

**МІНІСТЕРСТВО ВНУТРІШНІХ СПРАВ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ВНУТРІШНІХ СПРАВ
КРЕМЕНЧУЦЬКИЙ ЛЬОТНИЙ КОЛЕДЖ**

Циклова комісія аеронавігації

ТЕКСТ ЛЕКЦІЇ

з навчальної дисципліни
ПРИНЦИПИ ПОЛЬОТУ
(Аерогідрогазодинаміка)

обов'язкових компонент
освітньо-професійної програми першого (бакалаврського) рівня вищої освіти

Аеронавігація
272 Авіаційний транспорт

за ТЕМОЮ 9- Особливості аеродинаміки гіперзвукових потоків
і в розріджених газах

Вінниця 2023

ЗАТВЕРДЖЕНО

Науково-методичною радою
Харківського національного
університету внутрішніх справ
Протокол від 30.08.2023 № 7

СХВАЛЕНО

Методичною радою Кременчуцького
льотного коледжу Харківського
національного університету внутрішніх
справ
Протокол від 28.08.2023 № 1

ПОГОДЖЕНО

Секцією Науково-методичної ради
ХНУВС з технічних дисциплін
Протокол від 29.08.2023 № 7

Розглянуто на засіданні циклової комісії *аеронавігації*, *протокол від 28.08.2023 № 1*

Розробник: професор навчального відділу КЛК ХНУВС, викладач циклової комісії аеронавігації, к. т. н., с. н. с., спеціаліст вищої категорії, викладач – методист, Тягній В. Г.

Рецензенти:

1 Головний науковий співробітник ТОВ «Науково-виробниче об'єднання» «АВІА», к.т.н., с.н.с., Зінченко В. П.

2 Професор навчального відділу КЛК ХНУВС, викладач-методист циклової комісії енергозабезпечення та систем управління, к. т. н., професор, спеціаліст вищої категорії, Гаврилюк Ю. М.

ЛЕКЦІЯ 9.2: Аеродинаміка тіл при обтіканні тіл розрідженим газом

План лекції:

- 1 Особливості аеродинаміки розріджених газів.
- 2 Підйомна сила і сила лобового опору твердих тіл в молекулярному потоці розріджених газів.

Рекомендована література:

Основна:

1. Котельніков Г. Н., Мамлюк О. В., Аеродинаміка літальних апаратів. Підручник. -К.: Вища школа, 2002. – 255 с.
2. Навчальний посібник «Аеродинаміка та динаміка польоту вертольота». Частина I, «Аеродинаміка вертольота» / А. Г. Зінченко, О. О. Бурсала, О. Л. Бурсала та ін.; за заг. ред. А. Г. Зінченка. – Х.: ХНУПС, 2016.–402 с.: іл.
3. Навчальний посібник «Аеродинаміка та динаміка польоту вертольота». Часть II, «Динаміка польоту вертольота». / А. Г. Зінченко, І. Б. Ковтонюк, В. М. Костенко та ін.; за загальною редакцією В. М. Костенка та І. Б. Ковтонюка. – Х.: ХУПС, 2010. – 272 с.: іл.
4. Опорний конспект з навчальної дисципліни «Аеродинаміка, динаміка польоту та практична аеродинаміка». Частина I «Аеродинаміка вертольоту». Автор: Пчельников С. І.
5. Опорний конспект з навчальної дисципліни «Аеродинаміка, динаміка польоту та практична аеродинаміка». Частина II «Динаміка польоту». Автор: Пчельников С.І.
6. Аеродинаміка літальних апаратів: навчальний посібник /О.О. Бурсала. А. Г. Зінченко, Є. Ю. Іленко, І. Б. Ковтонюк, А. Л. Сушко – Х.: ХУПС, 2015. -333 с.: іл.
7. Лебідь В. Г., Миргород Ю. І., Аерогідрогазодинаміка. Підручник Х.: ХУПС, 2006. – 350 с.
8. Тягній В. Г., Ємець В. В., Основи аеродинаміки та динаміки польоту, частина I, Аерогідрогазодинаміка. Навчальний посібник, КЛК ХНУВС, 2022. – 384 с.

Допоміжна:

1. Ковалев Е. Д., Удовенко В. А., Основи аеродинаміки і динаміка польоту легких вертольотів. Навчальний посібник. - Х.: КБ Аерокоптер, 2008. – 280 с.

Інформаційні ресурси

Інформаційні ресурси в Інтернеті

<http://csm.kiev.ua/nd/nd.php?b=1>

Технічні засоби

- 1 Багатофункціональний плазмовий телевізор.
- 2 Персональний комп'ютер.
- 3 Мультимедійний проектор.

Наочні посібники

- 1 Опорний конспект лекцій.
- 2 Електронний конспект лекцій.
- 3 Презентація окремих тем дисципліни.
- 4 Схеми та таблиці по темам дисципліни.
- 5 Зразки інформаційної та службової документації.
- 6 Навчальні фільми за тематикою дисципліни «Принципи польоту (Аерогідрогазодинаміка)».
- 7 Стенди і плакати за тематикою дисципліни «Принципи польоту (Аерогідрогазодинаміка)».
- 8 Курс лекцій по дисципліні «Принципи польоту (Аерогідрогазодинаміка)»
- 1 Начальний посібник по дисципліні “Аерогідрогазодинаміка”.

Текст лекції

ЛЕКЦІЯ 9.2: АЕРОДИНАМІКА ТІЛ ПРИ ОБТІКАННІ РОЗРІДЖЕНИМИ ГАЗАМИ

План лекції:

9.2.1 Особливості аеродинаміки розріджених газів

9.2.2 Підйомна сила і сила лобового опору в молекулярному потоці розрідженого газу

9.2.1 Особливості аеродинаміки розріджених газів

В умовах розрідженого газу необхідно враховувати його молекулярну структуру, яка виражається довжиною вільного пробігу молекул від одного зіткнення до іншого.

У зв'язку з тим, що швидкості хаотичного руху окремих молекул можуть змінюватися в широких межах, довжина вільного пробігу різних молекул не однакова. Тому основним параметром течії розрідженого газу є середня довжина вільного пробігу молекули.

Розглянемо епюру швидкостей з проскальзиванням відповідно до теорії Кнудсена про сплошності середовища і простежимо взаємодія двох сусідніх шарів газу в прикордонному шарі, що знаходяться один від одного на відстані, рівному довжині вільного пробігу l (рис 9.2.1).

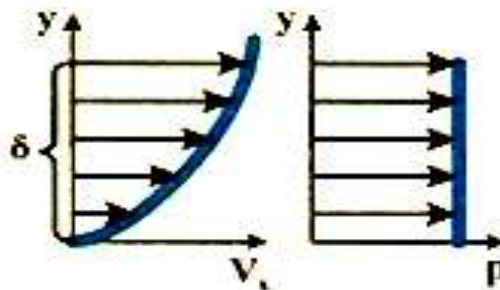


Рис 9.2.1 Графік епюри швидкостей і тиску в примежовому шарі

В силу хаотичного руху молекули переміщуються з одного шару в інший і навпаки. Маса молекул перетікають через одиничну площадку шару за одиницю часу буде пропорційна середній швидкості хаотичного руху молекул і щільності газу:

$$m = k_1 \rho V$$

де

k_1 - коефіцієнт пропорційності;

ρ - масова щільність, кг / м³;

V - середня швидкість хаотичного руху молекул, м / с.

Зміна кількості руху газу при хаотичному русі визначається по формулі:

$$m \frac{dV_x}{dy} l = k_1 \rho V \frac{dV_x}{dy} l$$

Імпульс сили тертя за одиницю часу можна визначити за формулою Ньютона:

$$\tau = \mu \frac{dV_x}{dy}$$

З фізики відомо, що імпульс сили дорівнює зміні кількості руху маси рухомого газу:

$$\mu = \frac{dV_x}{dy} k_1 \rho V \frac{dV_x}{dy} l$$

Звідси можна отримати середню довжину вільного пробігу молекул:

$$l = \frac{V}{k_1 \cdot V}$$

Середню швидкість вільного пробігу молекул можна визначити використовуючи молекулярно - кінетичну теорію газу:

$$V = a \sqrt{\frac{8}{\pi k}}$$

де

a - швидкість звуку, м/с;

k - показник адіабати;

З огляду на це, формула середньої довжини вільного пробігу молекул матиме вигляд:

$$l_0 = 1,255 \cdot \sqrt{\frac{k \cdot v}{a}}$$

Зі збільшенням висоти атмосфери довжина вільного пробігу молекул сильно змінюється: так у землі l - це мільйонні частки сантиметра; на висоті **120 км** - l - кілька метрів; на висоті **200 км** - l - сотні метрів.

Якщо відношення довжина вільного пробігу молекул до товщини примежового шару більше **1** ($\frac{l}{\delta} > 1$), То така область називається областю вільно молекулярної течії. У цій області елементарні частинки не взаємодіють між собою і примежового шару фактично немає. Сили взаємодії між потоком і тілом є представляють собою імпульс сили ударів частинок повітря об поверхню тіла.

Так як товщина примежового шару залежить від характеру течії та числа **Re**, то отже число Кнудсена **K_{nd}** також буде залежати від чисел **Рейнольдса** і **Маха**.

$$\frac{\delta}{L} \approx \frac{1}{\sqrt{Re}}, \text{ тоді}$$

$$K_{nd} \approx \frac{M}{\sqrt{Re}}$$

При малих числах Re число Кнудсена - $K_{nd} \approx \frac{M}{Re}$

Таким чином, В залежності від числа Re вводиться критерій розрідженості середовища:

$$\frac{M}{Re} \text{ або } \frac{M}{\sqrt{Re}}$$

9.2.2 Підйомна сила і сила лобового опору в молекулярному потоці розрідженого газу

У вільно молекулярному потоці єдиними силами впливу газового середовища на рухоме в ній тіло є сили зіткнень молекул газу об поверхню тіла.

Ці сили можна визначити, якщо відомий закон руху молекул після удару об поверхню тіла.

Існує кілька схем відображення молекул після удару від поверхні тіла, але найбільш близькими до реальних умов є схеми (рис 9.2.2):

- дзеркального відображення;
- дифузійного відображення



Рис 9.2.2 Схеми відбивання молекул від поверхні твердих тіл

1 При дзеркальному відбитті молекули після зіткнення з тілом відскакують від нього під таким же кутом, під яким вони взаємодіяли з тілом.

2 При дифузійному відбитті молекули відскакують від тіла під різними кутами, так як поверхні тіл не є ідеально рівними. В цьому випадку молекули газу, вдаряючись об поверхню тіла, віддають йому всю свою кінетичну енергію, потім на деякий час як би прилипають до поверхні тіла і поглинаються нею. За цей час відбувається вирівнювання температури газу і поверхні тіла. Після чого молекули відскакують від тіла під відповідним кутом зі швидкістю, що відповідає температурі поверхні тіла. Величину аеродинамічних сил, що діють на тіло в вільно молекулярному потоці можна оцінити по ударній (*корпускулярній теорії*) теорії І. Ньютона.

У цій теорії використовується ще одна схема відскакування молекул - схема непружного відбиття. Відповідно до цієї теорії частинки газу при ударі повністю втрачають швидкість і як би прилипають до тіла (рис 9.2.3).

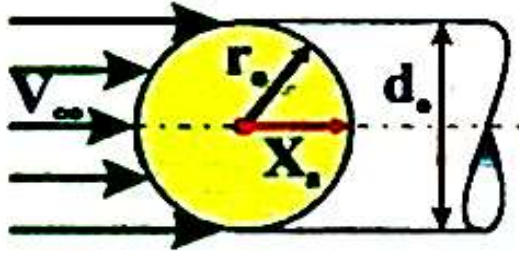


Рис. 9.2.3 Схема впливу рухомих молекул на сферу тіла

У цьому випадку дії вільно молекулярного потоку піддається лише передня частина поверхні кулі. Сила опору кулі буде дорівнює сумарному імпульсу від сили ударів молекул при зміні кількості руху маси молекул газу об передню частину поверхні кулі.

Масу молекул, що вдаряються об поверхню тіла, можна визначити:

$$m = \rho_{\infty} V_{\infty} S$$

де

$S = \pi r_0^2$ - площа миделевого перетину кулі, м^2 ;

V_{∞} - середня швидкість вільного руху молекул, м/с .

Згідно теореми про зміну кількості руху при зіткненні молекул об тіло виникає імпульс сили, який передається на кулю у вигляді сили лобового опору.

$$m V_{\infty} = \rho_{\infty} V_{\infty}^2 S = X_a$$

Якщо розділити це рівняння на швидкісний натиск і на площу миделевого перерізу то отримаємо коефіцієнт лобового опору в вільно молекулярному потоці:

$$C_{xa} = \frac{X_a}{\rho_{\infty} V_{\infty}^2 S} = 2$$

Аналогічний результат як у випадку обтікання кулі, можна отримати і в разі обтікання конуса, якщо прийняти, що на поверхні конуса частинки газу повністю загальмовуються (рис 9.2.4):

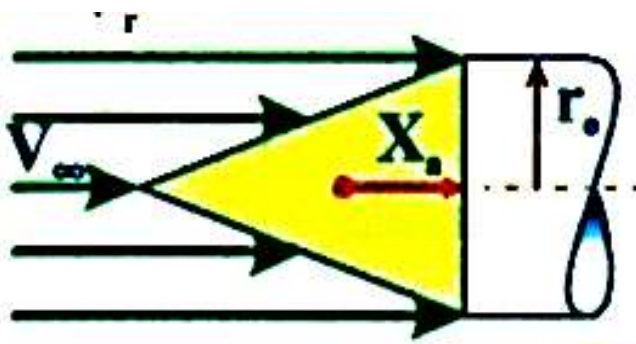


Рис 9.2.4 Схема обтікання потоком молекул конуса обертання

$$X_a = \rho_{\infty} V_{\infty}^2 S$$

$$C_{xa} = \frac{X_a}{\rho_{\infty} \cdot V_{\infty}^2 \cdot S} = 2$$

де

S - площа міделевого перерізу конуса, м^2

Силу лобового опору і її коефіцієнт плоскої пластини можна визначити також використовуючи теорему про кількість руху маси газу отікаючого пластину (рис 9.2.5):

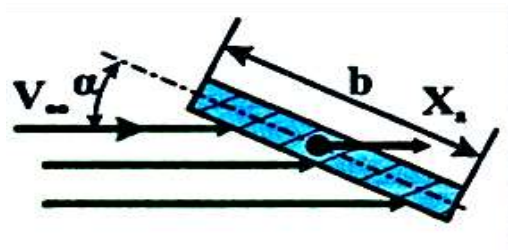


Рис 9.2.5 Схема обтікання потоком молекул плоскої пластини

$$X_a = m V_{\infty} = \rho_{\infty} V_{\infty}^2 S = \rho_{\infty} V_{\infty}^2 b l \sin \alpha$$

$$C_{xa} = 2 \sin \alpha$$

Таким чином, ударна теорія І. Ньютона показує, що єдиною аеродинамічною силою при русі тіла в розрідженому середовищі є сила лобового опору.

Так як в реальних умовах майже 97% молекул відбиваються від поверхні тіла дифузійно, то отже, молекули при відскакуванні від тіла віддають додаткову, нормальну до поверхні пластини, силу, аналогічно підйомній силі. Тому в вільно молекулярному потоці на пластині буде виникати невелика за величиною підйомна сила, а сила лобового опору буде значно більшою за величиною, ніж сила опору, що визначається відповідно до теорії Ньютона.

При дифузійному відскакуванні коефіцієнти аеродинамічних сил і моментів, що діють на тіла різної форми визначаються на основі молекулярно-кінетичної теорії газів. Відповідно до теорії в разі дифузійного відскакування молекул коефіцієнти C_{xa} C_{ya} плоскої пластини залежать від числа Маха (M), кута атаки (α) і відносини найбільш ймовірних швидкостей теплового руху відображених молекул (V_r) до швидкості вільних молекул (V_{∞}):

$$\frac{V_r}{V_{\infty}} = \sqrt{\frac{T_r}{T_{\infty}}}$$

Отже, для визначення коефіцієнтів C_{xa} C_{ya} плоскої пластини в вільномолекулярном потоці газу необхідно знати температуру відбитого потоку молекул газового потоку і температуру відновлення (T_r).