

<https://doi.org/10.15407/knit2024.05.036>
УДК 523.6 + 520.373 + 521.95

П. М. КОЗАК, канд. фіз.-мат. наук, старш. наук. співроб.
E-mail: kpm@knu.ua

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка
вул. Обсерваторна 3, Київ, Україна, 04053

МОДЕЛЮВАННЯ ВПЛИВУ МЕТЕОРНИХ ПОТОКІВ НА ФОРМУВАННЯ ВИСОТНИХ ПРОФІЛІВ КОНЦЕНТРАЦІЇ АЕРОЗОЛЮ КОСМІЧНОГО ПОХОДЖЕННЯ У ВЕРХНІЙ АТМОСФЕРІ

Пропонується модель утворення аерозолі космічного походження в атмосфері з метеорних потоків. Компонентами моделі є фізичні та кінематичні параметри метеорного потоку, характеристики атмосфери та базові рівняння метеорної фізики — рівняння гальмування та рівняння енергетичного балансу. Як вхідні параметри метеорного потоку задаються елементи його геліоцентричної орбіти, розподіл метеороїдів за масами поперек та вздовж метеорного рою та фізичні характеристики частинок. Для метеорів спорадичного фону притік метеороїдів визначався тривимірним розподілом: за масами частинок, їхньою доатмосферною швидкістю та зенітним кутом радіанта. У випадку метеорного потоку базову роль відіграє саме зенітний кут радіанта, який є функцією часу. Швидкість метеорів потоку, очевидно, є постійною величиною (статистичним розкидом можна знехтувати). Розподіл за масами, який описується розподілом Парето, зберігається в кінцевому рівнянні зміни концентрації аерозолів. Однак при цьому зміна величини притоку через добову зміну зенітного кута призводить до періодичного зміщення правого краю розподілу — значення максимальної маси космічної частинки, яка ще може залишитися аерозолем і не перетворитися на метеор. Показано, що величина притоку космічної речовини через одиничну площадку мезосфери (на висоті біля 100 км), яка власне формує висотний профіль аерозолі в атмосфері від певного метеорного потоку, відрізняється для різних географічних положень такої площадки, тобто залежить від геоцентричних координат. Крім того, притік речовини в дане місце атмосфери планети періодично змінюється протягом доби. Наглядно демонструється, що деякі метеорні потоки не впливають на певні частини атмосфери планети оскільки їхні радіанти не піднімаються над горизонтом, і відповідно не формують аерозолі над цими районами. Після атмосферної фільтрації метеороїдів на аерозоль і метеори розраховуються висоти зупинки — повної втрати космічної швидкості — частинок аерозолі, які остаточно формують висотний профіль концентрації часток даного потоку. Результати усіх обчислень демонструються для метеорного потоку Персеїди для широти Києва.

Ключові слова: моделювання, аерозоль, концентрація аерозолі, метеор, метеорний потік.

Цитування: Козак П. М. Моделювання впливу метеорних потоків на формування висотних профілів концентрації аерозолі космічного походження у верхній атмосфері. *Космічна наука і технологія*. 2024. 30, № 5 (150). С. 36—53. <https://doi.org/10.15407/knit2024.05.036>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2024. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

ВСТУП

Зазвичай під атмосферним аерозолем розуміють сукупність рідких та твердих дрібних часток, зважених в колоїдальному розчині, яким для них по суті є повітря. Розміри аерозолів варіюють у межах від приблизно 0.02 до 20 мкм, що відповідає діапазону мас 10^{-18} до 10^{-8} г [5]. Досить умовно складову аерозолів можна розділити на три типи. Перший з них — природного походження, який попадає в атмосферу з підстильної поверхні. Це силікатні та інші піщинки, підняті у повітря вітрами з регіону пустель; дрібна складова з чорноземів сільськогосподарського призначення (зокрема в Україні); кристали солі над океанами; сажа та магматичний пил, що супроводжують виверження вулканів тощо. Інша складова — техногенного походження, яка, на рівні з вулканічними викидами, є небезпечною для здоров'я живих істот. Це викиди диму та сажі з доменних печей, нафтопереробних підприємств, вугільних теплоелектростанцій, вихлопних викидів автомобілів та ряду інших продуктів людської життєдіяльності. Насамкінець окремою складовою виступає космічний пил та мікрометеороїди, як попадають в земну атмосферу ззовні та повільно осідають на поверхню. Як правило, усі аерозолі вище 25 км асоціюються з космічною речовиною. Експериментальне дослідження таких частинок утруднене через висоту їхнього положення — використовуються дороговартісні ракетні вимірювання чи побічні дослідження обшивки космічних апаратів, які покриваються ерозією від дрібного пилу та вибуховими кратерами від мікрометеороїдів пропорційно часу життя супутників на орбіті [3]. Ще одним з методів дослідження такої космічної складової є вивчення відкладень у льодах та підводному ґрунті, хоча методи їхнього добування та ідентифікації саме як космічної речовини досить складні.

Дана стаття є однією з серії робіт, які в глобальній постановці задачі ставлять на меті побудувати висотні профілі концентрації аерозолію космічного походження. В загальному випадку такий квазістаціонарний профіль формується за рахунок припливу в земну атмосферу метеорної речовини спорадичного фону (постійна величи-

на), частинок з метеорних потоків (змінна в часі величина) і правильно розрахованої швидкості вертикального дрейфу «космічних» аерозолів в залежності від їхньої маси. Дана задача комплексна. Першу частину роботи, а саме визначення вертикального профілю притоку речовини $dn(m, H)/dt$ для спорадичного фону було опубліковано в роботах [8, 9]. Метеори спорадичного фону охоплюють увесь діапазон доступних швидкостей метеорів 11...73 км/с, тому мінімальна висота «зупинки» (тобто втрати космічної швидкості) метеороїда, що не став метеором, а перетворився на аерозоль, становить 80 км для найважчих частинок масового діапазону аерозолів, а саме 10^{-8} г. Це означає, що нижче даної висоти висотний профіль концентрації «космічного» аерозолію формується лише за рахунок вертикального градієнта концентрації частинок, а величина безпосереднього притоку на дану висоту дорівнює нулеві. В даній роботі планується вивести формулу для розрахунку величини $dn(m, H, t)/dt$ для будь-якого метеорного потоку, яка тепер очевидно має бути функцією часу, оскільки Земля перетинає метеорний потік протягом обмеженого часового інтервалу. У перспективі планується вивести рівняння вертикального дрейфу аерозолію різної маси з врахуванням величин dn/dt як для спорадичного фону (квазістаціонарні профілі), так і для частинок, що належать метеорним потокам, які будуть деформувати квазістаціонарний «спорадичний» профіль концентрації аерозолію хвилями. Амплітуда таких хвиль має бути пропорційною до інтенсивності метеорного потоку для даного року, а період визначатися часом активності потоку.

ФОРМУВАННЯ ВИСОТНИХ ПРОФІЛІВ КОНЦЕНТРАЦІЇ АЕРОЗОЛІЮ КОСМІЧНОГО ПОХОДЖЕННЯ У ВЕРХНІЙ АТМОСФЕРІ З МЕТЕОРНО-ПИЛОВОГО СПОРАДИЧНОГО ФОНУ

На відміну від експериментального дослідження взаємодії космічної речовини з атмосферою та обшивкою космічних апаратів, накопичені в області метеорної фізики знання дають змогу теоретично оцінити динаміку формування висотних профілів концентрації аерозолію космічного походження у верхній атмосфері. У наших

попередніх роботах [8, 9] було розглянуто формування космічного аерозолі в атмосфері з навколосезонного метеорного спорадичного фону — основної відповідальної за це складової Сонячної системи. Дійсно, попри відносно невелику щільність спорадичного фону приплив його частинок у земну атмосферу постійний і неперервний. Кількість таких частинок, які влітають в атмосферу за певний проміжок часу, неодноразово і детально досліджувалася для різних діапазонів мас та різними способами — від вивчення ерозії поверхні штучних супутників Землі для найдрібнішої складової, через метеорні спостереження для середньої ланки, та до аналізу кратерів на поверхні Місяця та інших крупних тіл Сонячної системи.

Щодо механізмів формування аерозолі з космічної речовини є різні гіпотези. Поширеною є ідея про формування аерозолі із залишків метеорів. Проте у результаті неодноразових досліджень [17, 21] отримано висновок, що ймовірність відділитися у маленької частинки від батьківського тіла в атмосфері та зберегтися через гальмування, або зберегтися залишку самого тіла досить мала, і вона тим менша, що глибше в атмосферу проникає тіло. Додатковий аналіз такої можливості формування аерозолі залишимо на майбутнє, а наразі будемо користуватись прийнятою нами раніше моделлю формування аерозолі космічного походження [8, 9]. Вона полягає в тому, що в аерозоль може перетворитися лише та космічна частинка, яка в атмосфері загальмувалася раніше, ніж досягла температури плавлення (можна розглядати дещо більше значення температури інтенсивного випаровування). У такому випадку атмосфера розглядається як певний фільтр, який за фізичними та кінематичними параметрами космічної частинки визначає її подальшу поведінку. Нагадаємо коротко принципи фізичного підходу до розв'язання даної задачі.

У загальному випадку визначальними фізичними параметрами руху частинки в атмосфері є її маса та щільність, а кінематичними — швидкість та кут входження в атмосферу. Оскільки переважна більшість частинок є кам'яними, можна прийняти середню щільність каменю

$\rho \approx 3.5 \text{ г/см}^3$, і таким чином зменшити кількість незалежних параметрів до трьох. Вибране значення щільності відповідає діапазону найбільш поширених звичайних хондритів $3.0 \dots 3.7 \text{ г/см}^3$ [2].

Далі ймовірність зустріти частинку, яка влітає в атмосферу з набором вищезгаданих параметрів, а саме її початкової маси m , швидкості v та зенітного кута радіанта z_R , розписуємо як добуток трьох незалежних розподілів:

$$p_{mvz}(m, v, z_R) = p_m(m) p_v(v) p_z(z_R), \quad (1)$$

де p — щільність ймовірності. Для розподілу по значеннях мас візьмемо лінійну (в логарифмах) функцію притоку речовини на Землю в широкому діапазоні мас [14]:

$$\lg N(m \geq m_1) = C - k \lg m, \quad (2)$$

де $N(m \geq m_1)$ — кількість частинок з масами не менше m_1 , що потрапляють на всю Землю за рік, $C = 7.86$, $k = 0.892$. Для $m_1 = 10^{-18}$ г кількість частинок N_1 за рік на всю Землю складе $8.24 \cdot 10^{23}$ ($4.97 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$).

Степеновий розподіл можна виразити через диференційний розподіл щільності ймовірності Парето:

$$p_m(m \geq m_1) = \frac{km_1^k}{m^{k+1}}, \quad (3)$$

причому $p_m(m < m_1) = 0$. Розподіл космічних часток за швидкостями був побудований за даними радіолокаційних спостережень метеорів [21]

$$p_v(v) = PG(\overline{v}_1, \sigma_{v1}) + (1 - P)G(\overline{v}_2, \sigma_{v2}), \quad (4)$$

де

$$G(v) = \frac{1}{\sigma_v \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(v - \overline{v})^2}{2\sigma_v^2}\right]$$

— гауссіани з параметрами $\overline{v}_1 = 32.32 \text{ км/с}$, $\sigma_{v1} = 6.51 \text{ км/с}$, $\overline{v}_2 = 54.26 \text{ км/с}$, $\sigma_{v2} = 5.15 \text{ км/с}$. Для P дається залежність від часу протягом року, однак ми прийняли значення для усереднених протягом року розрахунків $P = 0.33$. Насамкінець для косинуса зенітної відстані у роботах [8, 9] було виведено формулу для щільності ймовірності:

$$p_z(z_R) = 2 \sin z_R \cos z_R. \quad (5)$$

Оскільки маси потенційних аерозольних частинок не змінюються з висотою (так само, як і зенітний кут радіанта), то для будь-якого значення маси m можна побудувати двовимірний

розподіл $p(v, z_R) = p(v)p(z_R)$, приведений на рис. 1.

Подальша процедура розрахунків пов'язана з використанням двох рівнянь метеорної фізики: рівняння енергетичного балансу, яке описує процес нагрівання тіла, та рівняння гальмування. При цьому, оскільки ми розглядаємо малі частки $10^{-18} \dots 10^{-8}$ г, які проплаваються повністю, рівняння нагрівання використовуємо у спрощеному вигляді. Детальний опис рівнянь приведено у роботах [8, 9]. Після підстановки швидкості у рівняння енергетичного балансу і дослідження температури як функції згаданих вхідних параметрів на екстремум по висоті було знайдено її максимальні значення. Якщо ці значення є меншими від температури плавлення — частинка стане аерозолем, а якщо більшими — перетвориться на метеор і повністю випадується. Нижній ліміт маси, до якого усі частинки стовідсотково стають аерозолями, виявився рівним приблизно 10^{-14} г, а верхній простягся до 10^{-8} г з поступовим обмеженням зони аерозолів межею зменшення швидкості (початковий діапазон швидкостей був від 11.2 до 72.5 км/с). Загальний вигляд даної нерівності такий:

$$m^{1/3} v^3 \cos z_R \leq C_T, \quad (6)$$

де C_T — константа, залежна від щільності, температури плавлення метеороїда та інших постійних величин, яку було введено для спрощення сприйняття нерівності.

Після «атмосферної селекції» залишається знайти висоти зупинки аерозольних частинок в залежності від маси, швидкості та кута входження в атмосферу. Зважаючи на той факт, що маси аерозольних частинок залишаються незмінними (на відміну від відповідної форми статистичного розподілу), то висота зупинки «замінює» собою лише два інші параметри. При цьому рівняння для швидкості і є тією функцією висоти зупинки H_s , яка замінює швидкість і кут входження:

$$v = v_s \exp \left[-\frac{C_v \rho_A(H_s)}{m^{1/3} \cos z_R} \right], \quad (7)$$

де $\rho_A(H_s)$ — щільність атмосфери, v_s — швидкість «зупинки» аерозольної частинки, C_v — константа, яка залежить від щільності метеороїда та коефіцієнта опору повітря [8, 9].

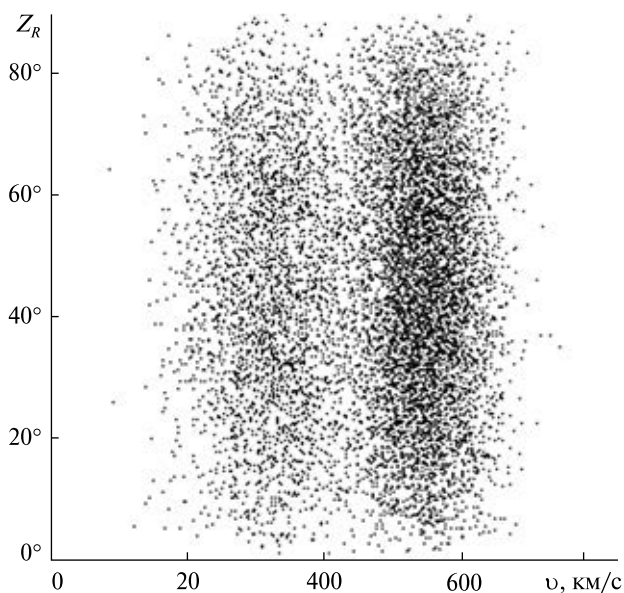


Рис. 1. Двовимірний розподіл для параметрів «швидкість — кут входження в атмосферу» космічних часток для будь-якого значення маси (зріз тривимірного розподілу для заданої маси)

Математично фінальна частина розрахунків полягає в наступному — спочатку щільність розподілу $p(z_R)$ замінюється в загальному розподілі (1) на $p(H_s)$ з використанням рівняння швидкості частинки (7) — сама швидкість при цьому падає до «нуля» (ми вибрали швидкість зупинки як $v_s = 0.5$ км/с). Далі проводимо інтегрування розподілу за швидкостями лише для аерозольного компонента (межі інтегрування по швидкості є функцією m та H_s) і отримуємо шуканий двовимірний розподіл $p(m, H_s)$, з якого можна знайти зміну концентрації частинок у будь-якому розглянутому діапазоні мас Δm в кубічному сантиметрі на висоті H .

Дійсно, виражаючи у формулі (2) у кількості частинок на квадратний сантиметр «поверхні» атмосфери — на висоті 100 км — за секунду ($\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$), та використовуючи частотне визначення імовірності, запишемо кінцевий розподіл як

$$\frac{dN}{N_I} = p_{mH}(m, H_s) dm dH_s, \quad (8)$$

де dN у формулі (8) — кількість частинок у діапазонах $\{m, m + dm\}$ та $\{H_s, H_s + dH_s\}$. Розділивши обидві частини рівняння на dH_s , отримаємо

остаточно швидкість зміни концентрації аерозолів, які притікають у верхню атмосферу Землі:

$$\frac{dn(m, H_s)}{dt} = N_1 p_{mH}(m, H_s) dm. \quad (9)$$

Перед використанням виразу (9) зробимо зауваження, що функція $p(m, H_s)$, яка залежить наразі від двох змінних, вже не є, строго кажучи, щільністю розподілу, оскільки початковий тривимірний розподіл спотворений атмосферною фільтрацією відповідно до згаданих рівнянь метеорної фізики, і остаточно двовимірний розподіл, який описує лише аерозольний компонент, не проходив остаточно нормування на одиницю. Тим не менш, формула (9) залишається правильною з використанням початкового значення N_1 , і її можна використовувати для дослідження подальшої еволюції концентрації аерозолів з висотою. Інший варіант — здійснити перенормування $p_{mH}(m, H_s)$ на одиницю, але у цьому випадку відповідним чином слід змінити і N_1 . Очевидно, якщо у виразі (9) проінтегрувати праву частину по певному діапазону мас $\{m_1, m_2\}$, остаточно зміну концентрації з часом для заданої висоти можна записати як

$$dn(H_s)/dt = N_1 \int_{m_1}^{m_2} p_{mH}(m, H_s) dm.$$

Як видно з виразу (9), швидкість зміни концентрації — припливу речовини у кубічний сантиметр для заданої маси (точніше діапазону мас) — є постійною величиною для спорадичного фону, тобто не залежить від часу, на відміну від припливу частинок з метеорних потоків. Очевидно, після «зупинки» космічних частинок у діапазоні висот 115 км і вище для мас 10^{-14} г та менших, і до 80 км для мас до 10^{-8} мікрометеороїди не зупиняються повністю, а продовжують дрейфувати під дією сили земного тяжіння та опору повітря. Подальший дрейф буде формувати остаточно профіль «космічного» аерозолу аж до поверхні Землі (або зони інтенсивної турбулентності), накладаючись на нижчі шари, а швидкість дрейфу при цьому вийде на деяке постійне значення, але різне для частинок різних мас. Очевидно, дана задача є досить цікавою для фізики атмосфери, але її розв'язок наразі виходить за межі даної статті.

ВПЛИВ МЕТЕОРНИХ ПОТОКІВ НА ФОРМУВАННЯ ВИСОТНИХ ПРОФІЛІВ КОНЦЕНТРАЦІЇ АЕРОЗОЛЮ КОСМІЧНОГО ПОХОДЖЕННЯ

Метеорні потоки є такою ж складовою Сонячної системи як і спорадичний метеорно-пилотний фон, з тією різницею, що поточні метеороїди асоціюються з батьківськими тілами, тобто ще не втрачений генетичний зв'язок. Явна відмінність — активність метеорних потоків протягом відносно короткого часу — від кількох днів до півтора місяця (Персеїди). У більшості випадків додаток до загального допливу космічної речовини в земну атмосферу є незначним, за винятком кількох потужних метеорних потоків. Це метеорні потоки Лірид, Персеїд, Оріонід, Леонід та Гемінід, які слугують певним додатком до загального метеорного фону. Дуже рідко Земля перетинає той чи інший потужний метеорний потік, у місцях породжених відносно недавніми викидами речовини з прабатьківських комет (або астероїдів). У цьому випадку буває потужний (хоча, як правило, короткочасний) скачок притоку речовини в атмосферу, як це було, наприклад, у 2002 році під час дії метеорного потоку Леоніди [11].

З огляду на вплив активності метеорного потоку на доповнення дії спорадичного метеорного фону постановка задачі суттєво не відрізняється — слід визначити висотний профіль формування аерозолів з метеорного потоку як функцію часу та у перспективі додати його до фону. Така активність метеорного потоку має бути виражена в тих же одиницях, що і сам спорадичний фон. Враховуючи приведену вище формулу (1) розподілу космічної речовини, яка потрапляє в земну атмосферу, за вхідними параметрами можна завважити, що вона спрощується за рахунок детермінованого значення швидкості частинок метеорного потоку. Очевидно, деякий розкид значень швидкості у метеорному потоці є, але загалом він є незначним у порівнянні з розкидом значень швидкостей метеорів спорадичного фону, який покриває увесь діапазон можливих швидкостей метеорів, що належать Сонячній системі. Відтак може скластися враження, що розподіл буде спрощуватися

до вигляду $p_{mz}(m, z_R) = p_m(m)p_z(z_R)$. Дійсно, хоча метеорний потік у певний момент діє лише з одного боку на планетарну атмосферу, закон синуса-косинуса в розподілі zenітного кута радіанта має зберігатися [8, 9]. Однак якщо розглянути притік космічної речовини не на всю планету, а лише на деяку площадку на висоті, скажімо, 100 км, то стає очевидним, що інтенсивність дії спорадичного метеорного фону на неї неперервна, а метеорного потоку — хвилеподібна з періодом одна доба, і реалізується лише коли метеорний радіант перебуває над горизонтом, тобто максимальне значення z_R варіює у межах $0...90^\circ$. Амплітуда такої хвилі для певної доби активності метеорного потоку буде пропорційною інтенсивності притоку частинок потоку, з максимальним її значенням під час піку активності потоку. Отже, вхідний тривимірний статистичний розподіл (1) для метеорного потоку вироджується в одновимірний — за масою; величина швидкості — детермінована для даного потоку; а кут входження метеороїдів у атмосферу задається аналітично функцією від часу, яка розраховується строго для вибраної площадки «поверхні» земної атмосфери (її довготи і широти).

Таким чином, хоча тривимірний розподіл замінюється одновимірним (лише за масою), однак з'являється залежність притоку речовини від часу як протягом усієї дії потоку, так і протягом доби. Отже, оцінка впливу метеорних потоків на формування профілів аерозолію космічного походження у земній атмосфері радше ускладнюється, аніж спрощується у порівнянні зі спорадичним фоном. Проведемо необхідні математичні викладки.

Коефіцієнт розподілу за масами для потоків метеороїдів $s = k + 1$. Диференційний розподіл за масами, який описується відповідним масовим індексом $s = k + 1$, для метеорних потоків залишається досить невизначеним, оскільки, по-перше, наразі статистично недостатньо спостережних даних щодо метеорних потоків, а по-друге при великому періоді обертання потоку навколо Сонця, тобто великій півосі геліоцентричної орбіти, наша планета перетинає кожен рік абсолютно інші частини потоку, які в принципі можуть мати різні показники степе-

ня у функції розподілу за масами. Наприклад, при спостереженні метеорного потоку Леоніди у 1998 р. спостерігалось надзвичайно багато яскравих метеорів — крупних метеороїдів — ніч була названа чеськими дослідниками «ніччю болідів» [20], тобто показник s мав бути дуже малим. А, наприклад, в роботі [18], що базується на радарних спостереженнях метеорів, для метеорного потоку Ліриди дається масовий індекс $s = 1.93$ ($k = s - 1 = 0.93$). За результатами радарних спостережень в Канаді за допомогою відомого комплексу CMOR (1) було отримано значення $s = 1.65$ для потоку Гемініди та $s = 1.55$ для потоку Квадрантиди. В усіх випадках у потоках переважали відносно масивні частинки. Водночас середній за десятиріччя індекс розподілу за масами спорадичних метеорів за результатами радарних спостережень південної півсфери неба у Аргентині [6] масовий індекс склав близько $s = 2.00$. Є також ряд інших спостережень, здійснених за допомогою різних спостережних засобів, які дають ті чи інші масові індекси розподілу метеорів. Якщо інформації щодо масового індексу метеорного потоку, який розглядається як генератор профілю мезосферного аерозолію, недостатньо, можна для визначеності скористатися тим же значенням $s = k + 1 = 1.892$ для спорадичного метеорного фону, усередненого для широкого діапазону мас, яким ми користувалися раніше (1).

Сумарний притік речовини метеорного потоку N_1 . Після того як масовий індекс вибрано, а відтак розподіл за масами — розподіл Парето — задано, нам потрібно знайти «калібрувальну константу» N_1 для переведення щільності розподілу в концентрацію аерозолію для частинок діапазону мас, який нас цікавить в даний момент. Оскільки ми маємо розглядати формування аерозольного профілю комплексно як від метеороїдів спорадичного фону, так і активного метеорного потоку, діапазон мас має розглядатися той же: $10^{-18}...10^{-8}$ г. Очевидно, що дана величина для метеорного потоку не константа, а залежить від часу, тобто $N_1 = N_1(t)$. При цьому вона буде зростати від нуля (на початку активності потоку) до деякого піку у максимумі його активності, і далі спадати знову до нуля. У загальному випадку ця

функція активності не є симетричною — вона може мати гострий або згладжений вигляд, а в деяких випадках мати і більш ніж один максимум, в залежності від структури метеорного рою.

Якщо розглядати пряму модельну задачу, коли для деякого реального чи гіпотетичного метеорного потоку розподіл за масами $p_m(m)$ задано, а швидкість метеороїдів потоку v відома, то притік космічної речовини на квадратний сантиметр перпендикулярної до вектора швидкості площадки на «межі» атмосфери за секунду можна визначити за теоретично заданою або попередньо дослідженою зі спостережень функцією просторової концентрації частинок $n_0(m \geq m_{cr}, t)$ у метеорному потоці. Залежність концентрації метеороїдів у потоці від часу визначається, поперше, як і функція розподілу за масами, довгостроковими проміжками — роками, оскільки, як було сказано вище, Земля кожен рік перетинає іншу частину потоку, де як мінімум концентрація у перигелії суттєво більша, ніж в афелії. А по-друге — короткостроковими факторами — дні, на час активності потоку — коли спочатку і в кінці планета перетинає периферійні і відповідно менш населені частини метеорного рою, а ближче до максимуму активності — центральні, а отже, густіші його частини.

Таким чином, математично будь-який гіпотетичний метеорний потік можна описати деякою моделлю, до якої мають входити, крім геліоцентричних елементів орбіти, розподіл частинок за масами, який визначає необхідний нам коефіцієнт k , та просторову концентрацію метеороїдів $n_0(m \geq m_1, t)$, яка в свою чергу буде формувати також необхідне значення $N_1(t)$ для вибраного m_1 . Для метеорного потоку з відомою просторовою концентрацією $n_0(m, t)$ для деякого діапазону мас $\{m, m + dm\}$ вздовж орбіти Землі через метеорний потік кількість частинок dN , які перетнуть довільну перпендикулярну до геліоцентричного вектора швидкості метеорних частинок деяку нерухому площадку dS за час dt , буде $dN(m, t) = n_0(m, t) v_H dt dS$, де v_H — геліоцентрична швидкість метеорів потоку. Відповідно для довільної, нормальної до потоку, площадки на «межі» атмосфери величина притоку частинок на квадратний сантиметр за секунду

визначиться як

$$N(m, t) = \frac{dN(m, t)}{dt dS} = n_0(m, t) v_\infty, \quad (10)$$

де v_∞ — заатмосферна швидкість метеороїда. Відтак необхідну величину $N_1(t)$ знайдемо з (10) при виборі діапазону мас $\{m_1, +\infty\}$, тобто $n_0(m, t) = n_0(m \geq m_1, t)$. Перехід від повного вектора геліоцентричної швидкості частинок метеорного потоку V_H до вектора заатмосферної швидкості метеороїда V_∞ буде впливати як на модуль швидкості v_∞ , так і на одиничний вектор радіанта метеорного потоку r_R , протилежного до напрямку вектора швидкості $V_\infty = -v_\infty r_R$, тому його слід виконати максимально уважно. Якщо розглянути ситуацію детально, то ланцюжок перетворень має бути протилежний оберненій задачі, яка має місце при обробці спостережень метеорів. Спочатку знаходиться вектор геоцентричної швидкості як

$$V_G = V_H - V_\oplus, \quad (11)$$

де V_\oplus — геліоцентричний вектор швидкості Землі на орбіті. Обидва вектори на даному етапі можна записати як в екліптичній, так і екваторіальній системі координат, однак перед подальшими перетвореннями вектор V_G має бути заданий в екваторіальній системі координат. Найоптимальніший випадок — використовувати формулу (11) з екліптичними координатами, а потім помножити матрицю повороту, що відповідає переходу від екліптичних до екваторіальних координат, на отриманий вектор V_G . Далі враховується гравітаційне притягання Землі, і з V_G знаходимо V_∞ за класичними формулами, вважаючи, що відносно Землі метеороїд рухається по гіперболі [7, 13]. Строго кажучи, корекцію за гравітаційне притягання, особливо для метеорних швидкостей нижнього діапазону 11.2... 20 км/с, слід робити обов'язково, адже модуль швидкості у найближчій до Землі точці — перигеї — відрізняється від швидкості на нескінченності приблизно на 8...3 км/с, а кут між векторами швидкості становить порядку 48°...8° відповідно [13]. Однак доля таких метеороїдів зовсім незначна. Уже в першому максимумі розподілу за швидкостями відповідно до (4) — порядку

32 км/с — різниця модулів швидкостей становить близько 2 км/с, а кутів відхилення — біля 3°. У другому максимумі розподілу за швидкостями (близько 54 км/с) відхилення дорівнюють 1.2 км/с і 1.3°. Відтак у першому наближенні в даній задачі можна знехтувати етапом корекції за гравітаційне притягання Землі і користуватися лише формулою (11).

Інший, спостережний варіант визначення притоку метеороїдів $N(m,t)$ — скористатися результатами спостережень метеорів даного потоку, хоча для цього, очевидно, потрібна масовість. Найбільш правильним було б за відомою величиною спільної спостережуваної площадки S на тій же умовній висоті 100 км, яка охоплюється полями зору обох камер під час базисних спостережень, порахувати безпосередньо кількість метеорів $N(m,t)$ в ній за час t , проводячи корекцію за косинус кута падіння метеороїда на площадку. Такий підхід дав би можливість також безпосередньо отримати коефіцієнт k розподілу метеорів за масами у спостережуваному діапазоні. При цьому, крім отримання шуканої величини притоку, використовуючи вираз (10), можна виконати зворотні розрахунки та визначити просторову концентрацію метеороїдів у потоці, як зазвичай і робиться, не забуваючи робити перехід від v_∞ до v_H . Одним з «недоліків» такого підходу (який в принципі є ідеальним), крім необхідної масовості, є необхідність одночасних спостережень метеорів у широкому діапазоні мас, а це можливо лише при використанні різних типів спостережної апаратури. Ще один, реальний, недолік — спостережна селекція, адже очевидно, що при цьому спостерігаються лише ті частинки, які перетворилися на метеори, і поширювати ці результати також на аерозольну складову не зовсім правильно, хоча іншого варіанту в даному випадку немає.

Ще один спостережний, найпростіший варіант наближеного визначення $N(m,t)$ — використовувати візуальні спостереження аматорів метеорної астрономії, які є достатньо масовими і дають так зване зенітне годинне число поточних метеорів $ZHR_{SH}(t)$ і паралельно спорадичних $ZHR_{SP}(t)$. У цьому випадку можна наближено розрахувати $N_1(m_1 \leq m \leq +\infty, t)$ для даного

потокі (позначимо його $N_{I_{SH}}$), вважаючи що $N_{I_{SH}}/N_{I_{SP}} = ZHR_{SH}/ZHR_{SP} \equiv f_Z(t)$. Очевидно, що знайти $N_{I_{SH}}(t)$ з приведенного співвідношення можна тоді, коли метеори за результатами спостережень уже розділено на спорадичні та поточні. Коли за час спостережень потоку приводяться лише потокові дані, тобто $ZHR_{SH}(t)$, а даних про $ZHR_{SP}(t)$ немає, можна скористатися відомими з попередніх довготривалих спостережень усередненими результатами ходу $ZHR_{SP}(t)$ протягом року, або взяти деяке усереднене річне число. Після того як відношення $f_Z(t)$ буде знайдено, значення $N_{I_{SH}}$ можна обчислити як

$$N_{I_{SH}}(t) = f_Z(t)N_{I_{SP}}, \quad (12)$$

де у відповідності до (2) приймається $N_{I_{SP}} = 4.97 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (для $m_1 = 10^{-18} \text{ г}$). Такий підхід має суттєвий недолік, тому що пропонує екстраполювати результати спостережень відносно яскравих метеорів з масами порядку грамів чи десятих долей грама на маломасовий аерозольний компонент $10^{-18} \dots 10^{-8} \text{ г}$. Як альтернативу можна розглянути об'єднання обох спостережних підходів і скористатися співвідношенням кількості поточних і спорадичних метеорів, але за результатами, скажімо, радарних спостережень [4], які охоплюють діапазон на порядки менших часток, аніж візуальні спостереження. Однак все одно, перенесення того ж коефіцієнта $f_Z(t)$ на іншу частину діапазону мас, а тим більше на весь розглядуваний діапазон, буде коректним лише для однакових масових індексів s спорадичних і поточних метеорів. Лише як приклад розглянемо використання результатів візуальних спостережень.

Результати таких спостережень для різних метеорних потоків можна знайти на сайті Міжнародної Метеорної Організації (<https://www.imo.net>). Спостережна гістограма метеорної активності для будь-якого потоку має явно виражений максимум, що відповідає перетину Землею найщільнішої частини метеорного рою, та приблизно симетричні крила. Так, в роботі [16] пропонується апроксимувати зенітне часове число експонентою виду $ZHR = ZHR_0 \cdot 10^{+B(\lambda_s - \lambda_0)}$, коли $\lambda_s \leq \lambda_0$, і $ZHR = ZHR_0 \cdot 10^{-B(\lambda_s - \lambda_0)}$, коли $\lambda_s > \lambda_0$, де $\lambda_s(t)$ та λ_0 — екліптична довгота Сонця

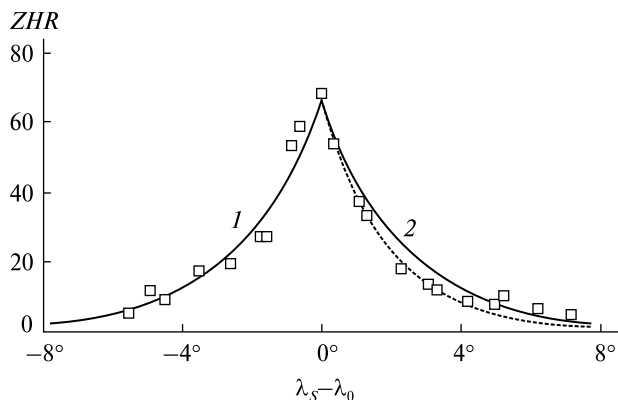


Рис. 2. Результати аматорських візуальних спостережень метеорного потоку Персеїди у 2023 році (точки) за даними Міжнародної Метеорної Організації (<https://www.imo.net>). Крива 1 — МНК-апроксимація функцією $ZHR(t) = 66.40 \cdot \exp\{+0.426 \cdot (\lambda_S(t) - \lambda_0)\}$, крива 2 — її симетричне відображення, пунктир — апроксимація правої частини функцією $ZHR(t) = 65.55 \cdot \exp\{-0.523 \cdot (\lambda_S(t) - \lambda_0)\}$

на епоху J2000.0 на час дії метеорного потоку та у максимумі його активності відповідно. У загальному випадку, коли крила розподілу явно несиметричні, можна визначати коефіцієнти функції незалежно для зростаючої та спадної гілок методом найменших квадратів, зберігаючи при цьому те ж саме значення в максимумі для ZHR_0 . На рис. 2 показано результати аматорських візуальних спостережень метеорного потоку Персеїди у 2023 р. Точки на рис. 2 відповідають результатам спостережень в околі тижня до та після максимуму активності потоку, з максимумом $ZHR_0 = 68.27$ для $UT \approx 15:04$, 13 серпня 2023 р. Суцільна крива 1 — результат МНК-апроксимації даних функцією виду $ZHR(t) = 66.40 \cdot \exp\{+0.426 \cdot (\lambda_S(t) - \lambda_0)\}$, а суцільна крива 2 — її симетричне відображення, яке досить гарно апроксимує праве крило ходу $ZHR(t)$, але гірше — центральну частину. Для порівняння приведено незалежну апроксимацію правої частини, яка краще описує центральну частину — пунктирна крива: $ZHR(t) = 65.55 \cdot \exp\{-0.523 \cdot (\lambda_S(t) - \lambda_0)\}$. В загальному випадку інтенсивність метеорних потоків не повинна бути симетричною, і вид функцій для апроксимації може обиратися довільно.

Як було описано вище, розширювати результати велико-масового метеороїдного компонен-

та (яскравих метеорів) на діапазон найменших мас можна було б шляхом використання того ж значення коефіцієнта розподілу k . Але зважаючи на велику кількість болідів у потоці Персеїд (та в інших потоках), він, імовірно, є суттєво меншим за обране нами усереднене значення для спорадичного фону $k = 0.892$, тому таким узагальненням можна користуватися лише у першому наближенні. А крім того, в таблицях баз даних, як правило, приводяться лише дані для метеорних потоків у період їхньої активності, а спорадичний фон достатньо змінюється протягом року у межах близько $ZHR_{sp} = 2...8$ [19], в залежності від напрямку на небесній сфері. А для апекусу Землі у площині екліптики середнє річне значення становить уже близько $ZHR_{sp} \approx 22$ [4]. Отже, розраховане значення коефіцієнта $f_z(t)$ у формулі (12) у максимумі активності наведених спостережень (в даному випадку метеорного потоку Персеїд 2023 р.) може варіювати в десятки разів. Звідси випливає, що користуватися результатами візуальних спостережень для розв'язку даної задачі дослідження аерозольного компонента слід дуже обережно.

Географічні та добові варіації притоку в атмосфері речовини з метеорних роїв. Інтенсивність притоку частинок метеорного потоку через площадку, нормальну до вектора швидкості метеороїдів, визначається лише зміною концентрації метеороїдів у різних частинах рою (як, наприклад, для потоку Персеїд на рис. 2). Однак через добове обертання Землі потрапляння потокових частинок на деяку площадку атмосфери в заданій географічній точці планетної атмосфери можливе лише в той час, коли радіант метеорного потоку перебуває над горизонтом. Очевидно, що в ряді випадків радіант на деяких широтах взагалі не ховається під горизонт, а в деяку частину планети частки даного потоку не потрапляють ніколи.

Інтенсивність притоку метеороїдів на задану площадку атмосфери з вектором нормалі $\mathbf{n}\{\lambda, \phi\}$, який збігається з напрямком геоцентричного вектора даної площадки на метеорних висотах, скажімо 100 км, буде визначатися кутом перетину цієї площадки за даних (відносно короткий) проміжок часу частинками метеорного потоку,

що рухаються з радіанта \mathbf{r}_R (для висоти приблизно 100 км можна брати геоцентричні сферичні, а не геодезичні координати площадки [10]). Тут, як і раніше, ми користуємося одиничним вектором радіанта \mathbf{r}_R , протилежним вектору $\mathbf{V}_\infty = -v_\infty \mathbf{r}_R$ швидкості метеороїда на вльоті в атмосферу, нехтуючи швидкістю добового обертання атмосфери Землі, яка на висоті порядку 100 км (геоцентричній відстані 6470 км) становить лише 470 м/с у порівнянні зі швидкістю метеороїдів 11...72 км/с. Кут між даними одиничними векторами, очевидно, є нічим іншим, як зенітним кутом $z_R(t)$ радіанта метеорного потоку для даного географічного положення.

Знання коректного значення $z_R(t)$ для потокових метеорів може надати інформацію про формування профілю аерозолію в конкретній точці планети. Вектор радіанта \mathbf{r}_R , який, як правило, задається в екваторіальних координатах, зручно виразити в геоцентричній географічній сферичній системі координат. Для відповідного переходу зручно використати формули [7, 12]

$$\begin{aligned} \varphi_R &= \delta_R, \\ \lambda_R &= \alpha_R - S_G. \end{aligned} \quad (13)$$

Гринвіцький час виразимо через UT як $S_G = S_{G0} + (1 + \mu) \times UT$, де $\mu = 0.0027379093$, а S_{G0} — гринвіцький час опівночі, який можна знайти на дату з широкого ряду довідників або скористатися одним з відповідних калькуляторів з мережі інтернет, наприклад на сайті Національної Астрономічної обсерваторії Японії (https://eco.mtk.nao.ac.jp/cgi-bin/koyomi/cande/gst_en.cgi). Тоді кут падіння метеороїдів на площадку з геоцентричним одиничним вектором нормалі до площадки $\mathbf{n}\{\lambda, \varphi\}$ (зенітний кут радіанта) можна визначити зі скалярного добутку

$$\mathbf{n}\{\lambda, \varphi\} \times \mathbf{r}_R\{\lambda_R, \varphi_R\} = \cos z_R(t). \quad (14)$$

Формулу (14) можна використовувати, поки зенітний кут радіанта залишається в діапазоні $0...90^\circ$ (відповідно $\cos z_R(t) > 0$), тобто радіант перебуває над площадкою. Цікаво, що такий підхід повністю виправданий для площадки на поверхні Землі, а на висоті 100 км метеороїд може влетіти знизу — так звані дотичні до атмосфери метеороїди — але їхня кількість надзвичайно мала [13].

Відтак формула (14) дає змогу визначити залежність від часу зміни кута $z_R(t)$ для будь-якої площадки земної атмосфери з координатами $\{\lambda, \varphi\}$ в залежності від положення радіанта заданого потоку у географічній геоцентричній системі координат $\{\lambda_R(t), \varphi_R\}$. В залежності від положень векторів $\mathbf{r}_R\{\lambda_R(t), \varphi_R\}$ та $\mathbf{n}\{\lambda, \varphi\}$ протягом обертання Землі навколо осі величина $\cos z_R(t)$ може бути або лише додатною, що означає постійний приплив речовини; або лише від'ємною, коли притоку не буде, або варіювати, що і відбувається найчастіше. Можна легко показати, що при радіанті метеорного потоку, розміщеному на екваторі ($\varphi_R = 0$), вплив метеорного потоку на будь-яку площадку земної атмосфери буде становити половину доби, а кут $z_R(t)$ буде пропорційним до широти площадки та довготи як функції часу: $\cos z_R \propto \cos \varphi \cos \lambda(t)$. Для площадки, розміщеної на земних полюсах, в цьому випадку притік, очевидно, буде дорівнювати нулеві. Якщо ж радіант потоку розташований на північному полюсі небесної сфери, то очевидно $\cos z_R = \cos(90^\circ - \varphi) = \text{const} \geq 0$ для будь-якої широти у північній півкулі планети, і від'ємний для південної. У загальному випадку функція $\cos z_R(t)$ буде симетричною відносно меридіана, де довготи λ_R та λ збігаються, і де вона буде мати максимум; а величина у максимумі, крім того, буде залежати від $\Delta\varphi = |\varphi_R - \varphi| < 90^\circ$. Вигляд графіків для деяких положень радіанта та для ряду широт показано на рис. 3.

У загальному випадку для радіанта $\varphi_R > 0$, тобто розміщеного у північній півкулі, для зони атмосфери на широті $\varphi \geq 90^\circ - \varphi_R$ радіант всю добу буде перебувати над горизонтом; для широт $\varphi < -(90^\circ - \varphi_R)$ буде увесь час під горизонтом, тобто впливу на дану зону атмосфери не буде; для усіх інших широт час його перебування над та під горизонтом буде визначатися різницею довгот $|\lambda - \lambda_R(t)|$. Для радіанта, розміщеного у південній півкулі, міркування аналогічні.

Враховуючи сказане вище, бачимо, що потік метеороїдів певного метеорного потоку $N_{SH}(m \geq m_i, t)$ через довільну площадку верхньої атмосфери буде визначатися як

$$N_{SH}(m \geq m_i, t) = N_{I-SH}(m \geq m_i, t) \cos z_R(t). \quad (15)$$

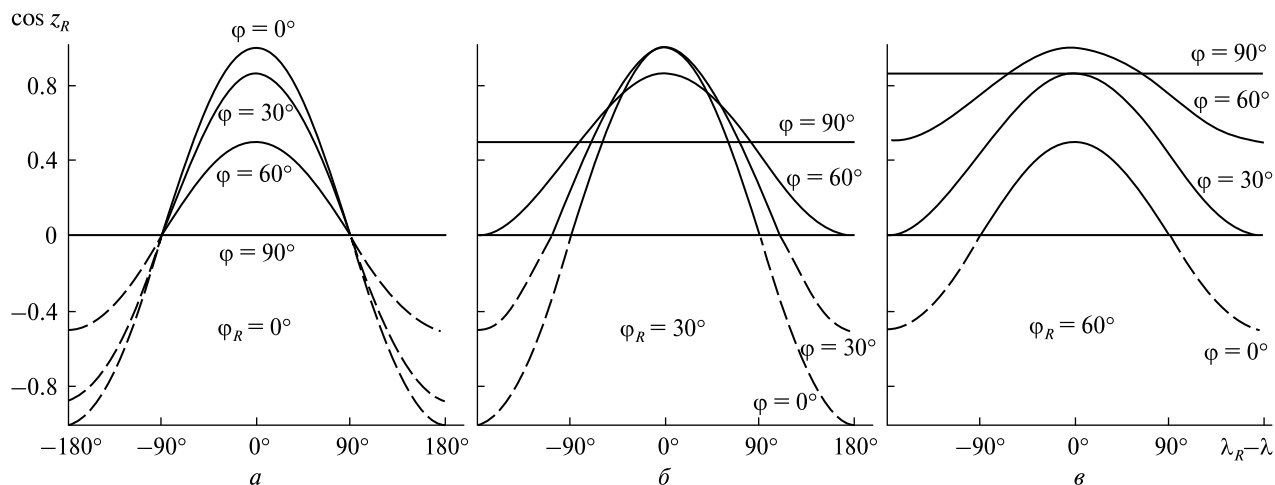


Рис. 3. Зміна величини косинуса зенітної відстані радіанта метеорного потоку протягом доби для трьох різних широт радіанта ($\varphi_R = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$). Пунктирні криві — радіант під горизонтом, і притоку речовини немає

Саме таку комбіновану величину слід використовувати у формулах (8), (9) для побудови висотного профілю концентрації аерозолію для кожного метеорного потоку. Продемонструємо зміну даної величини $N_{PER}(m \geq m_l, t)$ розглянутого вище метеорного потоку Персеїди 2023 року. Знайдемо $N_{I_PER}(m \geq m_l, t)$ з виразу (12), приймаючи $N_{I_SP} = 4.97 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (для $m_{cr} = 10^{-18} \text{ г}$), коефіцієнт $f_z(t)$ знайдемо з виразу $f_z(t) = ZHR_{PER}(t) / ZHR_{SP}$, де $ZHR_{PER}(t)$ візьмемо з графіка на рис. 2, а зенітне часове число метеорного фону для визначеності приймемо $ZHR_{SP} \approx 5$. Величину $\cos z_R(t)$ знайдемо з виразу (14). Наприклад, для широти Києва $\varphi \approx +50^\circ$ та схилення радіанта Персеїд $\delta \approx +58^\circ$, а отже, відповідно до (13) і $\varphi \approx +58^\circ$, матимемо результат, приведений на рис. 4. Візуально дана картина нагадує модуляцію високочастотним сигналом (добова варіація — жирна крива) низькочастотного — зміною зенітного годинного числа на дату, яка по суті є амплітудою високочастотного сигналу (дану криву з рис. 3 також приведено на рис. 4 для наочності). Насправді в максимумах різниця широт дорівнює 8° , і реальне годинне число для широти Києва незначно відрізняється від даної плавної кривої, наприклад в головному максимумі воно становить 65.75 проти 66.40, тобто на 0.65. Шкала верхньої осі абсцис є часою і задана в добах, натомість нижня, яка відоб-

ражає екліптичну довготу Сонця, — в градусах. Шкали дещо не збігаються, оскільки один градус Земля проходить по орбіті в середньому (протягом року) за приблизно $365.25 / 360 \approx 1.015$ доби, або 24.35 години, а отже 16° на графіку Земля долає приблизно за 16.23 доби. Спорадичний фон показаний пунктирною кривою. Також на графіку показано подобовий хід зенітного годинного числа метеорів потоку Персеїд для атмосферної площадки на екваторі. Видно, що тоді як для широти Києва радіант змінює на небосхилі положення, залишаючись увесь час над горизонтом (різниця зенітної відстані варіює від 72° до 8°), то для екватора має місце факт заходу радіанта під горизонт (максимальна та мінімальна зенітні відстані радіанта будуть відповідно 58° та 0°) — нижня тонка крива. Очевидно, що критична зона у південній півкулі, де радіант Персеїд взагалі не з'являється над горизонтом, буде обмежена широтою -32° , тому у південній частині Австралії чи у Південній Зеландії притік аерозолів в атмосферу від даного метеорного потоку неможливий (або лише частково за рахунок подальшого повільного дрейфу аерозолів за допомогою горизонтальних атмосферних вітрів).

Залежність формування профілів аерозолію від фізичних параметрів поточкових метеорів. Фізичні параметри метеорів також впливають на величину притоку аерозолів у атмосферу. Про-

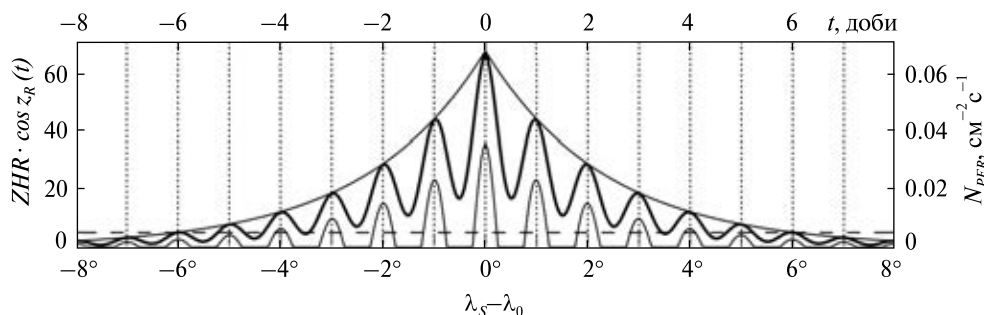


Рис. 4. Хід зміни зенітного годинного числа для метеорів потоку Персеїд 2023 року (для Києва, $\varphi \approx 50^\circ$ — жирна суцільна крива, для екватора — тонка) та притоку N_{PER} частинок в атмосферу (шкала справа); $\lambda_S - \lambda_0$ — екліптична довгота Сонця відносно максимуму активності потоку, t — час; горизонтальна штрихова пряма — спорадичний фон

являється це при використанні формул (6) та (7), куди входять константи C_T та C_V , та заданою функцією розподілу щільності атмосфери $\rho_A(H)$. При аналітичних розрахунках ми користуємося класичним експоненційним розподілом $\rho_A(H) = \rho_A(0)\exp(H/H^*)$ з середнім значенням висоти однорідної атмосфери $H^* = 7 \cdot 10^5$ см та щільністю атмосфери на рівні моря $\rho_A(0) = 0.0016$ г/см³ [15]. При проведенні чисельних розрахунків було б правильніше користуватися сучасними моделями атмосфери. Константою C_T та C_V в попередніх роботах [8, 9] ми позначили вирази

$$C_T = 24\beta\sigma_{c_R}AH^*\exp(1)(T_{melt}^4 - T_0^4)/\Lambda\rho_M^{2/3}$$

та

$$C_V = c_R AH^*\rho_M^{-2/3}$$

відповідно, де $\beta \leq 1$ — коефіцієнт теплового випромінювання метеороїда, що характеризує відхилення від випромінювання абсолютно чорного тіла, σ — стала Стефана — Больцмана; c_R — коефіцієнт опору повітря, A — параметр форми метеорного тіла, T_{melt} і T_0 — температура плавлення та початкова температура частинки яка дорівнює рівноважній в полі сонячної радіації на відстані 1 а. о., Λ — безрозмірний коефіцієнт теплопередачі, ρ_M — щільність метеороїда. У роботах [8, 9] ми брали такі значення для кам'яних частинок: $\beta = 1$, $c_R = 1$, частинки вважалися сферичними $A = \pi(3/4\pi)^{2/3}$, $T_{melt} = 1600$ К, $T_0 = 276$ К, $\rho_M = 3$ г/см³. У випадку залізних частинок слід було б взяти значення $\Lambda = 0.75$, $\rho_M = 7.6$ г/см³, $c_R = 1.25$, $T_{melt} = 1800$ К [15], однак зараз ми розглядаємо метеорні потоки які складаються з кам'яного компонента.

Як видно, суттєву роль відіграють такі фізичні параметри часток, як їхня щільність, температура плавлення, параметр форми тощо. Щільність тіл та температура плавлення може суттєво варіювати для різних метеорних потоків. Крім того, ми використовуємо саме температуру плавлення 1600 К, вважаючи, що з моменту плавлення розпочинається абляція речовини, хоча можна було б використати і температуру інтенсивного випаровування 2100 К, що певним чином змінило б параметри атмосферної фільтрації метеороїдів на метеори та аерозолі, та змінило би висоти формування аерозольних профілів.

Атмосферна фільтрація потокових метеороїдів на аерозолі та метеори. Фільтрація космічних часток на аерозолі або метеори при їхньому русі у земній атмосфері, які належать до певного метеорного потоку, визначається формулою (6). При цьому швидкість метеорного потоку є постійною, і основною величиною, яка забезпечує перетворення частинки даної маси на аерозоль або метеор, є величина $\cos z_R(t)$, залежна від часу. Залежність z_R від v для всього діапазону швидкостей для різних мас показано на рис. 5, а. Кожна крива на рисунку відповідає певній масі метеороїда (числа відповідають порядку маси), вірніше критичному значенню маси, коли нерівність (6) перетворюється на рівняння. Даний рисунок охоплює увесь діапазон можливих швидкостей метеорів, тобто може використовуватись для будь-яких метеорних потоків та метеорів спорадичного фону. Для будь-якої маси на рис. 5, а уся зона площини графіка, яка роз-

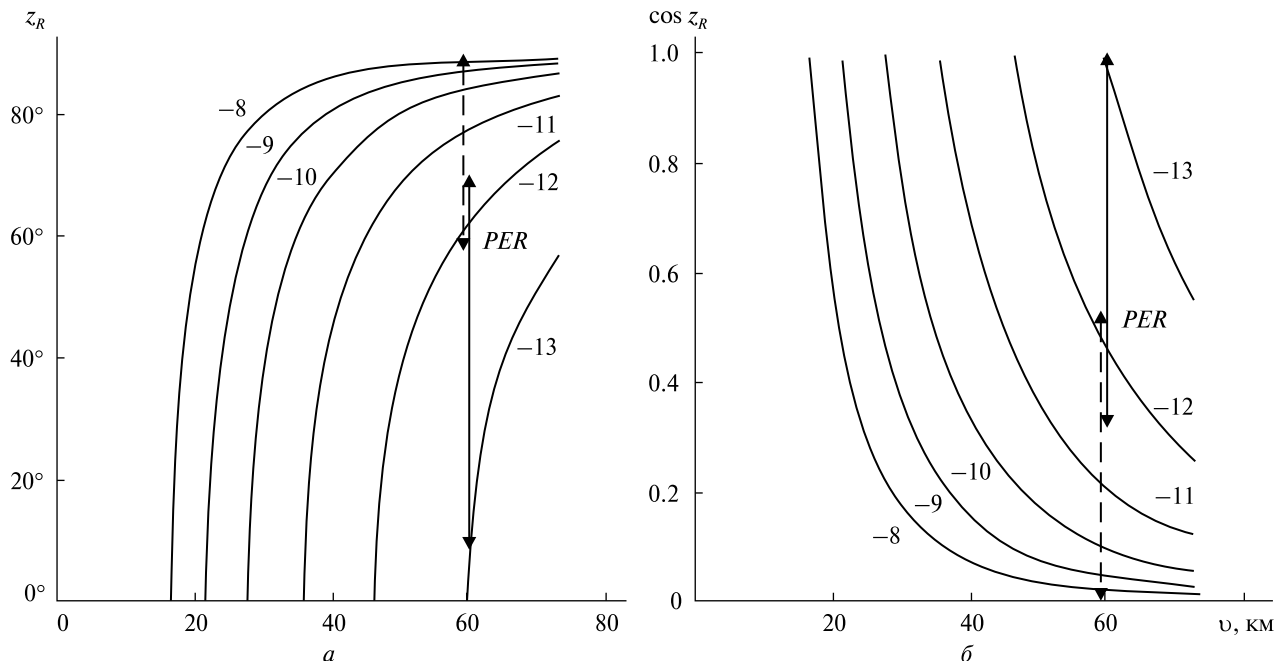


Рис. 5. Графік розділення метеороїдів у відповідності до нерівності (6) на метеори та аерозолі для різних мас та всього діапазону швидкостей (числа біля кривих — порядок маси): *a* — залежність зенітної відстані від швидкості (зона вгорі зліва від кожної кривої — аерозолі, знизу справа — метеори); *б* — залежність косинуса зенітної відстані від швидкості (знизу зліва від кожної кривої — аерозолі, вгорі справа — метеори)

міщена знизу справа від відповідної кривої, відповідає зоні утворення метеорів, і в даній задачі нас не цікавить. Зона вгорі зліва відповідає аерозолям. Зокрема видно, що усі частинки з масами $m < 10^{-14}$ г перетворюються на аерозоль. Рис. 5, *б* відповідає залежності від швидкості безпосередньо косинуса зенітної відстані: аерозолі — зона знизу зліва від кривої, метеори — вгорі справа.

Для певного метеорного потоку швидкість постійна, і ми маємо розглядати лише вертикальний розріз даного графіка. Для прикладу знову наведено відповідну залежність для метеорного потоку Персеїди ($v \approx 60$ км/с), для широти Києва — добовий притік неперервний, та екватора — добовий притік розривний, $58^\circ \geq z_R \geq 0^\circ$, аналогічно до рис. 4. Для кращої наочності криві на рис. 5 штучно зміщено одна відносно одної. Стрілки означають що зенітна відстань протягом доби спочатку збільшується від мінімуму до максимуму, а потім зменшується у зворотному напрямку. Графік на рис. 5, *a* приведений радше для наочності, оскільки зенітна відстань, вира-

жена в градусах, сприймається простіше, аніж числа, що відповідають значенням косинуса, однак до нерівності (6) входить саме $\cos z_R$, а сама нерівність для певного потоку трансформується до вигляду

$$m_{PER} \leq \left[\frac{C_T}{v_{PER}^3 \cos z_R(t)} \right]^3. \quad (16)$$

Тому надалі будемо звертатися безпосередньо до рис. 5, *б*. Для метеорного потоку формула (16) демонструє граничну масу для даного моменту часу ($\cos z_R(t)$), нижче значення якої будуть утворюватися аерозолі, вище — метеори. На рис. 6 показано періодичний добовий хід зміни критичної маси для потоку Персеїд від косинуса зенітної відстані радіанта для Києва. Як видно, при зміні зенітної відстані критична маса частинок потоку, яка розподіляє їх на аерозолі та метеори, варіює у межах приблизно півтора порядки. Мінімальне критичне значення для положення радіанта у меридіані становить близько 10^{-13} г, а отже, усі важчі метеороїди в цей період стануть метеорами. Таке низьке значення критичної маси пояснюється

досить великою швидкістю метеорів потоку Персеїди. Даний графік приведено для широти Києва ($8^\circ \leq z_R \leq 72^\circ$), але загалом може бути розширений до значень $0^\circ \leq z_R \leq 90^\circ$. Для інших метеорних потоків крива буде проходити аналогічно, але вище чи нижче, в залежності від швидкості метеороїдів потоку. Так, для швидших потоків, наприклад Леонід, крива буде проходити нижче, збільшуючи масову долю метеорів і відповідно зменшуючи кількість аерозолів.

Розподіл за висотою формування профілів концентрації аерозолію dn/dt поточкових метеорів. Якщо описувати послідовно формування утворення профілю аерозолію від висоти — зміну концентрації часток за одиницю часу (та в часі) то картина виглядає таким чином. У даний момент часу t кількість частинок N_i з розподілом за масами (3) влітає в атмосферу під кутом z_R до нормалі, починає взаємодіяти з атмосферою (час взаємодії — менше однієї секунди) що призводить до нагрівання частинок та їхнього гальмування. Остаточно через гальмування частинки «зупиняються» на висотах H_S , тобто повністю втрачають свою космічну швидкість, що визначається рівнянням (7). При цьому частина метеороїдів протягом руху досягає температури плавлення (або випаровування) і перетворюється на метеор, втрачаючи шанс стати аерозолем, у відповідності до нерівності (6). В обох рівняннях, крім косинуса зенітної відстані та маси частинки, важливу роль також відіграє швидкість метеороїдів, яка для метеорного потоку є константою. На відміну від спорадичного фону, який діє неперервно на всю земну поверхню, метеорний потік локалізований у часі глобально протягом активності метеорного потоку — часом перетину Землею його меж, так і локально через добове обертання планети, а отже, залежить від широти місця і довготи, яка є в свою чергу функцією часу. Останній фактор робить по суті єдиним ключовим елементом косинус зенітної відстані радіанта $\cos z_R(t)$, який і потрібно розрахувати попередньо на необхідний проміжок часу. При цьому, у відповідності до формули (7), та як видно з рис. 6, при малих значеннях $\cos z_R$ масивніші частинки також можуть стати аерозолями — права частина кривої на рис. 6, тоді

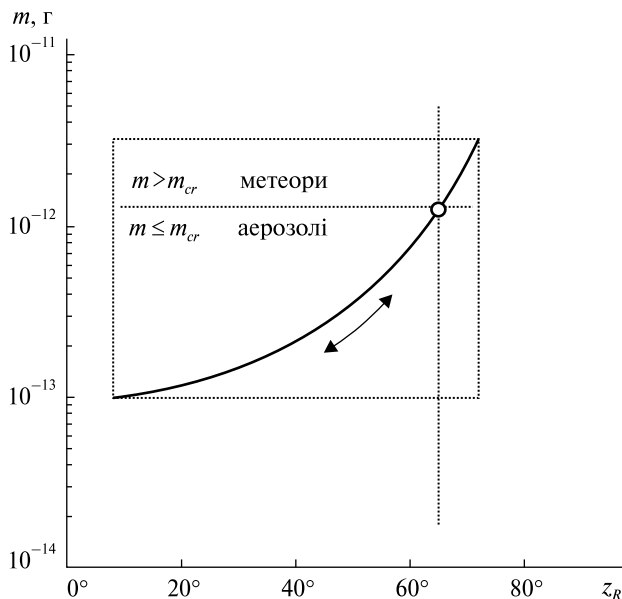


Рис. 6. Зміна граничної маси протягом доби для метеорного потоку Персеїди на широті Києва ($\varphi \approx 50^\circ$)

як при великих значеннях косинуса, тобто при майже вертикальному вході в атмосферу, ці масивні частинки уже перетворюються на метеори, і критична маса зменшується — лівий край кривої на рис. 6.

Таким чином, кількість метеороїдів даного потоку, яка увійде в атмосферу за секунду через одиницю площі, визначиться загальною формулою

$$dN(m,t) = N_i(t) \cos z_R(t) p_m(m) dm. \quad (17)$$

Фільтрація атмосферою метеороїдів на метеори і аерозольні частки не змінює форми розподілу $p_m(m)$ аерозольних часток за масами — розподіл Парето (3), а лише вкорочує його правий край (великі маси) згідно з поточною критичною масою $m_{cr}(t)$ у відповідності до рис. 6. Оскільки між масою аерозольної частинки m та висотою її «зупинки» H_S є однозначна залежність (7), то її можна продемонструвати на прикладі того ж потоку Персеїд для Києва при різних значеннях $z_R(t)$. Для побудови таких графіків скористаємося виразом (7), переписаним у зручній формі:

$$H_S(m,t) = -H^* \ln \left[\frac{m^{1/3} \cos z_R(t)}{C_V \rho_A(0)} \ln \frac{v}{v_S} \right]. \quad (18)$$

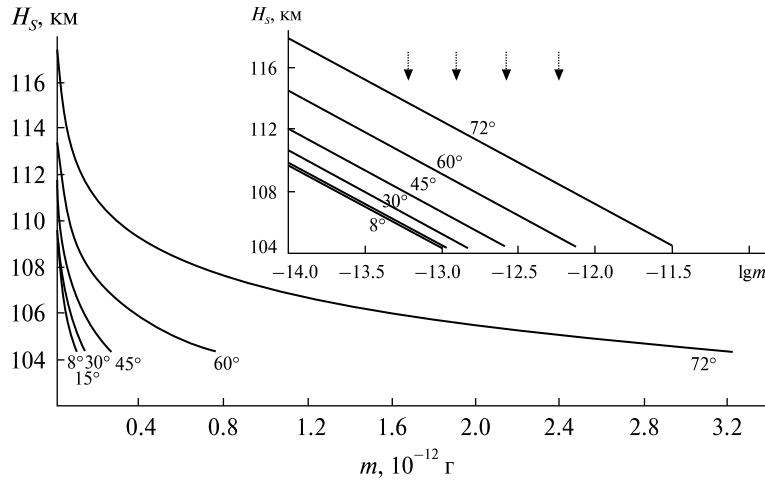


Рис. 7. Залежність висоти H_S «зупинки» метеороїдів від їхньої маси m (потік Персеїди, широта Києва, $\varphi \approx 50^\circ$). Числа біля кривих — значення кута z_R . На вставці приведено ті ж залежності, але від $\lg m$

Графіки залежності H_S від m у відповідності до (18) представлено на рис. 7. Криві приведені для ряду значень $\cos z_R(t)$ з того ж діапазону $8^\circ \leq z_R \leq 72^\circ$ для потоку Персеїд на широті Києва. На вставці приведено ті ж залежності, але від $\lg m$. Графіки на рис. 7 дозволяють наглядно уявити еволюцію формування аерозолю протягом доби. Верхня крива, що відповідає максимальній зенітній відстані $z_R = 72^\circ$, поступово зміщується вліво вниз — при цьому висоти зупинки для частинки тієї ж маси зменшуються через збільшення косинуса зенітної відстані радіанта. Значення критичної маси, у відповідності до (6), при цьому також поступово зменшується — від $m_{cr} \approx 3.2 \cdot 10^{-12}$ г для $z_R = 72^\circ$ до $m_{cr} \approx 9.8 \cdot 10^{-14}$ г

Таблиця 1. Висоти «зупинки» аерозольних часток для різних значень мінімальної та критичних мас в залежності від поточного значення зенітної відстані метеороного потоку Персеїди над Києвом

$z_R(t)$	$H_S(m_{\min}),$ км ($m_{\min} = 10^{-18}$ г)	$m_{cr}, 10^{-14}$ г	$H_S(m_{cr}),$ км
8°	131.16	9.8	104.35
15°	131.34	11	104.35
30°	132.10	15	104.35
45°	133.52	27	104.35
60°	135.95	76	104.35
72°	139.32	320	104.35

для $z_R = 8^\circ$. Далі починається зворотний процес. Висота зупинки при цьому, однак, залишається постійною і дорівнює приблизно $H_S \approx 104.35$ км. Даний факт видається несподіваним, однак коли у рівняння для зупинки (7) підставити граничне значення для маси з нерівності (6), то отримаємо

$$H_S = -H^* \ln \left[\frac{C_T \ln(v/v_S)}{C_V v^3 \rho_A(0)} \right], \quad (19)$$

звідки видно, що критична висота зупинки метеороїда не залежить від маси та кута входження, а лише від швидкості, яка для метеороного потоку є постійною величиною. Висоти зупинки частинок мінімальних мас $m = 10^{-18}$ г та критичних мас m_{cr} для значень $z_R(t)$ у відповідності до приведених кривих на рис. 7 приведено в табл. 1.

Для того щоб представити розподіл (17) утворених аерозольних часток як функцію висот «зупинки», скористаємося трансформацією розподілів у відповідності до законів математичної статистики:

$$p_H(H_S) dH_S = p_m(m) dm, \quad (20)$$

звідки отримуємо остаточно

$$p_H(H_S) = p_m(m\{H_S\}) \left| \frac{dm\{H_S\}}{dH_S} \right|. \quad (21)$$

Залежність $m\{H_S\}$ також знаходиться з виразу (7), і в явному вигляді записується так:

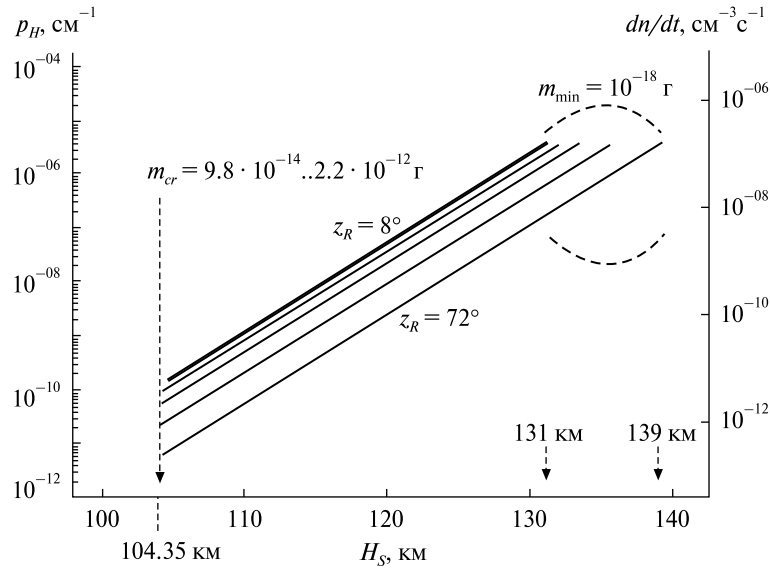


Рис. 8. Щільність p_H розподілу притоку «космічних» аерозолів у мезосферу від висоти H_S для потоку Персеїди-2023 над Києвом ($\varphi \approx 50^\circ$) для різних значень зенітної відстані радіанта z_R (шкала зліва); зміна концентрації dn/dt частинок для середньої величини притоку $0.04 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ (шкала справа)

$$m\{H_S\} = \left[\frac{C_V \rho_A(0) \exp(-H_S / H^*)}{\ln(v / v_S) \cos z_R(t)} \right]^3. \quad (22)$$

Можна легко показати, що детермінант переходу буде рівний

$$\left| \frac{dm\{H_S\}}{dH_S} \right| = \frac{3}{H^*} m\{H_S\}, \quad (23)$$

де значення $m\{H_S\}$ береться з виразу (22). Остаточно, враховуючи розподіл $p_m(m)$ у явному вигляді з (3) та рівняння (21)–(23), отримаємо для висотного розподілу

$$p(H_S, t) = \frac{3km_l^k}{H^*} \frac{1}{m\{H_S\}^k}. \quad (24)$$

Підставляючи вираз (24) у (17), отримаємо $dN(H_S, t) = N_l(t) \cos z_R(t) p_H(H_S, t) dH_S$, або, враховуючи, що $dN(H_S, t)$ має розмірність «кількість частинок через одиничну перпендикулярну площадку за одиницю часу», та ввівши до розгляду концентрацію аерозолів як «кількість частинок в кубічному сантиметрі» отримаємо остаточну формулу для подальшого застосування:

$$\frac{dn(H_S, t)}{dt} = N_l(t) \cos z_R(t) p_H(H_S, t), \quad (25)$$

де $p(H_S, t)$ розраховується з виразу (24) з урахуванням (22), а $\cos z_R(t)$ розраховується незалежно для кожного метеорного потоку та положення на планеті з виразу (14). Виведена формула (25) є кінцевою метою даних розрахунків — за її допомогою можна побудувати профіль зміни концентрації аерозолію космічного походження для будь-якого метеорного потоку.

Відповідний графік для потоку Персеїд-2023 для Києва приведено на рис. 8. Видно, що отримані результати повністю відповідають табл. 1. Права вісь ординат, яка відображає безпосередньо зміну концентрації профілю, очевидно, є наближеною. По-перше, кожна крива має різне положення у відповідності до зміни косинуса зенітної відстані радіанта, а отже, мала б мати свою власну відповідну вісь ординат. По-друге, амплітудний множник, який входить до (25), у відповідності до (15) має вигляд $N_{PER}(m \geq m_l, t) = N_{l_PER}(m \geq m_l, t) \cos z_R(t)$, де обидва множники залежать від часу, як показано на рис. 4, і варіюють в діапазоні від 0 до 0.06, а отже, щільності розподілу (ліва вісь ординат на рис. 8) можна поставити у відповідність за (25) лише деяке середнє значення $N_{PER}(m \geq m_l, t)$ — було вибрано $0.04 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

ВИСНОВКИ

Розроблена модель формування атмосферного аерозолю з метеорних потоків є продовженням, чи розширенням аналогічної моделі для метеороїдів спорадичного фону. Вона використовує ті ж рівняння метеорної фізики. Суттєвою відмінністю у формуванні вертикального аерозольного профілю — зміни концентрації частинок з висотою — є той факт, що утворення відповідного профілю відбувається за відносно короткий проміжок часу активності метеорного потоку — дні, тижні, трохи більше місяця; а також той факт, що формування профілю відбувається по-різному у різних частинах планети. Іншими словами, збільшення концентрації потокового аерозолю відбувається (якщо відбувається) лише для тих широт і довгот, для яких радіант метеорного потоку лежить над горизонтом.

Модель є універсальною, і її можна застосувати для будь-якого реального чи модельного метеорного потоку. Вхідними величинами при цьо-

му будуть розподіл потокових метеорів за масами поперек та вздовж метеорного потоку, елементи геліоцентричної орбіти потоку, час активності — відтак зміну концентрації потокового аерозолю в атмосфері з висотою можна розрахувати для будь-яких географічних координат атмосферної ділянки. Далі, комбінуючи вплив спорадичного фону та потоку, можна розглядати задачу моделювання вертикального дрейфу частинок вниз до поверхні Землі (або зони турбулентності), що і планується реалізувати як продовження даної роботи.

Роботу виконано в Астрономічній обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка в рамках фінансування Міністерства освіти і науки України: держбюджетна тема № 22БФ023-02 «Діагностика пилу в активних малих тілах Сонячної системи та навколоземному космічному просторі», номер держреєстрації: 0122U001911.

REFERENCES

1. Blaauw R. C., Campbell-Brown M. D., Wéry R. J. (2011). A meteoroid stream survey using the Canadian Meteor Orbit Radar. III. Mass distribution indices of six major meteor showers. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **414**, 3322—3329.
2. Britt D. T., Consolmagno G. J. (2003). Stony meteorite porosities and densities: a review of the data through 2001. *Meteoritics and Planet. Sci.*, **38** (8), 1161—1180.
3. Drolshagen G., Moorhead A. V. (2019). *The meteoroid impact hazard*. Sources of meteors on earth and beyond. Part 5. Section 11. Eds G. O. Ryabova, D. J. Asher, M. D. Campbell-Brown. Cambridge: University Press, 90—115.
4. Campbell-Brown M. D., Jones J. (2006). Annual variation of sporadic radar meteor rates. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **367**, 709—716.
5. Hrgjan A. Kh. (1969). *Atmospheric physics*. Leningrad: Hydrometeoizd.
6. Janches D., Brunini C., Hormaechea J. L. (2019). Decade of sporadic meteoroid mass distribution indices in the southern hemisphere derived from SAAMER's meteor observations. *Astron. J.*, **157** (6), 240 (10 p).
7. Kozak P. M. (2003) A vector method for the determination of trajectory parameters and heliocentric orbit elements of a meteor in TV observations. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, **19** (1), 62—76.
8. Kozak P. M., Kruchynenko V. G. (2011). Formation of the aerosol of space origin in earth's atmosphere. *NASA Tech. Rep.* "Meteoroids: The Smallest Solar System Bodies". Eds W. J. Cooke, D. E. Moser, B. F. Hardin, D. Janches. NASA/CP-2011-216469, 181—191.
9. Kozak P. M., Kruchynenko V. G., Kruchenitsky G. M., Ivchenko V. M., Kozak L. V., Belokrinitskaya L. M., Taranukha Yu. G., Rozhilo O. O. (2010). Transformation of sporadic low-mass meteoroid component into the aerosol of the Earth's upper atmosphere. *Kosm. nauka tehnol.*, **16** (4), 13—21.
10. Kozak P. M., Luk'yanyk I. V., Kozak L. V., Stelya O. B. (2023). Using geodetic, geocentric, and topocentric coordinate systems in meteor astronomy and related tasks. *Space Science and Technology*, **29** (5), 69—78.
11. Kozak P. M., Rozhilo O. O., Kruchynenko V. G., Kazantsev A. M., Taranukha Y. G. (2007). Results from 2002 Leonid meteor storm TV observations in Kyiv. *Adv. in Space Res.*, **39** (4), 619—623.
12. Kozak P., Stariy S. (2020). Determination of equatorial coordinates of bolide from observations with stationary low-sensitive home guard video camera. *Bull. Taras Shevchenko Nat. Univ. Kyiv. Astronomy*, **2** (62), 6—10.

13. Kozak P. M., Watanabe J. (2017). Upward-moving low-light meteor. I. Observation results. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **467** (1), 793–801.
14. Kruchynenko V. G. (2002). Influx of space bodies onto Earth in large mass interval. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, **18** (2), 114–127.
15. Levin B. Yu. (1956). *Physical theory of meteors and meteoric matter in the Solar system*. Moscow: AN SSSR, 296 p.
16. Moorhead A. V., Auriane E., Brown P. G., Moser D. E., Cook W. J. (2019). Meteor shower forecasting in near-Earth space. *J. Spacecraft and Rockets*, **56**, 1531–1545.
17. Öpik E. J. (1937). Researches on the physical theory of meteor phenomena. *Publ. Observ. Astron. Tartu*, **29** (5), 67 p.
18. Porubcan V., Hajduk A., Celovani G., Grassi G., Trivellone G. (1997). Mass distribution of the Lyrid meteoroid stream from forward-scatter meteor observation. *Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso*, **27**, 97–103.
19. Rendtel J. (2006). Visual sporadic meteor rates. *WGN. The journal of the IMO*, **34** (3), 71–76.
20. Spurný P., Betlem H., Jobse K., Koten P., van't Leven J. (2000). New type of radiation of bright Leonid meteors above 130 km. *Meteoritics and Planet. Sci.*, **35** (5), 1109–1115.
21. Voloshchuk Y. I., Kashcheev B. L., Kruchynenko V. G. (1989). *Meteors and meteor substance*. Kiev: Naukova Dumka, 293 p.

Стаття надійшла до редакції 30.04.2024

Після доопрацювання 19.07.2024

Прийнято до друку 23.07.2024

Received 30.04.2024

Revised 19.07.2024

Accepted 23.07.2024

P. M. Kozak, Cand. Sci. in Phys. Math., Senior Researcher

E-mail: kpm@knu.ua

Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv

3, Observatorna Str., Kyiv, 04053 Ukraine

MODELING OF INFLUENCE OF METEOR SHOWERS ON THE FORMATION OF SPACE ORIGIN AEROSOL ALTITUDINAL DENSITY PROFILES IN UPPER ATMOSPHERE

The model of space-origin aerosol formation in the atmosphere from meteor streams is proposed. The components of the model are the physical and kinematic parameters of the meteor shower, characteristics of the atmosphere, and the base equations of meteor physics: the equation of deceleration and the equation of energetic balance. The input parameters of a meteor shower are considered to be the meteor stream heliocentric orbit elements, the distribution of meteors by masses across and along the meteor stream, and the physical properties of meteoroids. For meteors of the sporadic background, the meteoroid influx was formed by a three-dimensional distribution: by masses of cosmic particles, their pre-atmospheric velocities, and radiant zenith angles. In the case of a meteor stream, just the radiant zenith angle, which is a function of time, plays a key role. The velocity of a meteor shower is obviously constant (statistical scattering can be neglected). The distribution by masses, which is described by the Pareto distribution, remains in the final equation of the aerosol density change dn/dt . However, at the same time, the meteor influx modification caused by the diurnal radiant's zenith angle variation results in a shift of the distribution's right tail, i.e., the maximal mass value of the space particle, which still remains an aerosol, not transforming into a meteor. It is shown that the influx of cosmic substances through a unit mesosphere area at an altitude of 100 km creates the altitudinal aerosol profile in the atmosphere from a meteor shower. This influx varies based on the geographic position of the area, meaning it depends on geographic coordinates. Besides, the substance influx into a fixed place of the atmosphere periodically changes during the day. It is clearly demonstrated that some meteor showers do not influence some parts of the planet since their radiants do not arise above the horizon and, accordingly, do not form an aerosol. After atmospheric selection of meteoroids into aerosols and meteors, the heights of stop (complete loss of the space velocity) of the aerosol particles, finally forming the altitudinal profile density dn/dt from the given meteor shower, are calculated. For obviousness, the results of all calculations are demonstrated for the Perseid meteor shower and Kyiv latitude.

Keywords: modeling, aerosol, aerosol concentration, meteor, meteor shower.