УДК 533.95 https://doi.org/10.15407/itm2024.04.063

Б. В. ЮРКОВ, Д. К. ВОРОНОВСЬКИЙ, М. А. ТОКМАК, С. В. НОСІКОВ

АЕРОДИНАМІЧНІ КОЕФІЦІЄНТИ СИЛИ ОПОРУ ШОРСТКУВАТИХ ТІЛ ПРОСТОЇ ГЕОМЕТРИЧНОЇ ФОРМИ

Інститут технічної механіки
Національної академії наук України і Державного космічного агентства України,
вул. Лешко-Попеля, 15, 49005, Дніпро, Україна; e-mail: bohdanyurkov@gmail.com

Розглянуто вплив шорсткості поверхні полімеру – поліміду Kapton-H, який є типовим конструкційним матеріалом зовнішніх поверхонь космічних апаратів (КА), – на аеродинамічні коефіцієнти сили опору тіл простої геометричної форми. Поліімід Kapton-H є еталонним матеріалом, який застосовується при тестуванні полімерів на стійкість щодо тривалої дії навколосупутникового середовища. Поліімід Kapton-H є слабо шорсткуватим матеріалом. При експлуатації на дуже низьких орбітах (VLEO) шорсткість полімерів значно збільшується. Змінюються коефіцієнти акомодації імпульсу та енергії при взаємодії полімерів з атомами та молекулами навколосупутникового середовища. Внаслідок зміни коефіцієнтів змінюються і аеродинамічні коефіцієнти сили опору елементів конструкції КА. Визначено вплив зміни шорсткості поверхонь полімерів на аеродинамічні коефіцієнти сили опору сфери, циліндра та конуса.

Необхідність досліджень аеродинамічних коефіцієнтів сили опору шорсткуватих тіл простої геометричної форми обумовлена сучасними тенденціями в області космічних досліджень, зокрема потребою у тривалій експлуатації КА на VLEO на висотах від 170 км до 300 км. Умови таких орбіт характеризуються дією гіперзвукових потоків атомарного кисню (АК) з річним флюєнсом від $1 \cdot 10^{22}$ атомO/см² до $1 \cdot 10^{23}$ атомO/см². Ці умови суттєво впливають на експлуатаційні характеристики КА, особливо на конструкційні матеріали зовнішніх поверхонь, серед яких важливу роль відіграють полімери. Під дією атомарного кисню відбувається деградація полімерних матеріалів, яка проявляється в зміні структури поверхонь, їхньої шорсткості та глибині ерозії. Це, у свою чергу, призводить до зміни аеродинамічних та теплових характеристик, а також процесів взаємодії між атомами кисню та полімерною поверхнею.

Зокрема, зміна шорсткості поверхонь матеріалів призводить до зміни таких важливих параметрів, як інтегральний коефіцієнт поглинання сонячного випромінювання, аеродинамічні коефіцієнти передачі імпульсу та енергії атомів кисню до поверхні полімеру. Водночас, ці коефіцієнти залежать від флюенсу атомів кисню, шорсткості поверхні, а також кута між вектором швидкості атомів кисню і нормаллю до поверхні. Всі ці фактори визначають зміни в тепловому режимі та аеродинамічних характеристиках КА на дуже низьких орбітах, що є ключовим для довготривалого функціонування таких апаратів.

Наслідком зміни аеродинамічних коефіцієнтів сили опору елементів конструкцій та теплового режиму поверхонь космічних апаратів є зміна терміну активної експлуатації космічних апаратів. Наведені результати мають практичне значення для відбору полімерних матеріалів зовнішніх поверхонь КА на етапі проєктування.

Ключові слова: *коефіцієнти сили опору, поліімід, шорсткість, космічні апарати.*

This paper considers the effect of the surface roughness of Kapton-H polyimide, a typical structural material for the outer surfaces of spacecraft, on the drag coefficients of bodies with simple geometric shapes (a sphere, a cylinder, and a cone). Kapton-H is a benchmark material used in testing polymers for resistance to long-term exposure to the near-satellite environment. The Kapton-H roughness is low. However, during the operation in very low Earth orbits (VLEOs), the roughness of polymers signifi cantly increases. When polymers interact with atoms and molecules of the near-satellite environment, their momentum and energy accommodation coefficients change. As a result, the spacecraft component drag coefficients change too.

The need for studying the drag coefficients of rough bodies with simple geometric shapes stems from the current trends in space research, in particular the need for a long operation of spacecraft in VLEOs at altitudes from 170 km to 300 km, where spacecraft are exposed to hypersonic atomic oxygen (AO) flows with an annual fluence from 1×10^{22} atoms O/cm² to 1×10^{23} atoms O/cm². These conditions significantly affect the service performance of spacecraft, especially those of the structural materials of their outer surfaces, among which polymers play an important role. Exposure to atomic oxygen degrades polymer materials, which manifests itself in changes in the surface structure, roughness, and erosion depth. This, in turn, leads to changes in the aerodynamic and thermal characteristics and the processes of polymer surface – AO interaction.

In particular, changes in the surface roughness of materials change important parameters, such as the solar absorptance and the AO-to-surface momentum and energy transfer coefficients. At the same time, these coefficients depend on the AO fluence, the surface roughness, and the angle between the oxygen atom velocity and the normal to the body surface. All these factors govern changes in the thermal conditions and aerodynamic characteristics of spacecraft in VLEOs, which is crucial for a long-term spacecraft operation.

Changes in the drag coefficients and thermal conditions of spacecraft surfaces affect the service life of spacecraft. The presented results are of practical importance in selecting polymer materials for spacecraft's outer surfaces at the design stage.

Keywords: *drag force coefficients, polyimide, roughness, spacecraft.*

Вступ. Рух об’єктів у гіперзвукових потоках розрідженого газу є важливим аспектом досліджень у таких галузях, як авіація та космонавтика.

Навколосупутникове середовище на висотах близько 300 км є надзвичайно агресивним для полімерних матеріалів, що використовуються в космічних апаратах. Дослідження, проведені на орбітальній станції МКС та космічному кораблі «Space Shuttle», показали, що матеріали зазнають ерозії, що проявляється у втраті маси та зменшенні товщини покриттів [1 – 3]. На висотах 300 км аеродинамічний опір є однією з основних проблем, оскільки він безпосередньо визначає ефективність руху об’єктів на надвисоких швидкостях, а також впливає на стійкість і безпеку експлуатації аерокосмічних апаратів, що працюють в таких умовах [4].

Умови тривалої експлуатації космічних апаратів (КА) на дуже низьких орбітах (VLEO) обумовлені дією гіперзвукових потоків атомарного кисню з річним флюенсом від $1\cdot10^{22}$ атомО/см^2 до $1\cdot10^{23}$ атомО/см^2. За таких умов відбувається значна деградація типових полімерів – конструкційних матеріалів зовнішніх поверхонь КА. Практичні дослідження показують, що процес деградації полімерів триває протягом усього терміну їх використання на орбіті, що вимагає постійного моніторингу та вдосконалення матеріалів, які використовуються для виготовлення космічних апаратів [5, 6].

В умовах гіперзвукових швидкостей важливу роль у формуванні аеродинамічного опору відіграють різноманітні фактори, серед яких одним з ключових є поверхнева шорсткість об’єкта. При високих швидкостях руху та великих температурах навколо об’єкта утворюються складні, нелінійні потоки газу, де шорсткість поверхні може суттєво впливати на структуру примежевого шару, на розвиток ударних хвиль і, як наслідок, на величину аеродинамічного опору. Відомо, що в умовах низького тиску та високих температур, які характерні для гіперзвукових режимів, навіть незначні зміни у поверхневій структурі можуть мати значний вплив на загальну аеродинамічну поведінку об’єкта.

Одним із основних завдань, що стоять перед дослідниками в цій області, є вивчення аеродинамічних коефіцієнтів сили опору для тіл з різною поверхневою шорсткістю. Розуміння того, як шорсткість змінює аеродинамічні характеристики тіл, дозволяє розробляти ефективніші конструкції, що оптимізують опір і підвищують загальну ефективність аерокосмічних апаратів, а також сприяють зменшенню енергетичних витрат у гіперзвукових режимах. Шорсткість поверхні в таких умовах може призводити до утворення додаткових турбулентних потоків, змінювати структуру ударних хвиль, а також впливати на розподіл температури на поверхні об’єкта, що, в свою чергу, може значно змінити аеродинамічний опір.

Дослідження аеродинамічних коефіцієнтів опору для тіл простих геометричних форм, найбільш поширених у космічній техніці, таких як сфери та циліндри, є основою для розуміння загальних принципів аеродинаміки в гіперзвукових режимах. Ці форми часто використовуються як математичні моделі для більш складних тіл, що дозволяє знизити складність обчислень і спрощує аналіз основних аеродинамічних ефектів. Для цих тіл можна легко варіювати параметри шорсткості та досліджувати, як зміни в структурі поверхні впливають на величину аеродинамічного опору. Такі дослідження дають можливість сформулювати загальні закономірності і створити рекомендації для оптимізації конструкцій об'єктів, що рухаються в умовах гіперзвукових потоків.

Метою цієї роботи є вивчення впливу величини поверхневої шорсткості на аеродинамічні коефіцієнти опору для тіл простих геометричних форм (сфера, циліндр та конус) в умовах гіперзвукового потоку розрідженого газу. Зокрема, буде досліджено, як зміни у характеристиках поверхні впливають на кінцеву величину опору. Застосування числових методів та теоретичних моделей дозволить провести детальний аналіз залежності коефіцієнта опору від параметрів шорсткості та сформулювати рекомендації для практичного використання в інженерних розробках. Очікується, що результати дослідження допоможуть підвищити точність прогнозування аеродинамічних властивостей високошвидкісних об'єктів, зменшити їхній аеродинамічний опір і, як наслідок, підвищити ефективність і безпеку їхньої експлуатації в гіперзвукових потоках.

Для осесиметричних тіл коефіцієнт сили опору дорівнює

$$C_X = \frac{1}{A_W^*} \int\limits_{(A_W)} \left(p \cos\theta_1 + \tau \sin\theta_1 \right) d\theta_1 , \tag{1}$$

де p, τ – повні (сумарні) коефіцієнти передачі імпульсу; A_W – площа поверхні; $p = \int\limits_0^\infty \int\limits_{-\infty}^\infty \int\limits_{-\infty}^\infty p_0(\theta_1) f(\vec{V}_1) d\vec{V}_1$; $\tau = \int\limits_0^\infty \int\limits_{-\infty}^\infty \int\limits_{-\infty}^\infty \tau_0(\theta_1) \sin\theta_2 f(\vec{V}_1) d\vec{V}_1$; A_W^* – мідель тіла; p_0, τ_0 – локальні коефіцієнти передачі нормального і тангенціального імпульсу одиниці площі поверхні твердого тіла; $f(\vec{V}_1)$ – густини розподілу частинок гіперзвукового потоку за швидкостями в околиці точки з радіус-вектором r_w згідно з [7], [8]; θ_1 кут падіння частинок на поверхню; $\vec{V}_1$ – вектор середньої швидкісті частинок, які падають на поверхню; $\theta_2 < \pi/2$ – кут відбиття частинок від поверхні.

При «дзеркальному розсіянні» газових частинок від поверхні твердого тіла [7]

$$p_0(\theta_1) = 2\cos^2\theta_1 ; \ \tau_0(\theta_1) = 0$$

і

$$\begin{cases} p(\theta_1) = p_0(\theta_1) - 4\delta^2 \left(1 - \frac{3}{2}\sin^2\theta_1 \right) , \\ \tau(\theta_1) = 2\delta^2 \sin 2\theta_1 \end{cases} \tag{2}$$

де δ – коефіцієнт шорсткості поверхні тіла.

При «дифузному розсіянні» газових частинок від поверхні твердого тіла [7]

$$p_0(\theta_1) = \frac{\sqrt{\alpha}}{S_\infty} \cos\theta_1 + 2\cos^2\theta_1 , \quad \tau_0(\theta_1) = \sin 2\theta_1 + \frac{\sqrt{\alpha}}{S_\infty} g(\delta) \sin\theta_1 ,$$

і

$$\begin{cases} p(¯_1) = p_0(¯_1) - \pm^2 \dfrac{\sqrt{®}}{2S_\infty}\cos ¯_1 \\ ²(¯_1) = ²_0(¯_1) + \pm^2 \dfrac{\sqrt{®}}{2S_\infty}\sin ¯_1 \end{cases}, \qquad (3)$$

де $S_\infty = U_\infty \big/ \sqrt{2kT_\infty / M_{AK}}$ – швидкісне відношення для атомарного кисню (АК); U_∞ – швидкість польоту КА; k – постійна Больцмана; T_∞ – температура потоку, що набігає на тіло; M_{AK} – маса атомів кисню; $g(\pm) = 1 - \sqrt{\dfrac{®}{2}}\dfrac{1}{\pm}\left[1 - \mathrm{erf}\left(\dfrac{1}{\sqrt{2\pm}}\right)\right]\exp\left(1/2\pm^2\right)$; $\mathrm{erf}(x) = \dfrac{2}{\sqrt{®}}\int_o^x e^{-t^2}dt$ – інтеграл ймовірності.

Оскільки об’єктом дослідження є поліімід Kapton-H, який широко використовується на борту КА і відноситься до класу початково-гладких і слабко шорсткуватих поверхонь, для яких найбільш ймовірним є механізм «дзеркального розсіяння» атомів газу при гіперзвуковому обтіканні тіл простої геометричної форми (сфери, циліндру). А тому що умови на VLEO призводять до того, що механізм «дифузного розсіяння» стає більш ймовірним, тому важливо розглянути обидва зазначені вище механізми.

Коефіцієнт сили опору сфери $C_X^{сфера}$ в гіперзвуковому вільно-молекулярному потоці має вигляд [7]

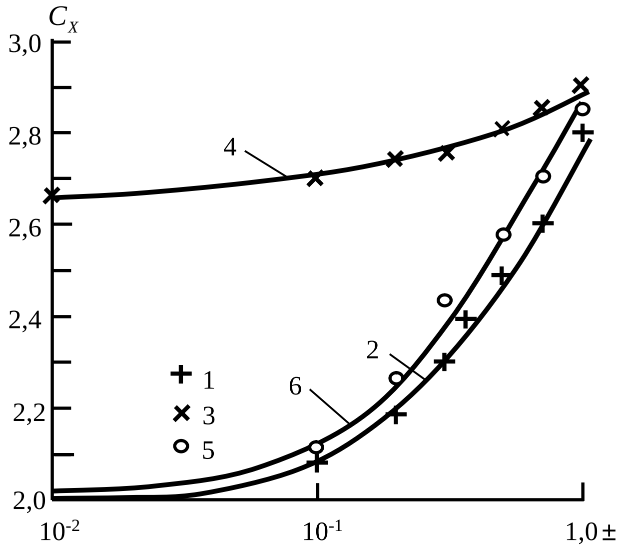
$$C_X^{сфера} = 2\int_0^{®/2}\left(p\cos ¯_1 + ²\sin ¯_1\right)\sin ¯_1 d¯_1 . \qquad (4)$$

При «дзеркальному розсіянні» частинок від початково-гладких поверхонь залежність коефіцієнта сили опору сфери $C_X^{сфера}$ від коефіцієнта шорсткості приведено в табл. 1, а також на рис. 1. З табл. 1 випливає, що при «дзеркальному розсіянні» частинок від поверхні твердого тіла із збільшенням коефіцієнта шорсткості $\pm$ коефіцієнт сили опору сфери в гіперзвуковому ($S_\infty \ge 5{,}0$) потоці збільшується від $C_X^{сфера}$ =2,0 ($\pm \approx 0{,}01$) до $C_X^{сфера}$ =2,80 ($\pm \approx 1{,}0$), тобто на ~ 40 %.

Таблиця 1 – Залежність коефіцієнта сили опору $C_X^{сфера}$ сфери при «дзеркальному розсіянні» частинок у гіперзвуковому потоці АК при $S_\infty \approx 5{,}0$ від коефіцієнта шорсткості поверхні тіла $\pm$

Коефіцієнт шорсткості поверхні $\pm$	0,01	0,1	0,2	0,3	0,5	0,7	1,0
Коефіцієнт сили опору $C_X^{сфера}$ сфери	2,00	2,08	2,19	2,30	2,49	2,60	2,80

Коефіцієнт $\pm \approx 1{,}0$ для полііміда Kapton-H має місце при опромінюванні потоком атомарного кисню з річним флюенсом $F_{AK} \approx 10^{22}$ атомО/см^2. Такі умови реалізуються при мінімумі сонячної активності на висоті ~ 250 км, при максимумі сонячної активності на висоті ~340 км, для середнього рівня сонячної активності на висоті ~ 280 км.



1 – сфера; 3 – циліндр; 5 – конус; 2, 4, 6 – усереднення для сфери, циліндра і конуса відповідно

Рис. 1 – Залежність коефіцієнта сили опору сфери, поперечного циліндра і конуса з кутом пів-розхилу ≈ 45° від коефіцієнта шорсткості при «дзеркальному розсіянні» частинок

При «дифузному розсіянні» від поверхні твердого тіла частинок гіперзвукового вільно-молекулярного потоку для коефіцієнта сили опору сфери в гіперзвуковому вільно-молекулярному потоці газу маємо [7, 8]

$$C_X^{сфера} = 2 + \frac{2\sqrt{®}}{3S_\infty}\left[1 + 2g(±)\right]. \quad (5)$$

Залежності коефіцієнта сили опору сфери $C_X^{сфера}$ від коефіцієнта шорсткості ± при $S_\infty \approx 5{,}0$ наведено в табл. 2 і на рис. 2.

Таблиця 2 – Залежність коефіцієнта сили опору сфери $C_X^{сфера}$ при «дифузному розсіянні» частинок на поверхні від коефіцієнта шорсткості поверхні ±

Коефіцієнт шорсткості поверхні ±	0,01	0,1	0,2	0,3	0,5	0,7	1,0
Коефіцієнт сили опору $C_X^{сфера}$ сфери	2,24	2,25	2,26	2,30	2,35	2,41	2,48

Коефіцієнт сили опору сфери при «дифузному розсіянні» частинок на поверхні в гіперзвуковому потоці збільшується від значення $C_X^{сфера} \approx$ 2,24 (± =0,01) до $C_X^{сфера}$ ≈2,48 (± ≈1,0), тобто на ≥11 %.

Коефіцієнт сили опору циліндра, ось симетрії якого ортогональна вектору швидкості $\vec{U}_\infty$ гіперзвукового потоку (поперечний циліндр) має вигляд [7]

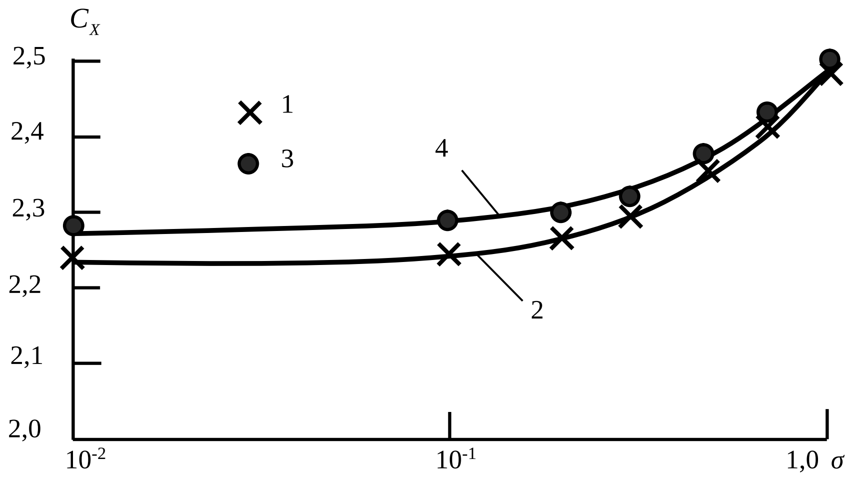
$$C_X^{цил} = \int_o^{®/2} \left(p\cos¯_1 + ²\sin¯_1\right) d¯_1. \quad (6)$$

У гіперзвуковому вільно-молекулярному потоці АК при «дзеркальному розсіянні» від початково-гладкої поверхні з використанням співвідношень (2) в (5) одержимо залежність коефіцієнта сили опору поперечного циліндра $C_X^{цил}$ від коефіцієнта шорсткості поверхні ± .

Залежності $C_X^{цил}$ від коефіцієнту шорсткості поверхні ± при $S_\infty \approx 5{,}0$ наведено в табл. 3 і на рис. 1.

Таблиця 3 – Залежність коефіцієнта сили опору поперечного циліндра $C_X^{цил}$ при «дзеркальному розсіянні» частинок в гіперзвуковому потоці АК (S_∞ ≈5,0) від коефіцієнта шорсткості поверхні ± .

Коефіцієнт шорсткості поверхні ±	0,01	0,1	0,2	0,3	0,5	0,7	1,0
Коефіцієнт сили опору $C_X^{цил}$ поперечного циліндра	2,67	2,70	2,74	2,76	2,80	2,85	2,90



1 – сфера; 3 – поперечний циліндр; 2, 4 – усереднення для поперечного циліндра і сфери відповідно

Рис. 2 – Залежність коефіцієнта сили опору $C_X^{сфера}$ сфери і поперечного циліндра $C_X^{цил}$ від коефіцієнта шорсткості поверхні ± при «дифузному розсіянні» частинок на поверхні

Значення коефіцієнта сили опору поперечного циліндра $C_X^{цил}$ при «дзеркальному розсіянні» частинок зростає від $C_X^{цил} \approx$ 2,67 при ± = 0,01 до $C_X^{цил} \approx$ 2,90 при ± = 1,0, тобто на ~ 8,6 %.

При «дифузному розсіянні» частинок від поверхні полімеру для коефіцієнта сили опору поперечного циліндра в гіперзвуковому вільно-молекулярному потоці кисню маємо [7], [8]

$$C_X^{цил} = 2 + \frac{®^{3/2}}{4S_\infty}\left[1 + g\left(\pm\right)\right]. \quad (7)$$

Залежність коефіцієнта сили опору $C_X^{цил}$ поперечного циліндра при «дифузному розсіянні» частинок від поверхні приведено в табл. 4 і на рис. 2.

Таблиця 4 – Залежність коефіцієнта сили опору $C_X^{цил}$ поперечного циліндра при «дифузному розсіянні» частинок від коефіцієнта шорсткості поверхні.

Коефіцієнт шорсткості поверхні ±	0,01	0,1	0,2	0,3	0,5	0,7	1,0
Коефіцієнт сили опору $C_X^{цил}$ поперечного циліндра	2,28	2,29	2,30	2,33	2,38	2,43	2,49

Як і для сфери, коефіцієнт сили опору поперечного циліндра $C_X^{цил}$ при «дифузному розсіянні» частинок від поверхні змінюється порівняно слабко – на ≤ 9,2 %.

Коефіцієнт сили опору конуса з кутом падіння частинок $\theta_1 = \pi/2 - \beta$ при гіперзвуковому обтіканні у вільно-молекулярному потоці кисню [7, 8]

$$C_X^{конус} = p + \tau \operatorname{tg}\theta_1 . \quad (8)$$

При обтіканні конуса з початково-гладкою поверхнею і $\beta \approx 45°$ з (8) з використанням співвідношення (2) одержимо залежність $C_X^{конус}(\sigma)$, наведену в табл. 5 і на рис. 1.

Таблиця 5– Залежність коефіцієнта сили опору конуса $C_X^{конус}$ при β = 45° від коефіцієнта шорсткості поверхні σ

Вид розсіяння атомів кисню від поверхні	Коефіцієнт шорсткості поверхні σ						
	0,01	0,1	0,2	0,3	0,5	0,7	1,0
	Коефіцієнт сили опору конуса $C_X^{конус}$						
«Дзеркальне розсіяння»	2,05	2,11	2,26	2,42	2,58	2,70	2,85
«Дифузне розсіяння»	2,25	2,26	2,27	2,28	2,30	2,33	2,51

При «дзеркальному розсіянні» частинок від початково-гладкої поверхні конуса з кутом напів-розхилу $\beta \approx 45°$ коефіцієнт сили опору $C_X^{конус}$ при гіпер-звуковому обтіканні змінюється від $C_X^{конус} \approx 2{,}05$ при σ =0,01 до $C_X^{конус} \approx 2{,}85$ при σ =1,0, тобто на ~39 %.

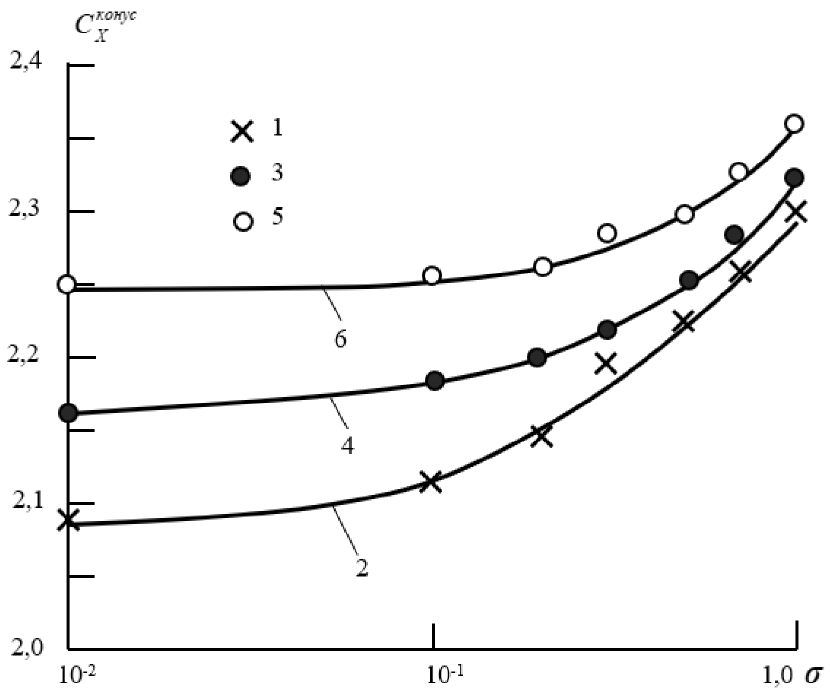
При «дифузному розсіянні» частинок від поверхні конуса залежність коефіцієнта сили опору $C_X^{конус}$ від коефіцієнта шорсткості σ в гіперзвуково-му потоці має вигляд [7, 8]

$$C_X^{конус} = 2 + \frac{\sqrt{\pi}}{S_\infty} \sin\beta \left[1 + g(\sigma) \operatorname{ctg}^2 \beta \right] . \quad (9)$$

Розрахункові залежності $C_X^{конус}$ при «дифузному розсіянні» частинок від коефіцієнта шорсткості поверхні σ для $S_\infty \approx 5{,}0$ при різних значеннях кута напів-розхилу β наведено в табл. 6 і на рис. 3.

Таблиця 6 – Залежності коефіцієнта сили опору конуса $C_X^{конус}$ при «дифузному розсіянні» частинок від коефіцієнта шорсткості поверхні ± для різних кутів напів-розхилу конуса

Кут напів-розхилу конуса	Коефіцієнт шорсткості поверхні ±						
	0,01	0,1	0,2	0,3	0,5	0,7	1,0
	Коефіцієнт сили опору конуса $C_X^{конус}$						
15 °	2,09	2,11	2,14	2,22	2,25	2,27	2,32
30 °	2,18	2,19	2,20	2,24	2,25	2,27	2,33
45 °	2,25	2,26	2,27	2,28	2,30	2,32	2,35
60 °	2,31	2,315	2,317	2,32	2,32	2,33	2,36



1 – β = 15°; 3 – β = 30°; 5 – β = 45°; 2, 4, 6 – усереднення для β = 15°; 30° і 45° відповідно

Рис. 3 – Залежності коефіцієнта $C_X^{конус}$ сили опору конуса від коефіцієнта шорсткості поверхні σ в гіперзвуковому потоці атомарного газу для різних кутів напів-розхилу β

При «дифузному» розсіянні частинок коефіцієнт сили опору конуса $C_X^{конус}$ при $\approx$ 15° збільшується на 11 %; для $\approx$ 30° – на ~ 6,9 %; для $\approx$ 45° – на ~ 4,5 %, а для = 60° – на ~ 2,2 %. Для порівняння при «дзеркальному розсіянні» частинок від первинно-гладкої поверхні конуса при $\approx$ 45° коефіцієнт $C_X^{конус}$ змінюється на ~ 39 % (крива 6 на рис. 1 і крива 6 на рис. 3).

Поліімід Kapton-H відноситься до класу початково-гладких і слабко шорсткуватих поверхонь, для яких найбільш ймовірним є механізм «дзеркального розсіяння» атомів газу при гіперзвуковому обтіканні тіл простої геометричної форми. При ± $\approx$ 1,0 (річний флюенс АК ~ $F_{AK} \approx 10^{22}$ атомО/см^2) після закінчення річної експлуатації на висоті ~280 км і при середньому рівні сонячної активності, згідно із проведеними оцінками, коефіцієнт сили опору тіл простої геометричної форми збільшується для сфери на ~40 %; для поперечного циліндра на ~9 %; для конуса при $\approx 45°$ на ~39 %.

Висновки. В результаті досліджень було отримано оцінки впливу коефіцієнта шорсткості поверхні полімеру Kapton-H на коефіцієнти аеродинамічної сили тіл простої геометричної форми (сфера та циліндр) від флюенса гіперзвукового потоку АК.

Показано, що для первинно-гладких (слабко шорстких поверхонь) коефіцієнт аеродинамічної сили опору сфери та конуса збільшується на ~ 40 % із зростанням коефіцієнта шорсткості. Для полімеру Kapton-H це має місце при річній експлуатації при мінімумі сонячної активності на висоті ~ 250 км, а при максимумі сонячної активності на висоті ~340 км. Для поперечного циліндра коефіцієнт сили опору збільшується на ~ 8,6 %.

Результати досліджень мають важливе значення для оцінки впливу деградації поверхні поліiміду Kapton-H при тривалій експлуатації на дуже низьких орбітах в верхній атмосфері Землі на аеродинамічні характеристики та конвективні теплові потоки об’єктів ракетно-космічної техніки.

Дослідження виконані за рахунок фінансування за бюджетною програмою «Підтримка розвитку пріоритетних напрямків наукових досліджень (КПКВК 6541230) на 2023 – 2024 роки».

1. *Zimcik D. G., Maag C. R.* Results of apparent atomic oxygen reactions with spacecraft materials during Shuttle Flight STS-41G. J. Spacecraft and Rockets. 1988. V. 25. №2. P. 162. https://doi.org/10.2514/3.25965
2. *Allegri G, Corradi S., Marchetti M., Milinchuk V.K.* On the degradation of polymeric thin film in LEO space environment. In Proceedings of the 9th International Symposium on Materials in a Space Environment, ESA SP-540. Netherlands. Noordwijk. 2003. P. 255.
3. Patent, International Publication Number, WO 2019/140219 A1. Atomic oxygen-resistant, low drag coatings and materials / *Minton K, Schwartzentruber;* Aplicant McAndrews, Held&Malloy, Ltd. – PCT/US2010/013230; International Filing Date 11 January 2019; International Publication Date 18 July 2019.
4. *Shuvalov V. A., Gorev N. B., Kuchugurnyi Yu. P.* Polyimide degradation under atomic oxygen attack. Acta Astronautica. 2023. V. 207. P. 118 – 128. https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2023.03.002
5. *Zhang Y., Wu, H., Guo Y.-d., Yang Y.-b., Yu Q., Liu J.-g., Wu B.-h., Lv F.-z.* Atomic oxygen-resistant polyimide composite films containing nanocaged polyhedral oligomeric silsesquioxane components in matrix and fillers. Nanomaterials. 2021. V. 11, N 1. P. 141–146. https://doi.org/10.3390/nano11010141
6. *Henri V., Dantras E., Lacabanne C., Dieudonne A.G., Koliatene F.* Thermal ageing of PTFE in the melted state: Influence of interdiffusion on the physicochemical structure. Polymer Degradation and Stability. 2020. V. 171. P. 1–8. https://doi.org/10.1016/j.polymdegradstab.2019.109053
7. *Курышев А. П., Филиппов Б. В.* Аэродинамические коэффициенты тел вращения в сильно разреженной плазме. В кн.: Аэродинамика разреженных газов: сб. науч. трудов. Ленинград: ЛГУ. 1969. Вып. 4. С. 142–147.
8. *Баранцев Р. Г.* Взаимодействие разреженных газов с обтекаемыми поверхностями. М.: Наука, 1975. 344 с.
9. *ECSS-10-04 A.* Space Environment. Issued 15, November 2009. ESA-ESTEC, 2009. https://ecss.nl/standard/ecss-e-st-10-04c-space-environment/

Отримано 01.11.2024,
в остаточному варіанті 10.12.2024