

DOI 10.33099/2618-1614-2022-18-1-34-39

УДК 629.7.015.4:533.6.011.3

**О. В. Сафронов,***доктор технічних наук, професор, провідний науковий співробітник центру воєнно-стратегічних досліджень, Національний університет оборони України імені Івана Черняховського,***Б. Й. Семон,***доктор технічних наук, професор, головний науковий співробітник науково-методичного центру організації наукової та науково-технічної діяльності, Національний університет оборони України імені Івана Черняховського,***О. М. Неділько,***кандидат технічних наук, доцент, провідний науковий співробітник науково-методичного центру організації наукової та науково-технічної діяльності, Національний університет оборони України імені Івана Черняховського,***Ю. Г. Бодрик,***кандидат технічних наук, старший науковий співробітник, провідний науковий співробітник науково-методичного центру організації наукової та науково-технічної діяльності, Національний університет оборони України імені Івана Черняховського*

## Закономірності адіабатичного розширення місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю

У статті на базі спільного аналізу рівнянь Бернуллі для стисненого газу та зміни параметрів надзвукового потоку в течії Прандтля – Майера визначені деякі закономірності адіабатичного розширення місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю в навіолозвуківому діапазоні чисел  $M$  польоту. На базі цих закономірностей отримана математична модель оцінки залежності розташування стрибків ущільнення за хордою профілю аеродинамічної поверхні від його геометричних характеристик та від числа  $M$  незбудженого потоку повітря.

**Ключові слова:** адіабатичне розширення, аеродинамічна поверхня, математична модель, місцевий надзвуковий потік, число  $M$  польоту.

© О. В. Сафронов, Б. Й. Семон, О. М. Неділько, Ю. Г. Бодрик, 2022

**П**остановка проблеми. Оцінювання характеристик аеродинамічних поверхонь надзвукових літаків у трансзвуковому потоці повітря теоретичними методами залишається актуальною науковою проблемою, яку потрібно розв'язувати під час досліджень аеропружних характеристик.

Доцільність розробки теоретичних методів оцінювання деяких аеропружних характеристик літаків і наперед критичної швидкості флатера, критичної швидкості дивергенції та критичної швидкості реверса аеродинамічних поверхонь керування важко переоцінити, оскільки оцінювання цих характеристик прямими методами, тобто безпосередньо в льотному експерименті, неможливе.

Саме цим можна пояснити той факт, що першим етапом створення нових зразків озброєння є етап досліджень з використанням теоретичних методів, які дають змогу визначити оптимальні напрями поліпшення їхніх характеристик, прогнозувати їхні зміни в різноманітних умовах експлуатації, зокрема в умовах, реалізація яких у натурному експерименті небезпечна чи неможлива.

**Аналіз основних досліджень і публікацій.** Цій проблемі присвячено багато публікацій, які базуються на результатах як лабораторних, так і теоретичних досліджень [1–8].

У роботі [1] запропонований теоретичний метод оцінювання максимального числа  $M$  місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю NASA 64A010, але порівняння одержаного результату з результатами лабораторних досліджень не наведене.

У роботі [2] запропонований чисельний метод оцінювання розташування стрибків ущільнення на поверхні аеродинамічного профілю, але порівняння одержаного результату з результатами лабораторних досліджень також не наведене.

У роботах [3–5] наведені результати продувок моделей крила з поверхнею керування в аеродинамічних трубах у трансзвуковому діапазоні чисел  $M$ . Результати цих досліджень можуть бути використані для обґрунтування можливості оцінювання деяких характеристик аеродинамічних поверхонь за допомогою наближених теоретичних методів.

Труднощі розв'язання проблеми зумовлені необхідністю врахування впливу стиснення повітря на зміну характеристик аеродинамічних профілів надзвукових літаків у трансзвуковому діапазоні швидкостей польоту. У деяких працях вплив стиснення повітря на зміну характеристик аеродинамічних профілів здійснюється за допомогою різноманітних поправок. Так, у роботі [9] оцінювання величини коефіцієнту тиску місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю в трансзвуковому діапазоні швидкостей польоту здійснюється за допомогою поправки Прандтля – Глаурта

$$C_{pc} = \frac{P_1 - P_\infty}{q} = \frac{C_p}{\sqrt{1 - M_\infty^2}}, \quad (1)$$

де  $C_{pc}$  – коефіцієнт тиску місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю з урахуванням стиснення повітря;

$P_1$  – тиск місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю з урахуванням стиснення повітря;

$P_\infty$  – тиск незбудженого потоку повітря;

$q$  – швидкісний напір незбудженого потоку повітря;

$C_p$  – коефіцієнт тиску місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю без урахування стиснення повітря;

$M_\infty$  – число  $M$  незбудженого дозвукового потоку повітря.

У цій самій роботі [9] запропонована й інша поправка – поправка Кармана – Тзяна:

$$C_{pc} = \frac{C_p}{\sqrt{1 - M_\infty^2} + \frac{M_\infty^2}{1 + \sqrt{1 - M_\infty^2}} \frac{C_p}{2}}. \quad (2)$$

З аналізу рівнянь (1) і (2) випливає, що при числах  $M$  незбудженого потоку повітря, близьких до  $M_\infty \approx 1,0$ , похибка оцінювання коефіцієнта тиску місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю з урахуванням стиснення повітря за допомогою цих поправок може бути дуже великою навіть для інженерних наближених оцінок.

Додаткові труднощі під час оцінювання характеристик аеродинамічних поверхонь надзвукових літаків на трансзвукових числах  $M$  польоту теоретичними методами виникають у разі формування стрибків ущільнення на поверхні аеродинамічного профілю, вплив яких поправками (1) і (2) не може бути визначений.

Цей висновок підтверджується й останніми публікаціями. Так, у роботі [6], присвяченій дослідженням характеристик флатера аеродинамічних поверхонь, визначено, що безпеку польотів безпілотних літальних апаратів у діапазоні чисел  $M = 0,95 - 1,05$  точніше можна забезпечити за допомогою результатів льотних випробувань. Тому експериментальні дослідження залишаються основним методом оцінювання деяких характеристик літаків на трансзвукових швидкостях польоту.

Із цієї причини виникнення цих коливань спостерігалось, як правило, лише на етапі льотних випробувань і не прогнозувалось ані теоретичними розрахунками, ані результатами продувок аеродинамічних моделей в аеродинамічних трубах. Емпіричними методами залишаються й методи зменшення рівня цих коливань.

Пошук ефективних методів зменшення рівня коливань аеродинамічних поверхонь керування на цій стадії доводки літака не завжди досягає позитивних результатів, і безпека польотів літаків на трансзвукових швидкостях забезпечується лише додатковим обмеженням льотних характеристик.

**Мета статті.** У даній статті оцінювання характеристик аеродинамічних профілів надзвукових літаків на

трансзвукових швидкостях польоту базується на аналізі закономірностей адіабатичного розширення місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю в цьому діапазоні швидкостей польоту.

Закономірності адіабатичного розширення місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю визначені на підставі спільного аналізу рівнянь Бернуллі для стисненого газу та зміни параметрів надзвукового потоку в течії Прандтля – Майєра [10].

Можливість такого підходу можна обґрунтувати тим, що обтікання дифузornoї частини аеродинамічного профілю місцевим надзвуковим потоком до стрибка ущільнення можна представити течією надзвукового потоку навколо тупого кута, тобто течією Прандтля – Майєра, в якій швидкість місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю зростає зі збільшенням кута його відхилення.

**Виклад основного матеріалу.** Зазвичай зміна параметрів надзвукового потоку в течії Прандтля – Майєра подається у вигляді таблиць [10], використання яких в аналітичних розрахунках не завжди зручне.

З метою спрощення використання даних таких таблиць для оцінювання зміни параметрів надзвукового потоку в роботі [10] запропонована така наближена залежність:

$$\delta^\circ \approx 7,6(\lambda_2^3 - \lambda_1^3), \quad (3)$$

де  $\delta^\circ$  – кут відхилення надзвукового потоку в градусах;

$\lambda_1$  – початкова приведена швидкість надзвукового потоку;

$\lambda_2$  – приведена швидкість надзвукового потоку після його відхилення на кут  $\delta^\circ$ .

Нагадаємо, що приведена швидкість надзвукового потоку в течії Прандтля – Майєра визначається співвідношенням [10]

$$\lambda = \frac{V}{a_{кр}}, \quad (4)$$

де  $V$  – швидкість надзвукового потоку;

$a_{кр}$  – критична швидкість звуку.

Але використання апроксимації (3) для оцінювання характеристик аеродинамічних профілів на трансзвукових швидкостях польоту призводить до значних похибок.

Значно більшу точність зміни параметрів у течії Прандтля – Майєра в цьому діапазоні чисел  $M$  дає апроксимація у вигляді

$$M_1 \approx \sqrt[3]{M_0 + 11,5\varphi(x)}, \quad (5)$$

де  $M_1$  – число  $M$  надзвукового потоку після відхилення на кут  $\varphi(x)$ ;

$M_0$  – число  $M$  надзвукового потоку до відхилення на кут  $\varphi(x)$ ;

$\varphi(x)$  – кут відхилення надзвукового потоку в дифузійній частині аеродинамічного профілю.

Залежність (5) для нашого випадку можна спростити шляхом використання теореми Гюгоніо [9]:

$$(M^2 - 1) \frac{dV}{V} = \frac{dF}{F}, \quad (6)$$

де  $M$  – число  $M$  надзвукового або дозвукового потоку газу;

$V$  – швидкість надзвукового або дозвукового потоку газу;  
 $F$  – площа перетину трубки току газу або площа перетину сопла.

З аналізу рівняння (6) випливає, що швидкість дозвукового потоку зростає, якщо зменшується площа перетину трубки току газу або площа перетину сопла. А швидкість надзвукового потоку зростає, якщо площа перетину трубки току газу або площа перетину сопла збільшується. Тобто в конфузійній частині аеродинамічного профілю число  $M$  не може перевищувати  $M = 1,0$  і залишається незмінним при збільшенні швидкості незбудженого потоку повітря навіть до числа  $M_\infty \approx 1,0$ .

Цей ефект має назву «закон стабілізації» [5].

Оскільки адіабатичне розширення надзвукового потоку в дифузійній частині аеродинамічного профілю, як випливає з рівняння (6), починається із числа  $M_0 = 1,0$ , то залежність (5) можна подати у вигляді, запропонованому в роботі [7]:

$$M_1 \approx \sqrt[3]{1 + 11,5\varphi(x)}. \quad (7)$$

Апроксимація залежності  $M_1 = f(\varphi)$  у вигляді функції (7) має значно меншу похибку, ніж залежність (3). Так, при  $\varphi(x) \leq 10^\circ$  похибка визначення числа  $M$  місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю не перевищує 1,0%.

Залежність (7) визначає геометричне обмеження числа  $M$  місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю. Справді, якщо дифузійна частина аеродинамічного профілю являє собою плоску пластину, тобто  $\varphi(x) = 0^\circ$ , то число  $M_1 = 1,0$  навіть у разі прискорення незбудженого потоку до числа  $M_\infty = 1,0$ .

Адіабатичне обмеження місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю визначимо з рівняння Бернуллі для стисненого газу [10]:

$$\bar{P}_1 = \frac{P_1}{P_\infty} = \left( \frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_\infty^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_1^2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}, \quad (8)$$

де  $\bar{P}_1$  – відносна величина тиску місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю;

$M_1$  – число  $M$  місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю;

$\kappa$  – показник адіабати.

З метою спрощення аналізу адіабатичного розширення місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю рівняння (8) для повітря (показник адіабати  $\kappa \approx 1,4$ ) у трансзвуковому діапазоні чисел  $M$  можна представити у вигляді такої наближеної лінійної залежності:

$$\bar{P}_1 \approx 1 + M_\infty - M_1, \quad (9)$$

Зауважимо, що подібна лінеаризація рівняння Бернуллі для стисненого повітря можлива лише завдяки використанню залежності відносно величини тиску місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю, а саме  $\bar{P}_1 = f(M_\infty; M_1)$ , а не залежності коефіцієнта тиску  $C_p$  від цих параметрів.

З аналізу залежності (9) випливає, оскільки при  $M_\infty = M_{кр}$  число  $M_1 = 1,0$ , то

$$\bar{P}_1 = \bar{P}_{кр} \approx M_{кр}, \quad (10)$$

де  $\bar{P}_{кр}$  – відносна величина критичного тиску місцевого потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю;  
 $M_{кр}$  – критичне число  $M$  аеродинамічного профілю.

Тобто відносна величина критичного тиску місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю приблизно дорівнює величині критичного числа  $M$  аеродинамічного профілю.

Причому похибка наближених залежностей (9) і (10) для аеродинамічних профілів сучасних надзвукових літаків ( $M_{кр} \geq 0,8$ ) не перевищує 1,0%.

Критичне число  $M$  у залежності (10) для тонких аеродинамічних профілів, розташованих у потоці повітря під нульовим кутом атаки, можна приблизно визначити на підставі результатів лабораторних досліджень [3, 5] або з рівняння, запропонованого в роботі [8]:

$$M_{кр} \approx 1 - 0,7\sqrt{\bar{t}}, \quad (11)$$

де  $\bar{t}$  – відносна товщина аеродинамічного профілю, тобто відношення максимальної товщини профілю до його хорди.

Як було вказано вище, адіабатичне розширення місцевого надзвукового потоку в дифузійній частині аеродинамічного профілю починається із числа  $M_1 = 1,0$ , коли  $M_\infty = M_{кр}$ , а  $\bar{P}_1 = \bar{P}_{кр}$ , тому рівняння Бернуллі (8) для стисненого повітря можна представити у вигляді рівняння, запропонованого в роботі [7]:

$$\bar{P}_1 = \frac{P_1}{P_\infty} = \left( \frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_{кр}^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_\infty^2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} - (1 - \bar{P}_{кр}). \quad (12)$$

При повному адіабатичному розширенні, тобто при числі  $M_\infty = 1,0$ , з рівняння (12) отримуємо точну залежність:

$$\bar{P}_{1\min} = 2\bar{P}_{кр} - 1, \quad (13)$$

де  $\bar{P}_{1\min}$  – мінімальна величина місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю.

Залежність (13) можна подати й іншим чином:

$$\Delta\bar{P}_{1\max} = 1 - \bar{P}_{1\min} = 2(1 - \bar{P}_{кр}) = 2\Delta\bar{P}_{кр}, \quad (14)$$

де  $\Delta\bar{P}_{1\max}$  – максимальна відносна величина зміни тиску місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю при повному адіабатичному розширенні;

$\Delta\bar{P}_{кр}$  – відносна величина зміни критичного тиску місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю, тобто відносна величина зміни тиску місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю при числі  $M_\infty = M_{кр}$ .

З рівняння (14) випливає, що при повному адіабатичному розширенні місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю максимальна відносна величина зміни його тиску вдвічі більша, ніж відносна величина зміни критичного тиску.

Залежності (10) і (14) можна представити також у вигляді:

$$\Delta\bar{P}_{кр} = 1 - \bar{P}_{кр} \approx 1 - M_{кр}; \quad (15)$$

$$\Delta\bar{P}_{1\max} \approx 2(1 - M_{кр}). \quad (16)$$

Залежності (15) і (16) при відомій величині числа  $M_{кр}$  дають змогу визначити відносні величини зміни критичного та відносні величини зміни максимального тиску місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю відповідно при числах  $M_\infty = M_{кр}$  та  $M_\infty = 1,0$ .

З метою оцінювання зміни тиску місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю в діапазоні чисел  $M$  від числа  $M_\infty = M_{кр}$  до числа  $M_\infty = 1,0$ , тобто при різноманітних числах незбудженого потоку повітря, представимо шляхом лінеаризації рівняння Бернуллі (12) у вигляді рівняння (9), яким було представлено рівняння (8):

$$\bar{P}_1 \approx 1 + M_{кр} - M_\infty - (1 - \bar{P}_{кр}). \quad (17)$$

Після перетворення рівняння (17), з урахуванням рівності (10), отримаємо

$$\bar{P}_1 \approx 2M_{кр} - M_\infty. \quad (18)$$

Цей результат можна отримати й іншим шляхом, а саме шляхом лінеаризації залежності  $\Delta\bar{P}_1 = f(M_\infty)$ :

$$\Delta\bar{P}_1 = 1 - \bar{P}_1 \approx \left(1 + \frac{M_\infty - M_{кр}}{1 - M_{кр}}\right)(1 - M_{кр}). \quad (19)$$

Зауважимо, що при числах  $M_\infty = M_{кр}$  залежність (19) перетворюється у залежність (15), а при числі  $M_\infty = 1,0$  – у залежність (16).

Залежність (19) після перетворення можна подати також у вигляді залежності (18).

З порівняння залежностей (9) і (18) отримаємо

$$M_1 - 1 \approx 2(M_\infty - M_{кр}). \quad (20)$$

Рівняння (20) визначає зв'язок числа  $M$  місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю, числа  $M$  незбудженого потоку повітря та критичного числа  $M$  аеродинамічного профілю.

Тобто рівняння (20) визначає закономірності адіабатичного розширення місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю в діапазоні чисел  $M$  незбудженого потоку повітря від числа  $M_\infty = M_{кр}$  до числа  $M_\infty = 1,0$ .

Воно визначає, що при адіабатичному розширенні місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю його число  $M$  зростає вдвічі швидше, ніж число  $M$  незбудженого потоку повітря.

Саме залежність (20) визначає умови формування стрибків ущільнення на поверхні аеродинамічного профілю або умови перетворення місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю в дозвуковий потік.

Для кількісного оцінювання числа  $M_1$  у рівнянні (20) нагадаємо, що, згідно з даними роботи [5], для типових аеродинамічних симетричних профілів зміну кута нахилу дотичної до поверхні дифузornoї частини профілю можна представити наближеною лінійною залежністю

$$\varphi(x) \approx \varphi_0 \frac{x}{b - b_\tau}, \quad (21)$$

де  $\varphi_0$  – максимальний кут нахилу дотичної до поверхні дифузornoї частини профілю або максимальний кут відхилення надзвукового потоку в дифузornoї частині аеродинамічного профілю;

$x$  – відстань перетину дифузornoї частини хорди аеродинамічного профілю від перетину максимальної товщини профілю;

$b$  – хорда профілю;

$b_\tau$  – відстань перетину максимальної товщини профілю від його носка.

Згідно із цією самою роботою [5], для наближених інженерних оцінок характеристик аеродинамічних профілів можна покласти

$$\varphi_0 \approx 0,85 \bar{\tau}. \quad (22)$$

З урахуванням залежностей (21) і (22) залежність (7) можна подати таким чином:

$$M_1 \approx \sqrt[3]{1 + 9,8 \frac{x\bar{\tau}}{b - b_\tau}} \quad (23)$$

При визначеній величині критичного числа  $M$  аеродинамічного профілю з рівняння (11) та числа  $M$  місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю з рівняння (23) число  $M$  незбудженого потоку повітря визначається з рівняння (20).

Одержані закономірності адиабатичного розширення місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю дають змогу кількісно оцінити деякі характеристики аеродинамічних профілів у трансзвуковому потоці повітря, а саме:

- характер розташування стрибків ущільнення на поверхні аеродинамічного профілю залежно від числа  $M$  незбудженого трансзвукового потоку повітря та геометричних характеристик аеродинамічного профілю;

- характер залежності числа  $M$  місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю від числа  $M$  незбудженого потоку повітря;

- характер розташування тиску або зміни тиску місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю залежно від числа  $M$  незбудженого трансзвукового потоку повітря та геометричних характеристик аеродинамічного профілю.

Можливість оцінювання цих характеристик наблизеними теоретичними методами розглянемо на прикладі оцінювання характеру розташування стрибків ущільнення за хордою профілю аеродинамічної поверхні залежно від числа  $M$  незбудженого трансзвукового потоку повітря для типових симетричних аеродинамічних профілів, для яких зміну кута нахилу дотичної до поверхні дифузornoї частини профілю можна подати залежністю (21).

Оскільки рівняння (20) визначає умови формування стрибків ущільнення на поверхні аеродинамічного профілю, то, з урахуванням рівняння (23), отримаємо

$$M_{\infty} \approx \frac{1}{2} \left( \sqrt[3]{1 + 9,8 \frac{x_c \bar{r}}{b - b_r}} + 2M_{кр} - 1 \right), \quad (24)$$

де  $x_c$  – відстань перетину розташування стрибків ущільнення за хордою профілю від перетину максимальної товщини профілю.

Наближене рівняння (24) становить математичну модель, яка дає можливість оцінити розташування стрибків ущільнення на поверхні аеродинамічного профілю залежно від його геометричних характеристик та числа  $M$  незбудженого потоку повітря.

Обґрунтування практичної можливості визначення характеру розташування стрибків ущільнення на поверхні аеродинамічного профілю залежно від числа  $M$  незбудженого трансзвукового потоку повітря та геометричних характеристик аеродинамічного профілю за допомогою отриманих наближених залежностей здійснимо шляхом порівняння теоретичних результатів, одержаних з використанням математичної моделі (24), з результатами, отриманими в лабораторних дослідженнях.

Із цієї метою скористуємося працею [3], в якій наведені результати продувок моделі крила в аеродинамічній трубі в діапазоні трансзвукових чисел  $M$  незбудженого потоку повітря з такими характеристиками аеродинамічного профілю:

- профіль моделі крила – симетричний профіль С-11с-10;

- відносна товщина профілю –  $\bar{r} = 0,1$ ;

- критичне число  $M$  профілю –  $M_{кр} = 0,786$ ;

- відносна відстань перетину максимальної товщини

профілю від його носка –  $\frac{b_r}{b} = 0,3$ ;

- відносна хорда аеродинамічної поверхні керування

–  $\frac{b_k}{b} = 0,375$ ;

- аеродинамічна компенсація поверхні керування, тобто розташування осі обертання поверхні керування за хордою її профілю –  $0,26 b_k$ .

Згідно з даними цієї роботи, при числі  $M_{\infty} = 0,88$  стрибки ущільнення були розташовані поблизу осі обертання поверхні керування, тобто в перетині

$$x_c = b - b_r - b_k + 0,26 b_k, \quad (25)$$

де  $b_k$  – хорда профілю поверхні керування.

З рівняння (25) отримаємо

$$\frac{x_c}{b - b_r} = 1 - 0,74 \frac{b_k}{b - b_r} = 0,60357.$$

Підставляючи цей результат і відповідні вхідні дані у рівняння (24), отримаємо число  $M$  незбудженого трансзвукового потоку повітря, при якому стрибки ущільнення розташовані поблизу осі обертання поверхні керування, а саме при числі  $M_{\infty} = 0,8695$ .

Тобто відхилення цієї величини числа  $M$  незбудженого трансзвукового потоку повітря, отриманої теоретичним методом, від величини числа  $M_{\infty} = 0,88$ , яка спостерігалась у лабораторному експерименті при даному розташуванні стрибків ущільнення, становить близько 1,2%.

Така похибка значно менша за похибки обробки експериментальних даних [3].

**Висновки.** У статті на базі спільного аналізу рівнянь Бернуллі для стисненого газу та зміни параметрів надзвукового струму в течії Прандтля – Майєра визначені деякі закономірності адиабатичного розширення місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні тонких аеродинамічних профілів ( $M_{кр} \geq 0,8$ ) сучасних надзвукових літаків у навколосзвуковому діапазоні чисел  $M$  польоту, а саме:

- відносна величина критичного тиску місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю приблизно дорівнює величині критичного числа  $M$  аеродинамічного профілю – залежність (10);

- при повному адіабатичному розширенні місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю, тобто при числі  $M_\infty = 1,0$ , максимальна відносна величина зміни його тиску вдвічі більша, ніж відносна величина зміни критичного тиску – залежність (14);
- при адіабатичному розширенні місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю його число  $M$  зростає вдвічі швидше, ніж число  $M$  незбудженого потоку повітря, причому ця залежність лінійна – рівняння (20).

На базі цих закономірностей для типових симетричних аеродинамічних профілів одержана математична модель, яка дає змогу оцінити розташування стрибків ущільнення на поверхні аеродинамічного профілю залежно від його геометричних характеристик та числа  $M$  незбудженого потоку повітря.

Порівняння результатів, одержаних за допомогою цієї математичної моделі, з результатами, отриманими в лабораторних дослідженнях, підтверджують можливість використання наближених теоретичних методів для визначення й інших характеристик типових аеродинамічних профілів у трансзвуковому потоці повітря з достатньою для інженерних оцінок точністю.

Розробці й удосконаленню цих методів, які базуються на визначених у статті закономірностях адіабатичного розширення місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю, доцільно присвятити подальші дослідження.

### Перелік літератури

1. Штейнберг Р. И. Максимальная скорость на поверхности крылового профиля при околозвуковых скоростях / Р. И. Штейнберг // Труды ЦАГИ. – 1978. – Вып. 1931. – С. 3–15.
2. Лифшиц Ю. Б. Способ определения положения скачка уплотнения на крыловом профиле / Ю. Б. Лифшиц, Р. И. Штейнберг // Труды ЦАГИ. – 1974. – Вып. 1577. – С. 13–19.
3. Левкин В. Ф. Экспериментальные исследования нестационарных аэродинамических характеристик поверхностей управления при трансзвуковых скоростях / В. Ф. Левкин // Труды ЦАГИ. – 1982. – Вып. 2132. – 16 с.
4. Агеев Ю. И. Экспериментальное исследование установившихся колебаний элерона в околозвуковом потоке / Ю. И. Агеев, В. В. Назаренко, Т. П. Небезина // Ученые записки ЦАГИ. – 1974. – Том V, № 8. – С. 71–80.
5. Свищев Г. П. Эффективность руля и шарнирные моменты его при больших скоростях / Г. П. Свищев // Труды ЦАГИ. – 1975. – Вып. 1722. – 10 с.
6. Опыт расчётных исследований флаттера беспилотного летательного аппарата / В. А. Мосунов, Р. В. Рябыкина, В. И. Смыслов, А. В. Фролов // Вестник Концерна ВКО «Алмаз-Антей». – 2018. – № 2. – С. 18–25.
7. Сафронов А. В. Аэродинамическое воздействие скачков уплотнения на колеблющийся в околозвуковом потоке элерон / А. В. Сафронов // Ученые записки ЦАГИ. – 1991. – том XXII, № 3. – С. 110–117.
8. Сафронов А. В. Условия возникновения автоколебаний аэродинамических поверхностей управления при безотрывном обтекании околозвуковым потоком газа / А. В. Сафронов // Проблемы прочности. – 1990. – № 2. – С. 50–55.
9. Гошек И. Аэродинамика больших скоростей / И. Гошек. – М. : ИЛ, 1954. – 547 с.
10. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика / Г. Н. Абрамович. – М. : Наука, 1976. – 888 с.