

РОЗРАХУНОК АЕРОДИНАМІЧНОГО ОПОРУ ТЕРТЯ І ТЕПЛООБМІНУ ПРИ НАЯВНОСТІ В ПРИСТІННОМУ ПРИКОРДОННОМУ ШАРІ ЛАМІНАРНО - ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДУ

О. М. Шийко, к.т.н., доцент, Сумський національний аграрний університет

Приведені результати розрахунків аеродинамічного нагріву та локального коефіцієнту тертя на поверхні головної частини надзвукового літального апарата. На підставі проведених досліджень та розрахунків робиться висновок про доцільність використання теорії турбулентних плям Емонса при розрахунках аеродинамічного нагріву і опору тертя в зоні ламінарно-турбулентного переходу, а при наявності турбулентного режиму обтікання - асимптотичної теорії турбулентного прикордонного шару С. С. Кутателадзе і А. І. Леонтьєва, що враховує ефекти стисливості та неізо-термічності в прикордонному шарі.

Ключові слова: конвективна тепловіддача, аеродинамічний опір тертя, аеродинамічний нагрів, прикордонний шар, ламінарно-турбулентний перехід, турбулентні плями Емонса, коефіцієнт перемежаємості, асимптотична теорія турбулентного прикордонного шару, температура стінки, граничні числа Рейнольдса.

Постановка проблеми в загальному вигляді.

Процеси конвективного теплообміну надзвичайно широко розповсюджені в техніці. Найбільш складним з точки зору технічних застосувань випадком конвективного теплообміну є конвективна тепловіддача, що уявляє теплообмін між потоком середовища і поверхнею контакуючого з ним тіла. В зв'язку зі значною поширеністю тепловіддачі, необхідна розробка досконалих методів розрахунку цього виду теплообміну. Проблема конвективної тепловіддачі безпосередньо пов'язана з проблемою тертя в пристінному прикордонному шарі. Прикладами об'єктів для розрахунку тепловіддачі і тертя є різного роду енергетичне обладнання (трубчасті та пластинчасті теплообмінники, рекуператори), магістральні газопроводи, проточні частини компресорів, холодильне устаткування, лопатки газових турбін, поверхні літальних апаратів і т.ін. Основною і найбільш трудомісткою проблемою в розрахунках процесів тепловіддачі і тертя є знаходження їх коефіцієнтів.

Аналіз останніх досліджень та публікацій.

Сучасні методи, описуючі процеси конвективної тепловіддачі і пристінного тертя, базуються на теоретичних та експериментальних дослідженнях прикордонного шару і дозволяють отримати рішення для деяких простих випадків. В більшості літературних джерел, присвячених тепловіддачі і тертю, наводяться залежності, які дозволяють проводити розрахунки коефіцієнтів тепловіддачі та тертя для випадків суто ламінарної чи турбулентної пристінної течії. В той же час, значна кількість існуючих публікацій [1,2,5,7,8,9,10,12] вказує на необхідність розробки методів розрахунку пристінного тертя і тепловіддачі за умови існування на обтічній поверхні ламінарно-турбулентного переходу. Пов'язано це з тим, що зона переходу від моменту втрати стійкості ламінарним прикордонним шаром і до повністю сформованого турбулентного прикордонного шару займає значну частину обтічної поверхні і

точність розрахунків на цій частині поверхні суииво впливає на загальний результат.

Мета статті.

Метою даної статті є аналіз можливостей практичного застосування таких сучасних теорій як теорія турбулентних плям Емонса та асимптотичної теорії пристінного турбулентного шару С. С. Кутателадзе і А. І. Леонтьєва, ефективність яких перевірена льотними експериментами [1], для розрахунку коефіцієнтів тертя і тепловіддачі перехідного та турбулентного прикордонних шарів при обчисленні аеродинамічного нагріву на обтічних поверхнях за умови швидкостей обтікання, що відповідають числам Маха $M_\infty \leq 2,0$ та близьких до них. Для цього ставиться задача обчислити у якості прикладу коефіцієнт тертя та аеродинамічний нагрів на поверхні головної частини надзвукового літального апарата, використовуючи зазначені теорії та дані по числах Рейнольдса початку ламінарно-турбулентного переходу, отримані в результаті льотних експериментів.

Викладення основного матеріалу.

Як відомо, аеродинамічний опір тертя в першу чергу залежить від режиму течії в прикордонному шарі: ламінарного, перехідного або ж розвинутого турбулентного. У першому наближенні опір тертя тіл обертання розраховують як для пластини при відомих числах Маха M та Рейнольдса Re . Для його розрахунку необхідно, перш за все, знати місце початку зони переходу від ламінарної форми течії до турбулентної в прикордонному шарі на тілі. По-друге, необхідні залежності, за якими проводяться розрахунки локального коефіцієнту тертя C_f при різних режимах течії в прикордонному шарі.

Для визначення локального коефіцієнту тертя в точці на обтічній поверхні тіла у випадку турбулентного прикордонного шару можна застосувати асимптотичну теорію пристінної турбулентності, розроблену С. С. Кутателадзе та А. І. Леонтьєвим [3]. Теорія справедлива як при числах Рейнольдса $Re \rightarrow \infty$, так і при їх довільно великих кінцевих

значеннях. Заснований на цій теорії відомий метод розрахунку тепловіддачі та тертя Кутателадзе-Леонтьєва продемонстрував свою ефективність при вирішенні складних задач теплообміну і турбулентного тертя як в умовах внутрішнього обтікання (сопла, теплообмінники та ін.), так і при вирішенні задач аеродинаміки. Важливою перевагою методу є його економічність та в певній мірі універсальність, що визначається можливістю роздільного врахування впливу на теплообмін та тертя стискаємості, неізотермічності і подовжнього градієнту тиску при розрахунках тепловіддачі та тертя в прикордонному турбулентному шарі.

У відповідності з [3] локальний коефіцієнт тертя для стискаємого турбулентного прикордонного шару може бути розрахований за залежністю:

$$\frac{C_f}{2} = \frac{C_{f0}}{2} \cdot (\Psi_f \cdot \Psi_t)^{0,8} \cdot \left(\frac{\mu_w}{\mu_e} \right)^{0,2}, \quad (1)$$

$$\text{де } \frac{C_{f0}}{2} = 0,0288 \cdot \text{Re}_x^{-0,2}, \quad \text{Re}_a = \frac{\rho_e \cdot u_e \cdot X}{\mu_e},$$

$C_{f0}/2$ – локальний коефіцієнт тертя для турбулентного прикордонного шару нестискаємої рідини на плоскій пластинці при тому ж самому Re_x ; μ_w , μ_e – коефіцієнти динамічної в'язкості відповідно при температурі стінки та температурі потоку на зовнішній границі прикордонного шару; ρ_a, u_e – густина та швидкість потоку на зовнішній границі прикордонного шару; Re_e – число Рейнольдса на зовнішній границі прикордонного шару; Ψ_M і Ψ_t – відносні закони опору тертя, що враховують відповідно стисливість та неізотермічність в прикордонному шарі [3].

$$\Psi_M = \left[\frac{\arctg \left\{ M_e \cdot \sqrt{r_T \cdot \frac{k-1}{2}} \right\}}{M_e \cdot \sqrt{r_T \cdot \frac{k-1}{2}}} \right]^2;$$

$$\Psi_t = \left[\frac{2}{\sqrt{\frac{T_w}{T_{re}} + 1}} \right]^2; \quad r_T = \sqrt[3]{\text{Pr}}; \quad k = 1,4; \quad (2)$$

M_e – число Маха на зовнішній границі прикордонного шару; T_e – температура на зовнішній границі прикордонного шару; T_w – температура стінки; T_{re} – температура відновлення, розрахована по параметрам T_e та M_e на зовнішній границі турбулентного прикордонного шару; r_T – коефіцієнт відновлення температури для турбу-

лентного прикордонного шару, Pr – число Прандтля; k – показник адіабати.

$$T_{re} = T_e \cdot \left(1 + r_T \cdot \frac{k-1}{2} \cdot M_e^2 \right) \quad (3)$$

Для визначення локального коефіцієнту тертя в точці на поверхні тіла обертання у випадку стискаємого ламінарного прикордонного шару можна скористатися залежностями, наданими в [4] для подовжнього обтікання плоскої пластинки:

$$\frac{C_f}{2} = \frac{C_{f0}}{2} \cdot \psi^{-0,11} \cdot \psi^*^{-0,04}, \quad (4)$$

де ψ, ψ^* – параметри, що враховують неізотермічність обтікання плоскої пластинки ламінарним прикордонним шаром; $\psi = T_w/T_e$ – температурний фактор, $\psi^* = T_{re}/T_e$ – кінетичний температурний фактор; $C_{f0}/2$ – локальний коефіцієнт тертя для ламінарного прикордонного шару нестискаємої рідини на плоскій пластинці при тому ж самому Re_x , що може бути розрахований, наприклад, за формулою Блазіуса [11]

$$\frac{C_{f0}}{2} = \frac{0,332}{\sqrt{\text{Re}_a}}; \quad (5)$$

Температура відновлення T_{re} , розрахована по параметрам T_e та M_e на зовнішній границі ламінарного прикордонного шару

$$T_{re} = T_e \cdot \left(1 + r_e \cdot \frac{k-1}{2} \cdot M_e^2 \right); \quad r_e = \sqrt{\text{Pr}} \quad (6)$$

Для коректного розрахунку опору тертя та теплообміну льотних об'єктів необхідно мати надійні дані про значення чисел Рейнольдса на початку області переходу та про її довжину. По даним [9,16] довжина області переходу може бути співставлена з довжиною ламінарної ділянки. В зв'язку з цим важливим є питання про моделювання турбулентності в перехідному прикордонному шарі [1,9].

Ретельні експериментальні дослідження переходу від ламінарної течії в прикордонному шарі до розвинутої турбулентної показали, що після досягнення критичного числа Рейнольдса, що визначає втрату стійкості ламінарного прикордонного шару, течія носить переміжний характер, тобто часом являється ламінарною, а часом – турбулентною [1,2,5,7,8,9,10,12].

Для опису перехідного прикордонного шару найбільший розвиток і застосування отримала модель турбулентних плям Емонса [1,2,5,7,8,12]. По Емонсу область переходу характеризується виникненням турбулентних плям, що не взаємодіють між собою, переміщуються по потоку і, розширюючись при русі по потоку, зливаються, утворюючи турбулентний прикордонний шар.

Переміщення турбулентних плям відносно обтічної поверхні утворює чередування ламінар-

ної і турбулентної течії в зоні переходу. Фізичний характер такої переміжної течії можна описати за допомогою коефіцієнта перемежаємості γ [18], що вказує, яку долю деякого часу в певному місці поверхні існує турбулентна течія. Таким чином, при $\gamma = 1$ течія весь час турбулентна, а при $\gamma = 0$ вона ламінарна. В [8] на підставі теорії турбулентних плям Емонса та встановленого зв'язку між швидкістю утворення плям і числом Рейнольдса на початку зони переходу, отримано вираз для коефіцієнту перемежаємості, який справедливий при обтіканні теплоізолюваної поверхні:

$$\gamma = 1,0 - \exp \left[-G_1 \cdot \frac{(X - X_i)^2}{u_e} \right], \quad (7)$$

$$\gamma \cong 1,0 - \exp \left[-\frac{3,507}{A^2} \cdot \text{Re}_{tr}^{-1,34} \cdot \frac{u_e^2 \cdot \rho_e^2}{\mu_e^2} \cdot \left(\frac{\mu_{etr}}{u_{etr} \cdot \rho_{etr}} \right)^2 \times \right. \\ \left. \times \left(\text{Re}_{x(\tau),e} - \text{Re}_{tr} \right)^2 \right]$$

де $\text{Re}_{x(\tau),e}$ – місцеве число Рейнольдса, Re_{tr} – число Рейнольдса на початку зони переходу, ρ_e, μ_e, \dot{I}_e – щільність, в'язкість та число Маха на зовнішній границі прикордонного шару.

Так як швидкість утворення плям G_1 і коефіцієнт перемежаємості γ зв'язані з числом Рейнольдса на початку зони переходу, то потрібні достовірні дані для цієї величини.

Незважаючи на велику кількість теоретичних досліджень, в теперішній час не існує визначеної завершеною теорії ламінарно-турбулентного переходу. Складнощі теоретичного рішення проблеми переходу частково розв'язуються за допомогою проведення досліджень в аеродинамічних трубах. Але, незважаючи на те, що техніка проведення експериментів в аеродинамічних трубах продовжує вдосконалюватися, їм притаманний ряд обмежень. В сучасних над-і гіперзвукових аеродинамічних трубах одночасно не моделюються числа Рейнольдса, Маха, температурний фактор, існує акустичне поле [6,13,14,15]. Це призводить до суттєвої різниці між результатами випробувань моделей в аеродинамічних трубах і даними льотних експериментів. Так, наприклад, порівняння чисел Рейнольдса переходу в стискаємих прикордонних шарах, отриманих на конусах в льотних умовах і в аеродинамічних трубах [17], показало, що льотні значення чисел Рейнольдса переходу перевершують трубні в декілька разів. Таким чином, практичне значення набуває інформація про явище переходу в натурних умовах. Необхідність такої інформації підтверджується висновками про постановку окремих льотних досліджень явища переходу, наприклад, в роботах [5,17,19,20].

Надзвичайно важливою задачею при роз-

де G_1 – швидкість утворення турбулентних плям; X_i – подовжня координата точки початку переходу в прикордонному шарі; X – подовжня координата точок шару в зоні переходу; u_e – швидкість потоку на зовнішній границі прикордонного шару. Вираз для G_1 в [8] надається у вигляді:

$$G_1 = \frac{3,507}{A^2} \cdot \text{Re}_{tr}^{-1,34} \cdot \frac{u_e^3 \cdot \rho_e}{\mu_e^2} \\ A = 60 + 4,68 \cdot M_e^{1,92} \quad (8)$$

В такому разі виразу (7) може бути надано вигляду

рахунках опору тертя є врахування аеродинамічного нагрівання обтічної поверхні в результаті конвективної тепловіддачі, що здійснюється між твердою стінкою та омиваючим повітрям. Це нагрівання враховується характерними температурами T_w та T_{re} , що входять до залежностей тертя та тепловіддачі в прикордонному шарі. Питомий тепловий потік такої тепловіддачі від розогрітого газу до стінки в практичних розрахунках зазвичай виражають за допомогою формули Ньютона

$$q_w = \alpha \cdot (T - T_w)$$

Тут T – характерна температура потоку, обтікаючого поверхню; T_w – температура стінки; α [Вт/(м² · град)] – коефіцієнт тепловіддачі, що чисельно дорівнює кількості тепла, яке сприймає (чи віддає) ділянка поверхні стінки одиничної площі в одиницю часу при різниці температур між стінкою і газом в один градус.

У випадку дозвукової течії в прикордонному шарі температура $T = T_e$, тому формулу Ньютона для дозвукових течій представляють у вигляді [4]

$$q_w = \alpha \cdot (T_e - T_w) \quad (9)$$

Для надзвукових і гіперзвукових течій формула Ньютона набуває вигляду [4]

$$q_w = \alpha \cdot (T_{r,e} - T_w) \quad (10)$$

Для характеристики тепловіддачі замість розмірного коефіцієнта тепловіддачі зручно використовувати безрозмірні критерії. Серед цих критеріїв – число Стантона

$$\text{St} = \frac{\alpha}{\rho_e \cdot u_e \cdot c_{p,e}} = \frac{q_w}{\rho_e \cdot u_e \cdot c_{p,e} \cdot (T_{r,e} - T_w)} \quad (11)$$

В такому разі:

$$\alpha = St \cdot \rho_e \cdot u_e \cdot c_{p,e} \quad (12)$$

Внаслідок схожості між процесами переносу тепла і імпульсу, існує простий зв'язок між числом Стантона St і локальним коефіцієнтом тертя $C_f/2$ у вигляді аналогії Рейнольдса [3,11,21]

$$St = \frac{C_f}{2} \cdot Pr^{\frac{2}{3}} \quad (13)$$

Число Стантона, що визначає тепловіддачу в стискаємому турбулентному прикордонному шарі до поверхні обтічного тіла, у відповідності з [3,4,21] можна обчислити за такими залежностями:

$$St_0 = St_0 \cdot (\Psi_i \cdot \Psi_t)^{0,8} \cdot \left(\frac{\mu_w}{\mu_e} \right)^{0,2}, \quad (14)$$

$$\text{де } St_0 = 0,0288 \cdot Re_x^{-0,2} \cdot Pr^{\frac{2}{3}},$$

$$Re_x = \frac{\rho_e \cdot u_e \cdot X}{\mu_e},$$

Ψ_M і Ψ_t – параметри, що враховують стискаємість в прикордонному шарі, неізотермічність процесу тепловіддачі та існуючий градієнт тиску і визначаються залежностями (2).

В такому разі, коефіцієнт тепловіддачі для стискаємого турбулентного прикордонного шару у відповідності з (12)

$$\alpha_0 = St_0 \cdot \rho_e \cdot u_e \cdot c_{p,e} \quad (15)$$

Алгоритм розрахунку коефіцієнту тепловіддачі для ламінарного стискаємого прикордонного шару визначається залежностями, наданими, наприклад, в [4,20]:

$$St_{\bar{e}} = \frac{0,332}{\sqrt{Re_x}} \cdot \frac{\sqrt{\Psi_{\bar{e}}}}{Pr^{\frac{2}{3}}}, \quad \alpha_{\bar{e}} = St_{\bar{e}} \cdot \rho_e \cdot u_e \cdot c_{p,e} \quad (16)$$

$$\text{де } Re_x = \frac{\rho_e \cdot u_e \cdot X}{\mu_e}, \quad \Psi_{\bar{e}} = \Psi^{-0,22} \cdot \Psi^*^{-0,08},$$

$$\Psi = T_w/T_e, \quad \Psi^* = T_{re}/T_e,$$

$$T_{re} = T_e \cdot \left(1 + r_{\bar{e}} \frac{\chi - 1}{2} \cdot M_e^2 \right), \quad r_{\bar{e}} = \sqrt{Pr}.$$

Рівняння балансу тепла для тонкої стінки має вигляд

$$\rho_w \cdot c_w \cdot \delta_w \cdot \frac{dT_w}{d\tau} = \alpha \cdot (T_{r,e} - T_w) - \alpha_1 \cdot (T_{w,gn} - T_{gn}^{ноб}) - q_{w,\Sigma}^{rad} \quad (17)$$

де ρ_w, c_w, δ_w – щільність, теплоємність та товщина стінки; α – коефіцієнт тепловіддачі при зовнішньому ламінарному або турбулентному обтіканні, α_1 – коефіцієнт тепловіддачі в умовах теплової гравітаційної конвекції в бортовому відсіку; $T_w, T_{w,\dot{a}i}$ – відповідно температура зовнішньої і внутрішньої поверхні стінки; $T_{\dot{a}i}^{ноб}$ – температура

повітря всередині бортового відсіку, $T_{r,e}$ – температура відновлення, обчислена по параметрах на зовнішній границі прикордонного шару.

В зоні ламінарно-турбулентного переходу температура поверхні стінки літального апарата може розраховуватися з урахуванням коефіцієнту перемежаємості. В такому разі рівняння балансу тепла для тонкої стінки записується у вигляді [1,12]

$$\rho_w \cdot c_w \cdot \delta_w \cdot \frac{dT_w}{d\tau} = [\alpha_1 \cdot (1 - \gamma) + \alpha_T \cdot \gamma] \cdot (T_{r,e} - T_w) - \alpha_1 \cdot (T_{w,gn} - T_{gn}^{ноб}) - q_w^{rad} \quad (18)$$

де α_1 – коефіцієнт тепловіддачі механізмом теплової гравітаційної конвекції від внутрішньої поверхні стінки; q_w^{rad} – щільність теплового потоку випромінювання в оточуюче середовище.

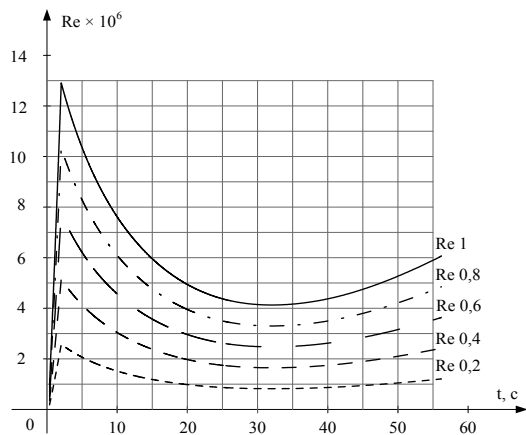
На рис.1 надаються розрахункові дані про зміну чисел Рейнольдса в п'яти точках по довжині надзвукових літального апарату типу «земля-земля».

Порівняння наведених даних по числах Рейнольдса з результатами льотних випробувань, наведених в [1,17,20] свідчить про те, що на поверхні взятого за приклад літального апарата відбувається ламінарно-турбулентний перехід. Цей перехід достатньо розвинутий в часі і в різних точках поверхні відбувається в різний час. Розраховувати опір тертя льотного об'єкта при таких умовах слід за допомогою методів, що враховують ламінарно-турбулентний перехід. В зв'язку з цим актуальним є застосування теорії турбулентних плям Емонса, перевіреної льотним експериментом [2,12]. Послідовність дій передбачає у разі досягнення в точці обтічної поверхні чисел Рейнольдса ламінарно-турбулентного переходу Re_{tr} , проводити розрахунок локального коефіцієнту тертя за залежністю

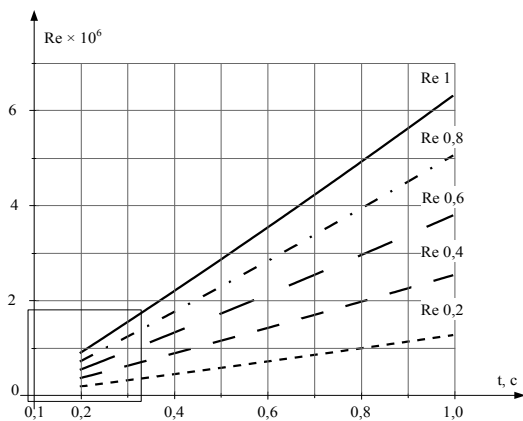
$$\frac{C_f}{2} = \frac{C_{f\bar{t}}}{2} \cdot (1 - \gamma) + \frac{C_{f\bar{t}}}{2} \cdot \gamma, \quad (19)$$

де $C_{f\bar{t}}/2$ – локальний коефіцієнт тертя для ламінарного пограничного шару, $C_{f\bar{t}}/2$ – локальний коефіцієнт тертя для турбулентного пограничного шару, γ – коефіцієнт перемежаємості.

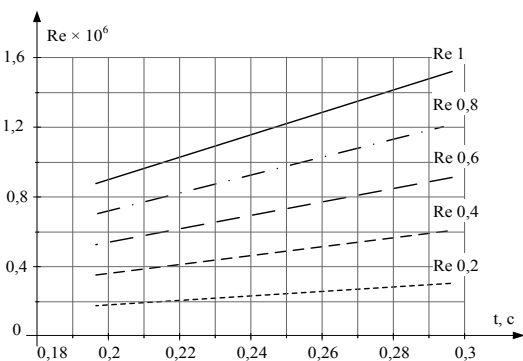
Коефіцієнт тертя $C_{f\bar{t}}/2$ визначається по теорії Кутателадзе–Леонтьєва і залежностей (1)÷(3). Для коефіцієнту тертя $C_{f\bar{t}}/2$ слід використовувати залежності (4)÷(6). Коефіцієнт перемежаємості γ обчислюється з використання залежностей (7)÷(8). При цьому температуру обтічної стінки можна визначити шляхом чисельного інтегрування диференційного рівняння (18).



а)



б)



в)

Рис. 1. Зміна числа Рейнольдса Re_{ex} з часом по довжині літального апарата: Re02 — в точці 20% довжини ; Re04 — в точці 40% довжини ; Re06 – в точці 60% довжини; Re08 — в точці 80% довжини; Re1 — в точці 100% довжини.

Порівняння наведених даних по числах Рейнольдса з результатами льотних випробувань, наведених в [1,17,20] свідчить про те, що на поверхні взятого за приклад літального апарата відбувається ламінарно-турбулентний перехід. Цей перехід достатньо розвинутий в часі і в різних точках поверхні відбувається в різний час. Розраховувати опір тертя льотного об'єкта при таких умовах слід за допомогою методів, що вра-

ховують ламінарно-турбулентний перехід. В зв'язку з цим актуальним є застосування теорії турбулентних плям Емонса, перевіреної льотним експериментом [2,12]. Послідовність дій передбачає у разі досягнення в точці обтічної поверхні чисел Рейнольдса ламінарно-турбулентного переходу Re_{tr} , проводити розрахунок локального коефіцієнту тертя за залежністю

$$\frac{C_f}{2} = \frac{C_{f\lambda}}{2} \cdot (1-\gamma) + \frac{C_{ft}}{2} \cdot \gamma, \quad (19)$$

де $C_{f\lambda}/2$ – локальний коефіцієнт тертя для ламінарного пограничного шару, $C_{ft}/2$ – локальний коефіцієнт тертя для турбулентного пограничного шару, γ – коефіцієнт перемешуваності.

Коефіцієнт тертя $C_{ft}/2$ визначається по теорії Кутателадзе–Леонтьєва і залежностей (1)÷(3). Для коефіцієнту тертя $C_{f\lambda}/2$ слід використовувати залежності (4)÷(6). Коефіцієнт перемешуваності γ обчислюється з використання залежностей (7)÷(8). При цьому температуру обтічної стінки можна визначити шляхом чисельного інтегрування диференційного рівняння (18).

Якщо брати до уваги, що по розрахунковим даним [1,2,12] сумарний вплив теплового випромінювання та теплової гравітаційної конвекції на температуру стінки не перевершує 1,5 – 2%, то рівняння (18) можливо використовувати у вигляді

$$\rho_w \cdot c_w \cdot \delta_w \cdot \frac{dT_w}{d\tau} = [\alpha_\lambda \cdot (1-\gamma) + \alpha_T \cdot \gamma] \cdot (T_{r,e} - T_w) \quad (20)$$

де α_λ визначається залежностями (16), а α_D – залежностями (14) – (15).

У відповідності з поставленою задачею були проведені розрахунки аеродинамічного нагріву та опору тертя на головній частині літального апарату під час польоту по траєкторії. Для цього була використана система диференційних рівнянь руху реактивного некерованого літального апарату по траєкторії разом з диференціальним рівнянням балансу тепла (21) а також дані по критичному значенню числа Рейнольдса переходу з роботи [1]. Система залучених нелінійних диференціальних рівнянь розв'язувалась чисельно методом Рунге-Кутта.

Розрахунки температури стінки снаряда та коефіцієнту тертя дали результати, близькі до результатів, що отримані під час льотних експериментів на комплексі «Облако» при числах Маха $M_\infty \leq 2,0$ [1,2]. Зокрема, на рис.2 приведені розрахункові залежності від часу числа Рейнольдса, коефіцієнта перемешуваності та температури стінки літального апарата для точки т. 1 – X = 0,25 м (рис.2); $\delta_w = 4$ мм; матеріал стінки – сталь 1X18H9T. На рис.3 надаються розрахункові залежності для числа Стантона та коефіцієнту тер-

тя в тій самій точці.

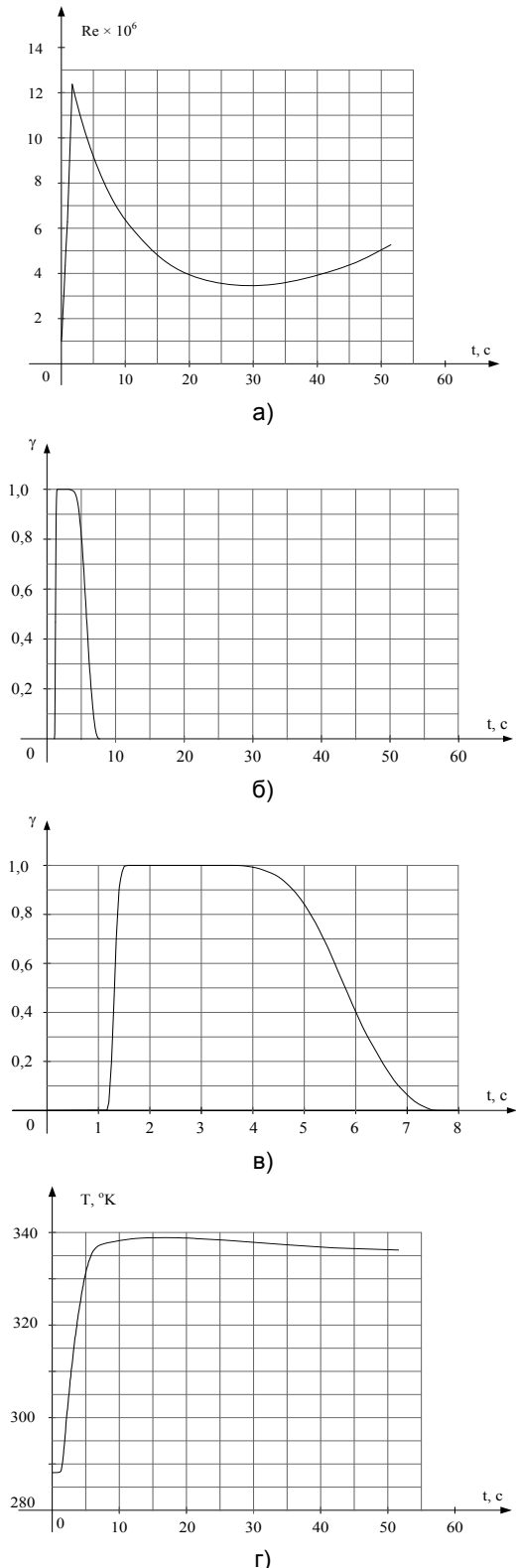


Рис. 2. Результати розрахунків аеродинамічного нагріву поверхні надзвукового літального апарата в залежності від часу польоту в т. 1 – $X = 0,25$ м; $\delta_w = 4$ мм; матеріал 1Х18Н9Т: а) місцеве число Рейнольдса; б) зміна коефіцієнту перемержаємості по траєкторії польоту; в) зміна коефіцієнту перемержаємості в зоні ламінарно-турбулентного переходу при $\tau \leq 8 \tilde{\mu}$; г) температура стінки літального

апарата.

З графіка залежності температури стінки від часу видно, що температура за час польоту збільшується приблизно на $\Delta T = 51^\circ$. Близьке до цього зростання температури стінки з того самого матеріалу зафіксовано і на комплексі «Облако».

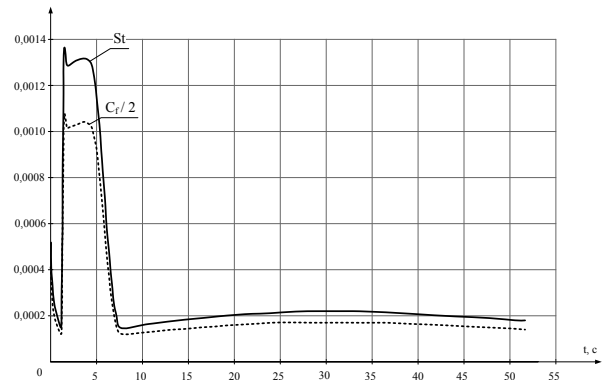


Рис.3. Розрахункова залежність від часу польоту по траєкторії для числа Стантона та локального коефіцієнту тертя в т. 1 – $X = 0,25$ м надзвукового літального апарата; $\delta_w = 4$ мм; матеріал стінки – сталь 1Х18Н9Т.

Отримані в даній роботі результати свідчать про можливість застосування теорії турбулентних плям Емонса при розрахунках теплообміну та тертя на обтічних поверхнях за наявності в пристінному прикордонному шарі ламінарно-турбулентного переходу, ефекту стисловості і неізотермічності. Базою для розрахунків є льотні дані по ламінарно-турбулентному переходу на аерофізичному комплексі «Облако» [1,2,12], перевірка для цього об'єкту теорії турбулентних плям Емонса, перевірка теорії для ламінарного прикордонного шару і теорії турбулентного прикордонного шару на ракеті «Вікінг-10» [20].

Висновки.

1. Шляхом аналізу значень розрахункових температур обтічної поверхні літального апарата в умовах аеродинамічного нагріву і тертя, підтверджена ефективність теорії турбулентних плям Емонса та асимптотичної теорії пристінної турбулентності Кутателадзе-Леонтьєва.

2. Як підтверджено розрахунками аеродинамічного нагріву поверхні надзвукового літального апарата на траєкторії його польоту при наявності металевої стінки $\delta \cong 1-4$ мм, для розрахунку температури стінки можливо використовувати модель тонкої стінки, що описується одним диференціальним рівнянням балансу тепла на стіnce при значенні критерія Біо $Bi \leq 10^{-2}$.

3. Розрахунок локальних величин аеродинамічного коефіцієнту тертя та коефіцієнту тепловіддачі в умовах ламінарно-турбулентного переходу на обтічних поверхнях при швидкостях потоку, що відповідають $\dot{I}_\infty \leq 2,0$ та близьких до них, можливо проводити з використанням теорії турбулентних плям Емонса, а після настання турбулентного режиму обтікання важливим є

використання асимптотичної теорії пристінного турбулентного шару Кутателадзе-Леонтьєва з застосуванням для цього граничних значень чисел Рейнольдса переходу.

Список використаної літератури:

1. Леонтьев А. И., Павлюченко А. М. Ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковых пограничных слоях на летном осесимметричном аэрофизическом комплексе и на модели в аэродинамической трубе при наличии теплообмена и отоса воздуха // Теплофизика высоких температур. – 2008. – Т.46, №4. – С. 596 – 622.
2. Павлюченко А. М., Максимова Е. М. Численный метод обработки летного теплового эксперимента на метеоракете типа "Облако" с учетом теории турбулентных пятен Эммонса // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. –1983. – Вып. 2, № 8. – С. 27–35.
3. Кутателадзе С. С., Леонтьев А.И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое – М.: Энергия. – 1985. – 319 с.
4. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. – М: Атомиздат. – 1979. – 416 с.
5. Решетко Э. Устойчивость ламинарного пограничного слоя и его переход в турбулентный. Вихревые движения жидкости. – М.: Мир. – 1979. – С. 11–57.
6. Кендолл Дж. М. Экспериментальное исследование процесса перехода к турбулентному режиму в сверхзвуковом и гиперзвуковом пограничных слоях // Ракетная техника и космонавтика. –1975. –Т. 13, № 3. С. 47.
7. Emmons H. W., Bryson A. E. The Laminar-Turbulent Transition in a Boundary Layer. // Proc. Ist. U. S. Nat. Conf. Theor. and Appl. Mech. Amer. Soc. Mech. Eng. – №4 –1951. – P. 859.
8. Chen K. K., Thyson N. A. Extension of Emmon's Spot Theory to flow on Blunt Bodies. // AIAA Journal. –1971. – v. 9, № 5. – P. 821.
9. Elder I. An Experimental Investigation of Turbulent Spots and Breakdown to Turbulence// Journal Fluid Mech. –1960. – v.9. – С. 253.
10. Шлихтинг Г. Возникновение турбулентности. – М.: Изд. иностр. литературы., –1962. –201 с.
11. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа: Учеб. для вузов.– 7-е изд., испр. –М.: Дрофа. – 2003. – 840 с.
12. Леонтьев А. И., Павлюченко А. М. К обобщению модели турбулентных пятен Эммонса для области ламинарно-турбулентного перехода при наличии тепло-и массообмена в летных и наземных условиях // Теплофизика и аэромеханика. –1997. – Т.4, № 4. – С. 353.
13. Пейт С. Р., Шюлер С. Дж. Влияние излучения аэродинамического шума на переход в сверхзвуковых и гиперзвуковых аэродинамических трубах // Ракетная техника и космонавтика. – 1969. – Т.7, № 3. – С. 80.
14. Струминский В. В., Харитонов А. М., Черных В. В. Экспериментальное исследование перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный при сверхзвуковых скоростях // Изв. АН СССР. МЖГ. –1972.– №2. – С.30–34.
15. Штейнхер Дж. Замечания о масштабных эффектах // Переводы ОНТИ ЦАГИ. – № 543, 1980. – С. 23.
16. Van Driest E. R. Calculation the Stability of the Laminar Boundary Layer in Compressible Fluid on a Flat Plate with Heat Transfer // Journ. Aero. Sci. –1952. –V.19. – P. 71.
17. Beckwith I. E., Bertram M. H. A Survey of NASA Langley studies on high-speed transition and the quiet tunnel –NASA-TM-X-2566. – 1972. – P. 67.
18. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М.: Наука. – 1969. – 742 с.
19. Гендерсон А. Переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный // Современные проблемы газовой динамики. – М.: Мир.–1971. – С. 88.
20. Снодграсс Р. Б. Полетные испытания по определению аэродинамического нагрева и точки перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный на носовой конической части ракеты "Викинг- 10"// Вопросы ракетной техники. – 1957.– № 1. – С.28.
21. Леонтьев А. И. Теория тепломассообмена. – М.: Высшая школа. – 1979. – 495 с.

Шийко А.Н. РАСЧЕТ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ТРЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА ПРИ НАЛИЧИИ В ПРИСТЕНОЧНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ЛАМИНАРНО - ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА

Приведены результаты расчетов аэродинамического нагрева и локального коэффициента трения на поверхности головной части реактивного летательного аппарата. На основании проведенных летных исследований и расчетов делается вывод о целесообразности использования теории турбулентных пятен Эммонса при расчетах аэродинамического нагрева и сопротивления трения в зоне ламинарно-турбулентного перехода. При наличии турбулентного режима обтекания используется асимптотическая теория турбулентного пограничного слоя С. С. Кутателадзе

и А. И. Леонтьева, которая учитывает эффекты сжимаемости и неизоермичности в пограничном слое.

Ключевые слова: конвективная теплоотдача, аэродинамическое сопротивление трения, аэродинамический нагрев, пограничный слой, ламинарно - турбулентный переход, турбулентные пятна Эммонса, коэффициент перемежаемости, асимптотическая теория турбулентного пограничного слоя, летный эксперимент, температура стенки, граничные числа Рейнольдса.

Shiyko O.M. THE PROBLEM OF CALCULATION OF HEAT TRANSFER AND FRICTION RESISTANCE OF SUPERSONIC AXISYMMETRIC OBJECTS UNDER THE SOLID PROPELLAND ENGINES OPERATING IN THE PRESENCE OF PARIETALI BOUNDARY LAYER LAMINAR-TURBULENT TRANSITION AND NON-ISOTHERMAL COMPRESSIBLITI EFFECTS

The results of calculations of aerodynamic heating and local coefficient of friction on the surface of the head of supersonic aircraft. On the basis of flight research and calculations suggest the usefulness of theory of turbulent spots of Emmon's calculations of aerodynamic heating and friction resistance in the laminar-turbulent transition.

Key words: aerodynamic resistance of friction, heat, the aerodynamic boundary layer, laminar-turbulent transition and turbulent stains of Emmon's, the flight experiment, temperature of wall, boundary Reynolds numbe

Стаття надійшла в редакцію: 04.10.2016

Рецензент: д.т.н., проф. **Топілін Г.Є.**

УДК 620.9(083)

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПРИМЕНЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ НАСОСОВ И ВЕТРОУСТАНОВОК В СИСТЕМАХ ОТОПЛЕНИЯ

Л. Г. Рожкова, к.т.н., доцент

М. Ю. Савченко-Перерва, к.т.н., ст. викладач

Сумський національний аграрний університет

В статье выполнен сравнительный анализ, с точки зрения экономической целесообразности, основных аспектов выбора систем отопления с помощью возобновляемых источников энергии: низкопотенциального тепла земли, воды, воздуха и так далее, а также энергии ветрового потока. Первое реализуется применением тепловых насосов, второе - ветроустановок. Выполнен примерный расчет величины теплопотерь объекта, потребляющего тепло. Отмечены преимущества и недостатки того и другого способа. Показаны составляющие ценообразования тепловых насосов и ветроустановок.

Ключевые слова: тепловые насосы, отопление, ветроустановки, теплопотери, возобновляемые источники энергии.

Постановка проблемы в общем виде. На современном этапе развития возникли глобальные проблемы, от решения которых зависит будущее всего человечества. Одна из таких проблем - энерго- и ресурсосбережение, так как потребности в энергии возрастают многократно, стоимость энергоносителей увеличивается, запасы традиционных источников энергии иссякают. Добавляется и экологический кризис вследствие использования невозобновляемых ресурсов планеты. Изменения климата могут привести человечество к катастрофе. Решением данной проблемы является использование альтернативных и возобновляемых источников энергии, а также максимальное использование произведенной сбрасываемой тепловой энергии.

Анализ последних исследований и публикаций. Одним из основных направлений в развитии и внедрении энергосберегающих технологий в мире отдается возобновляемым и нетрадиционным источникам энергии. Известно,

что ветроэнергетика является одним из наиболее перспективных направлений альтернативной энергетики. Так, инвестиции в мировой ветроэнергетический сектор в 2014г. увеличились на 11%, достиг рекордных 99,5 млрд долларов США по данным Bloomberg New Energy Finance. Мировой опыт также показывает, что оптимальное соотношение централизованных и децентрализованных электрогенерирующих мощностей в любой стране примерно равен 51:49 с небольшим преимуществом централизованной энергетики. В Украине соотношение централизованных и децентрализованных электрогенерирующих мощностей составляет 93:7, где только 7% децентрализовано, что обуславливает большие потери в энергетическом комплексе [1]. Задачу децентрализации может решить применение автономных источников энергии, в частности ветроустановок. При этом следует отметить, что ветроустановки могут использоваться не только в качестве электрогенерирующих устройств, но и