швидкостей. Установка ежекторних пристроїв на ділянці повороту потоку газу у вихлопному пристрої ГТУ призводить до появи додаткових втрат енергії, які обумовлені наявністю парного вихору і, як наслідок, зворотних течій в соплі другого контуру газового ежектора (рис.2.4).

Таким чином, структура потоку у криволінійному каналі визначається збільшенням величини тиску і зменшенням швидкостей у напрямку від зовнішньої до внутрішньої стінок коліна, наявністю місцевого відриву пограничного шару, і, нарешті, утворенням у коліні парного вихору.

Зазначені явища визначають природу втрат у коліні та якісні зміни однорідності потоку, які відбуваються при наявності в трубопроводі коліна.

*КІНЦЕВО-РІЗНИЦЕВИЙ МЕТОД РОЗРАХУНКУ ТЕЧІЇ ГАЗУ
В ДОЗВУКОВОМУ ГАЗОВОМУ ЕЖЕКТОРІ*

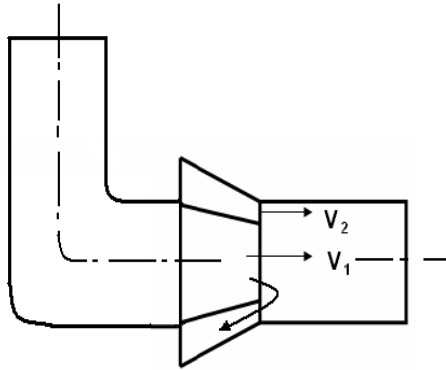


Рис.2.4. Зворотні течії в соплі другого контуру газового ежектора

З наведеного аналізу фізичної картини потоку на повороті можна зробити висновок, що втрати в коліні складаються із втрат на тертя, втрат на утворення парних вихорів і втрат через наявність місцевих відривних течій.

Останні мають найбільшу відносну величину, а втрати на тертя становлять найменшу частку від загальних втрат.

Отже, для зменшення втрат у коліні, насамперед, потрібно уникати місцевих аеродинамічних дифузорів, які часто призводять до місцевих відривних течій.

Необхідно також зменшувати інтенсивність вторинних течій, які утворюють парні вихори, і тільки після цього піклуватися про зменшення сил тертя.

Крім того, втрати залежать від геометричних характеристик коліна, а саме: радіусів кривизни зовнішньої та внутрішньої стінок, форми поперечного перерізу, співвідношення площ вхідного та вихідного перерізів та ін.

Розрахунок таких складних течій потребує детальних досліджень у напрямку визначення придатності тих або інших кінцево-різницевого методів, які б могли враховувати: наявність зон відриву і зворотних течій, зміну тиску в поперечному напрямку, наявність збурень вверх за потоком, тертя на стінках.

Розрахунку течії газу в каналах різної форми присвячена значна кількість робіт, виконаних в Інституті проблем машинобудування ім. А.М. Підгорного та Дніпропетровському національному університеті ім. Олеся Гончара. Для замикання системи рівнянь, що описує турбулентну течію, використовуються моделі турбулентної в'язкості. Вибір моделі турбулентності для розрахунку відривних течій становить окрему проблему.

Незважаючи на суттєвий прогрес у моделюванні турбулентності великими (LES) і від'єднаними (DES) вихорами та прямим чисельним моделюванням (DNS) при розв'язанні практичних завдань широко використовуються тільки моделі на основі осереднених за числом Рейнольдса рівнянь Нав'є-Стокса (RANS). При замиканні RANS використовуються алгебраїчні, одно- та двопараметричні моделі турбулентної в'язкості.

Велику популярність одержала однопараметрична модель Спаларта-Аллараса, яка демонструє розумний компроміс між обчислювальними витратами і точністю отриманих результатів.

Однопараметрична модель турбулентності Spalart-Allmaras (SA) [90] розроблена у 1992 році і призначена для опису рівноважних течій з урахуванням наявності пограничного шару для задач зовнішнього обтікання тіл при малих кутах атаки і невеликими відривними зонами. Генерація турбулентності визначається ротором поля швидкості.

Наявність неоднозначності та нестійкості розв'язання задачі про течію в'язкої нестисливої рідини вимагає підвищення точності та ефективності чисельних методів розрахунку гідродинаміки і теплообміну в областях довільної форми. Особливо важливим є забезпечення властивості консервативності і монотонності чисельного методу в довільній системі координат, щоб звести до мінімуму збурення, що вносяться методом у розв'язання за рахунок особливостей різницевої апроксимації і кривизни сіткових ліній.

Для досягнення цієї мети найбільш підходить сімейство SIMPLE алгоритмів на основі методу контрольного об'єму [91-94], а також схеми типу TVD, які модифіковані для розрахунку нестисливої течії [95-99].

Прийняття рішення щодо використання моделі турбулентної в'язкості залежить від наявності даних теоретичних та експериментальних досліджень.

Модель нестисливої рідини, зазвичай, використовується для опису течій із числом Маху набагато меншим за одиницю, оскільки пряме застосування методів, заснованих на моделі стисливого газу, стає неефективним через жорсткості вихідної системи рівнянь [98-103].

Історично так сталося, що розробка методів розрахунку течій в'язкої нестисливої рідини йшла в двох напрямках. Методи, що використовують перетворені змінні завихреність-функція течії (ω - ψ) [36, 97], конкурували із методами, заснованими на запису вихідних рівнянь щодо змінних швидкість-тиск (u, v, p) [77,78,89,91,94,97-99, 100-106].

Методи розв'язання рівнянь Нав'є-Стокса, записані в перетворених змінних (ω - ψ), дозволяють зменшити кількість невідомих у двовимірних задачах, однак для розрахунку тривимірних течій кількість невідомих значно збільшується у порівнянні із методами, в яких використовують змінні швидкість-тиск.

У методах (ω - ψ) існують певні труднощі з постановкою фізично обґрунтованих граничних умов для врахування завихреності на твердих стінках, а також для функції течії в багатозв'язаних областях.

Методики розрахунку дозвуківих течій в змінних швидкість-тиск, які засновані на моделі нестисливої рідини, а також ідеї розщеплення за фізичними процесами, в свою чергу, розподіляються на SIMPLE подібні алгоритми [78,86,104-110], метод штучної стисливості [88,100,101] і змішані Лагранжево-Ейлерові методи типу метод часток в комірках [107,108].

Докладний огляд робіт і аналіз даних методів можна знайти в [102].

Однією із головних проблем, як для методів (ω - ψ), так і для методів (u, v, p), залишається задача розрахунку поля тиску. Джерелом труднощів є система рівнянь нестисливої рідини, в якій відсутні рівняння для тиску.

При переході до змінних завихреності-функція течії тиск виключається із розрахунків, тому визначення силового впливу на тіло в рамках таких методів є проблематичним. У методах, що відображують природні змінні, для розрахунку тиску, зазвичай, використовується комбінація рівнянь нерозривності та кількості руху.

У таких алгоритмах як SIMPLE [84], SIMPLEC [103,110], PISO [91] і в методі штучної стисливості [88,100,101], фактично ставиться еволюційна задача для тиску. При цьому відкидаються доданки, які забезпечують прямий зв'язок між масовими силами та полем тиску.

Із аналізу системи рівнянь нестисливої рідини констатується, що поле тиску миттєво реагує на зміну полів вектора швидкості та масової сили і не залежить явно від розподілу тиску в попередній момент часу.

В алгоритмі SIMPLER реалізовано саме таку схему взаємодії полів. Це призводить до помітного підвищення ефективності алгоритму SIMPLER у порівнянні з іншими методами [76,91,103,104,106], особливо для задач, де визначальний вплив мають масові сили, зокрема, для вільної температурної та концентраційної конвекції, а також течій із закруткою потоку.

Недоліком алгоритму SIMPLER можна вважати те, що він реалізується лише на рознесеній шаховій сітці, в той час, як методи штучної стисливості [88,89,100,101,195] і алгоритми SIMPLE, SIMPLEC, PISO можуть бути реалізовані на суміщених і частково суміщених сітках [87,103,104,106,111,112].

В наш час найбільш популярним серед фахівців з обчислювальної газодинаміки є сімейство SIMPLE алгоритмів. Реальна геометрія окремих елементів промислових установок і пристроїв, яким є також газовий ежектор ЕВП, вимагає, по-перше, можливості застосування адаптивних сіток, а по-друге, незалежності властивостей розрахункового методу від обраної системи координат [113-115]. З цієї точки зору, найбільшу гнучкість має метод кінцевих елементів [109]. Не дивлячись на останні досягнення в області підвищення точності апроксимації у методі кінцевих елементів, кінцево-різницеві алгоритми, засновані на методі контрольного об'єму [76], перевершують метод кінцевих елементів за ефективністю і точністю [116].

У кінцево-різницевих алгоритмах простіше реалізуються можливості підвищення точності результатів розрахунків за рахунок застосування TVD схем високого порядку [117-118].

Перша проблема, яка виникла при застосуванні SIMPLE процедур в неортогональних системах координат, пов'язана із неузгодженістю полів швидкості та тиску з процесом утворення, так званих, шахових полів тиску і швидкості [76, 91].

Основна ідея SIMPLE-подібних алгоритмів полягає в тому, що для розрахунку тиску використовується різницеве рівняння, яке отримано із дискретних аналогів рівнянь кількості руху та нерозривності. При цьому велике значення має спосіб апроксимації градієнта тиску в рівнянні кількості руху.

У вихідних алгоритмах [76,91,103,104,106], записаних для декартової системи координат на шаховій сітці, градієнт тиску обчислюється за допомогою величин тиску в двох сусідніх вузлах. У цьому випадку не виникає неузгодженість між полями швидкості та тиску [119], а сітковий шаблон для тиску включає $2D+1$ вузол, де D - розмірність задачі.

В результаті на регулярній сітці виходить матриця системи рівнянь алгебри з $2D+1$ діагоналлю. Для розв'язання таких систем розроблено ефективні ітераційні методи [120-122].

Якщо рівняння кількості руху записується в проекції на базисні вектори декартової системи координат, то при переході до неортогональних систем координат на сітці близькою до ортогональної сітки система дискретних рівнянь для швидкості та тиску розсипається на дві незалежні системи.

Велика кількість робіт присвячена пошуку усунення цього ефекту. Так, в роботі [108] пропонується частково суміщена сітка, де складові швидкості зберігаються в кутах контрольного об'єму для тиску, при цьому авторами відзначалися труднощі із отриманням розв'язання, яке сходиться, через осциляції поля тиску.

В роботі [123] запропоновано метод корекції тиску на повністю суміщеній сітці, що використовує припущення про наближеність сітки до ортогональної.

В роботі [111] запропоновано метод скінченних об'ємів, що використовує як залежні змінні контраваріантні складові швидкості, однак рівняння руху записано не в строго консервативній формі.

В роботі [112] дано формулювання методу SIMPLER для ортогональних криволінійних координат.

В роботі [93] М.П. Лобачов рівняння руху записав у консервативній формі на частково суміщеній сітці щодо контраваріантних складових вектора швидкості. Однак, в різницевому рівнянні для тиску частина членів перенесена в праву сторону, що призвело до необхідності введення внутрішнього ітераційного циклу для розв'язання рівняння Пуассона на кожній глобальній ітерації.

Отже, використання суміщених сіток унеможливорює застосування алгоритму SIMPLER, який за ефективністю перевершує інші SIMPLE методи.

Другою проблемою, яка виникає при переході до криволінійних координат, є вплив кривизни сіткових ліній на точність чисельного розв'язання, зокрема, виконання перетворення Галілея (тест на незбуреність однорідного потоку) для дискретних рівнянь руху.

При запису дискретних аналогів для диференціальної форми вихідних рівнянь і використанні, як шукані змінні, контр - або коваріантного компонента вектора швидкості [124] однорідний потік, у загальному випадку, не задовольняє дискретним аналогам.

Виконання на дискретному рівні перетворення Галілея не гарантує навіть для такої найпростішої течії, як лінійна зсувна течія Куєтта, точного розрахунку на довільній не ортогональній сітці.

В роботі [125] Леонард запропонував схему другого порядку QUIC, яка впродовж багатьох років була дуже популярна серед дослідників в'язких нестисливих течій [93,125].

Роботи В.П. Колгана [127] поклали початок розвитку схем, які згодом отримали назву TVD (Total Variation Diminishing) схеми. На сьогодні монотонні схеми дуже популярні серед фахівців з обчислювальної аеродинаміки стисливого газу [128,129].

Однак, практично немає робіт, де було б чітко показано переваги схем типу TVD у порівнянні з іншими схемами для задач нестисливої рідини.

Отже, постає завдання на розробку методології порівняння різних різницевих алгоритмів [98,99].

Таким чином, всі зазначені явища та фактори, що мають місце в складних технічних пристроях, одним із яких є дозвукові газові ежектори із поворотом потоку активного газу різного виконання, практично, в більшості випадків, потребують проведення досліджень щодо можливості використання тих або інших кінцево-різницевих методів розрахунку дозвукової течії в каналах складної форми та моделей турбулентної в'язкості.

Метод розрахунку за кінцевими перерізами дозволяє розв'язувати будь-які завдання, пов'язані із визначенням розмірів, параметрів і характеристик осевого циліндричного ежектора. В деяких наближеннях його можна застосовувати для розрахунку течії в камері змішування, форма поперечного перерізу якої відмінна від циліндричної.

Недоліком цього методу є відсутність явних аналітичних залежностей для визначення невідомих параметрів процесу змішування потоків. Однак, даний метод дозволяє провести якісний аналіз впливу вихідних даних на рівень втрат енергії на змішування та визначити, в першому наближенні, основні оптимальні газодинамічні параметри ежектора.

Незалежно від особливостей течії газів при змішуванні, відбувається вирівнювання їх швидкостей вздовж перерізу камери шляхом обміну імпульсами між частинками, що рухаються з різними швидкостями. Цей процес супроводжується втратами енергії. Крім звичайних гідравлічних втрат на тертя при русі вздовж стінок сопел і камери змішування, для робочого процесу ежектора характерними є втрати, пов'язані із самою істотністю процесу змішування.

Побудова дозвукових газових ежекторів з найменшими втратами енергії при заданому коефіцієнті ежекції є одним із основних завдань теоретичних та експериментальних досліджень. Підвищення тиску пасивного газу без безпосередньої участі механічної енергії є основною принциповою якістю ежекторних пристроїв різного призначення.

Для газового ежектора при незмінних геометричних параметрах оптимальні умови можуть бути забезпечені тільки на одному режимі роботи, який називається розрахунковим для даного ежектора.

Під характеристикою газового ежектора з відомими геометричними розмірами розуміють залежність коефіцієнта ежекції від зовнішніх параметрів робочого процесу (тиску, температури і швидкості змішуваних потоків та параметрів потоку в камері змішування).

3.1. Взаємозв'язок основних параметрів дозвукового газового ежектора з параметрами змішуваних потоків на розрахунковому режимі роботи

Взаємозв'язок основних параметрів дозвукового газового ежектора з параметрами змішуваних потоків на розрахунковому режимі роботи визначено шляхом використання методу розрахунку по кінцевим перерізам.

Розрахунки ежекторних пристроїв проводились за уточненою методикою згідно експериментальних даних при рівних температурах активного та пасивного газів.

За результатами розрахунку було отримано:

- залежність коефіцієнта збереження повного тиску в камері змішування від коефіцієнта ежекції;
- залежність коефіцієнта збереження повного тиску в камері змішування від перепаду тиску в соплі активного газу;
- залежність різниці швидкостей активного та пасивного газів від перепаду тиску в соплі пасивного газу;
- залежність коефіцієнта втрат повного тиску в камері змішування дозвукового ежектора від перепаду тиску в соплі пасивного газу;
- залежність різниці повного та статичного тиску в соплі пасивного газу від відношення тисків пасивного та активного газів;
- залежність коефіцієнта збереження повного тиску в камері змішування газового ежектора від площі вихідного перерізу сопла одновального ГТУ при незмінній частоті обертання ротора.

На рис. 3.1 представлено залежність коефіцієнта збереження повного тиску в камері змішування від коефіцієнта ежекції.

Аналіз результатів розрахунків показав, що при збільшенні коефіцієнта ежекції коефіцієнт збереження повного тиску при змішуванні потоків активного і пасивного газів зменшується. При збільшенні величини перепаду тиску між ежектором і навколишнім середовищем, тим більшим стають втрати повного тиску в камері змішування дозвукового ежектора.

Отже, повний тиск суміші на виході із камери змішування завжди є меншим за величину повного тиску пасивного газу .

Залежність коефіцієнта збереження повного тиску в камері змішування газового ежектора від перепаду тиску в соплі активного газу показано на рис. 3.2.

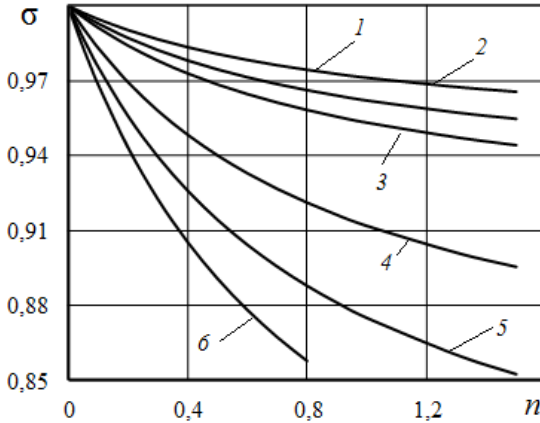


Рис. 3.1. Залежність коефіцієнта втрат повного тиску в камері змішування дозвукового ежектора від коефіцієнта ежекції:
1 - $\pi_c=1,06$; 2 - $\pi_c=1,08$; 3 - $\pi_c=1,1$; 4 - $\pi_c=1,2$; 5 - $\pi_c=1,3$; 6 - $\pi_c=1,4$

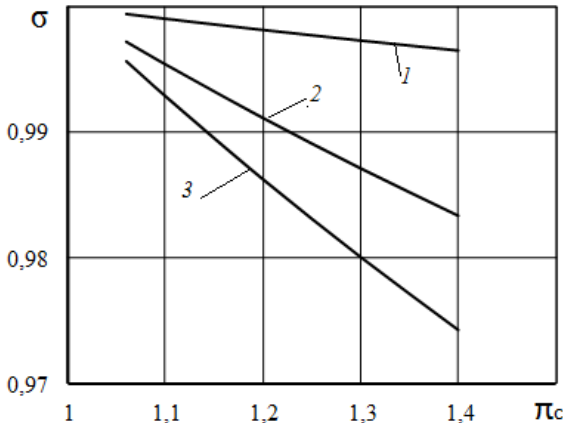


Рис. 3.2. Залежність коефіцієнта втрат повного тиску в камері змішування дозвукового ежектора від перепаду тиску в соплі пасивного газу:
1 - $n=0,01$; 2 - $n=0,05$; 3 - $n=0,08$

Збільшення перепаду тиску в соплі активного газу підсилює процес зменшення коефіцієнта збереження повного тиску в камері змішування газового ежектора.

Аналіз результатів розрахунків показав, що збільшення перепаду тиску в соплі активного газу призводить до нелінійної зміни залежності відношення швидкостей в соплах активного та пасивного газу.

При збільшенні перепаду тиску інтенсивність зростання різниці швидкостей активного та пасивного газів зменшується. Однак, чим більшою є різниця величин швидкостей, тим більшою є величина ударних втрат при змішуванні, що призводить до зменшення коефіцієнта збереження повного тиску.

Цей висновок графічно відображено на рис. 3.3.

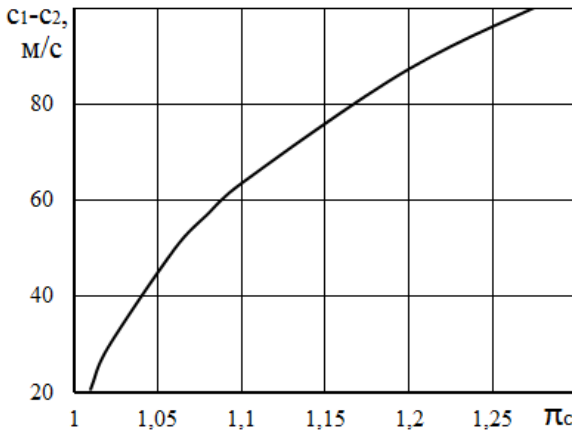


Рис. 3.3. Залежність різниці швидкостей активного та пасивного газу від перепаду тиску в соплі пасивного газу

Збільшення коефіцієнта ежекції також спричинює зменшення відношення швидкостей пасивного та активного газів (рис. 3.4), отже, призводить до зменшення коефіцієнта збереження повного тиску.

При проектуванні дозвучового газового ежектора такі висновки є важливими для забезпечення заданих характеристик потоку на виході із дозвучового газового ежектора та забезпечення мінімальних втрат енергії.

Дослідження показали, що застосування камер змішування, що звужуються, при дозвукових швидкостях дозволяє за рахунок зменшення різниці швидкостей потоків активного і пасивного газів зменшити втрати на удар, тому що процес змішування відбувається в потоці, що прискорюється.

Варто враховувати той факт, що збільшення вихідної швидкості може спричинити зростання втрат у дифузорі [130,131], а також той факт, що максимальна швидкість на виході із камери змішування обмежена перепадом тиску у ньому.

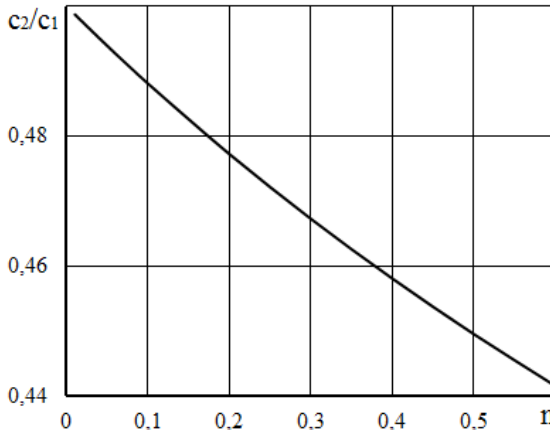


Рис. 3.4. Залежність коефіцієнта втрат повного тиску в камері змішування дозвукового ежектора від перепаду тиску в соплі пасивного газу

Для отримання найменших втрат, тобто найбільшої величини повного тиску суміші газів, бажано збільшувати швидкість пасивного газу таким чином, щоб як найбільше наблизити величину швидкості пасивного газу до швидкості активного газу на вході до камери змішування з метою найвигіднішого протікання процесу змішування.

Розглянемо, наприклад, що відбувається з потоком суміші на виході з ежектора при підвищенні температури гальмування активного газу $T_1^* = const$ при виконанні умови $T_2^* = const$.

Якщо $F_1 = \text{const}$ і $p_1^* = \text{const}$, то витрата газу через сопло G_1 змінюється обернено пропорційно кореню квадратному із величини T_1^* , тобто, $G_1 \sqrt{T_1^*} = \text{const}$. Отже, $G_2 / (G_1 \sqrt{T_1^*}) = \text{const}$. Порівнюючи цей вираз з попереднім, отримуємо результат у вигляді $G_2 = \text{const}$.

Таким чином, збільшення коефіцієнта ежекції при підвищенні температури гальмування активного газу пов'язано лише із зменшенням витрати газу G_1 , при чому витрата пасивного газу G_2 при змінненні величини T_1^* не змінюється.

При незмінних величинах p_2^* , T_2^* , та F_2 , це є можливим тільки у тому випадку, якщо статичний тиск p_2 у вхідному перерізі змішувальної камери не залежить від температури гальмування T_1^* .

Аналіз проведених досліджень показує, що при змінненні температури одного із газів витрата і швидкість іншого, а також статичний тиск на вході до камери змішування залишаються незмінними. Цей висновок відображено на рис 3.5.

Експериментальні дослідження підтверджують дані висновки, які співпадають з дослідженнями, представленими в роботах [131-134].

У загальному випадку величина втрат повного тиску на змішування потоків у газовому ежекторі та його лінійні розміри істотно залежать не тільки від перепаду тиску в соплі, форми камери змішування, величини коефіцієнта ежекції, а також від його конструктивної компоновки. При проектуванні ежектора важливо правильно вибрати довжину камери змішування, яка повинна забезпечити достатньо повне вирівнювання поля швидкостей у поперечному перерізі потоку.

Необхідну довжину камери змішування можна істотно скоротити, якщо роздрібнити потік, що ежектується, на кілька струменів за рахунок застосування багатоконтурної пелюсткової конструкції. Експериментальні дослідження показали, що оптимальна довжина такої камери змішування складає 2...3 діаметра.

Застосування перфорованої пелюсткової конструкції дозволяє зменшити довжину камери змішування до 1,5...2 діаметрів.

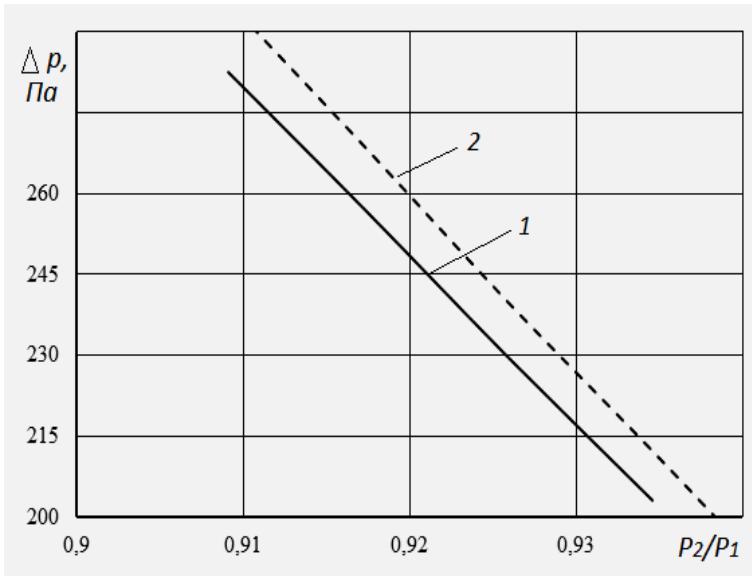


Рис. 3.5. Залежність різниці повного та статичного тиску в соплі пасивного газу від відношення тисків пасивного та активного газів:
1 – $\alpha=0,2$; 2 – $\alpha=0,35$

Залежність коефіцієнта збереження повного тиску в камері змішування газового ежектора від площі вихідного перерізу сопла одновального ГТУ при незмінних частоті обертання ротора представлено на рис. 3.6.

Характеристика газового ежектора показує на умови, в яких працює ежектор при заданих геометричних розмірах на змінних режимах, коли виникають додаткові втрати енергії в камері змішування.

Залежність відношення величин швидкостей пасивного та активного газів ежектора від площі вихідного перерізу сопла ГТУ показано на рис. 3.7.

Результати проведених досліджень та їх узагальнення показали, що величина перепаду тиску у соплі газотурбінної установки накладає обмеження на можливість досягнення мінімальної температури суміші газів (рис. 3.8).

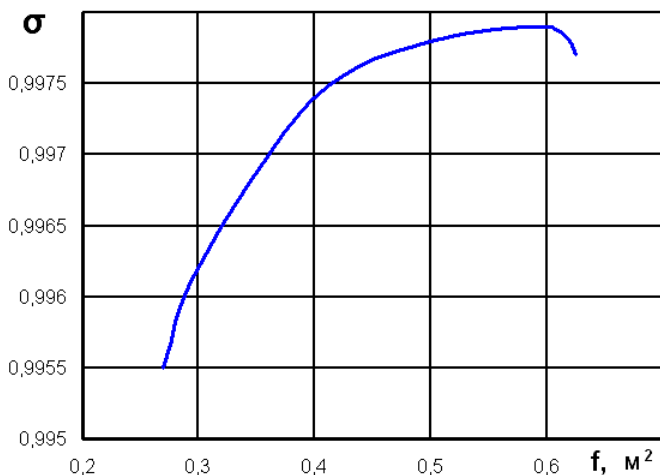


Рис. 3.6. Залежність коефіцієнта збереження повного тиску в камері змішування газового ежектора від площі вихідного перерізу сопла одновального ГТУ при незмінних частоті обертання ротора

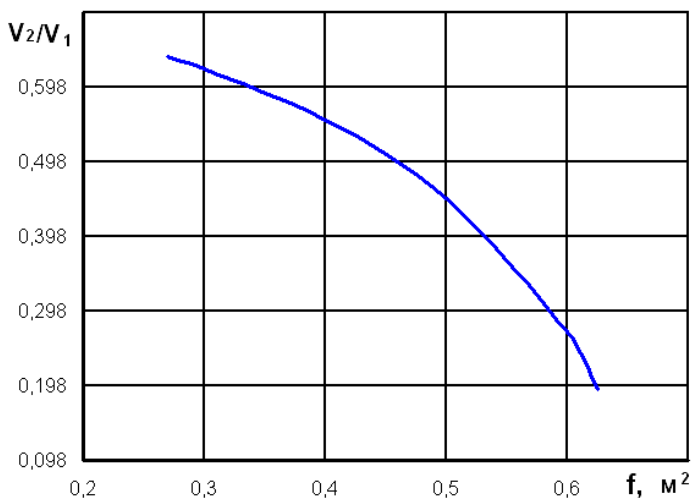


Рис. 3.7. Залежність відношення швидкостей другого і першого контуру газового ежектора від площі вихідного перерізу сопла ГТУ

Розрахунки були проведені за умови рівності відношення статичних тисків низьконапірного і високонапірного потоків на зрізі сопел, тобто при умові $p_2 / p_1 = const$.

Зменшення температури вихлопних газів ГТУ є можливим лише за рахунок збільшення коефіцієнта ежекції газового ежектора. При збільшенні коефіцієнта ежекції зменшується коефіцієнт збереження повного тиску при змішуванні пасивного і активного потоків.

Тому величина повного тиску суміші на виході із камери змішування завжди є меншою за величину повного тиску активного гарячого газу ($p_3^* < p_1^*$).

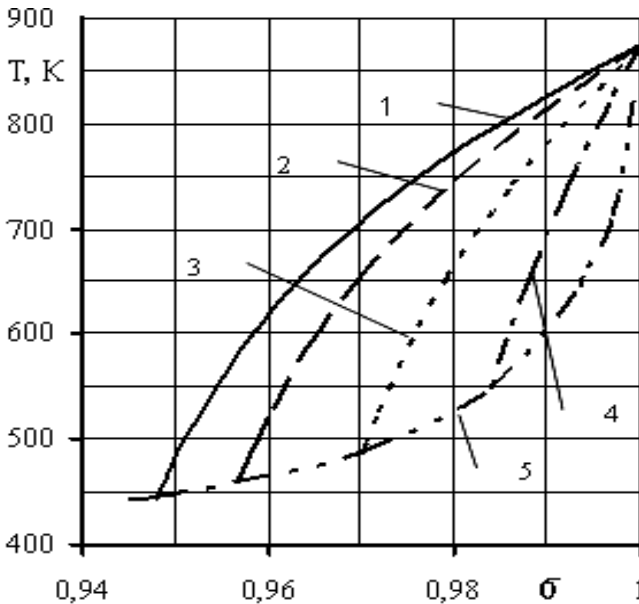


Рис. 3.8. Змінення температури суміші газів (при змінній коефіцієнта ежекції) від коефіцієнта збереження повного тиску газового ежектора при різних величинах перепаду тиску в соплі:

1 – $\pi_c = 1.075$; 2 – $\pi_c = 1.066$; 3 – $\pi_c = 1.051$; 4 – $\pi_c = 1.034$; 5 – лінія мінімально можливих величин температури на виході з камери змішування

Величина втрат повного тиску на змішування потоків істотно залежить від величини коефіцієнта ежекції та перепаду тиску в соплі при виконанні умови $p_2 / p_1 = const$.

З рис. 3.8 видно, що для однієї і тієї ж температури змішування величина коефіцієнта збереження повного тиску в ежекторі зменшується при збільшенні перепаду тиску в соплі. Причиною є збільшення різниці швидкостей потоків, що призводить до підвищення ударних втрат при змішуванні. Основною причиною незначного збільшення ефективності камер змішування, що звужуються, при дозвукових швидкостях є зменшення різниці швидкостей потоків і зниження ударних втрат при змішуванні, тому що процес змішування відбувається в потоці, що прискорюється.

На рис. 3.9 зображена залежність відносної густини струму $q(\lambda)$ першого і другого контуру ежектора та коефіцієнта збереження повного тиску в ежекторі $\sigma_{зм}$ від перепаду тиску в соплі. Забезпечення умови $p_2 / p_1 = const$ при збільшенні π_c потребує збільшення швидкості активного газу, отже, і зменшення площі вихідного перерізу сопла.

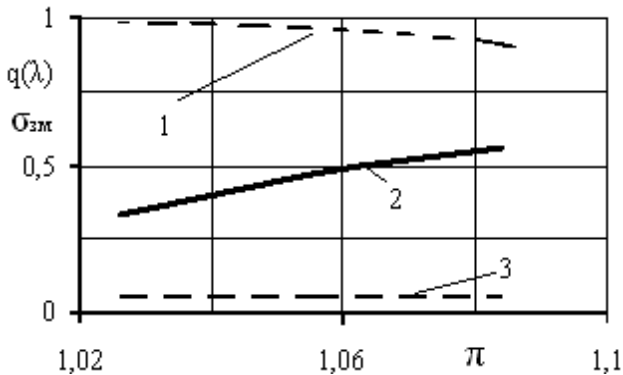


Рис. 3.9. Залежність відносної густини струму коефіцієнта збереження повного тиску активного та пасивного потоків в ежекторі від перепаду тиску в соплі при $p_2 / p_1 = const$:

$$1 - \sigma_{зм}; \quad 2 - q(\lambda_1); \quad 3 - q(\lambda_2)$$

3.2. Дослідження руху в місцях повороту потоку газу (рідини) в коліні

В промислових, енергетичних та багатьох інших машинах зустрічається велика кількість різноманітних поворотів потоку рідини або газу. Теоретичному та експериментальному дослідженню руху рідини в місцях повороту потоку присвячено багато робіт і окремих монографій [74, 130-138].

З наведеного в них аналізу фізичної картини течії потоку на повороті випливає, що втрати в коліні складаються із втрат: на тертя, формування парних вихорів і втрат, через наявність місцевого відривання потоку.

Останні мають найбільшу відносну величину, а втрати на тертя складають найменшу частку від загальних втрат. Отже, для зменшення втрат в коліні, перш за все, потрібно усувати місцеві аеродинамічні дифузори, які часто призводять до місцевих відривань потоку. Дали необхідно зменшувати інтенсивність вторинних струменів, що утворюють парні вихори, і тільки після цього піклуватися про зменшення сил тертя.

Колінами називають фасонні частини патрубків, патрубків з вигином потоку в потрібному напрямку.

Їх форма характеризується:

- діаметром D поперечного перерізу круглого коліна або сторонами прямокутного перерізу h та b ;
- кутом повороту - α ;
- кількістю внутрішніх діаметрів труби - n ;
- радіусом закруглення коліна R , відлічуваним вздовж вигину труби $R_k = nD$ при круглому перерізі її або через ширину прямокутного каналу $R_k = nb$.

Коліно вихідних патрубків складається із ряду з'єднаних фальцами ланок. Додатковою характеристикою коліна є число ланок (сегментів), яке характеризує плавність вигину при даних величинах кута повороту та R_k .

Наявність зон вихроутворення є однією з причин зменшення запасу енергії потоку. Утворення вихрових областей біля зовнішньої та біля внутрішньої стінок коліна супроводжується деформацією поля швидкостей поля.

На рис. 3.10 представлено три типи поворотних колін і позначено внутрішній r_i , зовнішній r_a та середній r_{cp} радіуси кривизни.

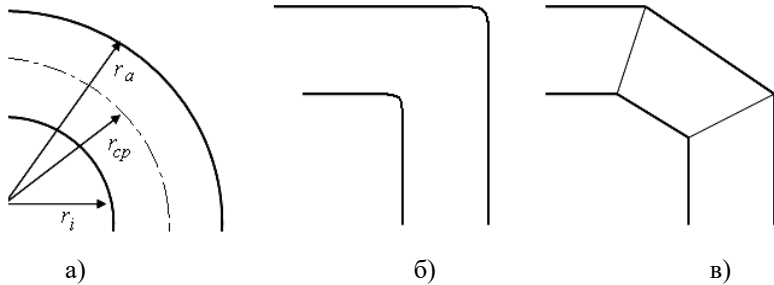


Рис. 3.10. Типи колін: а – криволінійне; б – прямокутне; в – ломане

Відомо, що при русі рідини вздовж криволінійного каналу швидкості часток рідини зменшуються при збільшенні радіуса кривизни. Тому, тиск біля внутрішньої стінки є меншим за величину тиску біля зовнішньої стінки.

На входній ділянці відбувається зменшення величин швидкостей руху струменів потоку, які притискуються до зовнішньої стінки, і прискорення струменів вздовж внутрішньої стінки коліна. На вихідній ділянці коліна спостерігаються зворотні явища.

Відбудова реального руху потоку в коліні в розрахунках ускладнюється закручуванням його в парний вихор (рис. 3.11). Поряд із основним поступальним рухом потік у коліні закручується, в результаті додавання цих рухів лінії струму утворюють гвинтоподібну форму.

Розглянемо причини, щодо закручування потоку в коліні. Для цього розсічемо коліно площиною симетрії на дві частини. Будемо розглядати ліву половину торцевого перерізу.

При повороті потоку в коліні утворюються відцентрові сили, величина яких, як відомо, пропорційна квадрату швидкості.

Величина швидкості v_2 в центральній частині ядра потоку більша за величину швидкості потоку, що рухається до бічної стінки v_1 .

Отже, величина відцентрової сили, що відображено праворуч від крапки «0», буде більшою за величину відцентрової сили, що відображено ліворуч від цієї крапки. Під впливом різниці сил виникає момент відцентрових сил M_c відносно крапки «0», що спричинює обертальний рух потоку. Така ж картина спостерігається і у правій симетричній частині перерізу. В результаті цього, в коліні утворюється парний вихор, для створення якого витрачається частина енергії потоку.

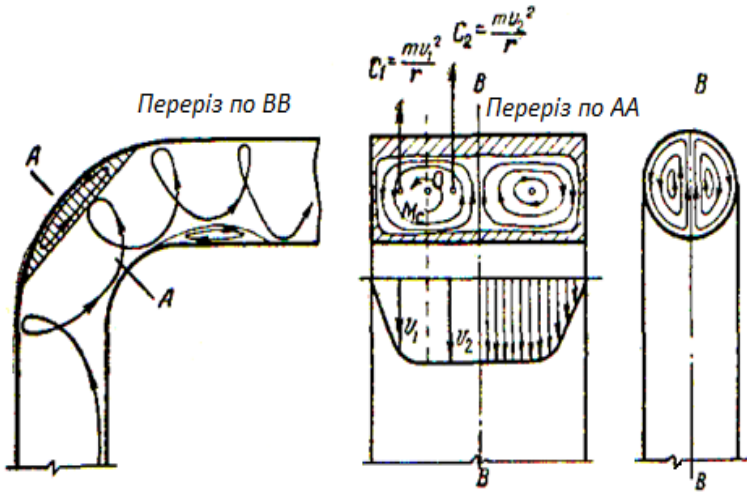


Рис. 3.11. Схема виникнення парного вихору в області повороту потоку

На рис. 3.12 показано поле тангенціальних швидкостей у вихідному перерізі коліна, отримане проф. М.А. Дементьевим [135,136]. Перетворюючись у тепло, енергія утворення парного вихору для потоку губиться, що проявляє себе у втратах тиску.

Обертання потоку, викликане коліном, триває також на прямій ділянці труби за коліном, гальмується дуже повільно і зникає на великій відстані, що досягає $80 D$.

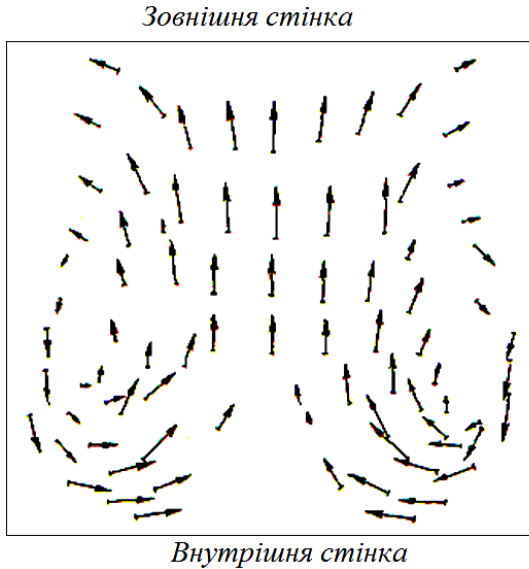


Рис. 3.12. Поле тангенціальних швидкостей в вихідному перерізі коліна

Таким чином, реальна картини руху потоку рідини в коліні дуже складна: вона характеризується одночасною наявністю двох вихрових областей і закручуванням потоку в парний вихор, як це показано на загальній схемі потоку (рис. 3.13).

Наведена схема підкреслює, що втрати тиску в коліні викликаються не вигином потоку, а складними явищами вихроутворення.

Основною причиною утворення вихрових областей біля зовнішньої та внутрішньої стінок коліна є поля швидкостей.

Виникнення парного вихру обумовлює відносно менші втрати тиску.

Величина коефіцієнта опору колін ξ_{KH} не враховує втрати тиску на тертя, отже, при визначенні суми втрат тиску на будь-якій ділянці коліна необхідно до втрат її прямолінійної частини додати втрати скривленої ділянки, що входить до її складу.

При $Re \geq 10^5$ зміна величини $\xi_{\text{кн}}$ настільки незначна, що для розрахунку вихлопних систем її можна вважати не залежною від числа Re , що підтверджено численними результатами експериментів дослідників [66, 127-128, 132-135], і, в першу чергу, В.І. Левкова.

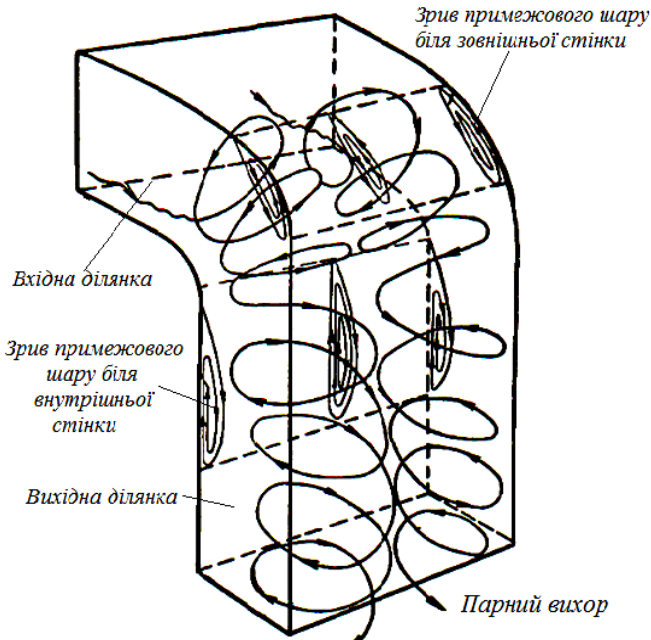


Рис. 3.13. Загальна схема виникнення парного вихору в області повороту потоку

З огляду на незначну величину відносної шорсткості патрубків можна орієнтуватися на величину $\xi_{\text{кн}}$ для гладких колін.

Коефіцієнт опору колін із круглими та квадратними поперечними перерізами підвищується при збільшенні числа факторів, що підсилюють інтенсивність вихроутворення, тобто при збільшенні кута повороту потоку та зменшенні радіуса закруглення коліна R_k .

Опір колін із гострими крайками $R_k = 0$ досить великий, а вже при $\alpha = 80^\circ$ втрати спричиняють зменшення тиску, величина якого дорівнює динамічному тиску, тобто тиску при $\xi_{кн} = 1$. Отже, такі коліна використовують інколи і з невеликими кутами повороту.

Дослідження опору колін із радіусом закруглення коліна $R_k = nD$, де $n \geq 1$, вказує на те, що інтенсивність вихроутворення в коліні після $\alpha = 60..70^\circ$ зростає з явним уповільненням.

Струмені потоку немовби вже придбали необхідний для повороту характер руху, тому, при подальшому його повороті, не відбувається вже настільки значних змін, які спостерігалися при повороті з відносно малими кутами.

При збільшенні радіуса закруглення R_k / D інтенсивність вихроутворення неминуче повинна зменшитися. При нескінченно великому відношенні R_k / D коліно завертається в пряму трубу, отже, величина вихрових втрат, які характеризуються $\xi_{кн}$, прагне до нуля.

Ускладнювати та збільшувати вартість вентиляційно-вихлопну мережу, збільшуючи радіуси закруглень колін більше ніж на $(2,0..2,5)D$ не бажано, тому що це майже не впливає на істотне зменшення величини $\xi_{кн}$.

Збільшення величини n до $n = 5..8$ може бути доцільним лише для установок пневматичного транспорту.

Аналіз результатів ряду досліджень коефіцієнта опору коліна приводить до наступного загального виразу, а саме:

$$\xi_{кн} = 0,008 \cdot \alpha^{0,75} / n^{0,6}. \quad (3.1)$$

Вираз $\xi_{кн}$ достатньо точно підтверджує результати безпосередніх вимірів для розповсюджених радіусів закруглень в діапазоні $n = 1..8$ і $\alpha = 20..180^\circ$. Він дає можливість розрахувати і виготовляти коліна, що мають кут $15..18^\circ$.

Тобто, для коліна з $\alpha = 90^\circ$ необхідно мати 5..6 ланок. Збільшувати кількості дрібних ланок не слід, тому що це не впливає на величину $\xi_{кн}$.

На рис. 3.14 та 3.15 представлено результати розрахунку коефіцієнта опору від радіуса округлення коліна та кута повороту потоку з метою корегування вихідних даних для розрахунку течії газу в дозвуковому газовому ежекторі кінцево-різницевим методом.

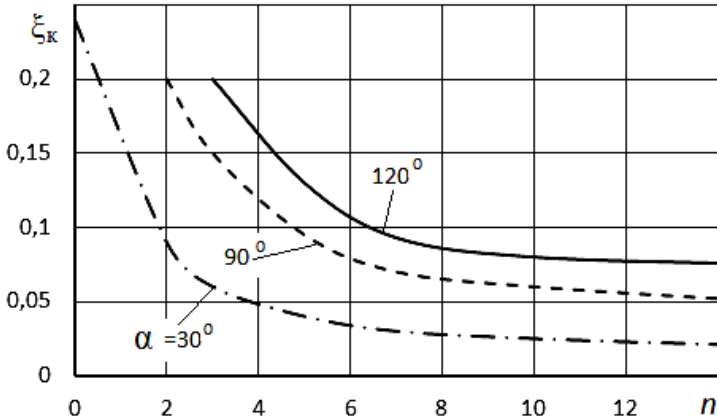


Рис. 3.14. Залежність коефіцієнта опору від радіуса округлення коліна

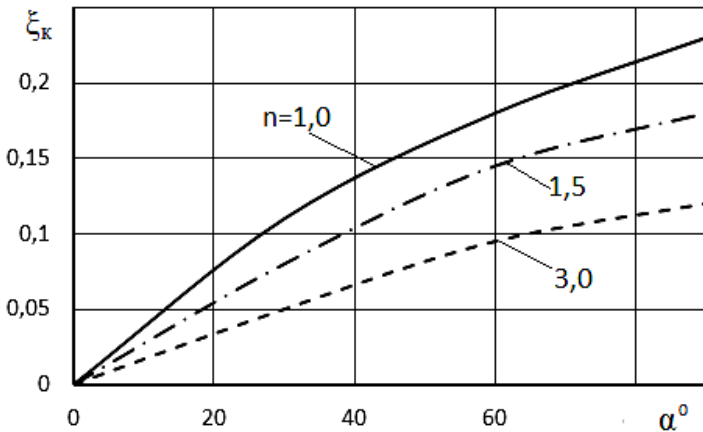


Рис. 3.15. Залежність коефіцієнта опору від кута повороту потоку

Вираз (3.1) можна застосовувати також для розрахунку течії газу в колінах із квадратним поперечним перерізом.

Для колін прямокутного перерізу в отриманий результат потрібно внести виправлення, обумовлені відношенням однієї сторони поперечного перерізу h до іншої сторони b , що лежить у площині вигину.

Коефіцієнт опору колін із прямокутним поперечним перерізом, в цьому випадку, визначається як

$$\xi_{\text{кн.пр}} = c \xi_{\text{кн.кв}}, \quad (3.2)$$

де $\xi_{\text{кн.кв}}$ - коефіцієнт опору для коліна з круглим або з квадратним перерізом.

Площину вигону колін з прямокутним перерізом варто розташовувати уздовж меншої сторони перерізу.

Опір колін з квадратним та прямокутним поперечним перерізом, розташованих в умовах обмеженого простору, можна істотно зменшити шляхом застосування напрямних лопаток, які впорядковують потік і утруднюють вихроутворення в коліні.

Дослідження показали, що поворотні патрубки вихлопних пристроїв з переходом форми поперечного перерізу з круглої в плоску мають незначні втрати енергії.

3.3. Методика розрахунку необхідної витрати повітря через підкапотний простір літального апарату на режимі «зльоту»

Забезпечення надійної вентиляції підкапотного простору дає можливість не тільки зменшити інтенсивність інфрачервоного випромінювання літального апарату, але й забезпечити необхідну температуру в підкапотному просторі для запобігання перегрівання датчиків систем керування та регулювання двигуном.

Аналіз шляхів забезпечення вентиляції підкапотного простору ГТД показав, що розв'язання цієї проблеми є можливим за рахунок використання швидкісного напору або шляхом ежекції повітря із підкапотного простору, використовуючи енергію вихлопних газів ГТД.

Недоліком використання для вентиляції підкапотного простору швидкісного напору є те, що на режимах малих швидкостей польоту ефективність охолодження дуже мала.

Схема ГТД в контейнері з ежекторним вихідним пристроєм на дана на рис. 3.16.

Повітря з температурою навколишнього середовища із швидкістю c_2 поступає в підкапотний простір 2. ГТД 1 віддає частину тепла через корпус повітря, яке рухається вздовж підкапотного простору.

На виході з підкапотного простору температура повітря збільшується до величини T_3 . Надалі це повітря поступає в ежекторний пристрій 3 і за рахунок ежекції в камеру змішування.

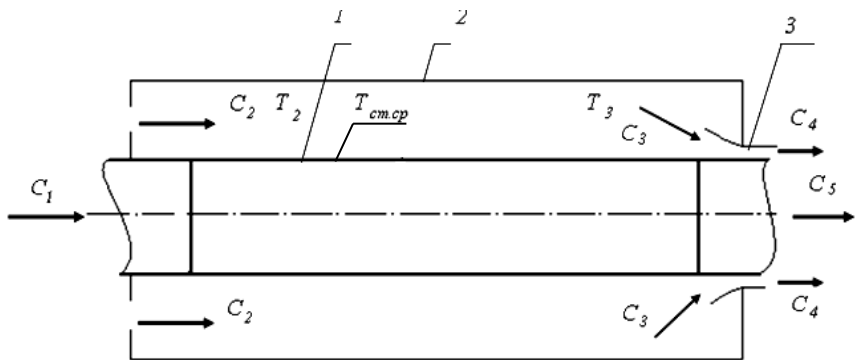


Рис. 3.16. Схема ГТД в капоті (контейнері) з ежекторним вихідним пристроєм

Для розрахунку необхідної витрати повітря через підкапотний простір літального апарату на режимі «зльоту» необхідно як вихідні встановити такі дані:

T_n - температура навколишнього середовища;

$T_{ст}$ - середня температура корпусу ГТД;

c_2 - швидкість течії повітря в підкапотному просторі (в першому наближенні);

l_m, d - довжина та середній діаметр корпусу ГТД.

До основних задач розрахунку відносять:

- визначення теплового потоку від стінки ГТД до потоку повітря в контейнері;
- визначення необхідної витрати повітря через контейнер для забезпечення заданої температури в підкапотному просторі.

Алгоритм розрахунку

Середня температура повітря в першому наближенні

$$T_{cp} = \frac{T_{cm} - T_n}{2}.$$

Параметри повітря

$$\lambda, \mu, c_p, \rho = f(T_{cm}).$$

Критерій Рейнольдса

$$Re = \frac{Vl_m}{\nu}.$$

Критерій Прандтля

$$Pr = \frac{Vc_p}{\lambda}.$$

Критерій Нуссельта

$$Nu = 0,021Re^{0,8} Pr^{0,43}.$$

Коефіцієнт тепловіддачі

$$\alpha = \lambda Nu / l_m.$$

Тепловий потік від стінки до повітря в контейнері

$$Q = \alpha F (T_{cm} - T_n).$$

В контейнері підтримується задана температура повітря $T_{зад}$.

Температура на виході з контейнера (на вході до ежектора)

$$T_{вих} = 2(T_{зад} + T_{cm}) - T_n.$$

Витрата повітря через контейнер

$$G = \frac{Q}{c_p (T_{вих} - T_n)}.$$

Коефіцієнт ежекції

$$n = G / G_c,$$

де G_c - витрата газу через сопло ГТД.

Наявність ежекторного пристрою для вентиляції повітря в підкапотному просторі ГТД призводить до додаткових втрат енергії обумовлених змішуванням потоків активного та пасивного газів.

Одним із основних завдань щодо розрахунку необхідної витрати повітря через підкапотний простір є визначення середньої температури корпусу ГТД, особливо при роботі в режимі «зльоту».

Даний підхід щодо визначення необхідної витрати повітря через підкапотний простір може бути застосований також для розробки системи охолодження контейнерів наземних ГТУ.

Для сучасних досліджень в області газодинаміки є характерним нерозривне поєднання розрахунково-теоретичних методів з використанням електронно-обчислювальної техніки і постановкою складних аеродинамічних та фізичних експериментів.

Теоретичні дослідження удосконалюються на отриманні експериментальним шляхом закономірності, які дозволяють описати за допомогою відповідних рівнянь течію газу та газових сумішей. Методами прикладної математики розробляються ефективні способи розв'язання цих рівнянь на ЕОМ.

Експериментальні данні дають можливість визначити необхідні величини фізичних та хімічних характеристик, властивих середовищу або процесу, що досліджується.

Багато завдань перед науковцями, спричинених розвитком сучасної техніки, на даний час не можуть бути розв'язані розрахунково-теоретичними методами. В цих випадках широко використовують газодинамічні експерименти, поставлені на основі теорії подібності і законів гідродинамічного та аеродинамічного моделювання.

Газодинамічні експерименти проводяться в аеродинамічних трубах та газодинамічних установках спеціального призначення.

При проведенні газодинамічних розрахунків застосовують спрощені теоретичні уявлення про осереднені параметри газового потоку вздовж поперечних перерізів каналів об'єкту, що досліджується, використовуючи основні закономірності руху потоку, знайдені експериментальним шляхом.

При розрахунку компресорів і турбін ГТД, сопел і дифузорів, ракетних двигунів, аеродинамічних труб, ежекторів, газопроводів та інших технічних пристроїв застосовують характеристики отримані на основі узагальнення результатів теоретичних та експериментальних досліджень.

4.1. Опис експериментальної установки

Для визначення особливостей течії газу в дійсних умовах проведено комплекс експериментальних досліджень осьових дозвуків газів ежекторів різних форм з поворотом потоку від 0 до 90°.

Експериментальні дослідження проводилися на модельній установці, загальний вигляд якої надано на рис. 4,1 а,б.

Установка уявляла собою аеродинамічну трубу відкритого типу і включала магістраль підведення стисненого повітря, ресивер, перехідну ділянку, вузол для встановлення різних моделей сопел, камер змішування та дифузорові, контрольно-вимірювальну апаратуру.

В установку подавалось повітря із атмосфери за допомогою двох послідовно встановлених нагнітачів рис.4.1 в.

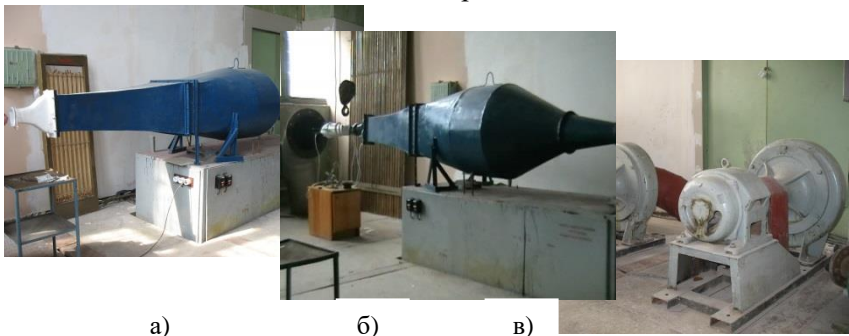


Рис. 4.1. Аеродинамічна труба із сопловим насадком та нагнітачами повітря

Основні конструктивні особливості робочої частини установки були взяті згідно рекомендацій, представлених в роботі [55].

З метою забезпечення рівномірного поля швидкостей та тиску в аеродинамічній установці було передбачено хонейкомб та детурбулізуюча сітка. Геометричні розміри заспокійливої камери відповідають ГОСТ 10921-74.

Схема експериментальної установки представлена на рис. 4.2.

Були досліджені сопла із трьома величинами напівкута конуса $\alpha=0, 3, 6$ град.

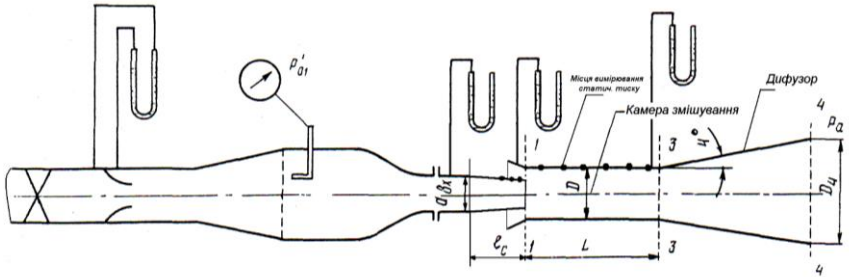


Рис. 4.2. Схема експериментальної установки

Всі сопла мали однаковий діаметр вхідного перерізу, що дорівнював 105 мм. Діаметр вихідного перерізу сопел змінювався відповідно до довжини сопла $L=170$ мм.

Досліджувалось три типи камер змішування, а саме: камера змішування з розширенням $\alpha=3^\circ$, циліндрична камера змішування та камера змішування зі звуженням $\alpha=3^\circ$.

Для отримання необхідної величини площі вихідного перерізу сопел більшого діаметра здійснювалось їх укорочення шляхом підризування. Цим виключалися розбіжності в показниках параметрів сопел одного і того ж самого сімейства при їх виготовленні.

В процесі дослідження була отримана витратна характеристика ділянки ресивера, що звужується, профіль якої був близький до кривої Витошинського. У цьому випадку вихідний діаметр дорівнював 105 мм.

Разом із соплами були випробувані камери змішування. Діаметр початкової ділянки камери змішування змінювався відповідно до коефіцієнта ежекції $n=0,01; 0,05; 0,1$.

Довжина камери змішування становила 350 мм.

До циліндричної частини камери змішування прилаштовувалась конічна ділянка, що розширюється (дозвуковий дифузор), з напівкутом конуса - 4 град.

Діаметр вихідного перерізу дозвукового дифузора D_4 змінювався відповідно величини ступеня розширення, тобто - 1,0; 1,2; 1,5.

Візуалізація руху потоку в камері змішування виконувалась шляхом використання сажа-масляної суміші та волосяними наклейками.

Експериментальні дослідження проводилися з метою:

- перевірки працездатності розробленої методики розрахунку газового ежектора;
- перевірки коректності прийнятих припущень та граничних умов при розв'язанні прямої задачі розрахунку газового ежектора.

Експериментальні дослідження ставили за мету розв'язання таких задач:

- визначення закону змінення параметрів потоку вздовж камери змішування газового ежектора та сопел, що задіяні в процесі;
- отримання експериментальним шляхом даних про структуру та характер втрат енергії в камері змішування та дифузори та їх аналіз;
- отримання експериментальним шляхом даних про характеристики базового осьового дозвукового газового ежектора.

У всіх випадках конструкція моделей газових ежекторів дозволяла змінювати коефіцієнт ежекції за рахунок змінювання площі перерізу кільцевого сопла пасивного газу.

4.2. Система вимірювання газодинамічних параметрів ежектора

Система вимірювання складалась з таких основних елементів:

- приймачів повного та статичного тиску, п'ятитрубчастих зондів та шагової гребінки;
- нахиленого батарейного манометра;
- координатних пристроїв;
- еталонних лабораторних ртутних термометрів розширення та барометра.

Система вимірювання дозволяла виконувати вимірювання таких параметрів:

- повного та статичного тиску, а також температуру загальмованого потоку на зрізі сопел ежектора;
- повного і статичного тиску, а також кутів скошу потоку в перерізах камери змішування;
- розподіл статичного та повного тиску на виході із камери змішування.

Вимірювання швидкості та параметрів загальмованого потоку повітря у відповідних перерізах каналу проводилося за допомогою комбінованої гребінки з крапковими приймачами повного та статичного тиску (рис. 4.3 а), п'ятикрапкового приймача повного тиску (рис. 4.3 б), а також датчика швидкості (рис. 4.4 а).

Вимірювання статичного тиску проводилося в тих же встановлених перерізах каналу.

Поле швидкостей вимірювалось дистанційно по всій площині, що досліджувалась, з використанням універсальної гребінки з дванадцятьма приймачами повного тиску та трьома приймачами статичного тиску (рис.4.4 б) за допомогою координатника.



а)



б)

Рис. 4.3. Комбінована гребінки з крапковими приймачами повного та статичного тиску (а). П'ятикрапковий приймач повного тиску (б)



а)



б)

Рис. 4.4. Датчик швидкості (а) та універсальна гребінки з дванадцятьма приймачами повного тиску та трьома приймачами статичного тиску (б)

Кути скосу вектора абсолютної швидкості визначались за допомогою п'ятитрубчастого приймача тиску, який встановлено на рухомому вздовж радіусу координатному пристрої. Координатний пристрій має спеціальний лімб, що дозволило визначити кут установки приймача відповідно напрямку руху потоку. Це дало можливість проводити вимірювання кутів скосу потоку в горизонтальній площині нульовим методом.

Вимірювання кутів скосу потоку та статичного тиску на виході з камери змішування виконувалось за допомогою комбінованої гребінки п'ятитрубчастих зондів і приймачів статичного тиску, що встановлено на координатному механізмі. Це дозволило виконати покрокове вимірювання параметрів вздовж площини перерізу камери змішування.

Осереднення параметрів повного тиску на виході із ежектора вздовж радіуса і за кроком проводилось за допомогою трьох гребінок, що встановлено на різних радіусах за камерою змішування. Показники величин повного та статичного тиску реєструвались за показниками нахиленого батареїного спиртового манометра.

Температура гальмування у вхідному перерізі ступеня вимірювалась за допомогою еталонного ртутного термометра. Вимірювання температури виконувалось в п'яти точках і осереднювалось.

Методика обробки результатів експерименту наступна.

Величини тиску визначались із співвідношення

$$p = \Delta h \cdot \gamma \cdot 9,81 \cdot \sin \alpha + p_h,$$

де $\Delta h = h_1 - h_2$ – різниця висот рівнів рідини в манометрі;

γ – питома вага рідини (для спирту $\gamma = 0,81$ г/см³);

α – кут встановлення нахиленого манометра;

p_h – тиск атмосфери.

Середня інтегральна величина тиску за камерою змішування і в її перерізах визначалась за формулою:

$$p_{2-p} = \frac{1}{h} \int_0^z p_i \cdot dz,$$

де p_i – тиск в i -й точці; z – радіальна координата.

Статичний тиск визначався за формулою:

$$p_{3-p} = \frac{1}{h \cdot \varphi_{\Sigma}} \int_0^z \int_0^{\varphi_{\Sigma}} p_i \cdot dz \cdot d\varphi,$$

де $\varphi_{\Sigma} = \frac{2\pi}{t} \cdot 57,3$ – кутова координата.

t – крок вимірювання.

Для точного визначення кутів скосу потоку виконано тарювання п'ятирубчастих приймачів тиску. Тарювання виконувалося в спеціальній аеродинамічній трубці АТ-1 із низьким рівнем турбулентності потоку.

Приймачі тиску встановлювались в трубці на спеціальному держаку із α -механізмом. За величиною виміряного тиску розраховувались безрозмірні кутові коефіцієнти [139,140]:

$$\chi_{\alpha} = \frac{h_3 - h_1}{2h_5 - h_3 - h_1}; \quad \chi_{\beta} = \frac{h_4 - h_2}{2h_5 - h_4 - h_2},$$

де h_1, h_2, h_3, h_4, h_5 — величини рівнів рідини в манометрах кожної трубки.

При тарюванні кути α і β вимірювались як в прямому, так і в зворотному напрямках. Визначено тарювальні залежності $\chi_{\alpha}=f(\alpha)$ и $\chi_{\beta}=f(\beta)$, які дозволили визначити кути скосу потоку в двох взаємно перпендикулярних площинах.

Величини кутів виходу потоку на i -му радіусі визначались як середнє інтегральне значення за кроком решітки, тобто

$$\beta_{3i} = \frac{1}{\varphi_{\Sigma}} \int_0^{\varphi_{\Sigma}} \beta \cdot d\varphi.$$

Кут повороту потоку на i -му радіусі визначався як різниця між кутами виходу та входу потоку, а саме $\Delta\beta_i = \beta_{3i} - \beta_{2i}$.

Оцінка похибок результатів експерименту визначалась наступним шляхом.

Випадкова похибка вимірювань визначалась за формулою

$$\Delta_c = t_c \cdot S,$$

де t_c – умовний коефіцієнт, який залежить від числа вимірювань;

$$S = \pm \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \alpha_i^2}{n-1}} \text{ – середньоквадратичне відхилення;}$$

$\alpha_i = \alpha_{cp} - \alpha_i$ – випадкове відхилення результату вимірювань;

$\alpha_{cp} = (\alpha_1 + \alpha_2 + \dots + \alpha_n) / n$ – середня величина величини, що вимірюється;

n — кількість вимірювань.

Абсолютна похибка вимірювань визначалась як сума систематичної та випадкової похибки, а саме $\Delta = \Delta_c^o + \Delta_c$.

Відносна похибка визначались за формулою $\delta = (\Delta / \alpha) \cdot 100\%$.

При визначенні величини абсолютної похибки вимірювань тиску приймалось, що систематична похибка Δ_c є похибкою приладів $\Delta_{п}$, тобто $\Delta_c = \Delta_{п}$. Оскільки шкала батарейного манометра проградуйована у міліметрах, то, згідно з рекомендацій роботи [139,140], похибка приладів склала величину $\Delta_{п} = 0,5$ мм. вод. стовпа.

Величини відносних похибок зведено до табл. 4.1.

Таблиця 4.1.

Величини відносних похибок

№	Вимірювальна величина	Одиниця виміру	$\delta, \%$	Δ, \pm
1	Тиск, p	Па	0,5	1,0
2	Кут, $\Delta\alpha$	град	1,2	0,6
	Кут, $\Delta\beta$	град		
3	Відносна похибка, δ	-	1,2	0,6

4.3. Дослідні зразки моделей дозвуків газів ежекторів

Моделі сопел, камер змішування та дифузорів встановлювались в магістраль підведення стисненого повітря після перехідної ділянки ресивера. Один із варіантів дослідного експериментального модельного соплового насадку активного потоку газу та експериментальний зразок модельного осьового дозвуків ежектора представлено на рис.4.5.



Рис. 4.5. Експериментальний модельний сопловий насадок та модельний осьовий дозвуків ежектор

У всіх випадках конструкція моделей газових ежекторів дозволяла змінювати коефіцієнт ежекції шляхом змінення площі перерізу кільцевого сопла пасивного повітря.

Незалежно від форми поперечного перерізу каналу поворот потоку здійснювався або під прямим кутом, або вздовж криволінійного каналу, або вздовж каналу, контур якого складався із відрізків прямої.

На рис. 4.6 представлено три типи поворотних колін і позначено внутрішній r_i , зовнішній r_a та середній r_{cp} радіуси кривизни.

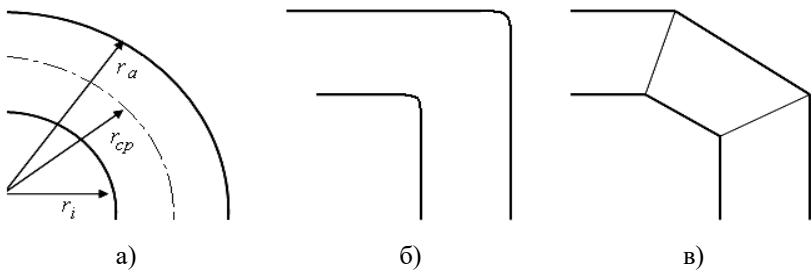


Рис. 4.6. Типи колін: а – криволінійне; б – прямокутне; в – ломане

Для відбудови модельних умов на вході в сопло активного газу використовувались поворотні коліна з поворотом потоку до 90° . (рис. 4.7).

Дослідження газового ежектора із камерою змішування та поворотом потоку, яка мала декілька каскадів ежекції пасивного газу, проведено на дослідному зразку, який представлено на рис. 4.8.

Візуалізація руху потоку газу виконувалась шляхом наклеювання волосяних ниток на поверхні змішувальної камери, що відображено на рис. 4.9.

Крім зазначених, комплекс експериментів передбачав дослідження таких конструкцій газових ежекторів з інтенсифікацією процесу змішування як:

- газових ежекторів із соплами активного газу, що розділені на декілька струменів;
- газових ежекторів із соплами активного газу, що мали перехід циліндричної частини в плоску;
- газового ежектора із пелюстковим соплом активного газу;
- газового ежектора із комбінованим соплом активного газу та подачею пасивного газу в середину камери змішування.

4.4. Результати експериментальних досліджень дозвуків газових ежекторів для екранно-вихлопних пристроїв

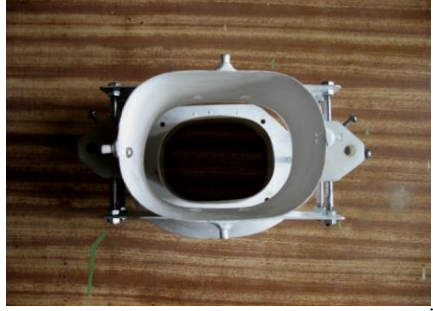
В ежекторі з пелюстками на вході в камеру змішування (рис.4.10) вирівнювання поля швидкостей проходить більш інтенсивніше.

При малій нерівномірності поля швидкості корисний ефект, що отримується за рахунок подальшого вирівнювання в камері змішування, не компенсує величину гідравлічних втрат, що збільшується.

Отже, існує кінцева оптимальна величина довжини камери змішування. Експериментально це визначається за наявністю максимуму статичного тиску суміші на деякій кінцевій відстані від входу до камери змішування.

Для аналітичного визначення оптимальної довжини камери змішування необхідно знати закон змінення коефіцієнта поля швидкості в ежекторі.

*РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ДОЗВУКОВИХ
ГАЗОВИХ ЕЖЕКТОРІВ ДЛЯ
ЕКРАННО-ВИХЛОПНИХ*



ПРИСТРОЇВ

Рис. 4.7. Сопло активного газу із поворотом потоку на 90°



Рис. 4.8. Багатокаскадна камера змішування ежектора

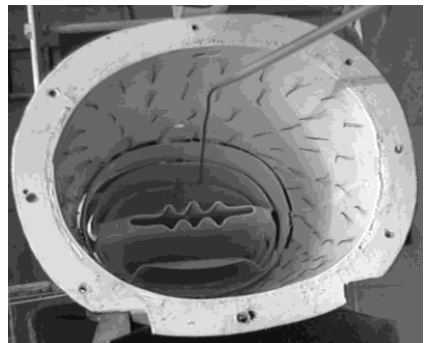


Рис. 4.9. Візуалізація течії в дослідному зразку ежектора із зовнішнім та внутрішнім соплами другого контуру

Розділ 4. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ МОДЕЛЬНИХ ЕКРАННО-ВИХЛОПНИХ ПРИСТРОЇВ ГТД З ДОЗВУКОВИМИ ГАЗОВИМИ ЕЖЕКТОРАМИ

На підставі експериментально виявленої подібності профілів швидкості в різних перерізах камери змішування створено метод розрахунку дозвукових газових ежекторів для ЕВП.

В більшості випадків в ЕВП камеру змішування або дифузор за камерою виконують із поворотом потоку до 90° .

Це обумовлено необхідністю повернути гарячі гази за камерою змішування вгору відносно вертольоту (рис.4.11) для зменшення довжини захоплення його ракетами типу «земля-повітря».



Рис. 4.10. Дослідний зразок ежектора з пелюстками на вході до камери змішування для ЕВП

Поворот потоку призводить до появи додаткових втрат енергії, а, відповідно, до зменшення потужності силової турбіни.

З метою зменшення втрат енергії та забезпечення рівномірного поля швидкостей доцільно застосовувати профільовані або непрофільовані (пластини) напрямні лопатки, які встановлюються на повороті [130].

*РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ДОЗВУКОВИХ
ГАЗОВИХ ЕЖЕКТОРІВ ДЛЯ ЕКРАННО-ВИХЛОПНИХ ПРИСТРОЇВ*



Рис. 4.11. Вертоліт із вихлопним пристроєм, що повертає потік викидних газів вгору

Проведено дослідження дослідних зразків ЕВП ежекторного типу із поворотом потоку та з напрямними лопатками на виході з камери змішування (дифузора). Поворот потоку призводить до появи додаткових втрат енергії, а, відповідно, до зменшення потужності силової турбіни.

З метою зменшення втрат енергії та забезпечення рівномірного поля швидкостей доцільно застосовувати профільовані або непрофільовані (пластини) напрямні лопатки, які встановлюються на повороті [130].

Проведено дослідження дослідних зразків ЕВП ежекторного типу із поворотом потоку та з напрямними лопатками на виході з камери змішування (дифузора).

На рис. 4.12 показано дослідний зразок ЕВП ежекторного типу із напрямними лопатками на виході з камери змішування.

Дослідження довело, що застосування напрямних лопаток на виході з ЕВП зменшує пряму «видимість гарячих газів» сопла активного газу ежектора. Це, в свою чергу, зменшує дальність захоплення

вертольота ракетами типу «земля-повітря» з інфрачервоними головками самонаведення. Результати дослідження, представлені в роботі [133], також підтверджують факт зменшення втрат в декілька разів при застосуванні напрямних лопаток в районі повороту потоку.

Розділ 4. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ МОДЕЛЬНИХ ЕКРАННО-ВИХЛОПНИХ ПРИСТРОЇВ ГТД З ДОЗВУКОВИМИ ГАЗОВИМИ ЕЖЕКТОРАМИ

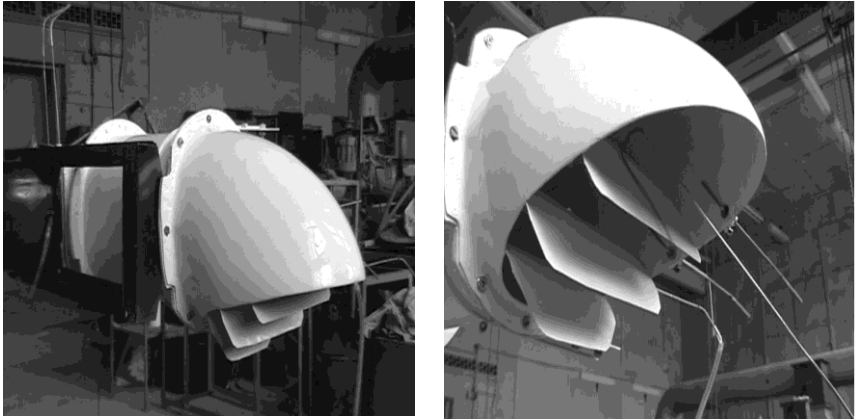


Рис. 4.12. Дослідний зразок ЕВП ежекторного типу із напрямними лопатками на виході з камери змішування

Довжина камери змішування ЕВП обмежується допустимими габаритними розмірами вертольота, тому процес інтенсифікації процесу змішування з метою скорочення довжини камери змішування набуває особливої актуальності.

Важливим напрямком інтенсифікації процесу змішування є використання закрутки потоку, розбивання струменя активного газу на декілька струменів, застосування змішувачів пелюсткового типу та ін.

Теоретичне дослідження таких потоків газу представляє значно складну задачу, яка на даний час з достатньою точністю не вирішена. Аналіз робіт за даною тематикою досліджень, де наводяться результати експериментів та теоретичних опрацювань [129-131] дозволяє зробити висновок про те, що задовільні результати теоретичних досліджень можна отримати тільки для випадків незначної закрутки та при відсутності зворотних течій газу.

В наш час достовірні характеристики дозвукових газових ежекторів із інтенсифікацією процесу змішування можна визначити лише експериментальним шляхом.

Розділ

5

**ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ
НАТУРНИХ ЕКРАННО-ВИХЛОПНИХ ПРИСТРОЇВ
ГТД З ДОЗВУКОВИМИ ГАЗОВИМИ ЕЖЕКТОРАМИ**

Екранно-вихлопні пристрої ежекторного типу використовують як засіб зменшення рівня інфрачервоного випромінювання (ІЧ) на режимах «зльоту» літальних апаратів (рис. 5.1).

Схема типового ЕВП ежекторного типу надана на рис. 5.2.

Екранно-вихлопний пристрій складається з таких елементів:

- вихлопного насадка 2, який закріплюється хомутом на фланці 1 вихлопного патрубку двигуна;
- повітрязабірника 6 з лопатками 7 захисного екрану, який з'єднується болтами з капотом вентиляційного відсіку;
- змішувача 5, який охоплює по периметру задню частину повітрязабірника і прикріплюється болтами до фланця редукторного відсіку вертольоту.



Рис. 5.1. Екранно-вихлопний пристрій вертолітного ГТД

Вихлопний насадок являє собою патрубков, розділений на два канали (каналів може бути більше), вздовж яких гарячий газ двома потоками виходить із двигуна.

Розділ 5. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ НАТУРНИХ ЕКРАННО-ВИХЛОПНИХ ПРИСТРОЇВ ГТД З ДОЗВУКОВИМИ ГАЗОВИМИ ЕЖЕКТОРАМИ

5.1. Короткий опис принципу роботи екранно-вихлопних пристроїв ежекторного типу

Гарячий газ потрапляє до змішувача, що складається із внутрішнього 3 та зовнішнього 4 кожухів. Кожухи утворюють порожнину для проходження охолоджувального повітря для організації процесу змішування та охолодження корпусу змішувача.

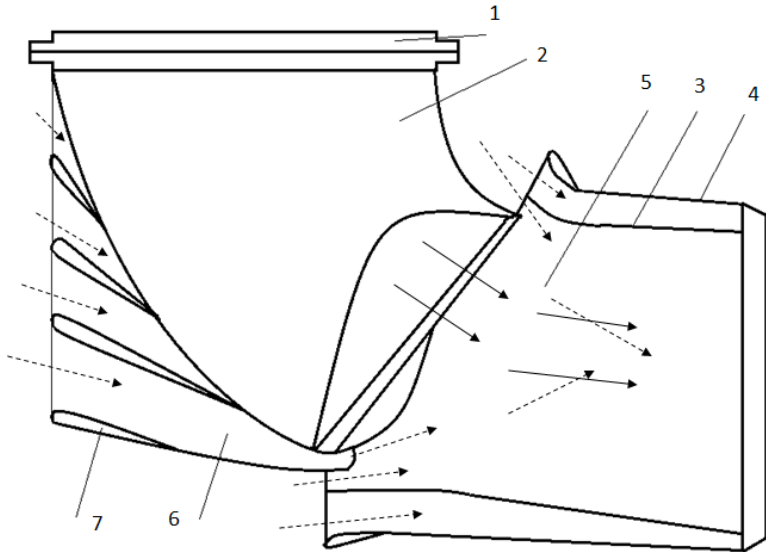


Рис. 5.2. Схема екранно-вихлопного пристрою ежекторного типу:
1 - фланець вихлопного патрубка; 2 - вихлопний насадок; 3 - внутрішній кожух;
4 - зовнішній кожух; 5 - змішувач; 6 - повітрязабірник; 7 - лопатки екрану;
(суцільна лінія - гарячий газ, штрихова - повітря навколишнього середовища)

За рахунок ефекту ежекції потік холодного повітря спрямовується у вхідні отвори повітрязабірника і змішувача, охолоджуючи стін-

ки повітрязабірника, вихлопного насадка і змішувача. Цей потік перемішується із вихлопними газами і охолоджує його.

Як наслідок, температура суміші зменшується із 500...700°C до 250...300°C, а температура металевих кожухів вихлопного пристрою зменшується до 80...120°C.

КОРОТКИЙ ОПИС ПРИНЦИПУ РОБОТИ ЕКРАННО-ВИХЛОПНИХ ПРИБОРІВ ЕЖЕКТОРНОГО ТИПУ

Зменшення температури вихлопних газів значно покращує захист літального апарата від ураження зенітними ракетами з інфрачервоними головками самонаведення.

Для запобігання прямої теплової видимості гарячих частин вихлопного насадка і двигуна із нижньої задньої півкулі на внутрішньому кожусі змішувача встановлюють додаткові лопатки 7 для екранування.

Сучасною є проблема, пов'язана із питаннями інтеграції літальних апаратів з пристроями для зменшення ІЧ-випромінювання.

Конструктори силових установок і літальних апаратів не визначились, до яких систем належать ЕВП: до систем силової установки чи до систем планера. Це значно ускладнює розробку більш ефективних ЕВП як засобів зниження ІЧ-випромінювання.

Робота ЕВП ежекторного типу принципово не відрізняється від роботи газового ежектора, оскільки як сопло активного газу в ЕВП ежекторного типу використовується реактивне сопло двигуна літального апарата. Тому, для аналізу роботи ЕВП ежекторного типу можна використовувати науковий матеріал з досліджень газових ежекторів. Разом з тим, робота ЕВП ежекторного типу має особливості, які вимагають спеціальних досліджень.

Наявність таких факторів, як вхідна неоднорідність потоку, кривизна каналу, закрутка потоку після турбіни, поворот потоку до 90° на вході в сопло активного газу зменшують розрахунковий коефіцієнт ежекції екранно-вихлопного пристрою і не дозволяють з достатньою точністю розрахувати його характеристики.

Основною проблемою застосування ЕВП ежекторного типу при досить малих перепадах тиску в соплі активного газу є те, що при незначних дозвукових швидкостях в ньому виникає зворотній рух активного газу через сопло пасивного газу.

Головною причиною розвитку зворотних течій є відхилення режиму течії активного газу від розрахункового. Необхідно також враховувати ускладнення розрахунку просторових в'язких течій в елементах газового ежектора при малих дозвукових швидкостях.

Отже, експериментальні дослідження є головним напрямом ітеративного процесу конструкторських розробок.

Розділ 5. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ НАТУРНИХ ЕКРАННО-ВИХЛОПНИХ ПРИСТРОЇВ ГТД З ДОЗВУКОВИМИ ГАЗОВИМИ ЕЖЕКТОРАМИ

Для визначення основних розмірів ежектора та розрахунку його аеродинамічних характеристик використовують теоретичні методи.

Для перевірки можливості використання теоретичних методів при визначенні основних розмірів ежектора та розрахунку його аеродинамічних характеристик необхідно провести порівняння результатів з експериментальними даними і залежностями, а також результатами розрахунків за спеціальними програмами.

У підсумку необхідно скласти узагальнені характеристики дозвукових газових ежекторів на основі теоретичних та експериментальних досліджень.

Як правило, ЕВП ежекторного типу працюють при дуже малих величинах коефіцієнта ежекції для дозвукових течій ($n=0,001\dots 0,1$). Особливості роботи ежектора на режимі з малими величинами коефіцієнта ежекції розглянуті в даній роботі [55].

Постановка ЕВП ежекторного типу за соплом двигуна може вплинути на витратні характеристики реактивного сопла та величину тиску за силовою турбіною, отже, на характеристики двигуна в цілому.

Обтікання сопла потоком пасивного газу спричинює відхилення величини тиску на зовнішній стінці сопла від величини тиску у випадку відсутності ЕВП.

Отже, газовий ежектор ЕВП необхідно встановлювати відповідно сопла таким чином, щоб такого відхилення величини тиску не відбувалось.

Тому, викликає необхідність в окремих порівняльних дослідженнях роботи сопла ЕВП без газового ежектора і з газовим ежектором, що розташований на різних відстанях від зрізу сопла до вхідного перерізу камери змішування.

Оптимальними режимами роботи газового ежектора є критичні режими його роботи, тому, при дослідженні ежекторів найбільша увага приділяється цим режимам.

Газовий ежектор вертолітного ГТД працює при малому перепаді тиску з викиданням газу безпосередньо в атмосферу. У зв'язку з цим, необхідно проведення ретельних досліджень докритичних режимів роботи газового ежектора ЕВП вертолітного ГТД.

*КОРОТКИЙ ОПИС ПРИНЦИПУ РОБОТИ ЕКРАННО-ВИХЛОПНИХ
ПРИСТРОЇВ ЕЖЕКТОРНОГО ТИПУ*

Отже, для розв'язання питань, пов'язаних із застосуванням ЕВП ежекторного типу на вертолітних ГТД, необхідно проведення експериментальних досліджень і уточнення методики розрахунку характеристик дозвукового ежектора з подальшою розробкою узагальнених характеристик.

5.2. Оцінка впливу параметрів роботи газового ежектора на параметри екранно-вихлопного пристрою і ГТД

До проведення експериментальних досліджень з метою уточнення методики розрахунку характеристик дозвукового ежектора з подальшою розробкою узагальнених характеристик проведено попередні розрахунки для стандартних атмосферних умов.

За результатами розрахунків отримано залежності ступеня зменшення тиску в соплі ГТУ від площі вихідного перерізу сопла (рис.5.3) та питомої витрати палива від ступеня зменшення тиску в соплі ГТУ (рис.5.4).

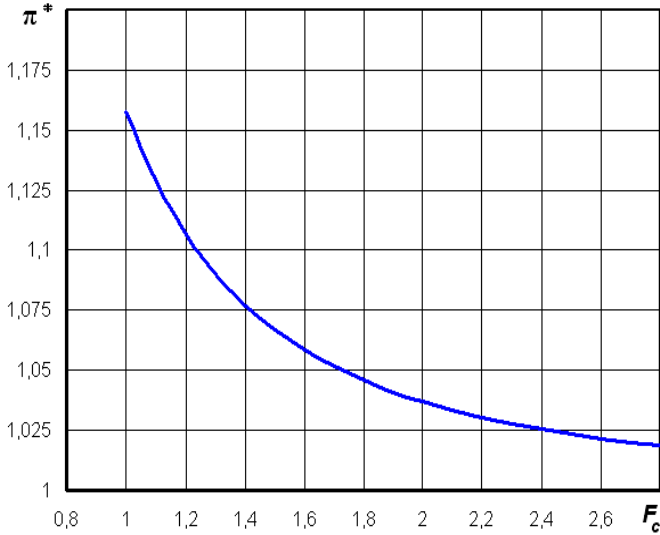


Рис. 5.3. Залежність ступеня зменшення тиску в соплі ГТУ від площі його вихідного перерізу

Розділ 5. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ НАТУРНИХ ЕКРАННО-ВИХЛОПНИХ ПРИСТРОЇВ ГТУ З ДОЗВУКОВИМИ ГАЗОВИМИ ЕЖЕКТОРАМИ

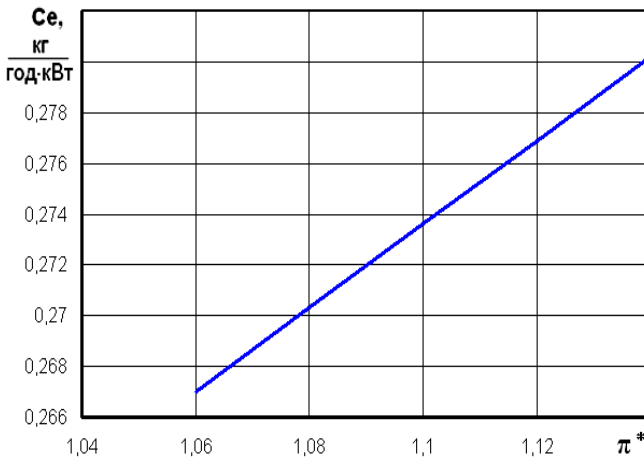


Рис. 5.4. Залежність питомої витрати палива від ступеня зменшення

тиску в соплі ГТУ на розрахунковому режимі роботи

Аналіз розрахункових даних показав, що забезпечення більш високого перепаду тиску в соплі потребує значного зменшення площі вихідного перерізу сопла ГТУ (рис. 5.3).

З іншої сторони, збільшення π_c^* суттєво впливає на питому витрату палива. Так, збільшення π_c^* на 0,01 призводить до підвищення питомої витрати палива на 0,6...0,7%.

При умові, що питома потужність ГТУ підтримується постійною, виникає необхідність у підвищенні температури газів перед турбіною (рис.5.4).

Так, збільшення π_c^* на 0,01 потребує підвищення температури газу перед турбіною на 3...4°C, що суттєво впливає на економічність ГТУ та довговічність її роботи.

Додатковими є втрати енергії обумовлені змішуванням потоків повітря та газу в камері змішування ежектора, а також втрати обумовлені нерівномірністю течії на вході до дифузора.

ОЦІНКА ВПЛИВУ ПАРАМЕТРІВ РОБОТИ ГАЗОВОГО ЕЖЕКТОРА НА ПАРАМЕТРИ ЕКРАННО-ВИХЛОПНОГО ПРИСТРОЮ І ГТД

Для зменшення цих втрат необхідно забезпечити змішування потоків, як можливо, із меншими втратами повного тиску та сформувати рівномірне поле тиску та швидкостей за камерою змішування ежектора.

На рис. 5.5 зображено залежність коефіцієнта збереження повного тиску σ в ежекторі та форми проточної частини камери змішування ежектора від коефіцієнта ежекції n .

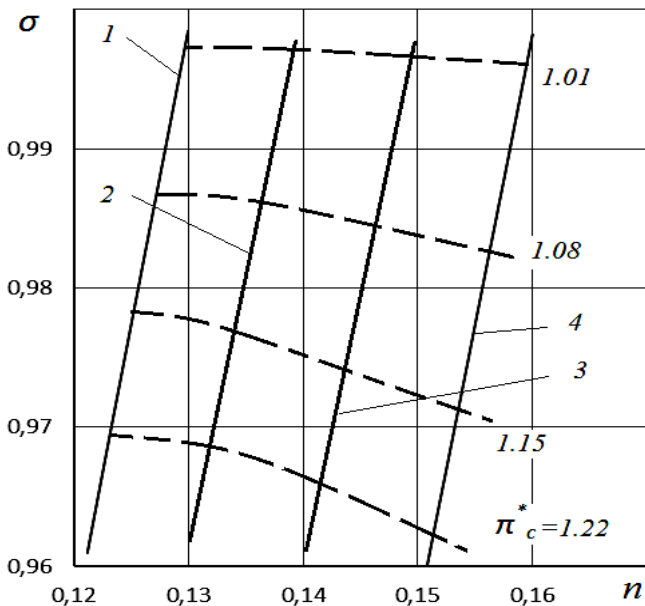


Рис. 5.5. Залежність коефіцієнта збереження повного тиску від коефіцієнта ежекції для оптимального ежектора
 1 – $\alpha=3,7$; 2 – $\alpha=3,0$; 3 – $\alpha=2,1$; 4 – $\alpha=1,4$

Аналіз результатів розрахунків вказує на те, що при збільшенні коефіцієнта ежекції коефіцієнт збереження повного тиску при змішуванні потоків активного і пасивного газів зменшується. Реалізація цього ефекту можлива шляхом зменшення ступеня розширення ежектора.

Розділ 5. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ НАТУРНИХ ЕКРАННО-ВИХЛОПНИХ ПРИСТРОЇВ ГТД З ДОЗВУКОВИМИ ГАЗОВИМИ ЕЖЕКТОРАМИ

У загальному випадку величина втрат повного тиску на змішування потоків у газовому ежекторі та його лінійні розміри істотно залежать не тільки від перепаду тиску в соплі та коефіцієнта ежекції, але і від форми камери змішування.

Виконання камери змішування, яка звужується, забезпечує більш низькі втрати енергії. Однак, у такому випадку важливим стає проблема виконання дифузора з точки зору його габаритів.

Виконання камери змішування, яка звужується більше ніж потрібно для забезпечення постійного статичного тиску, призводить до незначного зменшення втрат енергії. Отже, оптимальною є камера змішування з постійним статичним тиском вздовж її довжини.

5.3. Натурні експериментальні дослідження роботи газового ежектора в складі екранно-вихлопного пристрою на ГТД

Для експериментального дослідження режимів роботи газового ежектора в складі ЕВП спроектовано та виготовлено такі конструктивні види газових ежекторів:

- з пелюстковою камерою змішування (рис. 4.10);
- з багатосекційним соплом активного газу (рис.5.6);
- з комплексним видуванням активного та пасивного газів у камеру змішування (рис.5.7);
- з переходом форми камери змішування із циліндричної в плоску (рис.5.8);
- з комплексною подачею активного та пасивного газів у камеру змішування (рис.5.9) та ін.



Рис. 5.6. Натурний зразок ежектора з багатосекційним соплом активного газу

*НАТУРНІ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ
ДОСЛІДЖЕННЯ РОБОТИ
ГАЗОВОГО ЕЖЕКТОРА В СКЛАДІ
ЕКРАННО-ВИХЛОПНОГО ПРИСТРОЮ НА ГТД*



Рис. 5.7. Натурний зразок ежектора з комплексним видуванням активного та пасивного газів у камеру змішування



Рис. 5.8. Натурний зразок ежектора з переходом форми камери змішування із циліндричної в плоску

Розділ 5. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ НАТУРНИХ ЕКРАННО-ВИХЛОПНИХ ПРИСТРОЇВ ГТД З ДОЗВУКОВИМИ ГАЗОВИМИ ЕЖЕКТОРАМИ



Рис.

Натурний зразок осевого газового ежектора із комплексною подачею активного та пасивного газів у камеру змішування

5.9.

Структура потоку в області повороту характеризується збільшенням тиску та зменшенням швидкостей в напрямку від зовнішньої стінки до внутрішньої, наявністю місцевого відриву приграничного шару та виникненням парного вихору.

Як результат – збільшення втрат енергії. Усунення цього недоліку можливе за рахунок встановлення напрямних апаратів (рис. 4.11-4.12, 5.6) та організації комплексної подачі активного та пасивного газів в камеру змішування (рис. 5.7-5.9).

З метою зменшення впливу парного вихору на втрати енергії було проведено дослідження газового ежектора з камерою змішування змінної форми шляхом регулювання встановлених площ відповідних перерізів (рис. 5.10).

Дослідження натурних зразків дозвукових газових ежекторів проводилося на стаціонарному ГТД в стендових умовах. Зразок осевого газового ежектора з комплексною подачею активного та пасивного газів в камеру змішування в складі ГТД представлено на рис. 5.11.



Рис. 5.10. Натурний зразок осевого газового ежектора із регульованою камерою змішування

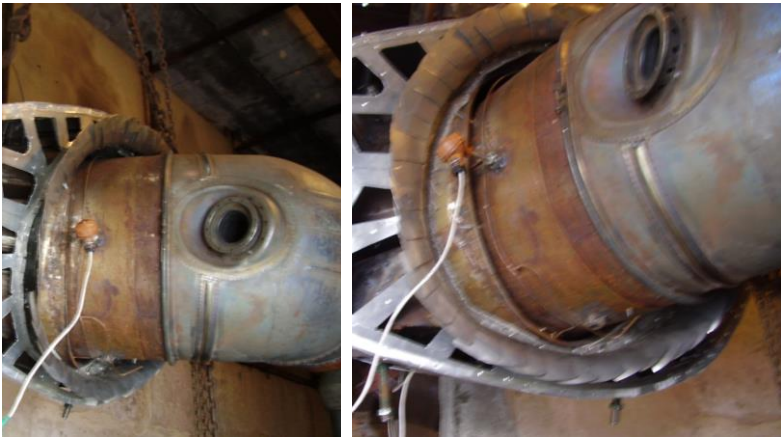


Рис. 5.11. Газовий ежектор для вентиляції простору під кожухом ГТУ або контейнера

Вимірювання параметрів потоку повітря проводилося за допомогою датчиків швидкості, датчиків повного та статичного тиску, а також комбінованої гребінки з приймачами повного та статичного тиску.

Результати досліджень показали, що величина втрат повного тиску на змішування потоків у газовому ежекторі істотно залежить від величини коефіцієнта ежекції n та перепаду тиску в соплі.

Дослідження довели, що ефективна робота газового ежектора суттєво залежить від форми сопла другого контуру.

Візуалізація течії газу в каналі засвідчила, що при наявності сопла другого контуру в області за поворотним коліном в результаті відриву потоку виникає викидання газу першого контуру через сопло другого контуру.

Викидання гарячого газу через сопло другого контуру призводить до підвищення температури в контейнері або в просторі під кожухом більше припустимої величини. Як результат виходить із ладу датчики і апаратура систем управління роботою газотурбінної установки.

6.1. Вплив втрат енергії в екранно-вихідному пристрої на його характеристики

В наслідок малих швидкостей польоту у вертолітного ГТД трансмісійною установкою ефективно використовується тільки та частина наявної енергії газу, яка перетворюється в роботу на валу турбіни. Кінетична енергія вихідних газів фактично втрачається.

Одним із головних напрямків робіт, спрямованих на поліпшення показників двигуна, є зменшення втрат кінетичної енергії вихідних газів у випускному тракті, тобто зменшення втрат повного тиску газу за останнім ступенем турбіни.

Цього можна досягти двома різними шляхами: по-перше, зменшенням швидкості виходу газів із турбіни при незмінному статичному тиску і, по-друге, зменшенням статичного тиску при незмінній швидкості потоку газів [135].

У першому випадку вибирають максимальні розміри проточної частини турбіни, які тільки можливо виконати за габаритними, ваговими та конструктивними обмеженнями, і прагнуть отримати на всіх основних режимах роботи двигуна, по можливості, наблизений до осьового вихід газу з турбіни. Останнє легше досягається у одновальних газотурбінних двигунах, де діапазон зміни режиму турбіни істотно обмежений умовами роботи компресора.

У двовальному ГТД з вільною турбіною при постійному режимі роботи турбокомпресорної частини частота обертання вільної турбіни може змінюватися в широкому діапазоні. Отже, швидкість потоку газу за останнім ступенем турбіни може значно відхилитися від осьового напрямку, а величина її може значно збільшитись.

Другий напрямок передбачає зменшення повного тиску за турбіною, отже, веде до зменшення статичного тиску в наслідок використання кінетичної енергії в дифузорній частині вихлопного пристрою.

Швидкість газу за турбіною, в цьому випадку, може дещо збільшуватися відповідно до зменшення його питомої ваги.

Чим більшою є величина ступеня розширення дифузорового каналу, тим більша частина кінетичної енергії може бути використана, що зменшить статичний тиск за турбіною. Однак, збільшення ступеня розширення обмежується габаритними вимогами, або значним зростанням гідравлічних втрат [74, 135].

Питання про перетворення кінетичної енергії у вихлопному патрубку вертолітного ГТД пов'язане із завданням відведення газу від двигуна. Виграш у потужності та економічності може бути достатньо великим, тому що в сучасних двигунах кінетична енергія вихлопних газів за вільною турбіною становить 10...20% від величини ефективної роботи.

Зменшувати енергію газів за турбіною нижче цього рівня недоцільно, тому що це призведе до необхідності значного збільшення розмірів останнього ступеня вільної турбіни, збільшення кутів меридіонального розкриття турбіни та значно ускладнить забезпечення міцності збільшених по висоті лопаток турбіни.

Перетворити значну частину цієї енергії в корисну роботу стиснення у вихідних пристроях двовальних вертолітних ГТД досить важко. Це пояснюється як габаритними обмеженнями, так і конструктивною складністю форми вихідного пристрою, у якому відводяться гази з поворотом на 60...90° і через який проходить кожух вивідного вала зі стійками. Крім того, на ряді режимів роботи двигуна газовий потік на вході до вихідного пристрою може мати значне закручення.

Наявність газового ежектора потребує враховувати додаткові втрати на змішування потоків та втрати, які обумовлені впливом на течію газу складних умов на вході до газового ежектора і викликані складною формою проточної частини самого вихлопного пристрою.

Отже, якість вихідного пристрою та його характеристики впливають на характеристики двигуна в цілому.

Вплив величини повного тиску на показники потужності силової турбіни ГТД можна оцінити за допомогою коефіцієнта корисної роботи силової турбіни [132].

Величина коефіцієнта корисної роботи визначається із залежності

$$\Delta = \left(1 - \frac{1 - 1/\pi_{ст}^{*0,25}}{1 - 1/\pi_{ст0}^{*0,25}} \right) \cdot 100\% , \quad (6.1)$$

де $\pi_{ст}^*$ - ступінь зменшення повного тиску на турбіні;

$\pi_{ст0}^*$ - ступінь зменшення повного тиску в процесі розширення газу в ГТД.

Величина різниці $1 - 1/\pi_{ст}^{*0,25}$ пропорційна величині роботи силової турбіни, тому при незначних зміннях величини $\pi_{ст}^*$ параметри перед турбіною майже не змінюються.

На рис. 6.1 показано вплив величини повного тиску на показники потужності силової турбіни.

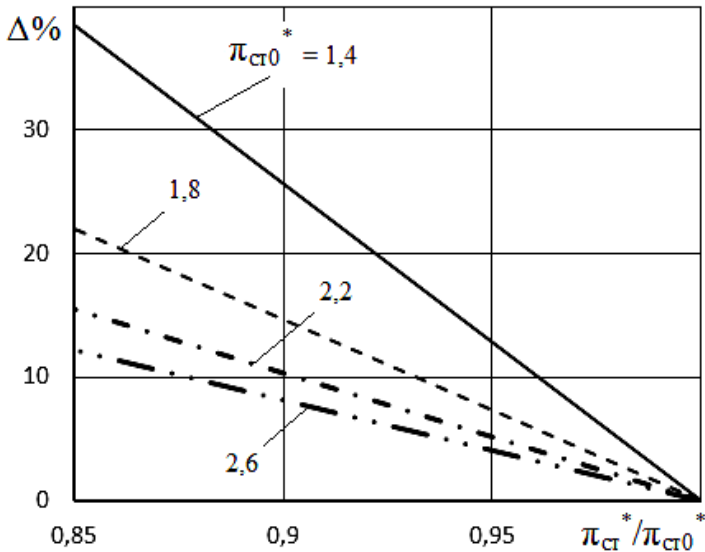


Рис. 6.1. Зміння коефіцієнта корисної роботи турбовального ГТД в залежності від зміння $\pi_{ст}^*$ при різних вихідних величинах $\pi_{ст0}^*$

Отже, темп зменшення роботи силової турбіни Δ залежить від перепаду повного тиску $\pi_{\text{ст}}^*$ на ній та величини вихідного перепаду тиску $\pi_{\text{сто}}^*$.

При роботі двигуна на режимах менших за максимальний швидкість газу за силовою турбіною зменшується, що призводить до зменшення абсолютної величини втрат енергії у випускній системі пристрої із вихідною швидкістю.

Одночасно зменшується перепад тиску в силевій турбіні $\pi_{\text{сто}}^*$, що призводить до підвищення відносного впливу коефіцієнта корисної роботи на параметри двигуна.

В результаті, на режимах часткового навантаження величина наявної енергії, яка втрачається в ГТД з вихідною швидкістю, не зменшується, а, навіть, може зрости [135].

Для створення вихлопного пристрою відповідних габаритів, який відповідав би вимогам величини витрати газу та перетворення його кінетичної енергії, необхідно знати гідравлічні характеристики дифузورних каналів різних типів.

Умови роботи вихлопного пристрою турбовальних ГТД потребують урахування впливу процесу закрутки потоку на гідравлічні характеристики каналів цих пристроїв.

Друге важливе питання – це оцінка гідравлічної якості складного тракту вихлопного пристрою, який складається із декількох елементів, особливо при закрутці та повороті потоку газу.

Одним із елементів вихлопного пристрою при наявності ЕВП може бути дозвуковий газовий ежектор.

Параметри газового ежктора суттєво залежати від умов на вході в сопло активного газу, а саме: наявності в тракці активного газу закрутки потоку, наявності кожуха вала силової турбіни, стійок, поворотного коліна та ін.

Отже, отримання даних щодо гранично можливого використання кінетичної енергії вихлопних газів в таких складних вихлопних пристроях, особливо при наявності ЕВП, представляє науковий і практичний інтерес.

6.2. Характеристики вихідного пристрою турбовального ГТД

Якість вихідного пристрою оцінюється за величиною ступеня використання кінетичної енергії для одержання корисної роботи стиснення [74].

Баланс енергії для вихідного пристрою складається із:

- кінетичної енергії газу за силовою турбіною E_{ct} , яка витрачається на одержання корисної роботи стиснення E_p ;
- енергії, яка витрачається на подолання гідравлічних опорів E_r ;
- енергії, яка частково губиться у вигляді викидання кінетичної енергії E_c з вихідною швидкістю за пристроєм.

Характеристики вихідного пристрою можна представити у вигляді залежності коефіцієнта використання кінетичної енергії у вихідному пристрої Θ від параметрів газового потоку на вході до нього. Такими є звичайні критерії подібності для газового потоку (числа M та Re), а також кут закрутки потоку на вході в канал φ .

Коефіцієнт використання кінетичної енергії у вихідному пристрої визначається за формулою

$$\Theta = E_p / E_{ct}. \quad (6.2)$$

Для вихідних пристроїв вертолітних двигунів течію можна вважати автомодельною за числом Re , що дозволяє виключити цей критерій із розгляду. Вплив стисливості газу проявляє себе тільки і умовах порівняно великих величин чисел $M \geq 0,7$.

У вертолітних двовальних двигунах прагнуть забезпечити величину швидкості на виході із вільної (силової) турбіни значно меншу за $M = 0,7$. Отже, впливом числа M на характеристики вихідного пристрою також можна знехтувати.

Таким чином, вихідна характеристика вихідного пристрою являє собою залежність коефіцієнта використання кінетичної енергії у ньому від кута закручування потоку на вході до каналу φ (кут між дійсним напрямком руху газового потоку на вході в канал і віссю останнього).

Подібна залежність наведена на рис. 6.2 для ряду складних вертолїтних вихідних пристроїв. Основні вихідні данні розрахунку наведено в [74, 135]. Геометрична подібність цих каналів зумовила однакове протікання характеристик в області позитивних і негативних величин кута закрутки потоку.

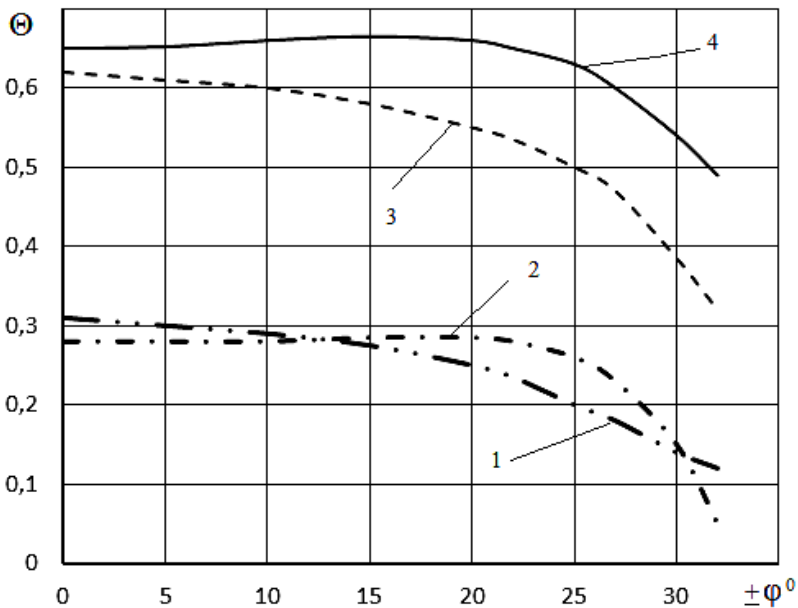


Рис. 6.2. Залежність коефіцієнта використання кінетичної енергії вихідних газів від кута закрутки потоку на вході до вихідного каналу та його форми

Найбільш достовірним методом визначення вихідної характеристики вихідного пристрою є продування моделей в лабораторних умовах. Якщо продування моделей неможливо, тоді слід орієнтуватися на відому характеристику вихідного пристрою, який є наближеним до розглянутого.

Розрахункове визначення характеристики випускного каналу може бути виконано за методом, розглянутим в роботах Гуревича, Масленнікова, Бехлі, Шальмана та ін. [74, 135].

Суть цього методу зводиться до розчленування складного каналу на ряд простих елементів із наступним послідовним їх розрахунком.

Наближеність подібного методу розрахунку обумовлена тим, що характеристики окремих дифузорних елементів істотно залежать від ступеня рівномірності потоку на вході до них, яка при послідовному розташуванні елементів майже не піддається розрахунку.

При відомій для каналу залежності Θ від φ залежність повного тиску за вільною турбіною p_T^* від статичного тиску на виході з каналу p_H може бути визначена за відомою величиною відносної швидкості за вільною турбіною λ_T у вигляді

$$\pi_T^* = \frac{p_T^*}{p_H} = \left[1 + \frac{k-1}{k+1} (1-\Theta) \lambda_T^2 \right]^{k/k-1}. \quad (6.3)$$

Відносна швидкість на виході з каналу λ_H визначається з рівняння нерозривності для вхідного та вихідного перерізів при припущенні рівномірності поля швидкостей на виході.

Залежності π_k^* та λ_H від безрозмірної швидкості за вільною турбіною λ_T при різних величинах кута закрутки потоку газу на вході до каналу φ_T представлено на рис. 6.3.

Розрахунки проведено для каналу, який складається із дифузора з поворотом потоку та стійок зі ступенем розширення дифузора $f = 1,66$, кутами конусності $\beta_3 = 5^{\circ}40'$, $\beta_{вн} = 2^{\circ}58'$ та кутом повороту потоку $\gamma = 50^{\circ}$.

На характеристиках рис. 6.4 надано лінії спільних режимів роботи ГТД з іншими його елементами.

Характеристики представлені у вигляді залежності параметрів потоку на виході із силової турбіни від коефіцієнта швидкості вихідного пристрою [135].

Характеристики вихідного пристрою можуть бути отримані в результаті узагальнення експериментальних досліджень або шляхом теоретичних розрахунків.

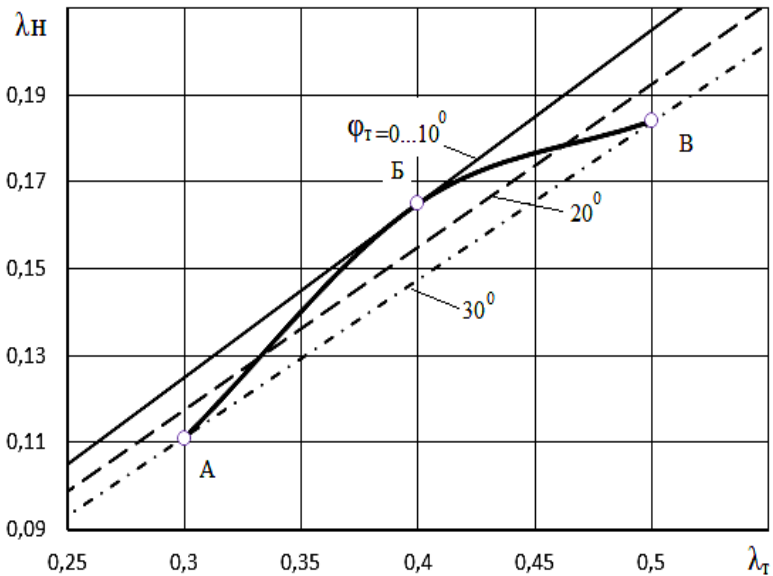


Рис. 6.3. Залежність коефіцієнта швидкості вихідного пристрою від параметрів потоку на виході із силової турбіни

Теоретичні дослідження потребують експериментального уточнення гідравлічної якості вихлопного пристрою. При розрахунку характеристик ГТД всі його елементи узгоджуються один з одним.

В процесі розрахунку виникає необхідність у проведенні низки додаткових розрахунків методом послідовного наближення. Кількість таких розрахунків може бути істотно скорочена, якщо користуватися об'єднаними характеристиками силової турбіни та вихідного пристрою, розглядаючи їх, як єдиний вузол.

Для такого вузла перепад тиску визначається відношенням повного тиску перед вільною турбіною до статичного тиску на виході з вихідного пристрою.

Відповідно до перепаду тиску ізоентропічна наявна робота розширення визначається як

$$L_{\Sigma i3} = \frac{k}{k-1} RT_{в.ст}^* \left(1 - \frac{1}{\pi_{cm}^{k-1/k}}\right). \quad (6.4)$$

Потужний ККД $\eta_{ст\Sigma}$ визначається як відношення дійсної роботи силової турбіни до ізоентропічної наявної роботи розширення силової турбіни.

При умові $\pi_{ст\Sigma} = \pi_{ст\Sigma}^* \pi_{en}^*$ потужний ККД ГТД визначається за формулою

$$\eta_{ст\Sigma} = \eta_{cm}^* \frac{1 - \frac{1}{\pi_{cm}^{k-1/k}}}{1 - \frac{1}{\pi_{cm\Sigma}^{k-1/k}}} \quad (6.5)$$

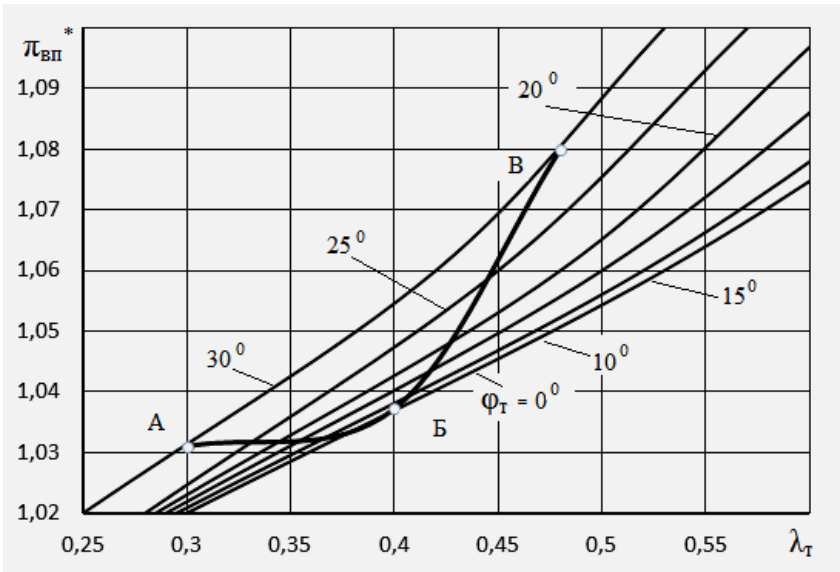


Рис. 6.4. Залежність степеня розширення у вихідному пристрої від параметрів потоку на виході із силової турбіни

Отже, метод розрахунку об'єднаних характеристик силової турбіни з вихлопним пристроєм за їх характеристиками полягає в наступному [74]:

а) необхідно задати величину $\pi_{ст}^*$ і за характеристикою силової турбіни знайти для ряду величин приведених частот обертання силової турбіни $n_{ст.пр}$ величини $\eta_{ст}^*$, $\lambda_{ст}$, $\varphi_{ст}$, $G_{ст}$;

б) за відомими $\eta_{ст}^*$, $\lambda_{ст}$, $\varphi_{ст}$, $G_{ст}$ за допомогою характеристики вихідного пристрою визначаються з величинами $\pi_{вп}^*$, $\lambda_{вп}$;

в) розраховують величину $\pi_{ст\Sigma} = \pi_{ст\Sigma}^* \pi_{ен}^*$;

г) за формулою (6.1) визначають величину $\lambda_{ст\Sigma}$.

На об'єднаній характеристиці силової турбіни із вихлопним пристроєм наноситься лінія спільних режимів роботи з іншими елементами двигуна.

6.3. Характеристики газового ежектора як елемента вихідного пристрою

Класичним підходом до визначення параметрів газового ежектора є пошук оптимальних геометричних розмірів, при яких виконуються умова максимальної величини коефіцієнта ежекції в розрахункових умовах його роботи. Але практично не існує пристроїв або машин, які працюють на усталених режимах при розрахункових величинах параметрів і незмінних параметрах навколишнього середовища.

Для визначення параметрів оптимального ежектора при змінненні параметрів або умов, в яких він працює, установлюють його характеристики. Характеристики можна визначати розрахунковим шляхом або експериментально, тим самим, передбачити вплив його роботи на характеристики об'єкту, в якому він є одним із елементів.

Отже, найбільший інтерес представляють узагальнені характеристики ежектора, які дозволяють охопити всю область можливих режимів роботи ежектора.

З розрахунку ежектора витікає, що його параметри визначаються кількома безрозмірними величинами, наприклад коефіцієнтом ежекції, відношенням початкових повних тисків пасивного та активного газів, ступенем стиснення пасивного газу. Отже, характеристику ежектора раціонально будувати у вигляді залежності між цими безрозмірними параметрами.

В даній роботі представлено розрахунки характеристик ежекторних пристроїв, які проводились за уточненою методикою згідно експериментальних даних.

За результатами розрахунку було отримано:

- залежність ступеня розширення на виході із камери змішування від приведеної швидкості в соплі пасивного газу;
- залежність коефіцієнта збереження повного тиску в камері змішування від коефіцієнта ежекції при умові рівності температур змішуваних потоків;
- залежність витрат активного та пасивного газів від перепаду тиску в соплі активного газу для ежектора з величиною $\alpha=3,7$;
- залежність коефіцієнта збереження повного тиску від ступеня розширення в соплі активного газу;
- залежність ступеня розширення на виході із камери змішування від ступеня розширення в соплі активного газу;
- залежність ступеня розширення на виході із камери змішування від приведеної швидкості в соплі пасивного газу.

На рис.6.5 представлено характеристики ежектора з нерозширювальним соплом активного газу та циліндричною змішувальною камерою із різним величинами геометричного параметру α .

Характеристика представлена у вигляді залежності ступеня розширення на виході із камери змішування барометричного дозвучкового газового ежектора від приведеної швидкості в соплі пасивного газу.

На рис.6.6 представлено характеристики ежектора у вигляді залежності коефіцієнта збереження повного тиску в камері змішування від коефіцієнта ежекції при умові рівності температур змішуваних потоків.

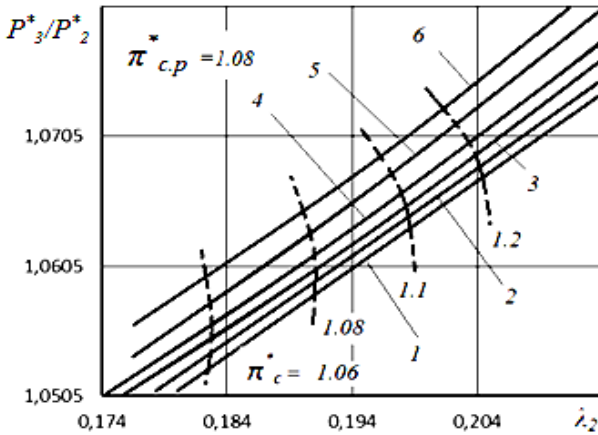


Рис. 6.5. Залежність ступеня розширення на виході із камери змішування від приведеної швидкості в соплі пасивного газу

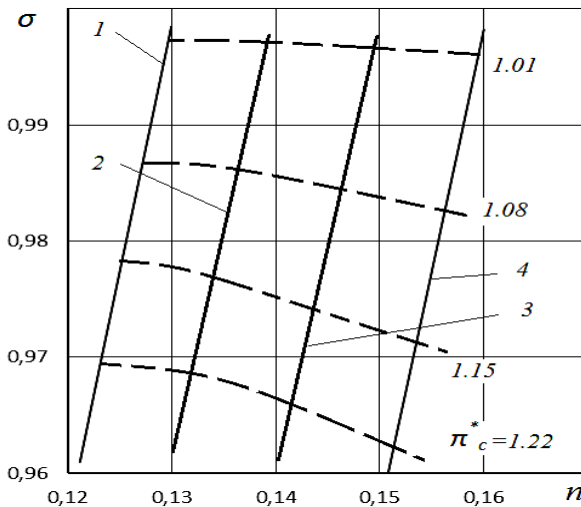


Рис. 6.6. Залежність коефіцієнта збереження повного тиску від коефіцієнта ежекції для оптимального ежектора
 1 - $\alpha=3,7$; 2 - $\alpha=3,0$; 3 - $\alpha=2,1$; 4 - $\alpha=1,4$

Аналіз результатів розрахунків вказує на те, що при збільшенні коефіцієнта ежекції коефіцієнт збереження повного тиску при змішуванні потоків активного і пасивного газів зменшується. Реалізація цього ефекту можлива шляхом зменшення ступеня розширення ежектора.

Отже, повний тиск суміші на виході із камери змішування завжди є меншим за величину повного тиску пасивного газу $P_3^* < P_1^*$.

Змінюючи величину повного тиску на вході в сопло активного газу при усталеній (розрахунковій) величині повного тиску на вході в сопло пасивного газу можна розрахунковим шляхом визначити змінення швидкості і витрати пасивного газу при змінненні активного газу (рис. 6.7).

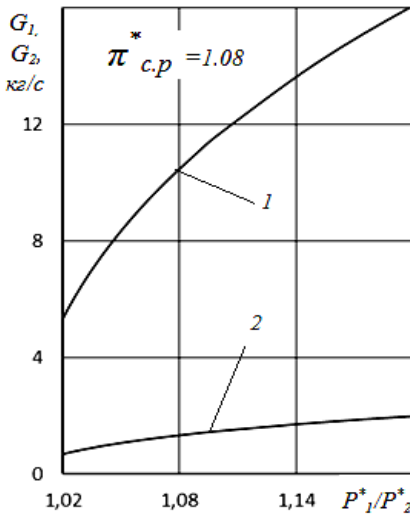


Рис. 6.7. Залежність витрат активного та пасивного газів від перепаду тиску в соплі активного газу при $\alpha=3,7$:
1 – G_1 ; 2 – G_2

Збільшення перепаду тиску в соплі активного газу підсилює процес зменшення коефіцієнта збереження повного тиску в камері змішування газового ежектора, що призводить до нелінійної зміни залежності відношення швидкостей в соплах активного та пасивного газу.

При деякому значенні статичного тиску на вході в змішувальну камеру в соплі активного газу буде досягнута швидкість звуку.

При збільшенні перепаду тиску інтенсивність зростання різниці швидкостей активного та пасивного газів зменшується. Однак, чим більшою є різниця величин швидкостей, тим більшою є величина ударних втрат при змішуванні, що призводить до зменшення коефіцієнта збереження повного тиску.

На рис. 6.8 наведена розрахункова характеристика, що зв'язує величину коефіцієнта збереження повного тиску із величиною ступеня розширення в соплі активного газу.

Збільшення ступеня розширення в соплі активного газу супроводжується зменшенням коефіцієнта збереження повного тиску в газовому ежекторі.

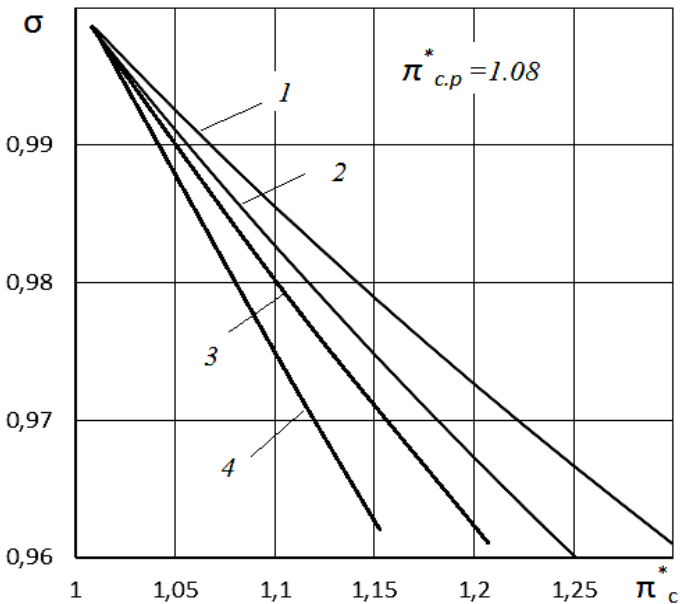


Рис. 6.8. Залежність коефіцієнта збереження повного тиску від ступеня розширення в соплі активного газу
1 - $\alpha=3,7$; 2 - $\alpha=3,0$; 3 - $\alpha=2,1$; 4 - $\alpha=1,4$

Зменшення відношення площі сопла активного газу до площі сопла пасивного газу призводить до більш активного зменшення коефіцієнта збереження повного тиску.

При проектуванні дозвукового газового ежектора такі висновки є важливими для забезпечення заданих характеристик потоку на виході із дозвукового газового ежектора та забезпечення мінімальних втрат енергії у вихідному пристрої в цілому.

Дослідження показали, що застосування камер змішування, що звужуються, при дозвукових швидкостях дозволяє за рахунок зменшення різниці швидкостей потоків активного і пасивного газів зменшити втрати на удар, тому що процес змішування відбувається в потоці, що прискорюється.

Варто враховувати той факт, що збільшення вихідної швидкості може спричинити зростання втрат у дифузорі [130,131], а також той факт, що максимальна швидкість на виході із камери змішування обмежена перепадом тиску у ньому.

Для отримання найменших втрат, тобто найбільшої величини повного тиску суміші газів, бажано збільшувати швидкість пасивного газу таким чином, щоб як найбільше наблизити величину швидкості пасивного газу до швидкості активного газу на вході до камери змішування з метою найвигіднішого протікання процесу змішування.

Розглянемо, наприклад, що відбувається з потоком суміші на виході з ежектора при підвищенні температури гальмування активного газу $T_1^* = const$ при виконанні умові $T_2^* = const$.

Якщо $F_1 = const$ і $p_1^* = const$, то витрата газу через сопло G_1 змінюється обернено пропорційно кореню квадратному із величини T_1^* , тобто, $G_1 \sqrt{T_1^*} = const$. Отже, $G_2 / (G_1 \sqrt{T_1^*}) = const$. Порівнюючи цей вираз з попереднім, отримуємо результат у вигляді $G_2 = const$.

Таким чином, збільшення коефіцієнта ежекції при підвищенні температури гальмування активного газу пов'язано лише із зменшенням витрати газу G_1 , при чому витрата пасивного газу G_2 при змінненні величини T_1^* не змінюється.

При незмінних величинах p_2^*, T_2^* та F_2 , це є можливим тільки у тому випадку, якщо статичний тиск p_2 у вхідному перерізі змішувальної камери не залежить від температури гальмування T_1^* .

Аналіз проведених досліджень показує, що при змінній температурі одного із газів витрата і швидкість іншого, а також статичний тиск на вході до камери змішування залишаються незмінними. Цей висновок відображено на рис 6.9.

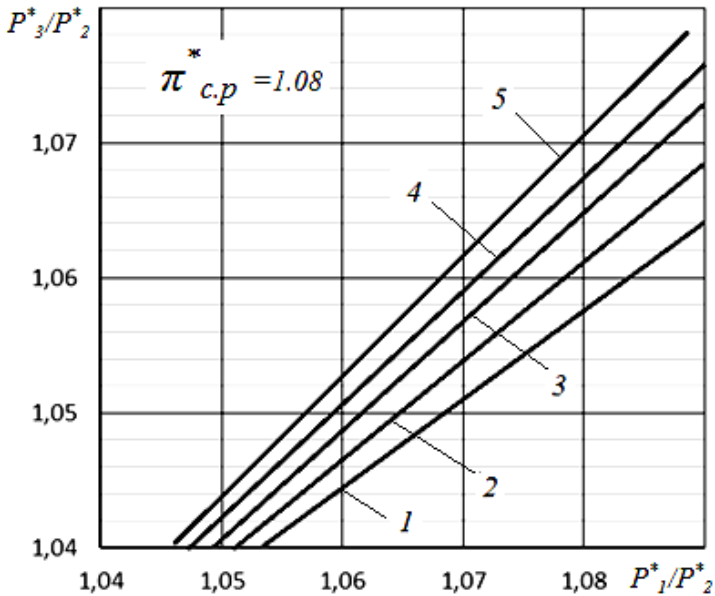


Рис. 6.9. Залежність ступеня розширення на виході із камери змішування від ступеня розширення в соплі активного газу
 1 – $\alpha=4,2$; 2 – $\alpha=3,7$; 3 – $\alpha=3,0$; 4 – $\alpha=2,6$; 5 – $\alpha=2,0$

Таким чином, для барометричного дозвукового газового ежектора збільшення перепаду тиску в соплі активного газу призводить до збільшення перепаду тиску на виході із камери змішування.

Однак, збільшення перепаду тиску проходить менш інтенсивно, що пов'язано із наявністю втрат повного тиску в камері змішування, які при збільшенні перепаду тиску в соплі активного газу також збільшуються (рис. 6.5).

Зменшення параметру α призводить до збільшення перепаду тиску на виході з камери змішування у зв'язку зі зменшенням втрат повного тиску (рис. 6.9). Експериментальні дослідження підтверджують дані висновки, які співпадають з дослідженнями, представленими в роботах [131-134].

На рис. 6.10 наведена розрахункова характеристика з даними результатів експериментальних досліджень, яка зв'язує величину коефіцієнта ежекції з величиною повного тиску активного газу p_1^* при незмінних величинах повного тиску пасивного газу p_2^* та статичного тиску на виході із ежектора.

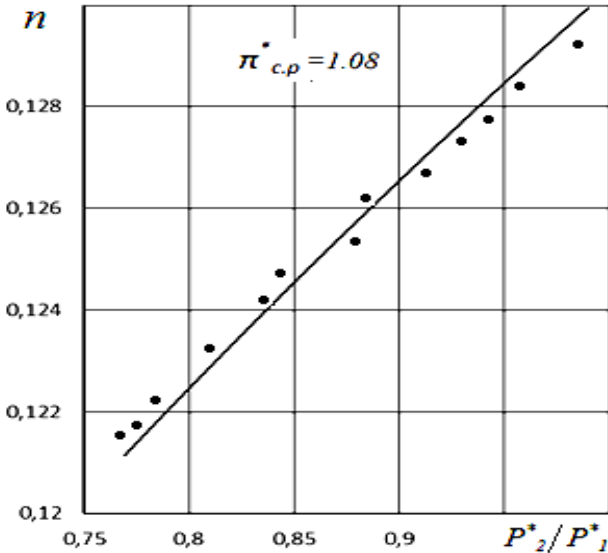


Рис. 6.10. Залежність ступеня розширення на виході із камери змішування від приведеної швидкості в соплі пасивного газу при $\alpha=3,7$ та умові $p_3 = p_2^*$ (лінія - розрахунок; • - експеримент)

При проведенні розрахунку прийнята умова $p_3 = p_2^*$, тому що характеристика становить інтерес при визначенні параметрів ежектора, який працює за схемою, коли повітря засмоктується із атмосфери і після змішування з активним газом знову надходить в атмосферу.

При малих величинах p_1^* / p_2^* коефіцієнт ежекції можна підрахувати за формулою ежекції для нестисливої рідини, тобто

$$n\sqrt{\theta} \approx \frac{(1+1/\alpha)\sqrt{2\alpha} - 2}{1+\alpha^2}.$$

При збільшенні перепаду тиску величина n для ежектора з відомим геометричним параметром α зменшується. Причиною є той факт, що витрата активного газу при збільшенні p_1^* збільшується пропорційно величині $p_1^*q(\lambda_1)$, тоді як збільшення витрати пасивного газу відбувається менш інтенсивно і пов'язано лише із зниженням тиску на вході до камери, тобто зі зростанням $q(\lambda_2)$.

На докритичних режимах роботи ежектора зменшення коефіцієнта ежекції є невеликим. При збільшенні відношення p_1^* / p_2^* , коли камера змішування все більш заповнюється надзвуковим струменем, витрата пасивного газу починає зменшуватися, а коефіцієнт ежекції зменшується.

При проектуванні ежектора важливо правильно вибрати довжину камери змішування, яка повинна забезпечити достатньо повне вирівнювання поля швидкостей у поперечному перерізі потоку. Необхідну довжину камери змішування можна істотно скоротити, якщо роздібнити потік, що ежекується, на кілька струменів за рахунок застосування багатоконтурної пелюсткової конструкції. Експериментальні дослідження показали, що оптимальна довжина такої камери змішування складає 2...3 діаметра.

Застосування перфорованої пелюсткової конструкції дозволяє зменшити довжину камери змішування до 1,5...2 діаметрів.

6.4. Гідравлічний опір вихідного пристрою, обумовлений наявністю стійок

Стійки вихідного пристрою є опорою центрального тіла вихідного пристрою. До них пред'являють різноманітні вимоги.

Якщо всередині кока немає силових деталей двигуна, то стійки можуть виконуватись легкими, а їх кількості мала. Якщо всередині кока проходить вал силової турбіни, де розміщують його підшипники, то стійки повинні витримувати великі механічні навантаження.

Окрім того, стійки повинні мати таку зовнішню форму, щоб, по можливості, не вносити додаткових втрат в газовий потік. Зазвичай, поперечний переріз стійок виконується у вигляді симетричних авіаційних профілів [135].

Стійки, розташовані у відсіку за турбіною, утворюють кільцеву решітку профілів. Отже, крім власних втрат на профілях цих решіток, виникають втрати, пов'язані зі зміною характеру течії в каналах, в яких розташовані стійки. Величина втрат, що пов'язані зі зміною характеру течії в каналах, невелика у порівнянні із власним опором стійок, але її доцільно враховувати.

Виходячи з цього, при проведенні експериментальних продувок, коли стійки розташовують у кільцевому каналі постійного перерізу, додатковий опір від стійок обчислюється як різниця коефіцієнтів втрат каналу з наявністю стійок та без них.

Такий спосіб є особливо зручним при обстеженні впливу стійок на рух закрученого потоку, коли слід врахувати ефект випрямлення потоку стійками. Отже,

$$\Delta \varepsilon = \varepsilon_{\text{кв}} - \varepsilon_{\text{к}}.$$

Кільцевий канал, в якому розташовують стійки, знаходиться за вхідною ділянкою і має такий же поперечний переріз, як останній.

При розташуванні стійок в закрученому потоці, абсолютна швидкість якого не збігається за напрямком із хордою профілю, з'являється ряд побічних ефектів.

При збільшенні закрутки (кута атаки профілю стійки), так чи інакше, настає зрив потоку з носка профілю, пов'язаний із збільшенням гідравлічних втрат.

Поява зриву та його інтенсивність залежать від форми носка профілю, який побічно визначається фактором δ/b - відносна товщина профілю, тобто від величини швидкості і від густини решітки. Остання, в деякій мірі, впливає на структуру потоку, який підходить до решітки.

Стійки, крім внесення додаткових втрат, в тій чи іншій мірі, змінюють закрутку потоку, тобто співвідношення між осьовою та коловою складовими швидкості, що, звичайно, позначається на подальшому перетворенні кінетичної енергії в каналі. При цьому вплив геометричних факторів решітки перестає носити однозначний характер.

Характер зміни додаткового гідравлічного опору від стійок, розташованих в кільцевому каналі постійного перерізу, під впливом закрученого потоку показано на рис. 6.11.

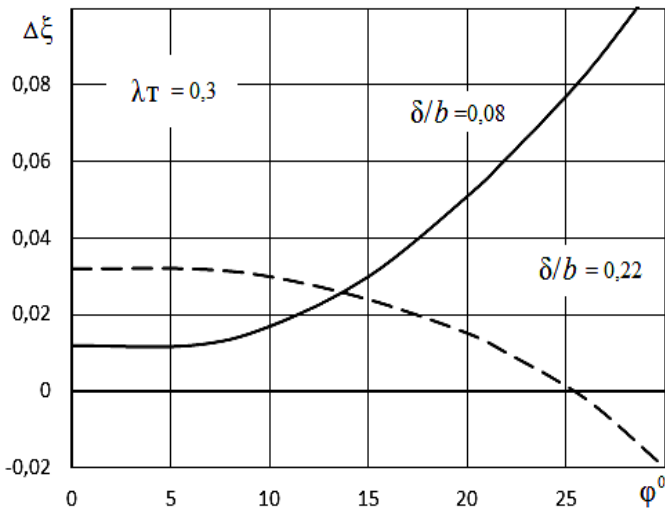


Рис. 6.11. Вплив закрутки потоку на додатковий опір стійок при $b/t_{cp} = 0,65$ в каналі постійного перерізу

При всій різноманітності отриманих даних про вплив закрутки на опір різних решіток-стійок помітна одна спільна тенденція, звичайна для решіток-стійок. При збільшенні густини решітки профілів b/t_{cp} , а також відносної товщини профілю δ/b збільшується позитивний вплив закрутки.

Вплив коефіцієнта абсолютної швидкості λ_t на вході до решітки на додатковий опір стійок, зберігає свій характер при змінненні закрутки.

У решіток з великою густиною при достатньому куті закрутки величина $\Delta\varepsilon$ стає негативною, тобто гідравлічний опір каналу зі стійками виявляється меншим, ніж у каналу без стійок. У цьому випадку, вирівнювання потоку стійками із надлишком компенсує всі втрати, пов'язані з їх обтіканням.

У роботах [74,135] проведено дослідження, спрямоване на визначення впливу стійок на гідравлічні якості кільцевих дифузоров. Було розглянуто випадки, коли стійки розташовані на початку дифузора і в кінці його. Відзначено, що до складних явищ обтікання стійок потоками із різною закруткою, при встановленні останніх у дифузор додатково додається зміна характеру течії у самому дифузорі. Це змушує розглядати отримані результати тільки з якісної сторони.

Враховуючи все різноманіття умов роботи стійок в закрученому потоці, слід розглядати отримані результати, як такі, що відповідають лише тим умовам, при яких проводилися випробування.

6.5. Гідравлічний опір вихідного пристрою, обумовлений наявністю повороту потоку вихлопних газів

6.5.1. Втрати енергії в конфузорних переходах газівідвідних трактів

При конфузорних переходах в поворотних каналах, особливо при невеликих кутах розкриття з $\varphi < 30^\circ$, втрати визначаються в основному внутрішнім тертям, тобто тими ж явищами, що й у патрубках постійного перерізу.

Аналітичну залежність величини коефіцієнта опору конфузорного переходу круглого перерізу можна визначити через кут розкриття α та ступінь звуження переходу у вигляді [130]

$$\xi_r = \frac{\lambda(n^2 - 1)}{8n^2 \sin \frac{\alpha}{2}}, \quad (6.6)$$

де $\lambda = 0,013 + 0,001/D$,

D – середній діаметр конфузора.

Для конфузорних патрубків прямокутного перерізу з однаковими кутами розкриття в двох площинах величина ξ_r може бути визначена також за формулою (6.6).

Величина коефіцієнта ξ_r враховує тільки втрати на тертя в конфузорних каналах, які є малими. Для кожного n в межах $\alpha = 10 \dots 45^\circ$ величина коефіцієнта $\xi_r < 0,04$.

Фактична величина втрат тиску в конфузорних переходах, як показують виміри, у деяких випадках, особливо при $\alpha > 20 \dots 30^\circ$, значно більша в результаті вихроутворення та стискування потоку в меншій за розмірами циліндричній трубі.

У зв'язку з цим, для $\alpha < 90^\circ$ коефіцієнт опору конфузорного переходу приблизно може бути прийнятим такому, що дорівнює

$$\xi_{cn} \approx \xi_r + 0,001\alpha^\circ, \quad (6.7)$$

де α° - кут звуження переходу, представлений в градусах.

6.5.2. Втрати енергії в дифузорних переходах газівідвідних трактів

Дифузорний перехід газівідвідного тракту геометрично уявляє собою фасонну частину патрубка, тобто усічений конус у вигляді конічного вхідного розтрубу або конфузорного переходу. При зворотному напрямку руху повітря в ньому повністю змінюється картина течії потоку і, відповідно, величина його опору (рис. 6.12).

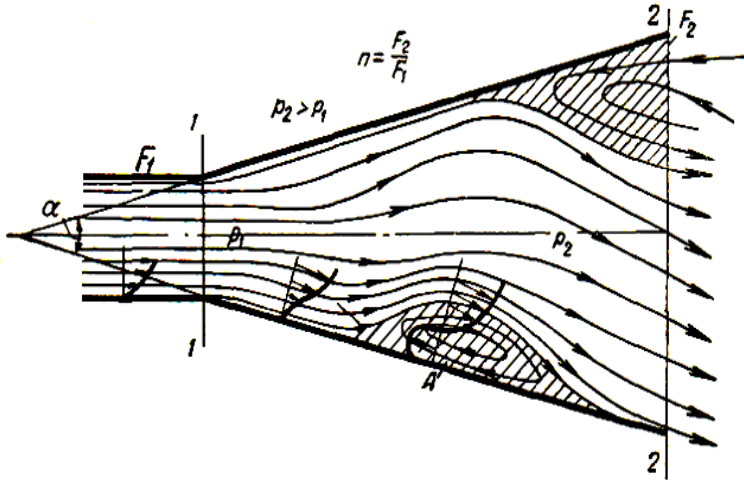


Рис. 6.12. Схема виникнення зворотних течій у приграничному шарі і зриві потоку у дифузорі

Конічна, або пірамідальна, частина патрубку з рухом повітря від меншого перерізу до більшого називається дифузornoю частиною вихлопного пристрою.

Ступінь розширення дифузору являє собою співвідношення між площами поперечного перерізу виходу F_2 та входу F_1 в дифузор, тобто $n = F_2 / F_1$.

Вихідні дифузори застосовують із метою зменшення втрат тиску при виході повітря назовні. Величину цих втрат приймають рівною величині швидкісного тиску загальмованого потоку, що визначається через середню швидкість в площині вихідного отвору, тобто при величині коефіцієнта опору вільного виходу потоку $\xi_{вих} = 1$.

Отже, якщо діаметр вихідного отвору збільшити вдвічі, швидкість виходу зменшиться вчетверо, а втрати на удар при виході зменшаться в 16 разів.

Однак, втрачаючи енергію на удар лише в 1/16 від величини швидкісного тиску в меншому перерізі вихідного патрубка, неможливо повністю заощадити всі інші 15/16 швидкісного тиску.

Частина цього залишку витрачається на подолання опору вихідного патрубку [130].

У вихідних патрубках, які розширюються, опір спричинюється особливостями будови потоку. Після деякої, відносно невеликої величини кута розкриття (наприклад, $8 \dots 10^\circ$) нерівномірність потоку, який розширюється, збільшується, втрачається симетричність поля швидкостей, яке рухається то в одну, то в іншу сторону, стає нестійким у часі, і, нарешті, відривається від стінок патрубка (див. рис. 6.6) [130].

Для визначення величини коефіцієнта втрат на тертя ξ_r в дифузорному патрубку можна використовувати вираз (6.6), але для одержання повної величини коефіцієнта втрат до величини ξ_r необхідно додати коефіцієнт втрат, який викликаний процесом розширення ξ_p .

$$\text{Отже} \quad \xi_{p,e} = \xi_r + \xi_p. \quad (6.8)$$

Величина ξ_p для дифузорних патрубків круглого перерізу в межах $\alpha = 0 \dots 40^\circ$ може бути знайдена за емпіричною формулою запропонованою І.Є. Ідельчиком в [137] на підставі аналізу результатів досліджень ряду авторів, а саме:

$$\xi_p = 3,2k_\phi \left(\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \right)^{1,25} \left(\frac{n-1}{n} \right)^2, \quad (6.9)$$

де k_ϕ - коефіцієнт форми поля швидкостей перед входом до дифузора.

Коефіцієнт форми поля швидкостей перед входом до дифузора збільшується при збільшенні нерівномірності поля і не перевищує величину $k_\phi = 1,5$ при $\alpha > 15^\circ$.

Похибка визначення величини ξ_p за формулою (6.9) не перевищує 15% і охоплює практично весь необхідний діапазон зміння кутів розкриття.

Отже, застосування дифузорів з $\alpha > 40^\circ$ рекомендувати не слід.

Для патрубків квадратного перерізу, що розширюються в межах $\alpha = 0 \dots 25^\circ$ із деяким перебільшенням до $\alpha = 30^\circ$ пропонується користуватись виразом у вигляді

$$\xi_p = 6,2k_\phi \left(\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \right)^{1,25} \left(\frac{n-1}{n} \right)^2. \quad (6.10)$$

З достатнім ступенем точності величина ξ_p може бути визначена за номограмою [130], спосіб користування якою пояснюється в наведеному прикладі.

Для патрубків квадратного перерізу, які розширюються, достатньо помножити отримані з цієї номограми величини ξ_p на коефіцієнт 1,94 (6,2/3,2).

Для розрахунку опору вихідних розтрубів до величини $\xi_{p,в}$ необхідно додати величину швидкісного тиску у вихідному перерізі при підвищеній нерівномірності поля швидкостей, що виникає при розширенні потоку.

Якщо не враховувати цієї нерівномірності розподілу швидкостей у перерізі F_2 вихідного патрубка (див. рис. 6.6), то коефіцієнт опору його $\xi_{вих.p}$ віднесений, як і $\xi_{p,в}$, до швидкісного тиску при вході до патрубка, можна оцінити у вигляді [130]:

$$\xi_{вих.p} = \xi_{p,в} + \frac{\rho v_2^2 / 2}{\rho v_1^2 / 2} = \xi_r + \xi_p + \frac{1}{n^2}, \text{ при умові } \frac{v_2}{v_1} = \frac{F_1}{F_2} = \frac{1}{n}.$$

І.Є. Ідельчик рекомендує визначати дійсний коефіцієнт опору вихідного патрубка за формулою

$$\xi_{(вих.p)д} = (1 + \sigma) \xi_{вих.p} = k_n \xi_{вих.p}, \text{ де } \sigma = 0 \dots 0,5. \quad (6.11)$$

Нерівномірність розподілу швидкостей у кінцевому перерізі дифузора тим впливовіша, чим коротше патрубков і більшим є кут його розкриття, тобто, величина поправки зростає зі зменшенням величини l/D та збільшенням α . При $l/D \approx 2,5$, величина поправки σ незначна і з подальшим збільшенням довжини патрубка прагне до нуля.

В технічних розрахунках доцільно користуватися коефіцієнтами врахування нерівномірності k_n розподілу швидкостей у вихідному перерізі, коли при відносно невеликій довжині переходу або вихідного патрубка необхідно досягти значного зменшення швидкості при невеликих втратах енергії.

Отже, узагальнені характеристики на основі сучасних методів розрахунку дозволяють з урахуванням експериментальних уточнень проводити розрахунки геометричних параметрів дифузорних трактів вихлопних пристроїв з достатнім рівнем точності.

6.5.3. Втрати енергій в колінах газовідвідних трактів

Теоретичне та розрахункове дослідження руху газу (рідини) в місцях повороту потоку в колінах представлено в розділі 2. Картина течії потоку в газовідвідних трактах ГТУ і, безумовно, в екранно-вихлопних пристроях на базі дозвуківих газових ежекторів з поворотом потоку, методики розрахунку для різних форм каналів повністю співпадають з наданими в цьому розділі даними.

Узагальнюючи, зробимо наступні висновки.

Для зменшення втрат в місцях повороту потоку, насамперед, потрібно усувати місцеві аеродинамічні дифузори, що часто призводять до місцевих відривних течій.

В подальшому слід зменшувати інтенсивність вторинних струменів, що утворюють парні вихори, і тільки після цього звернути увагу на зменшення сил тертя.

На думку авторів, існують два шляхи зменшення втрат в місцях повороту потоку, а саме:

- шлях спрямований на збільшення відносного радіуса закруглення повороту потоку;
- встановлення напрямних лопаток в місцях повороту потоку.

Перший спосіб достатньо простий, але його здійснення при незначному ефекті неминує веде до значного збільшення радіусів закруглень, а отже, і загальних габаритів газовідвідних трактів. Останнє із конструктивних міркуваннях і міркувань вартості виготовлення небажано.

Другий спосіб набутив широкого застосування в аеродинамічних трубах і інтенсивно впроваджується в процесі проектування промислових силових установок і машин.

Крім того, величина втрат залежать від інших геометричних характеристик поворотних каналів: радіусів кривизни зовнішньої та внутрішньої стінок, форми поперечного перерізу, співвідношення площ вхідного і вихідного перерізів та ін.

Відзначимо, що коліно із квадратним поперечним перерізом і закругленою внутрішньою стінкою має опір менший за відповідне коліно із обома закругленими стінками.

Для труб прямокутного перерізу на опір у коліні значно впливає ширина каналу. Істотне збільшення втрат при зменшенні відношення ширини каналу до його висоти пояснюється тим, що при повороті потоку навколо широкої сторони вторинні струми локалізуються в бічних стінках коліна, а їх вклад у величину загальних втрат малий.

При повороті потоку навколо малої сторони вторинні струми займають увесь поперечний переріз, загальні втрати при цьому сильно збільшуються.

При збільшенні довжини поворотного каналу коефіцієнт втрат швидко зменшується, стабілізуючись біля постійної величини. Початок і довжина області відриву залежать від структури пограничного шару. Отже, через наявність місцевих відривних течій величина втрат у коліні повинна залежати від значення числа Re .

Шорсткість поверхні стінок коліна також впливає на втрати.

В наукових працях розглядається поняття - «явище кризи втрат». Це явище пов'язано із відривом пограничного шару на внутрішній стінці коліна, а саме: до кризи відривається ламінарний пограничний шар, а після кризи – турбулентний, коли відрив пограничного шару настає пізніше. Область відриву, в цьому випадку, є меншою, ніж у першому випадку. Момент появи цього явища можна штучно прискорити.

Якщо на внутрішній стінці перед коліном встановити дротик або наклеїти шорсткуватий елемент, то можна штучно турбулізувати приграничний шар і криза опору відбудеться при менших величинах чисел Re .

Наведені дані відносять до колін із короткою довжиною труби на виході з коліна. При наявності довгої труби на виході з коліна, в кінці якої в будь-якому перерізі встановлюється однакове поле швидкості на всіх режимах роботи, розходження у величині коефіцієнта втрат для різних режимів стає меншим, тобто вплив числа Re на величину коефіцієнта втрат стає незначним.

Вплив числа M на вході в коліно на величину коефіцієнта втрат із різними радіусами проявляє себе тільки при великих дозвукових швидкостях потоку газу, що для наземних ГТУ не істотно.

Численні розрахунки і прості теоретичні міркування говорять про те, що співвідношення площ поперечних перерізів перед коліном і за ним істотно впливає на його опір.

Аналіз фотоспектрів обтікання в колінах, показує на те, що в порівнянні із коліном постійного перерізу відрив потоку на зовнішній стінці в коліні, яке звужується, є меншим або зовсім відсутній, а в коліні, що розширюється, він є значно більшим.

Природно, що в колінах, які звужуються, втрати енергії є меншими, ніж у колінах із постійною площею перерізу, тому при збільшенні ступеня розширення ці втрати збільшуються.

Відзначимо, що втрати енергії в коліні з розширенням є більшими за величину сумарного опору каналу, що складається із поворотної ділянки і раптового розширення.

При необхідності зменшення габаритів, а, отже, радіусів кривизни поворотних колін, часто використовують сильно вигнуті, навіть прямокутні, або гострокутні канали.

З метою зменшення великих втрат і вирівнювання поля швидкостей за коліном, останнім часом, широко використовують різні профільовані та непрофільовані напрямні лопатки, встановлювані на повороті.

Дослідження В.И. Ханжонкова і В.И. Талієва [131] показують, що при правильному розміщенні тонкі непрофільовані лопатки в криволінійних і прямокутних колінах дають досить значне зменшення опору.

Доцільно використовувати лопатки з одночасним поворотом потоків і розширенням каналу, що має важливе практичне значення.

Незважаючи на те, що дифузор з поворотом потоку призводить до значного підвищення втрат енергії, у багатьох практичних випадках конструктори змушені використовувати коліна з розширенням.

Такими є всі патрубки газових і парових турбін, які сприймають потік із труб гідравлічних турбін, і багато інших елементів різних машин і споруджень [137]. Зменшення втрат при установленні лопаток, в цьому випадку, є достатньо великим і становить 60...80%.

Цей факт пояснюється тим, що втрати в коліні з напрямними лопатками, розташованими оптимально, не можуть бути меншими за величину втрат у криволінійному каналі, з як завгодно великим радіусом кривизни.

Для одержання мінімуму втрат встановлення напрямних лопаток необхідно пропонувати лише у випадку, коли, з будь-яких причин, не можливо виконати коліно з великим радіусом.

З метою зменшення втрат встановлення напрямних лопаток може бути ефективним лише в тому випадку, коли безрозмірний радіус кривизни не може бути виконаним більшим за одиницю.

У колінах із площею перерізу, що зменшується, ця межа може бути істотно знижена. Цей факт пояснюється тим, що будь-які напрямні лопатки, поставлені в коліно, збільшують опір тертя, але при сильних поворотах потоку вони значно зменшують місцевий опір.

При малих поворотах потоку, тобто при великих радіусах кривизни, місцеві відривні течії відсутні, тому опір тертя є суттєвою складовою величини повного опору.

Відривні течії у коліні спричинюють досить великі пульсації в потоці за коліном. Величину пульсацій можна характеризувати відношенням величини середніх пульсацій тиску за коліном до величини напору перед коліном. Направні лопатки сприятливо впливають на пульсації тиску, зменшуючи останні майже в чотири рази у порівнянні з пульсаціями в коліні без лопаток.

Найвигіднішими кутами між хордою лопаток та віссю труби перед коліном є кути, що змінюються в межах від 45° до 51° . Змінення величини кута в більшу, а, особливо, в меншу сторону від цього діапазону змін призводить до значного збільшення втрат енергії потоку.

Гідравлічний опір тракту впливає на економічність ГТУ.

Втрати в патрубках компресора і турбіни включають в оцінку внутрішнього ККД ГТУ, гідравлічні втрати в камері згоряння впливають на ефективність горіння палива. Інші гідравлічні втрати мають «економічний» оптимум, величина якого залежить від співвідношення ціни на метал для тракту або на паливо.

Чим дорожчим є паливо, тим меншу величину швидкості в елементах тракту варто прийняти за розрахункову, при цьому збільшуються площі прохідних перерізів, периметр і маса газоходів.

Гідравлічні втрати оцінюють у відсотках від ступеня підвищення тиску в компресорі, оптимальний опір тракту становить у середньому 4...5 % для ГТУ простого циклу та 10...12 % - для регенеративних ГТУ.

При збільшенні масової витрати і одиничної потужності ГТУ більші перерізи елементів тракту можуть ускладнити розв'язання проблем щодо компоновки, особливо при установленні ГТУ в контейнері.

В цьому випадку, величину швидкості потоку у газопроводах приймають більшою за оптимальну, переходячи від економічних рішень убік технічних.

ПІСЛЯМОВА

Теоретичний аналіз, проведений в даній роботі, дозволив встановити залежність характеристик ежекторів в складі екранно-вихлопних пристроїв вертолітних ГТД від наступних параметрів:

- відношення площ поперечного перерізу сопел активного та пасивного газу;
- відношення площ поперечного перерізу камери змішування;
- відношення температур активного та пасивного газу;
- довжини камери змішування;
- фактора форми сопла активного та пасивного газу;
- кута повороту потоку на вході в сопло активного газу;

Також зроблено висновок, що на характеристики дозвукового газового ежектора значно впливає наявність нерівномірності потоку за силовою турбіною та вала передачі крутного моменту на редуктор.

Основні труднощі при проведенні розрахункових досліджень були пов'язані із наступними факторами:

- відривом потоку, який виникає в камері змішування в більшості практичних випадків. Наприклад, ефективність дифузора із коротким ежектором не може бути коректно розрахована при наявності відривного потоку.
- поворотом каналу ежектора, який в більшій мірі впливає на коефіцієнт ежекції. Вплив повороту каналу неможна розраховувати в рамках параболічного наближення.

Необхідність розробки більш деталізованих методів незаперечна. Однак, програми розрахунку, що створені на основі розв'язання повної системи рівнянь Нав'є-Стокса для турбулентного потоку є в наш час, в більшій мірі, предметом дослідження, ніж інструментом проектування. Тому інженери надають перевагу експериментальному моделюванню і досвіду попередніх розробок.

Більшість конструкцій ежекторів, що створюються, можуть випробуватись шляхом моделювання. В той же час, фізичні явища, пов'язані з потоком за турбіною, в повною мірою можуть бути виявлені тільки на натурному двигуні.

Схема конструкції вихлопного пристрою із зігнутих вгору соплом розглядається як перспективна для зменшення інфрачервоного випромінювання вертольотів.

Тому дана конструктивна особливість, ймовірно, буде притаманна всім наступним модифікаціям вихлопних пристроїв.

При розробці вихлопних пристроїв із ЕВП ежекторного типу, які б забезпечували зменшення температури вихлопних газів та вентиляцію підкапотного простору, потрібно знайти компроміс, який би задовольнив такі вимоги: високий ступінь змішування, низький тиск за турбіною, малий аеродинамічний опір, компактність і малу масу.

Якість внутрішньої течії в камері змішування, її узгодження із протитиском характеризується коефіцієнтом втрат повного тиску. Газовий ежектор із пелюстковим соплом активного газу має значні переваги з точки зору втрат повного тиску.

Втрати повного тиску в газовому ежекторі із пелюстковим соплом активного газу на 5...7% менші ніж втрати повного тиску у газовому ежекторі із щільним соплом. Окрім цієї переваги газовий ежектор із пелюстковим соплом активного газу забезпечує при його застосуванні можливість використання більш короткої камери змішування та каналу переходу від турбіни до пелюсткового сопла.

Таким чином, використання пелюсткового сопла і каналу близького до круглого перерізу забезпечують наступні переваги: високе змішування, низькі протитискові і малі гідравлічні втрати.

При розгляданні характеристик ежектора в ідеальних умовах камера змішування має розміри достатні для забезпечення рівномірного поля швидкості на виході. Однак, в сучасних силових установках розміри камери змішування мають значні обмеження.

Перспективними є дослідження екранно-вихлопних пристроїв із регульованою камерою змішування. Застосування таких ЕВП дозволяє їх використання тільки у випадку необхідності. Таким чином, зменшуються втрати енергії, спричинені наявністю ЕВП ежекторного типу.

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. *Лаврухин Г.Н.* Аэрогазодинамика реактивных сопел // Внутренние характеристики сопел. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. — 376 с.
2. *Терещенко Ю.М., Мітрахович М.М.* Авіаційні газотурбінні двигуни. — К.: Комп'ютерно-видавничий інформаційний центр, 2001. — 312 с.
3. Теорія теплових двигунів: Підручник / Ю.М. Терещенко, Л.Г. Бойко, С.О. Дмитрієв та ін. / За ред. Ю.М. Терещенка. — К.: Вища шк., 2001. — 382 с.
4. *Grethouse W.K.* Blending Propulsionwith Airframe // Space Aeronautics. — 1968. — V.50, №6. — P. 59-68.
5. Газотурбінні двигуни літальних апаратів: Підручник / Ю.М. Терещенко, Л.Г. Бойко, О.В. Мамлюк / За ред. Ю.М. Терещенка. — К.: Вища шк., 2000. — 319 с.
6. Авиационные эжекторные усилители тяги / В.Г. Ененков, А.Л. Клячкин, В.С. Коротков, В.М. Супрун / Під ред. А.Л. Клячкина. — М.: Машиностроение, 1980. — 135 с.
7. *Капитанчук К.И., Гузикевич Е.И.* Пути снижения инфракрасного излучения авиационных двигателей: Сб. статей XXIX воен.-науч. конф. училища. — К.: КВВАИУ, 1989. — С. 45-46.
8. *Кулик М.С., Ластівка І.О., Капітанчук К.І., Греков П.І.* Дослідження методів зменшення теплової помітності літальних апаратів // Промислова гідравліка і пневматика. — 2008. — №1(19). — С. 46-50.
9. *Stuart Birch.* More board the Silent Aircraft // Aerospace Engineering. — 2005. — P. 8-9.
10. Радиоэлектронные системы: основы построения и теория. Справочник / Сост. Я.Д. Ширман, Ю.И. Лосев, Н.Н. Минервин, С.В. Москвитин, С.А. Горшков, Д.И. Леховицкий, Л.С. Левченко / За ред. Я.Д. Ширмана. — М.: ЗАО “Маквис”, 1998. — 828 с.
11. *Аркадов Ю.К.* Новые газовые эжекторы и эжекционные процессы. — М.: Физматлит, 2001. — 334 с.
12. *Ханжонков В.И.* Научное наследие проф. К.Н. Баулина в области теории эжектора: Сб. науч. тр. — М.: Промышленная аэродинамика, 1953. — № 4. — С. 9-15.
13. *Баулин К.Н.* Эжекторы: Сб. науч. тр. — М.: Отопление и вентиляция, 1931. — № 1. — 34 с.

14. *Баулин К.Н.* Исследование работы эжектора: Сб. науч. тр. – М.: Отопление и вентиляция, 1933. – № 2. – С. 28-33.
15. *Баулин К.Н.* О расчете эжекторов: Сб. науч. тр. – М.: Отопление и вентиляция, 1938. – №6. – С.18-23.
16. *Flugel W.* Berechnung von Strahlapparaten: VDI-Vorschung sheft, 1939. – № 395. – 17 p.
17. *McClintock C, Hood U.* Aircraft Ejector Performance: Journ. – Aeron. Sci., 1946, – № 11. – P. 11-15.
18. *Fournell E.* Calcul Approchesur les Trompes a Gas // La Recherche Aeronautique. – 1950. – № 13. – P. 21-28.
19. *Plaskowsky Z.* Schubmehrdurch Strahlmischung: Zurich. – Mitt. Unst. Aerodynamik ETN, 1954. – №21. – P. 36-55.
20. *Соколов Е.Я.* Исследование водоструйных насосов (элеваторов) и методика их расчета. – М.: Изв. ВТИ, 1950, – № 3. – С. 22-27.
21. *Coff E., Coogan T.* Some Two-Dimensional Aspects of the Ejector Problem: Journ. – Appl. Mech., 1942, – №4. – P. 22-29.
22. *Ferguson T.* Mixing of Parallel Flowing Streams in a Pressure Gradients. – Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, 1942. – P.9-14.
23. *Tollmien W.* Berechnung turbulenter Ausbreitungs fora gange. – ZAAM, 1926. –VI. – №6. – p. 468.
24. *Kuethе O.* Investigation of the Turbulent mixing Region Formed by Jets: Journ. – Appl. Mech., 1935, – № 57. – 81 p.
25. *Черкез А.Я.* Теория газового эжектора // В кн. Г.Н. Абрамовича. Прикладная газовая динамика. – М.: Наука, 1969. - С. 485-560.
26. *Соколов Г.Я., Андреева К.С.* Теоретическое и экспериментальное исследование газоструйных эжекторов // Изв. ВТИ. – 1952. – № 4. – С. 12-16.
27. *Абрамович Г.Н.* Теория турбулентных струй. – М.: ЭКОЛИТ, 1960. – 720 с.
28. *Христианович С.А.* О расчете эжектора // Промышленная аэродинамика. –1944. – № 3. – С. 15-22.
29. *Кисилев Б.М.* Расчет одномерных газовых течений // Известия АН СССР. – Прикладная математика и механика. – т.ХІ. – вып.1. – 1947. – С. 15-24.

30. *Миллиончиков М.Д., Рябинков Г.М.* Газовые эжекторы больших скоростей: Сборник работ по исследованию сверхзвуковых газовых эжекторов. – БНИ ЦАГИ. –1961. – С. 5-32.
31. *Keenan I.H., Neumann E.P.* A Simple Air Ejector: Journ // Appl. Mech., 1942. – № 2.
32. *Elrod G.* The Theory of Ejectors: Journ // Appl. Mech., 1945. – № 3.
33. *Hastner, Spooner.* An Investigation of the Perfomance and Design of the Air Ejector Employing Low Pressure Air As the Driving Fluid. – Institution of Mechanical Engineers. – 1950. – № 2.
34. *Helmbold H.B.* Comparison of Mixing Processes in Subsonic Jet Pumps: Journ // Aeron. Sci. –1955. – V.22. – №6. – 3 p.
35. *Keenan I., Neumann E., Lustwerk L.* An Investigation of Ejector Design by Analysis and Experiment: Journ // Appl. Mech. – 1950. – №9. – 17 p.
36. *Sanger E.* Luftzumischung zu Abgasstrahlen // Ingenieur-Archiv. – 1950. – XVIII. – № 5.
37. *Дейч М.Е., Поликовский В.Г.* Ступень эжектора // В кн.: М.Н. Дейча. Техническая газодинамика. – М.: Госэнергоиздат, 1961. – 283
38. *Григорян С.С.* К теории газового эжектора // Теоретическая газодинамика. – М.: Госэнергоиздат, 1954. – № 13. – 25 с.
39. *Самойлова Н.В.* Расчет дозвукового эжекторного увеличителя тяги // Труды ЦАГИ №2150, 1982. – С. 3-18.
40. *Соснин Е.И.* Теоретическое исследование характеристик эжекторного увеличения реактивной силы: Труды ЦАГИ № 2082. – М.: ЦАГИ. – 1980.
41. *Ганич Г.А., Жулев Ю.Г., Неймарк Р.В.* Исследование характеристик моделикрыла с эжекторным увеличителем подъемной силы: Труды ЦАГИ №2082. – М.: ЦАГИ. – 1980.
42. *Потанов Ю.Ф.* Экспериментальное исследование эжектора с кольцевым соплом эжектирующего газа: Труды ЦАГИ №2082. – М.: ЦАГИ. – 1980.
43. *Жулев Ю. Г., Потанов Ю. Ф.* Исследование влияния взаимного расположения сопла высоконапорного аза и камеры смешения на характеристики эжекторного увеличителя тяги: Труды ЦАГИ № 1665. – М.: ЦАГИ. – 1975.

43. Жулев Ю. Г., Потанов Ю. Ф. Исследование влияния взаимного расположения сопла высоконапорного азота и камеры смешения на характеристики эжекторного увеличителя тяги: Труды ЦАГИ № 1665. – М.: ЦАГИ. – 1975.

44. Потанов Ю.Ф. Экспериментальное исследование эжекторного увеличителя тяги с многосекционным сопловым насадком эжектирующего газа : Труды ЦАГИ № 1665. – М.: ЦАГИ. – 1975.

45. Маланичев В.А. Исследование оптимальности критического режима работы сверхзвукового газового эжектора: Труды ЦАГИ № 2519. – М.: ЦАГИ. – 1994.

46. Маланичев В.А. Исследование работы газового эжектора при различных параметрах смешиваемых газов: Труды ЦАГИ № 2519. – М.: ЦАГИ. – 1994.

47. Маланичев В. А. Система газовых эжекторов и дифференциальный эжектор. // Прикладная механика и техническая физика. Академия наук СССР. – Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, – 1991.

48. Маланичев В.А. Экспериментальное исследование сверхзвукового газового эжектора: Ученые записки ЦАГИ. – М.: ЦАГИ, 1989. – XX. – № 4.

49. Зайцев Е.Г. Анализ эффективности сверхзвукового эжектора с перфорированным соплом: Ученые записки ЦАГИ. – М.: ЦАГИ, 1992, – XXIII. – № 4.

50. Зайцев Е.Г., Рябинков Г.М. Исследование течения газа в камере смешения эжектора: Труды ЦАГИ №2398. – М.: ЦАГИ, 1988.

51. Локотко А.В., Харитонов А.М., Чернышев А.В. Исследование процесса смешения в канале прямоугольного сечения со сверхзвуковой скоростью течения. – Новосибирск: Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 1998.

52. Лаврухин Г.Н. Аэрогазодинамика реактивных сопел // Внутренние характеристики сопел. – М.: Наука, 2003. – 376 с.

53. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. – М.: Наука, 1969. – 888 с.

54. Сопла воздушно-реактивных двигателей: Обзор БНТИ ЦАГИ № 383 / В.Т. Жданов, В.Д. Соколов, Г.Н. Лаврухин, В.А. Толчеев, П.И. Курилкина / За ред. В.Д. Соколова - М.: ЦАГИ. – 1972.

55. Тимошин А.Н. Исследование течения газа в начальном участке эжектора при малых значениях коэффициента эжекции: Тех. отчет № 224. – М.: ЦИАМ. – 1964.
56. Капітанчук К.І., Оніщенко С.П., Бикова О.Г. Оптимальний газовий ежектор в якості дотискуючого компресора // Матеріали VI Міжнар. наук.-тех. конф. «АВІА-2004». – К.: НАУ, 2004. – Т.3. – С. 34.44-34.47.
57. Капітанчук К.І., Оніщенко С.П., Бикова О.Г. Розрахунок оптимального надзвукового газового ежектора в якості дотискуючого струминного компресора // Промислова гідравліка і пневматика, 2004. – №1(3). – С. 17-20.
58. Кулик М.С., Капітанчук К.І., Греков П.І., Оніщенко С.П. Gas ejectoras a pressure stabilizerat the in lettocompressor power installation . Вісник НАУ, 2005. – №2 (24). – С. 29-33.
59. Кулик М.С., Греков П.І., Оніщенко С.П., Капітанчук К.І. Стабілізація тиску на вході в компресорну енергетичну установку за допомогою газового ежектора // Промислова гідравліка і пневматика, 2005. – №3(9). –С. 17-20.
60. Надзвуковий газоструминний дотискуючий компресор: Пат. №10068 Україна / В.В. Овсянкін, О.Г. Бикова, К.І. Капітанчук, С.П. Оніщенко (Україна). – К.: Промислова власність. Опубл. 15.11.2005. – Офіц. бюл. №11. – 1 с.
61. Греков П.І., Капітанчук К.І., Волянська Л.Г., Алпатов В.Є. Підвищення ефективності вентиляційних установок ежекторного типу // Промислова гідравліка і пневматика, 2005. – №4(10). – С. 45-49
62. Терещенко Ю.М., Греков П.І., Алпатов В.Є. Дозвукові газові ежектори як засіб зниження теплової помітності літальних апаратів // Наука і оборона, 2005. – №2. – С. 45-47.
63. Греков П.І. До питання підвищення економічності авіаційних газотурбінних двигунів // Наука і оборона, 2005. – №4. – С. 50-52.
64. Греков П.І., Капітанчук К.І., Кисленко В.А. Газові ежектори для зменшення температури вихлопних газів ГТД // Матеріали VIII Міжнар. наук.-тех. конф. «АВІА-2007». – К.: НАУ, 2007. – Т.2. – С. 31.44-31.47.

65. Двухрядная рабочая лопатка компрессора: А.с. 1725603А1 СССР, МКИ F 04 D 29/38. / П.И. Греков (СССР). – 1991.
66. Рабочая лопатка турбомашини: А.с. 1760177А1 СССР, МКИ F 04 D 29/38. / П.И. Греков (СССР). – 1992.
67. Кулик М.С., Греков П.І., Капітанчук К.І., Ластівка О.Г. Дослідження методів зменшення теплової помітності літальних апаратів // Промислова гідравліка і пневматика, 2008. – №1(19). – С. 46-50.
68. Терещенко Ю.М., Кисленко В.А., Ластівка І.О., Греков П.І. Підвищення ефективності систем вентиляції: // Вісник Криворізького техн. ун-ту. – Кривий Ріг: КрТУ, 2009. – №23. – С. 170-173.
69. Греков П.І., Капітанчук К.І., Козлов В.В., Терещенко Ю.Ю. До питання застосування газових ежекторів для вентиляції підкапотної простору літальних апаратів // Матеріали Х Міжнар. наук.-тех. конф. «АВІА-2011». – К.: НАУ, 2011. – Т.2. – С. 11.33-11.36.
70. Bogdanov M.Y., Grekov P.I., Kapitanchuk K.I., Lastivka I.A. Construction of compressor stage blade row according to the gas-dynamic calculation // Наукоємні технології, 2012. – №1. – С. 5-8.
71. Греков П.І., Капітанчук К.І., Кінащук І.Ф. До питання визначення газодинамічних параметрів дозвукового газового ежектора // Матеріали XIII Міжнар. наук.-тех. конф. «Промислова гідравліка і пневматика». – Вінниця: ГЛОБУС-ПРЕС, 2012. – С. 42.
72. Греков П.І., Капітанчук К.І., Козлов В.В. Pick up the question of definition gas-dynamic parameters of subsonic ejectors // The Fifth World Congress «Aviation in the XXI-st Century Safety in Aviation And Space Technologies». – Kyiv.: NAU, 2012. – v.1. – С. 1.13.15 -1.13.19.
73. Інтеграція авіаційних силових установок і літальних апаратів: Підручник / Ю.М. Терещенко, М.С. Кулик, П.І. Греков та ін. / За ред. Ю.М. Терещенка. – К.: Вид-во Нац. Авіац. ун-ту «НАУ-друк», 2009. – 344 с.
74. Масленников И.М., Бехли Ю.Г., Шальман Ю.И. Газотурбинные двигатели для вертолетов. – М.: Машиностроение, 1969. – 380 с.
75. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М.: Наука, 1974. – 711 с.

76. Гогіш А.В., Нейланд В.Я., Степанов Г.Ю. Теория двумерных отрывных течений // Итоги науки и техники. Гидромеханика. – М.: Наука, 1975. – С. 5-73.
77. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. – М.: Мир, 1980. – 616 с.
78. Численные методы исследования течений вязкой жидкости / А.М. Госмен, В.М. Пан, А.К. Ранчел / Под ред. А.М. Госмена. – М.: Мир, 1972. – 323 с.
79. Капитанчук К.И., Хабаров Ю.В., Бузмаков В.И. Модификация метода С.К. Годунова - В.П. Колгана для интегрирования уравнений Эйлера: Сб. науч. тр. Киевского инс-та ВВС Украины. – К.: КІ ВПС, 1995. – ч.1. – С. 43-48.
80. Капитанчук К.И., Хабаров Ю.В., Бузмаков В.И. Моделирование турбулентности на основе введения турбулентной вязкости в уравнение Навье–Стокса: Сб. науч. тр. Киевского инс-та ВВС Украины. – К.: КІ ВПС, 1995. – ч.1. – С. 49-54.
81. Капитанчук К.И., Хабаров Ю.В., Бузмаков В.И. Двухслойная алгебраическая модель турбулентности: Сб. науч. тр. Киевского инс-та ВВС Украины. – К.: КІ ВПС, 1995. – ч.3. – С. 31-36.
82. Задачи и методы расчета отрывных течений несжимаемой жидкости / И.А. Белов, С.А. Исаев, В.А. Коробков / Под ред. И.А. Белова. – Л.: Судостроение, 1989. – 256 с.
83. Chorin A.J. A numerical method for solving incompressible viscous flow problems: Journal of Computation Physics. – 1967. – №2. – P. 12-26.
84. Патанкар С.В. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 152 с.
85. Темам Р. Уравнения Навье-Стокса. Теория и численный анализ. — М.: Мир, 1981. — 408 с.
86. Блинова Л.А., Шур М.Л. Метод масштабирования сжимаемости для расчета нестационарных течений вязкого газа в широком диапазоне изменения характерных чисел Маха / Конструирование алгоритмов и решение задач математической физики. – М.: ИПМ, 1991. – С. 34-39.

87. Гончаров В.А., Кривцов В.М., Чарахчян А.А. Численная схема моделирования дозвуковых течений вязкого сжимаемого // ЖВМ и МФ, 1988. – С. 1858-1866.
88. Лапин Ю.В., Стрелец М.Х. Внутренние течения газовых смесей. – М.: Наука, 1989. – 368 с.
89. Стрелец М.Х., Шур М.Л. Метод масштабирования сжимаемости для расчета стационарных течений вязкого газа при произвольных числах Маха // ЖВМ и МФ, 1988. – С. 254-266.
90. Spalart P.R., Allmaras S.R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flow // AIAA Paper. – 1992. – №12.1. – P. 439-478.
91. Бенюдекар Р.В., Годдард А.Дж.Г., Госман А.Д., Исса Р.И. Численный расчет обтекания выступов на плоскости // Аэрокосмическая техника. – 1986. – т.4. – №2. – С. 125-134.
92. Кудинов П.И. Метод расчета процессов гидродинамики и теплообмена в неортогональных криволинейных координатах // Вісник Дніпропетровського ун-ту. – Дніпропетрівськ: ДГУ, 1998. – вип.1. – т.1. – С. 117-125.
93. Лобачев М.П. Разработка алгоритма расчета поля давления в потоке в вязком жидкости конечно-разностным методом: Техн. отчет ЦНИИ им. акад. А.Н. Крылова. – вып. 355. – 1993. – 21 с.
94. Latimer B.R., Pollard A. Comparison of pressure-velocity coupling solution algorithms // HeatTransfer, 1985. – V.8. – № 6. - P. 635-652
95. Zijlema M. On the construction of third-order accurate TVD schemes using Leonard's normalized variable diagram with application to turbulent flow in general domains // Delft University of Technology: Technical Report DUT-TWI-94-104. – 1994. – 25 p.
96. Приходько А.А., Зинченко А.В., Кудинов П.И. Компьютерное моделирование процессов механики гетерогенных сред на основе пакета прикладных программ: Сб. конф. "Прикладные проблемы механики жидкости и газа". – Севастополь: Сев.ГТУ, 1997. – С. 81.
97. Приходько А.А., Зинченко А.В., Кудинов П.И. Математическое моделирование дискретных особенностей в многофазных средах // Труды VII Межд. симп. "Методы дискретных особенностей в задачах математической физики". Прикладная математика и математическое моделирование. – К.: Ин-т математики НАНУ, 1997. – С. 165-167.

98. Приходько А.А., Зинченко А.В., Кудинов П.И. Пакет программ для моделирования тепломассообменных процессов в многофазных средах // Придніпровський науковий вісник. – Дніпропетровськ: 1996. – №9. – С. 13-84.

99. Приходько А.А., Зинченко А.В., Кудинов П.И. Технологические аспекты разработки универсальных решателей для задач механики гетерогенных сред // Труды II науч.-техн. конф. "Гидроаэромеханика в инженерной практике". – К.: Изд-во НТУУ, 1997. – С.16-17

100. Хартвич П. М., Су Ч.-Х. Односторонняя схема высокой точности для расчета несжимаемых трехмерных течений по уравнениям Навье-Стокса // Аэрокосмическая техника, 1990. – №7. – С. 95-105.

101. Стегер, Кутлер. Неявные конечно-разностные методы расчета вихревых следов // Ракетно-космическая техника, 1977. – №4. – С. 161-173.

102. Оран Э., Борис Дж. Численное моделирование реагирующих потоков. – М.: Мир, 1990. – 661 с.

103. Van Doormaal J.P., Raithby G.D. Enhancements of SIMPLE method for predicting in compressible fluid flow // Numer Heat Transfer, 1984. – Vol.7. – №2. – P. 147-163.

104. Issa R.I. Numerical methods for two- and three-dimensional recirculating flows // Comput Meth Turbulent Transonic and Viscous Flows Berline, 1983. – P. 183-211.

105. Белоцерковский О.М. Численное моделирование в механике сплошных сред. – М.: Физматлит, 1994. – 448 с.

106. Issa R.I. Solution of the implicit discretised fluid flow in two-dimensional cavity // Journ Comput Phys, 1986. – Vol.62. – №1. – P. 40-65.

107. Harlow F.H., Welch J.E. Numerical calculation of time dependent viscous in compressible flow of fluid with free surface // Phys Fluids, 1965. – Vol.8. – №12. – P. 2182-2189.

108. Hirt C.W., Amsden A.A., Cook J.L. An Arbitrary Lagrangian Eulerian Computing Method for all Flow Speeds // Journal of Computational Physics, 1974. – Vol.14. – №3. – P. 227-253.

109. Kjellgren P., Hyvarinen J. An arbitrary Lagrangian Eulerian finite element method // Comput Mechanics, 1998. – Vol.21. – №1. – P. 81-90.

110. *Latimer B.R., Pollard A.* Comparison of pressure-velocity coupling solutional gorithms // *Numer Heat Transfer*, 1985. – Vol.8. – №6. – P. 635-652.

111. *Demirdzis I., Gosman A.D., Issa R.I.* A finite-volume method for the prediction of turbulent flow in arbitrary geometries: Paper presented at 7-th International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics, Stanford University and NASA Ames, June.

112. *Грабарник С.Я., Ценов Д.С.* Численный метод расчета вязкого течения в трехмерном канале произвольной формы // *Мат. моделирование*, 1998. – Т.10. – №10. – С. 103-111.

113. *Приходько О.А., Кудинов П.И.* Перспективи застосування методів математичного моделювання до вирішення сучасних проблем водопостачання і знешкодження стічних вод // *Сучасні проблеми водопостачання і знешкодження стічних вод.* - Львів : ЛГПТУ, 1996. – С. 49.

114. *Кудинов П.И.* Численное моделирование процессов теплома-сσοобмена несжимаемой жидкости в областях сложной формы // *Прикладные проблемы механики жидкости и газа: Матер. V науч. конф. ученых России, Беларуси и Украины.* - Севастополь: Сев. ГТУ, 1996. – С. 52.

115. *Кудинов П.И.* К вопросу о точности расчета конвективного потока в криволинейных системах координат // *Проблеми обчислювальної механіки і міцності конструкцій: Зб. наук. праць.* –Дніпропетровськ: Навчальна книга, 1998. – т.3. – С. 82-85.

116. *Кудинов П.И.* Сравнение методов конечных элементов и контрольных объемов в произвольной криволинейной системе координат при численном решении уравнений Навье-Стокса // *Придніпровський науковий вісник.* – Дніпропетровськ: 1996. – №4. – С. 41.

117. *Sweby P.K.* High resolution schemes using flux limiters for hyperbolic conservationlaws // *SIAM J. Numer Anal*, 1984. – Vol.21. – P. 995-1011.

118. *Zijlema M.* On the construction of third-oderaccurate TVD shemeusing Leonard's normalized variable diagram withapplication to turbulent flow singeneral domains // *Delft University of Technology: Technical Report DUT-TWI-94-104*, 1994. – 25 p.

119. *Maliska C.R., Rathby G.D.* A method for computing three-dimensional flow using nonorthogonal boundary fitted coordinates // *Int. J. Numer. Meth. Fluids.* – 1984. – Vol.4. – №6. – P. 87-95.
120. *Марчук Г.И.* Методы вычислительной математики. – М.: Наука, 1989. – 608 с.
121. *Форсайт Дж., Моллер К.* Численное решение систем линейных алгебраических уравнений. – М.: Мир, 1969. – 166 с.
122. *Уилкинсон Дж.Х.* Алгебраическая проблема собственных значений. – М.: Наука, гл. ред. физ.-мат. лит., 1970. – 564 с.
123. *Рхи С.М., Чоу У.Л.* Численный расчет турбулентного обтекания профиля соотрывом у задней кромки // *Аэрокосмическая Техника.* – 1984. – Т.2. – № 7. – С. 33-43.
124. *Яненко Н.Н.* Метод дробных шаговременных многомерных задач математической физики. – Новосибирск: Наука, 1967. – 197 с.
125. *Leonard B.P.* A Stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic up stream in interpolation // *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.* – 1979. – Vol.19. – №1. – P. 59-98.
126. *Белов И.А., Шеленкевич В.А., Шуб Л.И.* Моделирование гидромеханических процессов в технологии изготовления полупроводниковых приборов и микросхем. – Л.: Политехника, 1991. – 287 с.
127. *Колган В.П.* Применение принципа минимальных значений производной к построению конечноразностных схем для расчета разрывных решений газовой динамики // *Ученые записки ЦАГИ.* – 1972. – Т.3. – №6. – С. 68-77.
128. *Harten A.* High resolutions schemes for hyperbolic conservation laws // *Journ. Comput. Phys.* – 1984. – Vol.49. – P. 357-393.
129. *Zijlema M., Wesseling P.* Higher order flux limiting methods for steady state, multi dimensional, convection dominated flow / Delft University of Technology: Technical Report DUT-TWI-95-131. – 1995. – 28 p.
130. *Повх И.Л.* Аэродинамический эксперимент в машиностроении. – М.-Л.: Машиностроение, 1965. – 480 с.
131. *Ханжонков В.И., Талиев В.И.* Уменьшение сопротивления квадратных отводов направляющими лопатками. – М.: Гостехиздат. – 1947.

132. *Ахмедов Р.Б.* Интегральные и локальные характеристики закрученного воздушного потока. // Газовая промышленность, 1965. – №12. – С. 8-15.

133. *Ахмедов Р.Б.* Интенсивность крутки воздушного потока в вихревых горелках. // Теплоэнергетика, 1962. – №6. – С. 17-22.

134. *Keer N. M., Fraser D., Swirl P. I.* Effect on axisym metrcyal turbulent jets. J. Just. Fuel. – 1965. – Vol.38. – №299. – p. 24-28.

135. *Гуревич Д.В.* Экспериментальное исследование диффузорных выпускных трактов вертолетных ТВД: Сб. «Силовые установки вертолетов». – М.: Оборонгиз, 1959.

136. *А.В. Панченко.* Вентиляционные установки. – М.: Изд. техн. и эконом. лит-ры по вопросам заготовок, 1954.

137. *Идельчик И.Е.* Справочник по гидравлическому сопротивлению фасонных и прямых частей трубопроводов. – М.: ЦАГИ, 1950.

138. *Дейч М.Е., Зарянкин А.Е.* Газодинамика диффузоров и выхлопных патрубков турбомашин. – М.: Энергия, 1970.

139. *Петунии А.Н.* Измерение параметров газового потока. Приборы для измерения давления, температуры и скорости. – М.: «Машиностроение», 1974, 260 с.

140. *Петунии А. Н.* Методы и техника измерений параметров газового потока. Приемники давления и скоростного напора. – М.: «Машиностроение», 1972, 332 с.

Зміст

Передмова	3
Основні умовні позначення	6
Вступ	8
<i>Розділ 1. Загальні відомості про газові ежектори</i>	<i>15</i>
1.1. Поняття про газовий ежектор	15
1.2. Основні елементи газового ежектора	15
1.3. Робочий процес дозвукового газового ежектора	19
1.3.1. Термогазодинамічні та геометричні параметри газового ежектора	19
1.3.2. Особливості змішування потоків при дозвукових та надзвукових швидкостях активного газу	21
1.3.3. Основні види втрат енергії в газових ежекторах	25
<i>Розділ 2. Теоретичні методи дослідження дозвукових газових ежекторів екранно-вихлопних пристроїв ГТД.</i>	<i>27</i>
2.1. Розрахунок осевого дозвукового газового ежектора по кінцевим перерізами	28
2.1.1. Вихідні дані	29
2.1.2. Розрахунок геометричних та газодинамічних параметрів камери змішування ежектора по кінцевим перерізам	30
2.2. Інтегральний метод розрахунку газового ежектора з урахуванням нерівномірності поля по перерізах камери змішування	35
2.3. Кінцево-різницевий метод розрахунку течії газу в дозвуковому газовому ежекторі	39
<i>Розділ 3. Розрахункові дослідження течії газу в екранно-вихлопних пристроях ГТД.</i>	<i>50</i>
3.1. Взаємозв'язок основних параметрів дозвукового газового ежектора з параметрами змішуваних потоків	51
3.2. Дослідження руху в місцях повороту потоку рідини (газу) в коліні	60
3.3. Методика розрахунку необхідної витрати повітря через підкапотний простір літального апарату на режимі «зльоту»	67
<i>Розділ 4. Експериментальні дослідження модельних екранно-вихлопних пристроїв ГТД з дозвуковими газовими ежекторами</i>	<i>71</i>
4.1. Опис експериментальної установки	72

4.2. Система вимірювання газодинамічних параметрів ежектора	74
4.3. Дослідні зразки моделей дозвуків газів ежекторів	78
4.4. Результати експериментальних досліджень дозвуків газів ежекторів для екранно-вихлопних пристроїв	80
<i>Розділ 5. Експериментальні дослідження натурних екранно-вихлопних пристроїв ГТД з дозвуків газів ежекторами.</i>	<i>85</i>
5.1. Короткий опис принципу роботи екранно-вихлопних пристроїв ежекторного типу.	85
5.2. Оцінка впливу параметрів роботи газового ежектора на параметри екранно-вихлопного пристрою і ГТД.	89
5.3. Натурні експериментальні дослідження роботи газового ежектора в складі екранно-вихлопного пристрою на ГТД	92
<i>Розділ 6. Характеристики елементів вихідного пристрою сучасного турбовального ГТД з екранно-вихлопним пристроєм</i>	<i>97</i>
6.1. Вплив втрат енергії в екранно-вихідному пристрої на його характеристики.	97
6.2. Характеристики вихідного пристрою турбовального ГТД	101
6.3. Характеристики газового ежектора як елемента вихідного пристрою	106
6.4. Гідрравлічний опір вихідного пристрою, обумовлений наявністю стійок	115
6.5. Гідрравлічний опір вихідного пристрою, обумовлений наявністю повороту потоку вихлопних газів.	117
6.5.1. Втрати енергії в конфузорних переходах газівідвідних трактів	117
6.5.2. Втрати енергії в дифузорних переходах газівідвідних трактів	118
6.5.3. Втрати енергій в колінах газівідвідних трактів	122
Післямова	128
Список рекомендованої літератури	130

Наукове видання

КУЛИК Микола Сергійович
АРХІПОВ Микола Іванович
ГРЕКОВ Павло Іванович
КАПТАНЧУК Костянтин Іванович
КІНАЩУК Ігор Федорович
КІРЧУ Федір Іванович

ДОЗВУКОВІ ГАЗОВІ ЕЖЕКТОРИ
ЕКРАННО-ВИХЛОПНИХ ПРИСТРОЇВ ГТД

Монографія

За редакцією заслуженого діяча науки і техніки України,
професора, доктора технічних наук
М.С. Кулика

В авторській редакції

Технічний редактор А.І. Лавринович
Комп'ютерна верстка Н.В. Чорної
Дизайн обкладинки О.О. Зайцевої

Підп. до друку 02.10.13. Формат 60□84/16. Папір офс.
Офс. друк. Ум. друк. арк. 16,97. Обл.-вид. арк. 19,86.
Тираж 500 прим. Замовлення № .

Видавець і виготовлювач
видавництво Національного авіаційного університету «НАУ-друк»
03068, Київ-58, проспект Космонавта Комарова, 1
Свідоцтво про внесення до Державного реєстру ДК, № 977 від 05.07.2002