

УДК 533.6

В.В. Завіруха, пров. інж.

Ю.В. Ческідов, пров. інж.

Державне конструкторське бюро «Південне» ім. М.К. Янгеля

МЕТОД НАБЛИЖЕНОГО РОЗРАХУНКУ ГАЗОДИНАМІЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ЗАТОПЛЕНОГО СТРУМЕНЯ ТА СТРУМЕНЯ, ЩО ВИТІКАЄ В СУПУТНИЙ ПОТІК

(Представлено д.т.н., проф. Грабаром І.Г.)

У роботі використовується методика, що враховує форму межі струменя, стрибків ущільнення, які виникають у струмені. На основі емпіричних залежностей і класичних газодинамічних співвідношень побудована наближена методика розрахунків параметрів струменя.

Вступ

Для визначення аерогазодинамічних характеристик при розробці нових зразків ракетно-космічної техніки використовуються розрахункові методи, які базуються на різноманітних підходах. Розрахункові методи визначення характеристик можуть бути умовно розподілені на аналітичні, напівемпіричні та інженерні, чисельні методи. Вони відрізняються різною точністю та оперативністю отримання результатів. На початкових стадіях проектування застосовуються методи, які дозволяють за короткий час перебрати значну кількість проектних варіантів (це методики, які базуються на аналітичних, напівемпіричних та інженерних підходах). Далі застосовуються більш точні, але значно ресурсоемісні методи з ціллю уточнення характеристик і обґрунтування технічних рішень, що приймаються (так звані чисельні методи).

В роботі розглядається інженерний метод розрахунку газодинамічних параметрів середовища при витіканні струменя в затоплений простір та в супутний потік, який дозволяє визначити геометричну форму та газодинамічні параметри на початковій ділянці, так званій першій «бочці» струменя.

Зазначені параметри можуть бути використані для розрахунку променевих потоків до донної частини ракет-носіїв (РН) з односопловим двигуном у польоті з урахуванням зовнішнього потоку.

В роботі використані дані теоретичних та експериментальних досліджень різних організацій: НДІТП (м. Москва), ЦНДІМаш (м. Корольов), ЛМІ (м. Санкт-Петербург), а також результати досліджень, проведених в державному конструкторському бюро «Південне». Використовується емпірична методика, яка враховує форму границі струменя, стрибків ущільнення, які виникають в струмені та в зовнішньому потоці. На базі цих емпіричних залежностей та класичних газодинамічних співвідношень побудована наближена методика розрахунків параметрів всередині струменя.

За умовами середовища, у яке відбувається витікання газу із сопла, струмені поділяються на [4, 5]:

- затоплені, що утворюються при витіканні газу у середовище, заповнене нерухомим газом (повітрям і т.п.);
- струмені, що витікають у вакуум;
- струмені, що витікають у супутний потік (потік, який має напрямок витікаючого струменя).

У залежності від відношення тиску на зрізі сопла до тиску навколишнього середовища прийнято поділяти струмені на:

- розрахункові, в яких тиск на зрізі сопла дорівнює тиску в навколишньому середовищі: $P_a = P_n$;
- недорозширені – $P_a > P_n$;
- перерозширені – $P_a < P_n$.

Надзвуковий струмінь, що витікає із сопла, умовно розділяється на три ділянки:

1) газодинамічна ділянка, де вплив гужкості позначається лише у тонкому граничному прошарку; при цьому основна структура потоку тут може бути визначена при розв'язанні задачі газової динаміки ідеальної рідини;

2) перехідна ділянка, де істотно впливає гужкість, максимальна швидкість по перетину струменя не лежить на осі струменя;

3) основна ділянка, у якій осьова швидкість стає максимальною і в якій справедливі основні співвідношення теорії вільних турбулентних струменів.

У даній роботі розглядається початкова ділянка (частина газодинамічної ділянки) струменя, або так звана перша «бочка».

Для недорозширеного струменя, що витікає у затоплений простір, картина течії на початковій ділянці зображена на рис. 1, у цьому випадку на зрізі сопла виникає течія розрідження типу центрованої хвилі. Ця ділянка закінчується висячою ударною хвилею. Потім йде межа струменя, уздовж якої тиск постійний і дорівнює P_n .

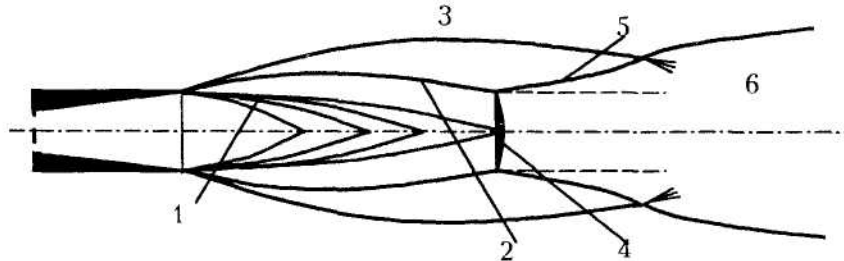


Рис. 1. Початкова ділянка затопленого недорозширеного струменя:
1 - центровані хвилі розрідження; 2 - висячий стрибок; 3 - межа струменя;
4 - диск Маха; 5 - відбитий стрибок; 6 - друга бочка струменя

У випадку перерозширеного струменя, що витікає в затоплений простір, коли $n < 1$ ($n = P_a / P_n$), утворюється картина течії, наведена на рис. 2. Тиск в навколишньому середовищі більший, ніж тиск на зрізі сопла, і через це утворюється стискування струменя на початковій ділянці.

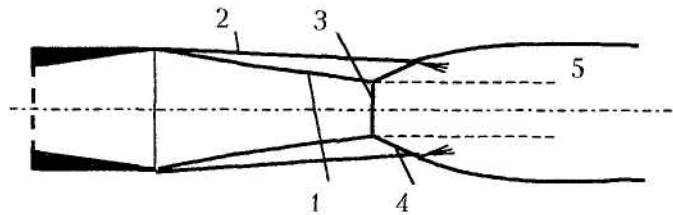


Рис.2. Початкова ділянка перерозширеного струменя, що витікає в затоплений простір:
1 - падаючий стрибок ущільнення; 2 - межа струменя; 3 - центральний стрибок (диск Маха); 4 - відбитий стрибок; 5 - друга «бочка» струменя

Структура недорозширеного струменя, що витікає у супутний потік, наведена на рис. 3 та рис. 4.

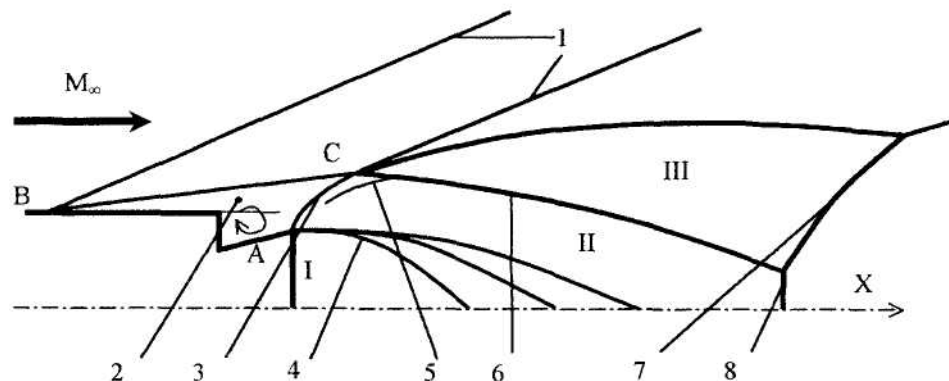


Рис. 3. Структура витікання недорозширеного струменя у супутний потік (випадок відриву): 1 - стрибки взаємодії супутного потоку зі струменем; 2 - донна зона; 3 - межа струменя; 4 - хвилі розширення; 5 - висячий стрибок; 6 - стрибок взаємодії всередині струменя; 7 - відбитий стрибок; 8 - диск Маха; В - точка відриву; С - точка приєднання; АС - ділянка затопленого струменя

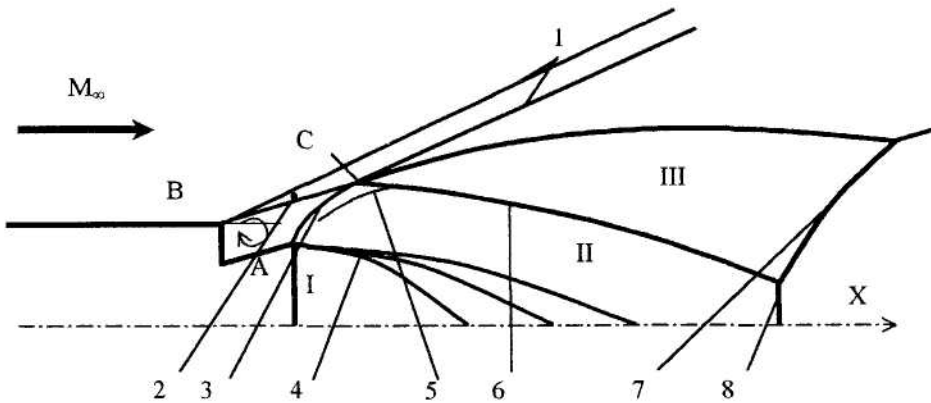


Рис. 4. Структура витікання недорозширеного струменя у супутний потік (випадає безвідривної зовнішньої течії): 1 – стрибки взаємодії супутного потоку зі струменем; 2 – донна зона; 3 – межа струменя; 4 – хвилі розширення; 5 – висячий стрибок; 6 – стрибок взаємодії всередині струменя; 7 – відбитий стрибок; 8 – диск Маха; В – точка відриву; С – точка приєднання; АС – ділянка затопленого струменя

Для розрахунку газодинамічних параметрів у струмені виділяються такі області:

I – область незбуреного потоку, у якій течія змінюється за таким же законом, що й у соплі;

II – область вільного розширення струменя, у якому розширення газу таке ж, як у струмені, що витікає у вакуум;

III – область стиснутого прошарку, що залежить від параметрів зовнішнього потоку.

Основними визначальними параметрами, від яких залежить структура течії, є [1]:

- відношення питомих теплоємностей газу струменя $k_z = C_p/C_v$ і супутного потоку $k_n = C_{pn}/C_{vn}$;
- число Маха на зрізі сопла M_a ;
- півкут розкриття сопла θ_a ;
- ступінь нерозрахунковості струменя $n = P_a/P_n$, де P_a і P_n – тиск на зрізі сопла й у навколишньому нерухомому середовищі, або у рівномірному незбуреному супутному потоці;
- число Re (надалі будемо розглядати струмені, що лежать в автомобільній за числом Re турбулентній області $Re = 10^5 \div 10^6$);
- число Маха M_n супутного потоку.

При великих ступенях нерозрахунковості кут θ_a мало впливає на картину витікання струменя.

1. Постановка задачі і метод наближеного розв'язку

Як видно з набору визначальних параметрів, вхідними даними для розрахунку геометричних і газодинамічних параметрів струменя є:

- параметри на зрізі сопла двигуна: число Маха, відношення питомих теплоємностей, тиск на зрізі сопла, півкут розкриття сопла;
- параметри у зовнішньому потоці: число Маха зовнішнього потоку, тиск у зовнішньому потоці.

При виконанні задачі визначалися наступні характеристики на початковій ділянці струменя:

- геометрична форма границі струменя і стрибків ущільнення;
- газодинамічні параметри: статичний тиск і температура газу у зазначених областях струменя з метою їх подальшого використання при визначенні променевих теплових потоків до донного теплозахисту РН.

Викладена далі наближена методика може бути застосована для розрахунку початкової ділянки струменя, що витікає в супутний потік при високих ступенях нерозрахунковості n ($n \geq 10$).

Будемо розглядати струмінь при таких припущеннях:

- газ струменя ідеальний;
- супутний потік надзвуковий;
- перемішування супутного потоку з газом струменя відсутнє.

При рішенні задачі використовуються співвідношення для ізентропічної течії, стрибків ущільнення, течії Прандтля-Мейєра, емпіричні залежності для форми межі струменя і стрибків, що йдуть від зрізу сопла, і відбитого стрибка ущільнення.

Для струменя:

- нерозрахованість струменя:

$$n = P_a / P_H; \tag{1}$$

- формула, що описує ізентропічне розширення газу [6]:

$$M_{zp} = \sqrt{\frac{2}{k-1} \left[\left(\frac{P_H}{P_k} \right)^{\frac{1-k}{k}} - 1 \right]}, \tag{2}$$

де P_k - тиск в камері;

P_H - тиск у зовнішньому середовищі біля зрізу сопла;

- співвідношення течії Прандтля-Мейера [11]:

$$N = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}} \arctg \left(\sqrt{\frac{M^2-1}{k+1}} \right) - \arctg(\sqrt{M^2-1}); \tag{3}$$

- початковий кут межі струменя з його віссю (рис. 6):

$$\alpha_0 = N(M_p) - N(M_a) + \theta_a. \tag{4}$$

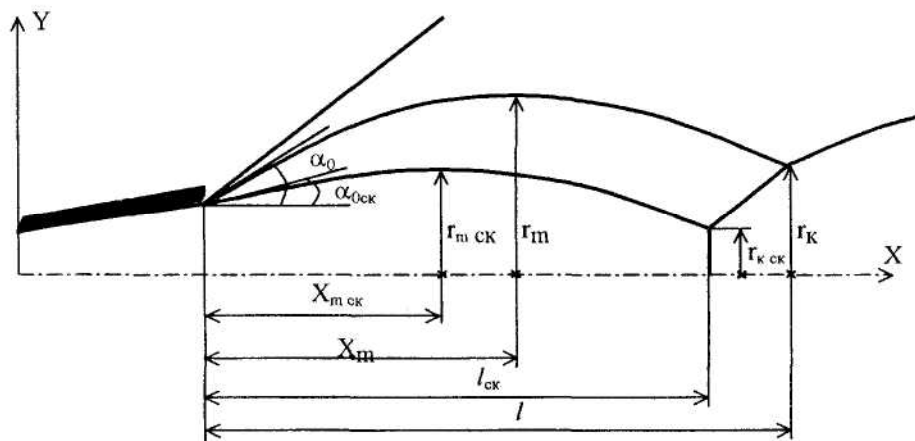


Рис. 5. Основні геометричні параметри струменя, що витікає в супутний потік

- відстань від зрізу сопла до максимального радіуса струменя:

$$X_m = 1.8 \cdot L_h \cdot r_0; \tag{5}$$

- максимальний радіус струменя:

$$r_m = 1.4 \cdot Y_h \cdot r_0; \tag{6}$$

- довжина початкової ділянки струменя:

$$l = 2.6 \cdot L_h \cdot r_0; \tag{7}$$

- кінцевий радіус початкової ділянки струменя:

$$r_h = 1.2 \cdot Y_h \cdot r_0. \tag{8}$$

Для стрибка:

- початковий кут висячого стрибка з віссю струменя:

$$\alpha_{0c} = \alpha_0 - \arcsin\left(\frac{1}{M_p}\right); \tag{9}$$

- відстань до максимального радіуса висячого стрибка:

$$X_{m\text{СК}} = 1.06 \cdot L_h \cdot r_0; \tag{10}$$

- максимальний радіус стрибка:

$$r_{m\text{СК}} = 1 \cdot Y_h \cdot r_0; \tag{11}$$

- довжина стрибка:

$$l_{\text{СК}} = 2 \cdot L_0 \cdot r_0; \tag{12}$$

- радіус диска Маха:

$$r_{\text{КСК}} = 0, \tag{13}$$

де

$$r_0 = r_a; \tag{14}$$

$$L_0 = \sqrt{n \cdot k} \cdot M_a; \tag{15}$$

$$L_h = L_0 \cdot M_n^{-0.25}; \tag{16}$$

$$Y_0 = (\sqrt{n} - 1) \frac{1}{k} (0.45 + 0.25M_a); \tag{17}$$

$$Y_h = Y_0 \cdot (1.4 - 0.51 M_n^{-0.25}). \tag{18}$$

У випадку затопленого струменя $L_h = L_0$, $Y_h = Y_0$.

Передбачається, що в області 1 (для сопла з потоком, що розгалуджується на виході) течія має вигляд сферичного джерела, у якому число Маха визначається співвідношенням [4]:

$$\frac{q(M)}{q(M_a)} = \left[\frac{R_a}{R} \right]^2, \tag{19}$$

$$\text{де } q(M) = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} M \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{-\frac{k+1}{2(k-1)}}, \tag{20}$$

$R_a = r_a / \sin \theta_a$ – радіус сфери, що проходить через зріз сопла;

R – радіус сфери, на якій визначаються газодинамічні параметри;

θ_a – півкут розкриття сопла.

На кінцевій характеристиці 2-го сімейства джерела, що йде від зрізу сопла до осі струменя, справедливе співвідношення:

$$0.5 (N(M) - N(M_a)) = \theta_a - \theta, \tag{21}$$

де M – поточне число Маха уздовж характеристики;

θ – кут між віссю струменя і лінією току джерела, що приходить у точку з зазначеним вище числом Маха.

Використовуючи співвідношення (21), знаходимо число Маха M_k у точці перетинання кінцевої характеристики джерела з віссю струменя ($\theta = 0$):

$$N(M_a) + 2\theta_a = N(M_k). \tag{22}$$

В області вільного розширення струменя використовується рішення для струменя, що витікає у вакуум. Задача тут вирішується методом характеристик.

В області стиснутого прошарку межа струменя підрозділяється на ділянку, яка розташована у зоні відриву або в зоні донного сліду (ділянка затопленого струменя), і ділянку в зоні взаємодії струменя з зовнішнім потоком.

Для визначення середнього тиску в зоні відриву використовується емпіричне співвідношення:

$$P_{отр} = P_n (A M_n + B), \tag{23}$$

де для повітря: $A = 0.68$; $B = 0.5$.

При цьому передбачається, що тиск у зовнішній течії на бічній поверхні РН перед відривом дорівнює атмосферному.

Для визначення числа Маха на межі ділянки затопленого струменя використовуються співвідношення для ізентропічного розширення потоку:

$$M_{zp} = \sqrt{\frac{2}{k-1} \left(P(M_{zp})^{\frac{1-k}{k}} - 1 \right)}; \tag{24}$$

$$P(M_{zp}) = \frac{P(M_a)}{n}, \tag{25}$$

де $n = P_{отр} / P_n = A M_n + B$;

$$P(M) = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{-\frac{k}{k-1}}; \tag{26}$$

$$N = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}} \arctg \left(\frac{\sqrt{M^2 - 1}}{\sqrt{\frac{k+1}{k-1}}} \right) - \arctg(\sqrt{M^2 - 1}); \tag{27}$$

$$\alpha_0 = N(M_{zp}) - N(M_a) + \theta_a. \tag{28}$$

Кут рідкого клина δ_{omp} визначаємо за перепадом тисків P_{omp}/P_n [5]:

$$M_n = \sqrt{\frac{\left(\frac{P_{omp}}{P_n} (k+1) + (k-1)\right)}{2k}}; \quad (29)$$

$$\delta_{omp} = \arctg \left(\frac{\sqrt{\left(\frac{M_n}{M_n}\right)^2 - 1}}{\frac{k+1}{2} \frac{M_n^2}{M_n^2 - 1} - 1} \right), \quad (30)$$

де M_n – число Маха нормальне до фронту стрибка при відриві.

Число Маха на межі відривної зони M_{omp} визначається за співвідношенням:

$$M_{omp} = \frac{M_1 \cdot \frac{\cos \theta_{omp}}{\cos(\theta_{omp} - \delta_{omp})}}{\sqrt{\frac{T_2}{T_1}}}, \quad (31)$$

де $T_2/T_1 = \frac{\frac{P_{omp}}{P_n} + \frac{k+1}{k-1}}{\frac{P_n}{P_{omp}} + \frac{k+1}{k-1}};$

$\theta_{omp} = \arcsin \left(\frac{M_n}{M_n} \right)$ – кут стрибка;

$k = 1.4$ (для повітря).

Для тиску в точці приєднання межі рідкого клина до струменя (P_{np}) використовується емпіричне співвідношення для приєднання граничного турбулентного прошарку:

$$P_{np} = (1.165 - 1.165) \cdot P_{omp} \quad (32)$$

де M_2 – число Маха на межі рідкого клина ($M_2 = M_{omp}$).

Виходячи з цього, кут приєднання в точці «С» (рис. 4) δ_{np} розраховується за такими співвідношеннями:

$$M_{n_2} = \sqrt{\frac{\left(\frac{P_{np}}{P_{omp}} (k+1) + (k-1)\right)}{2k}}; \quad (33)$$

$$\delta_{np} = \arctg \left(\frac{\sqrt{\left(\frac{M_2}{M_{n_2}}\right)^2 - 1}}{\frac{k+1}{2} \frac{M_2^2}{M_{n_2}^2 - 1} - 1} \right), \quad (34)$$

де M_{n_2} – число Маха нормальне до фронту стрибка в повітрі при приєднанні.

$$\theta_{np} = \arcsin \left(\frac{M_{n_2}}{M_2} \right). \quad (35)$$

Тут θ_{np} – кут стрибка у зовнішньому потоці при приєднанні;

$k = 1.4$ (для повітря).

Вважаючи, що на лінії тангенціального розриву при об'єднанні зовнішнього потоку і газу струменя (у точці приєднання), перепад тиску P_{np}/P_{omp} визначає всі інші параметри у газі на межі струменя за стрибком приєднання:

$$M_{n_2} = \sqrt{\frac{\frac{P_{np}}{P_{omp}} (k_2 + 1) + (k_2 - 1)}{2k_2}}; \quad (36)$$

$$\delta_z = \arctg \left(\frac{\sqrt{\left(\frac{M_{np}}{M_{zp}}\right)^2 - 1}}{\frac{k_z + 1}{2} \cdot \frac{M_{zp}^2}{M_{np}^2} - 1} \right); \tag{37}$$

$$\theta_z = \arcsin \left(\frac{M_{np}}{M_{zp}} \right). \tag{38}$$

Тут

k_z – для газу струменя;

M_{np} – число Маха нормальне до фронту стрибка в газі при приєднанні;

M_{zp} – число Маха на межі струменя в області затопленого струменя (24).

З рис. 6 може бути отримане геометричне співвідношення для кута нахилу межі струменя в точці приєднання зовнішнього потоку до злиття потоків α .

$$\alpha = \delta_{отр} + \delta_{пр} + \delta_z. \tag{39}$$

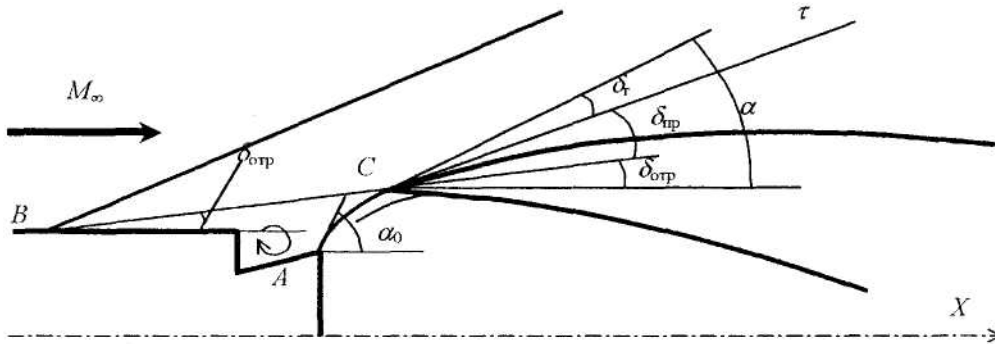


Рис. 6. Картина витікання недорозширеного струменя у супутній потік:

τ – лінія тангенціального розриву між зовнішнім потоком і струменем, дотична до межі струменя після взаємодії; δ_z – кут відхилення межі струменя за стрибком ущільнення при взаємодії зовнішнього потоку і струменя; $\delta_{отр}$ – кут відриву потоку; $\delta_{пр}$ – кут приєднання супутнього потоку; α_0 – початковий кут розширення струменя; α – сумарний кут

Для визначення положення точки приєднання використовуємо емпіричний засіб побудови межі струменя на ділянці затопленого струменя.

Межа затопленого струменя апроксимується еліпсом [13]. Центр еліпса у загальному випадку не збігається з центром зрізу сопла (рис. 7).

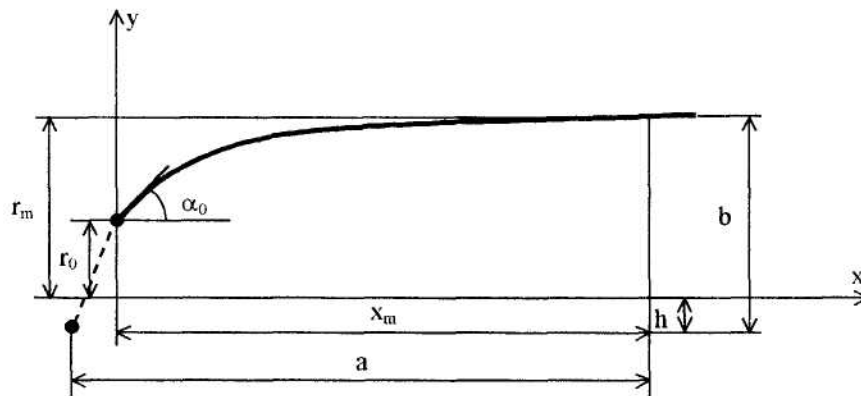


Рис. 7. Структура межі струменя, який апроксимується еліпсом:

a – велика піввісь еліпса; b – мала піввісь еліпса; x_m – положення максимуму межі струменя; r_m – максимальний радіус струменя; r_0 – радіус початкового перетину струменя; α_0 – початковий кут нахилу межі струменя

Для знаходження параметрів еліпса використовуються емпіричні співвідношення для максимального радіуса струменя, положення максимального радіуса струменя, довжина

«бочки» струменя, діаметр «бочки» струменя у кінцевому перетині, а також початковий кут нахилу межі струменя до її осі:

$$\operatorname{tg} \alpha_0 = \left(\frac{dy}{dx} \right)_A = \frac{-x \cdot b}{a^2 \cdot \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}}}; \quad (40)$$

$$a = \frac{x_m}{\sqrt{1 - u^2}}; \quad (41)$$

$$b = \frac{x_m \cdot \operatorname{tg} \alpha_0 \cdot u}{1 - u^2}; \quad (42)$$

$$u = \frac{1}{\frac{x_m \cdot \operatorname{tg} \alpha_0}{r_m - r_0} - 1}; \quad (43)$$

$$h = b - r_m; \quad (44)$$

$$r = y - h. \quad (45)$$

Після цього відшукуємо положення точки «С» на межі струменя, де виконується умова приєднання:

$$\left(\frac{dy}{dx} \right)_C = \operatorname{tg} \alpha, \quad (46)$$

де α знайдено раніше за формулою (39).

Таким чином, знаходимо координати точки приєднання x_{np} і r_{np} . При невеликих розмірах зони відриву у порівнянні з розмірами струменя межа струменя будується без урахування ділянки струменя в зоні відриву. Далі, за точкою приєднання зовнішнього потоку, будемо межу струменя, що витікає в супутній потік за такими даними.

Межа такого струменя, як і струменя, що витікає в затоплений простір, апроксимується еліпсом. Параметри еліпса визначаються за емпіричними співвідношеннями (5)–(18) для основних розмірів струменя в залежності від n , k , M_a , M_n .

Таким чином, тут передбачається, що максимум розмірів струменя достатньо далеко віддалений від точки приєднання, й умови в цій точці не впливають на такі розміри струменя.

Оскільки кут нахилу межі струменя при віддаленні від зрізу сопла зменшується і якщо $\alpha < \alpha_0$, то приєднання зовнішнього потоку відбувається на деякій відстані від зрізу сопла.

В протилежному випадку, якщо $\alpha \geq \alpha_0$, зменшуємо перепад тиску на стрибку взаємодії зовнішньої течії зі струменем, тобто задаємо $P < P_{omp}$ доти, доки не буде виконана умова $\alpha < \alpha_0$, тобто стрибок взаємодії зовнішнього потоку зі струменем переміщується до кромки корпусу.

Далі розрахунок ведемо за зазначеним вище методом.

2. Визначення газодинамічних параметрів у струмені

У зоні I газодинамічні параметри визначаються формулами (19), (20) і співвідношеннями ізентропічного розширення [3]:

$$p = p_k P(M), \quad P(M) = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{-\frac{k}{k-1}}; \quad (47)$$

$$T = T_k \tau(M), \quad (48)$$

де $\tau(M) = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{-1}$.

У зоні вільного розширення газодинамічні параметри (тиск і температура газу) визначаються методом характеристик [2]. Цей розрахунок не є темою даної роботи і тому співвідношення тут не наводяться.

Засіб розрахунків параметрів у зоні відриву та при приєднанні аналогічний до засобу визначення цих параметрів у зоні джерела і вільного розширення.

Нижче наведена методика розрахунків параметрів уздовж межі струменя для інших точок.

Передбачається, що зовнішній потік перед струменем має напрямок рівнобіжний осі ракети, а статичний тиск у ньому дорівнює атмосферному.

Тиск уздовж межі струменя розраховуємо або за співвідношенням Ньютона [4]:

$$P_{zp} = k P_n M_n^2 \sin^2 \delta + P_n \quad (49)$$

або за співвідношенням місцевого стрибка ущільнення:

$$P_{ep} = P_n \cdot \left(\frac{2k}{k+1} M_n^2 \sin^2 \theta - \frac{k-1}{k+1} \right), \quad (50)$$

де θ – кут нахилу стрибка;

δ – місцевий кут між зовнішнім потоком і межею струменя.

Кут нахилу стрибка та всі інші параметри стрибка ущільнення знаходяться за програмою «Таблицы газодинамических функций», розробленою в ДКБ «Південне».

Для визначення температури газу на межі струменя припускаємо, що уздовж цієї межі струменя відбувається ізентропічне розширення газу від максимального тиску в точці приєднання до атмосферного відповідно до залежності:

$$\frac{T_{ep}}{T_{np}} = \left(\frac{P_{ep}}{P_{np}} \right)^{\frac{k-1}{k}}; \quad (51)$$

$$T_{np} = T_{ep} \cdot \frac{P_{np}}{P_{ep}} + \frac{k+1}{k-1} \cdot \left(\frac{P_{ep}}{P_{np}} + \frac{k+1}{k-1} \right)^{-1}; \quad (52)$$

$$T_{гр} = T_k \cdot \tau (M_{гр}). \quad (53)$$

де P_{ep} – раніше розрахований тиск за формулою (50);

P_{np} – тиск у точці приєднання (32);

$\tau (M_{гр}) = \frac{1}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_{гр}^2 \right)}$ – газодинамічна функція температури;

$M_{гр}$ – знаходиться за формулою (24);

$P_{отр}$ – розраховується за співвідношенням (23);

$k = k_2$.

Параметри до стрибка визначаються розрахунком за методом характеристик і побудовою, наприклад, перетинання ліній рівних чисел Маха зі стрибком. Описання розрахунку форми стрибка $y_s = y(x_s)$ за емпіричними співвідношеннями наведено у розділі 1.

Для знаходження параметрів за стрибком ущільнення використовуються такі співвідношення:

$$P_2/P_1 = \frac{2k}{k+1} M_1^2 \sin^2 \theta_{ск} - \frac{k-1}{k+1}; \quad (54)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{\frac{P_2}{P_1} + \frac{k+1}{k-1}}{\frac{P_1}{P_2} + \frac{k+1}{k-1}}; \quad (55)$$

де P_2 – тиск за стрибком у стиснутому прошарку, який треба знайти;

P_1 – тиск перед стрибком;

T_2 – температура газу за стрибком;

T_1 – температура газу перед стрибком;

$k = k_2$;

$\theta_{ск} = \alpha + \varphi$ – місцевий кут стрибка ущільнення;

$\alpha = \frac{dy_s}{dx_s}$ – кут між дотичною до стрибка і віссю струменя;

φ – кут нахилу ліній току до стрибка ущільнення в струмені до осі струменя.

Для великих ступенів нерозрахунковості кут φ може бути визначений приблизно:

$$\varphi = \arctg \left(\frac{y}{x} \right). \quad (56)$$

3. Аналіз результатів

Для перевірки методики даної роботи був проведений розрахунок геометрії струменя та газодинамічних параметрів на межі струменя для $M_a = 3$; $k_2 = 1.3$; $n = 200$; $M_n = 6$ і проведене порівняння отриманих результатів з результатами розрахунків методом характеристик роботи [2] для тих же параметрів.

Результати порівняння наведені на рис. 8 та рис. 9, де координати X , Y віднесені до радіуса сопла r_a ; тиск P_2 на межі струменя віднесений до тиску набігаючого потоку $P_1 = P_\infty$.

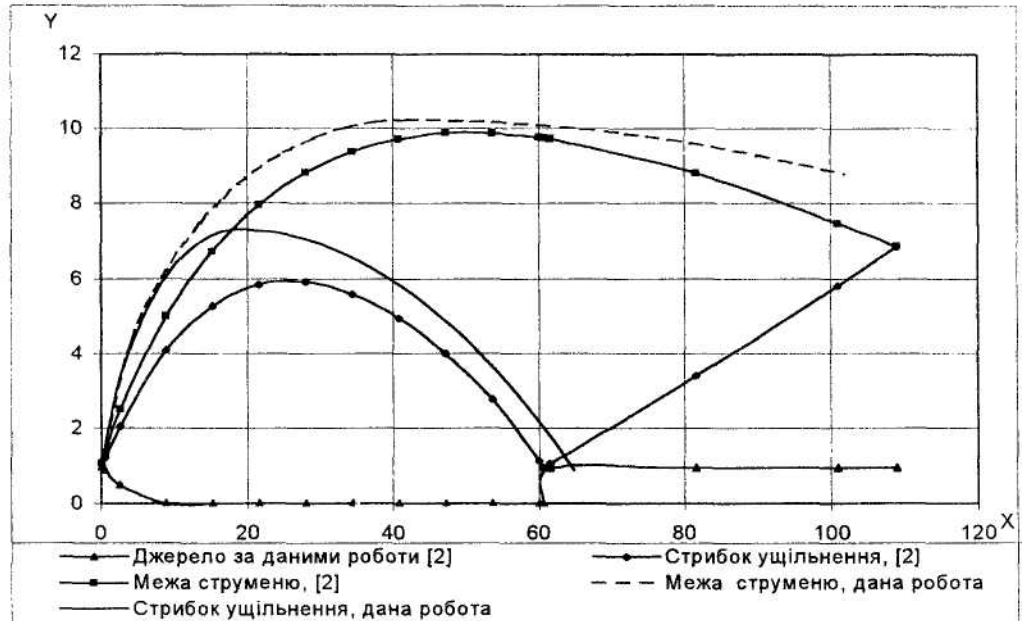


Рис. 8. Порівняння геометрії розрахованого струменя за наближеною методикою даної роботи з даними роботи [2]

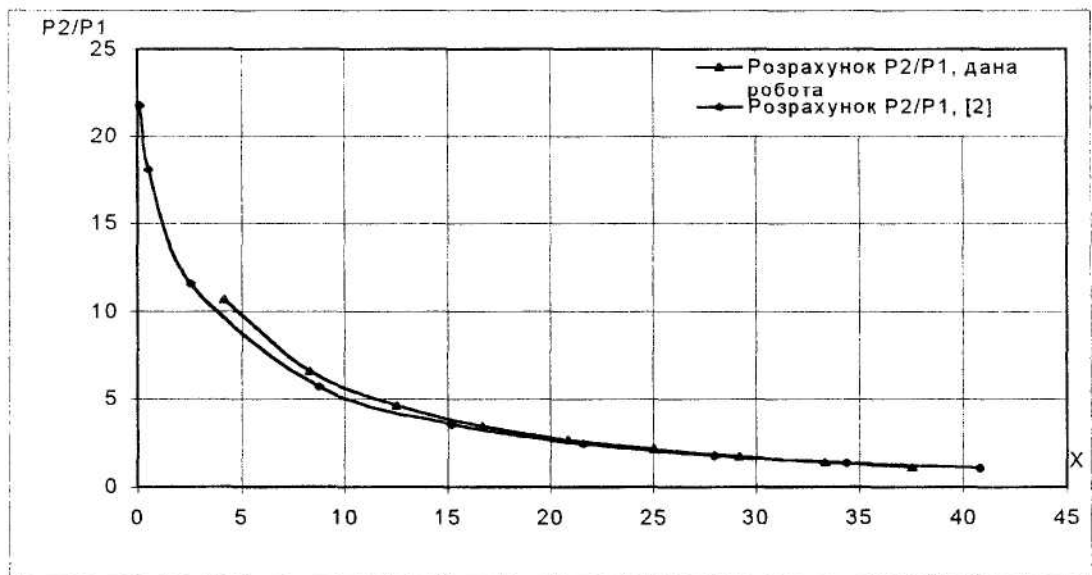


Рис. 9. Порівняння результатів розрахунку відносного тиску за методикою даної роботи з результатами методики [2]

Як видно із рис. 8 та рис. 9, співпадання межі струменя, стрибка ущільнення та відносного тиску на межі задовільне для досягнення мети нашої роботи – застосування зазначених параметрів щодо визначення променистих теплових потоків до теплозахисного екрану ракети.

Висновки

1. Параметри першої «бочки» одиночного струменя в діапазоні найбільш характерних параметрів двигуна першого ступеня ракети-носія ($M_a = 3..4$, $k = 1.15..1.25$, $M_n > 1$, $n > 10$) можуть бути розраховані за наведеною у роботі методикою.

2. Результати розрахунку форми струменя та стрибка ущільнення і газодинамічних параметрів у струмені за наближеною методикою даної роботи задовільно співпадають з розрахунками за точним методом характеристик [2].

3. Розроблена методика дозволяє за короткий час з невеликою кількістю початкових даних виконати розрахунки геометрії та газодинамічних параметрів струменя двигуна РН. Це дозволяє застосувати отримані розрахунки для проектування теплозахисного екрану двигуна РН, на який впливають променисті теплові потоки струменя.

ЛІТЕРАТУРА:

1. Волконская Т.Г. Расчет сверхзвуковых осесимметричных струй: Сборник «Числовые методы в газовой динамике», Вып.2. – Изд-во МГУ, 1963.
2. Гинзбург И.П. Аэродинамика. – Изд-во «Висшая школа», Москва, 1966.
3. Пакет программ расчета силовых нагрузок на осесимметричные тела, произвольно расположенные в поле течения струи в вакууме. – ЛМИ, 1990.
4. Численное исследование начального участка вязкой сверхзвуковой струи, истекающей в затопленное пространство. – НТО, ЦНИИМаш, 1974.
5. Eugene S. Love, Carl E. Grisby, Louise P. Lee, Mildred J. Woodling. «Experimental and theoretical studies of axysymmetric free jets». NASA, 1959. Langley Research Center, Langley Field, Va. Technical Report R-6.

ЗАВІРУХА Володимир Валерійович – провідний інженер Державного конструкторського бюро «Південне» ім. М.К. Янгеля.

Наукові інтереси:

- дослідження газодинамічних процесів при старті ракет-носіїв;
- дослідження газодинаміки перехідних процесів;
- дослідження сполучених задач теплообміну

ЧЕСКІДОВ Юрій Васильович – провідний інженер Державного конструкторського бюро «Південне» ім. М.К. Янгеля.

Наукові інтереси авторів:

- дослідження газодинамічних процесів при старті ракет-носіїв;
- дослідження газодинаміки перехідних процесів;
- дослідження сполучених задач теплообміну

Подано 13.08.2002