

doi: <https://doi.org/10.15407/knit2016.04.051>

УДК 523.68

**П. М. Козак**

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Київ

## ФІЗИЧНА МОДЕЛЬ РУХУ МАЛОМАСОВОЇ МЕТЕОРНОЇ ЧАСТИНКИ, ДОТИЧНОЇ ДО ВЕРХНІХ ШАРІВ АТМОСФЕРИ

---

*Аналізуються дані метеорних телевізійних каталогів на можливу наявність метеорів, які могли бути зареєстровані після точки мінімального зближення з Землею. Для визначення наявності та можливості реєстрації слабких дотичних до атмосфери метеорів в діапазоні мас 0.001–10 г пропонується використати класичну модель рідкої краплі. Оскільки дотичний метеор може пролітати в розріджених шарах атмосфери на висотах 90–120 км, систему рівнянь нагрівання та абляції метеорного тіла пропонується розширити рівнянням плавлення, яке в даному випадку може відіграти важливу роль. Рівняння плавлення було виведено на основі рівняння абляції та з введенням безрозмірного параметра. За допомогою розширеної системи рівнянь було отримано свідчення того, що кам'яні та залізні метеорні частинки вказаного діапазону мас можуть продовжувати випаровування і випромінювання після перигею, причому деякі з них згорають повністю, а частина покидає атмосферу у твердому чи розплавленому стані.*

**Ключові слова:** метеори, фізика метеора, метеори, дотичні до атмосфери, модель рідкої краплі.

---

### ВСТУП

На сьогоднішній день відомо лише кілька достовірних випадків реєстрації метеорів, які пройшли крізь атмосферу Землі та полетіли далі в космічний простір, трохи змінивши свою орбіту. В усіх випадках мова йде про яскраві метеори — боліди.

Перший болід, зареєстрований багатьма випадковими свідками візуально та за допомогою побутових фотоапаратів, пролетів у денний час над територією західної частини США та над Канадою 10 серпня 1972 р. Болід був дуже яскравим ( $-15^m \dots -18^m$ ) та за розрахунками [5] мав масу порядку 100–1000 тон. Мінімальне зближення з Землею — перигейна відстань — була порядку 58 км, довжина траєкторії що супроводжувалася світінням — біля 1500 км, швидкість метеороїда — біля 15 км/с (протягом руху в атмосфері зменшилася до 14.2 км/с). За розрахунками [5] зустріч космічного тіла з Землею змінила його астероїдну групу з Амура на Аполлона.

Другий випадок реєстрації дотичного до атмосфери тіла описаний в роботі [3]. Болід блиском  $-6^m$  пролетів 13 жовтня 1990 р. над територією Чехії та Польщі та був зареєстрований Європейською Болідною Мережею. Космічне тіло пролетіло за 9.6 с шлях 409 км, при цьому мало початкову швидкість 41.7 км/с. Початкова маса тіла була оцінена в 44 кг, з яких випарувалось лише 0.35 кг. Висота в перигеї склала приблизно 98.7 км.

Третій і останній випадок є менш достовірним та був представлений лише на конференції [2]. Від описує реєстрацію боліда  $-8^m$  за допомогою Японської любительської відеомережі метеорних спостережень SonotaCo [11], який пролітав 30 с (порядку 1000 км) над територією Японії

---

© П. М. КОЗАК, 2016

29 березня 2006 р. Даний болід було зареєстровано також за допомогою спектральних приладів.

Враховуючи кількість результатів спостережень, відомих на сьогодні, постає питання, чому кількість дотичних до атмосфери метеорів така мала? Особливо це стосується слабких метеорів, які спостерігаються за допомогою телевізійних [7, 9, 10] та відеокамер [8, 11], оскільки, з одного боку, їхня кількість на порядки перевищує кількість яскравих болідів, а з іншого — немає підстав вважати, що молотомасові метеори не можуть бути дотичними до атмосфери на великих висотах порядку 100—120 км. Наприклад, найбільш масова в світі японська мережа відеоспостережень любителів метеорної астрономії [<http://sonotaco.jp/doc/SNM/index.html>] за сім років спостережень (з 2007 по 2013 рр.) зареєструвала 140705 базисних метеорів. Однак лише 15 з них мають від’ємне значення  $\Delta H = H_b - H_e$ , де  $H_b$  та  $H_e$  — висоти початку та кінця реєстрації метеора відповідно, і які, імовірно, мали б відповідати умові їхньої реєстрації після перигею. Однак при цьому зенітна відстань радіанта метеора  $Z_R$ , тобто кут між векторами радіанта та напрямку на зеніт (або між вектором швидкості метеора та напрямком на центр Землі) для значень з від’ємним  $\Delta H$  не приводяться в каталозі, вочевидь через деяку специфіку методики обробки спостережених даних. А значення  $Z_R$  мало б слугувати додатковим (і більш правильним) аргументом на користь того, що метеор пролетів перигейну відстань — для такого положення метеора має бути  $Z_R > 90^\circ$ . Проблема тут може бути у використанні горизонтальної системи координат, яка використовувалася ще для обробки фотографічних спостережень, коли наближено вважалось, що земна поверхня плоска. Звідси автоматично випливала неможливість реєстрації метеора з  $Z_R > 90^\circ$ , оскільки довелося б припустити, що він вилітає з-під горизонту. Якщо ж все-таки припустити, що це дійсно дотичні метеори, то їхня кількість складає порядку 0.01 % від усієї вибірки. Таким чином, в результаті аналізу відповідних баз спостережених даних виникає ряд запитань: чи можна зареєструвати слабкий метеор, дотичний до атмосфери, чи це можливо лише для болідів; яка імовірність реє-

страції слабкого метеора після перигею його траєкторії; який відсоток таких метеорів має бути; яку фізичну модель польоту метеора слід використовувати для слабких дотичних метеорів? Визначення імовірності реєстрації метеора після перигею є кінцевою практичною задачею, воно тісно пов’язане з типом спостережної апаратури, у першу чергу з її чутливістю, має використовувати відповідні фізичні моделі руху метеора в атмосфері та є достатньо складною і громіздкою задачею, яка виходить за рамки даного розгляду. В даній роботі розв’язується перша частина проблеми — а саме вибір відомої чи створення нової фізичної моделі руху маломасової метеорної частинки, дотичної до атмосфери землі в зоні горіння метеорів.

#### КЛАСИЧНА МОДЕЛЬ РІДКОЇ КАПЛІ ДЛЯ МАЛОМАСОВИХ МЕТЕОРНИХ ЧАСТИНОК

Згідно з даними [1] дрібні кам’яні тіла розмірами до 0.5 мм та залізні тіла розмірами до 2 мм прогриваються наскрізь протягом польоту. І хоча глибина однорідного прогріву залежить від швидкості метеороїда, в середньому можна стверджувати, що приблизні значення мас, які відповідають вказаним розмірам, складають 0.01 г для каменя, та 0.3 г для залізної частинки. У першому наближенні можна розширити верхню межу до 1—10 г, а нижню — обмежити значенням 0.001 г. Для частинок, легших за 0.001 г, використовується спрощене рівняння нагрівання, однак такі частинки практично не реєструються сучасними оптичними засобами спостережень — лише радіолокаційними методами. Також слід зауважити, що класична теорія польоту маломасової метеорної частинки в атмосфері передбачає початок абляції (втрату маси та випромінювання світла) частинки при досягненні нею температури кипіння, тобто з початком випаровування. Для каменя (пористі та суцільні хондрити) зазвичай приймається  $T_{boil} \approx 2100$  К [4], для заліза  $T_{boil} = 3136.39$  К [6]. Якщо і є випромінювання тіла раніше — після досягнення розплавленого стану (для кремнію  $T_{melt} = 1687$  К, для заліза  $T_{melt} = 1811$  К [6]) — через «здування» розплавленої плівки налітаючим

потоком повітря, то можна вважати, що воно незначне і не реєструється для частинок малої маси, які ми розглядаємо.

Рівняння нагрівання метеороїда в класичному представленні має вигляд

$$\frac{dE}{dt} = M_0 c_p \frac{dT}{dt} + \beta \sigma (T^4 - T_0^4) S_F, \quad (1)$$

де  $M_0$  — початкова маса тіла,  $c_p$  — його питома теплоємність,  $\beta$  — коефіцієнт, що характеризує відмінність реального (сірого) тіла від абсолютно чорного,  $T_0$  та  $T$  — початкова та поточна температура тіла,  $S_F$  — площа поверхні частинки,  $dE = \Lambda \frac{S \rho_a v^3}{2} dt$  — кінетична енергія, яку отримує тіло за час  $dt$ ,  $S$  і  $v$  — мідель і швидкість тіла,  $\rho_a = \rho_a(t) = \rho_a(H)$  — густина атмосфери,  $\Lambda$  — безрозмірний коефіцієнт передачі кінетичної енергії тілу. Зазвичай коефіцієнт  $\Lambda$  вважається рівним 1 для каменя (зіткнення абсолютно непружне — вся енергія передається тілу), та 0.75 для заліза, через реактивний імпульс атмосферних молекул. Другий член справа у рівнянні (1) — енергія, яка йде на теплове планківське випромінювання тіла, перший член — енергія, що йде на підвищення температури тіла.

Друге рівняння, яке використовується в даній моделі при досягненні тілом температури кипіння — рівняння втрати маси:

$$\frac{dE}{dt} = -Q \frac{dM}{dt} + \beta \sigma (T_{boil}^4 - T_0^4) S_F, \quad (2)$$

де  $Q$  — питома теплота (сумарна) нагрівання тіла до температури плавлення та випаровування [1]. Такий підхід, як буде показано далі, може бути застосований для досить широкого діапазону кутів вльоту частинки в атмосферу порядку  $85^\circ$ . У даному рівнянні змінною величиною є маса тіла, яке випаровується, а температура — постійна і рівна температурі кипіння  $T_{boil}$ .

Крім рівнянь енергетичного балансу, в класичній моделі також використовується рівняння гальмування частинки, оскільки в загальному метеорні тіла проникають в глибокі шари атмосфери, отже в рівняннях (1) та (2) швидкість частинки — змінна величина. Рівняння гальму-

вання має вигляд

$$M \frac{dv}{dt} = -\Gamma S \rho_a v^2, \quad (3)$$

де  $\Gamma$  — коефіцієнт опору повітря.

Проблемою використання даної моделі в її класичному вигляді є пропускання етапу плавлення тіла, яке при дослідженні дотичних метеорів може відігравати ключову роль. Зокрема, легко уявити маломасовий дотичний метеор, який досягає температури плавлення та частково або повністю розплавлюється, і одразу покидає атмосферу, не досягши температури кипіння. Таким чином, дана модель рідкої краплі формально може бути використана для опису маломасових метеороїдів, дотичних до атмосфери, але має бути доповнена відповідним рівнянням плавлення.

#### ФІЗИЧНА МОДЕЛЬ РУХУ МАЛОМАСОВИХ ЧАСТИНОК, ДОТИЧНИХ ДО ЗЕМНОЇ АТМОСФЕРИ

При розгляді космічних частинок дотичних до атмосфери є сенс розглядати в якості перигейної висоти діапазон 80—120 км, тобто висоти горіння слабких метеорів. Слід зауважити, що на таких висотах космічні частинки рухаються в режимі вільномолекулярного обтікання, а отже, можуть бути використані рівняння (1) та (2). Також будемо вважати, у відповідності до класичної теорії рідкої краплі, що абляція (і випромінювання) починається після досягнення тілом температури кипіння  $T_{boil}$ . Дане припущення дозволяє замість розв'язку системи рівнянь розглядати послідовно різні рівняння енергетичного балансу. Також будемо вважати, що тіло рухається по дотичній прямолінійно, тобто знехтуємо викривленням траєкторії протягом польоту через гравітаційний вплив Землі — він є певною мірою суттєвим лише для метеороїдів з малими швидкостями  $v = 12...25$  км/с.

Таким чином, в нашому випадку є тіло з відомою швидкістю  $v = \text{const}$ , яке рухається по лінійній траєкторії, тобто відомі його висота  $H(t)$  та зенітна відстань радіанта  $z_R(t)$ , причому формула  $dH = -v \cos z_R dt$  працює коректно при будь-яких зенітних відстанях, тобто як при зменшенні, так і при збільшенні висоти. За ба-

зові рівняння будемо використовувати класичні рівняння зміни температури (1) і зміни маси (2), які запишемо в розгорнутому вигляді:

$$\frac{\Lambda\nu^3}{2}\rho_a(t) = \frac{c_p M}{S} \frac{dT(t)}{dt} + 4\beta\sigma [T(t)^4 - T_0^4], \quad (4)$$

$$\frac{\Lambda\nu^3}{2}\rho_a(t) = -\frac{Q}{S} \frac{dM(t)}{dt} + 4\beta\sigma [T(t)^4 - T_0^4], \quad (5)$$

де використано зв'язок між площею міделя та площею поверхні сферичної частинки ( $S_F = 4S$ ).

Схема подальшого застосування рівнянь така.

1. Нагрівання (охладження) твердого тіла:

$$M = \text{const}, S = \text{const},$$

$$T' = f(t, T), T(0) = T_0 \approx 276 \text{ K}$$

— температура тіла на відстані 1 а.о. від Сонця. Для розв'язку  $T' = f(t, T)$ , тобто визначення  $T(t)$  використовується у явному вигляді рівняння (4), де  $c_p = c_{p\_sol}$  — питома теплоємність твердого тіла. Рівняння (4) розв'язується чисельно, наприклад методом Рунге — Кутта 4-го порядку, крок вздовж траєкторії достатньо вибрати порядку 100 м.

2. Плавлення (кристалізація):

$$T = T_{melt} = \text{const}, S = \text{const}$$

— рівняння, якого не вистачає в класичній теорії. Оскільки при плавленні (кристалізації) розглядається зменшення (або збільшення) маси у твердому стані  $M_{sol}$ , то виглядає доцільним скористатися рівнянням випаровування (5), у якому замінимо загальну масу тіла  $M$  на  $M_{sol}$ . Однак, щоб уникнути плутанини з різними типами маси, доцільно ввести нову змінну — безрозмірний множник  $\epsilon(t)$  долі твердого тіла у загальній масі, тобто  $M_{sol}(t) = \epsilon(t)M$ , тоді рівняння (5) матиме вигляд

$$\frac{\Lambda\nu^3}{2}\rho_a(t) = -\frac{Q}{S} \frac{M d\epsilon(t)}{dt} + 4\beta\sigma [T_{melt}^4 - T_0^4], \quad (6)$$

де  $Q = Q_{fus}$  — питома енергія плавлення тіла. Рівняння інтегрується аналітично:

$$\epsilon(t) = \epsilon_{melt} - \frac{S}{MQ_{fus}} \times \left\{ \frac{\Lambda\nu^3}{2} \int_{t_{melt}}^t \rho_a(t) dt - 4\beta\sigma [T_{melt}^4 - T_0^4] (t - t_{melt}) \right\}, \quad (7)$$

де  $t_{melt}$  — час початку плавлення (або кристалізації),  $\epsilon_{melt}$  — значення на момент початку плавлення (або кристалізації), яке може бути рівним 1 або 0 відповідно.

3. Нагрівання/охладження рідкого тіла:

$$M = \text{const}, S = \text{const}.$$

Використовується рівняння (4), у якому приймається  $c_p = c_{p\_liq}$  — питома теплоємність тіла у рідкому стані.

4. Випаровування:

$$T = T_{boil} = \text{const}, S(t) = A \left( \frac{M(t)}{\rho} \right)^{2/3}.$$

Тут використовується класичне рівняння абляції, яке трансформується до вигляду

$$\frac{1}{M^{2/3}} \frac{dM(t)}{dt} = -\frac{A}{Q_{vap}\rho^{2/3}} \left\{ \frac{\Lambda\nu^3}{2}\rho_a(t) - 4\beta\sigma [T_{boil}^4 - T_0^4] \right\}, \quad (8)$$

де

$A = S/V^{2/3}$  — параметр форми тіла; для сфери

$$A = \left( \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \right)^{2/3} \approx 1.21.$$

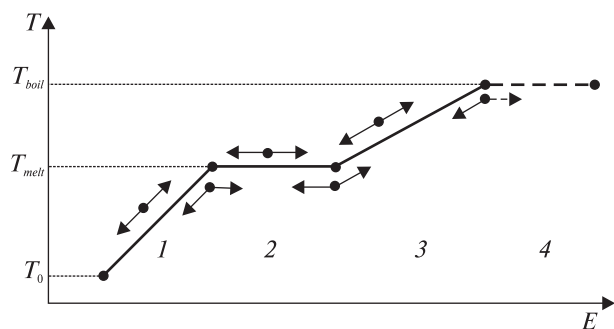
Рівняння також має аналітичний розв'язок:

$$M(t) = \left[ M_{boil}^{1/3} - \frac{A}{3Q_{vap}\rho^{2/3}} \left\{ \frac{\Lambda\nu^3}{2} \int_{t_{boil}}^t \rho_a(t) dt - [-4\beta\sigma [T_{boil}^4 - T_0^4]](t - t_{boil}) \right\} \right]^3, \quad (9)$$

де  $t_{boil}$  — час початку кипіння,  $M_{boil}$  — маса на початок кипіння,  $Q_{vap}$  — питома енергія випаровування.

Значення параметрів, які входять в рівняння для каменя та заліза, приведено в таблиці.

Схему зміни температурно-фазових переходів та відповідних рівнянь приведено на рис. 1. По осі абсцис відкладено накопичену тілом енергію (ентальпію). Видно, що як у фазах нагрівання, так і плавлення процес може мати зворотний характер, в залежності від параметрів метеорного тіла та густини атмосфери, хід якої визначається

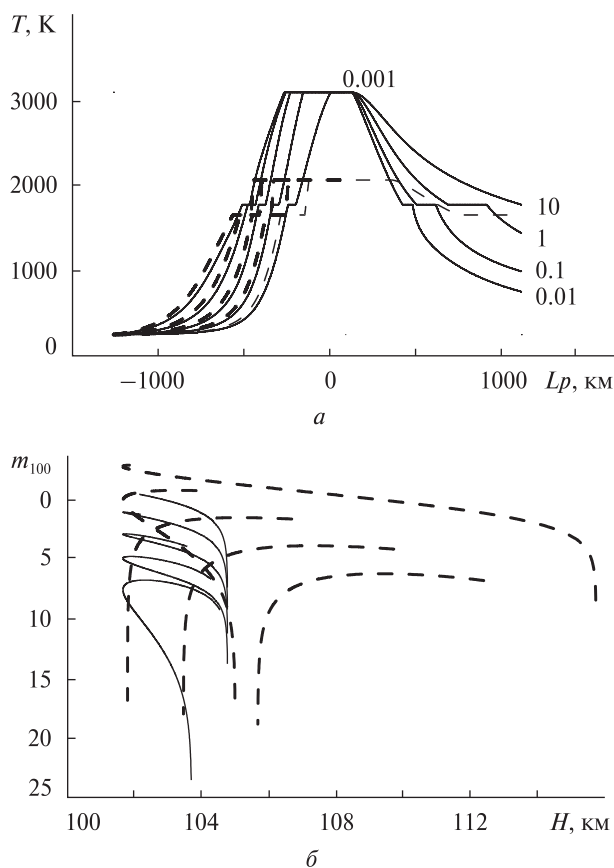


**Рис. 1.** Схема можливої зміни температурно-фазових станів маломасової космічної частинки при дотичному польоті в атмосфері: 1 — нагрівання/охолодження, рівняння (4),  $T = T(t)$ ,  $M = \text{const}$ ,  $S = \text{const}$ ,  $c_p = c_{p\_sol}$ ; 2 — плавлення/кристалізація, рівняння (6), (7),  $\varepsilon = \varepsilon(t)$ ,  $T = T_{melt}$ ,  $M = \text{const}$ ,  $S = \text{const}$ ,  $Q = Q_{fus}$ ; 3 — нагрівання/охолодження, рівняння (4),  $T = T(t)$ ,  $M = \text{const}$ ,  $S = \text{const}$ ,  $c_p = c_{p\_liq}$ ; 4 — випаровування, рівняння (5), (8), (9),  $M = M(t)$ ,  $T = T_{boil}$ ,  $S = S(t)$ ,  $Q = Q_{vap}$

**Термодинамічні параметри метеороїдів, які використовувалися при обчисленнях**

Параметри	Камінь	Залізо	Літературне джерело
$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	3.5 (хондрит)	7.85	[1]
$\Lambda$	1.0	0.75	[1]
$\beta$	0.9	0.9	[1]
$T_{melt}$ , К	1687.0 (Si)	1811.0	[6]
$T_{boil}$ , К	2100.0 (хондрит)	3136.4	[4, 6]
$c_{p\_sol}$ , Дж/(г·К)	0.812 (Si)	0.449	[6]
$c_{p\_liq}$ , Дж/(г·К)	0.968 (Si)	0.835	[6]
$Q_{fus}$ , Дж/г	1789.1 (Si)	247.3	[6]
$Q_{vap}$ , Дж/г	3800.0 (хондрит)	6364.0	[4, 6]

висотою перигею траєкторії. Винятком є процес випаровування — молекули, які випарувалися, одразу зносяться потоком повітря, і, таким чином, забирають з собою всю отриману енергію — тобто перестають бути власне метеорним тілом. Залишок частинки енергії не отримує і залишається при сталій температурі  $T_{boil}$  до того часу, поки вся маса тіла не випарується, або допоки густина атмосфери не впаде настільки, щоб ви-



**Рис. 2.** Зміни температури дотичного метеороїда вздовж його траєкторії (а) та відповідні зміни його блиску (б). Числа біля кривих — початкові маси. Суцільні криві — залізні частинки, пунктир — камінь

паровування тіло зупинилося і розпочався процес його охолодження.

Останній член у фігурних дужках рівняння (8) і є відповідальним за можливість абляції. Щоб маса тіла зменшувалась ( $dM / dt < 0$ ), повинна виконуватись нерівність

$$\frac{\Lambda v^3}{2} \rho_a(t) - 4\beta \sigma [T_{boil}^4 - T_0^4] \geq 0. \quad (10)$$

З нерівності (10) зокрема впливає, що для метеорного потоку Оріоніди (типова швидкість в земній атмосфері 63 км/с) при температурі випаровування  $T_{boil} = 3136.39$  К критична густина дорівнює  $\rho_a = 1.77 \cdot 10^{-10}$  г/см<sup>3</sup> ( $H = 105.7$  км) для заліза та  $\rho_a = 3.55 \cdot 10^{-11}$  г/см<sup>3</sup> ( $H = 115.1$  км) для каменя ( $T_{boil} = 2100.0$  К). Згідно із моделлю вище цих висот інтенсивне випаровування припиняється.

Проведемо, для прикладу, розрахунки для частинок з швидкістю  $v = 63$  км/с для мас 0.001, 0.01, 0.1, 1 та 10 г, вважаючи що їхня траєкторія має точку перигею на висоті близько 100 км. З рис. 2 видно, що залізни частинки з масами 0.01–10 г, та кам'яні з масою 10 г не випаровуються повністю, а залишають частину маси:  $M(0.01) = 0.0025$  г,  $M(0.1) = 0.057$  г,  $M(1.0) = 0.82$  г,  $M(10.0) = 9.85$  г для заліза, та  $M(10.0) = 2.24$  г для каменя, досягши критичних висот  $H = 105.7$  та 115.1 км. Також з рис. 2, а видно, що чим більша маса частинки, тим довше вона витрачає часу на повне проплавлення, однак по досягненню критичної густини атмосфери зупинка абляції відбувається одночасно, незалежно від маси.

Криві зміни блиску метеора з висотою (рис. 2, б) виглядають нетипово для метеорів загалом, крім трьох найлегших кам'яних частинок, які згоряють повністю до перигею. На кривих блиску інших частинок рух тіла починається спочатку вліво при малих зоряних величинах, а після проходження перигею — вправо із збільшенням зоряної величини до повного зникнення метеора через його охолодження або через повне згоряння.

## ВИСНОВКИ

Коротко підсумовуючи результати моделювання, можна стверджувати, що рівняння плавлення вдало розширює класичну модель рідкої краплі, яка в такому вигляді може використовуватися для дослідження дотичних метеорів. Застосування моделі показало, що метеорні частинки з масами 0.001–10 г на висотах 90–120 км можуть створювати метеори і після проходження перигею, причому частина їх згоряє повністю, а інша частина покидає земну атмосферу зі зменшеними масами у твердому чи розплавленому стані. Причина відсутності таких метеорів у каталогах залишається невідомою.

1. Левин Б. Ю. Физическая теория метеоров и метеорное вещество в Солнечной системе. — М.: Изд-во АН СССР, 1956. — 296 с.
2. Abe S., Borovicka J., Spurny P., et al. Meteor network team in Japan // Earth-grazing fireball on March 29, 2006. — European Planetary Science Congress 2006, Berlin, Germany, 18–22 September 2006. — 2006. — P. 486.

3. Borovicka J., Ceplecha Z. Earth-grazing fireball of October 13, 1990 // Astron. and Astrophys. — 1992. — **257**. — P. 323–328.
4. Campbell-Brown M. D., Koschny D. Model of the ablation of faint meteors // Astron. and Astrophys. — 2004. — **418**. — P. 751–758.
5. Ceplecha Z. Earth-grazing daylight fireball of August 10, 1972 // Astron. and Astrophys. — 1994. — **283**. — P. 287–288.
6. Deai P. D. Thermodynamic properties of iron and silicon // J. Phys. Chem. Ref. Data. — 1986. — **15**, N 3. — P. 967–983.
7. Hajdukova M., Kruchinenko V. G., Kazantsev A. M., et al. Perseid meteor stream 1991–1993 from TV observations in Kiev // Earth, Moon and Planets. — 1995. — **68**. — P. 297–301.
8. Koten P., Spurny P., Borovicka J., Stork R. Catalogue of video meteor orbits. Part 1 // Publ. Astron. Inst. Acad. Sci. Czech. Republic. — 2003. — **91**. — P. 1–32.
9. Kozak P., Rozhilo O., Kruchynenko V., et al. Results of processing of Leonids — 2002 meteor storm TV observations in Kyiv // Adv. Space Res. — 2007. — **39**, N 4. — P. 619–623.
10. Kozak P. M., Rozhilo O. O., Taranukha Y. G. Trajectory parameters and orbital elements of 98 September meteors from double station TV observations in 2001 and 2003 // Int. Conf. "Asteroids, Comets, Meteors", May 16–20, 2012, Niigata, Japan. — 2012. — #6451.
11. SonotaCo. A meteor shower catalog based on video observations in 2007–2008 // WGN, J. IMO. — 2009. — **37**, N 2. — P. 55.

Стаття надійшла до редакції 18.04.16

## REFERENCES

1. Levin B. Ju. Physical Theory of Meteors and the Meteor Matter in the Solar System, 296 p. (Izd-vo AN SSSR, Moscow, 1956) [in Russian].
2. Abe S., Borovicka J., Spurny P., et al. Meteor network team in Japan. Earth-grazing fireball on March 29, 2006, European Planetary Science Congress 2006, Berlin, Germany, 18–22 September 2006, P. 486 (2006).
3. Borovicka J., Ceplecha Z. Earth-grazing fireball of October 13, 1990. *Astron. and Astrophys.*, **257**, 323–328 (1992).
4. Campbell-Brown M. D., Koschny D. Model of the ablation of faint meteors. *Astron. and Astrophys.*, **418**, 751–758 (2004).
5. Ceplecha Z. Earth-grazing daylight fireball of August 10, 1972. *Astron. and Astrophys.*, **283**, 287–288 (1994).
6. Deai P. D. Thermodynamic properties of iron and silicon. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **15** (3), 967–983 (1986).
7. Hajdukova M., Kruchinenko V. G., Kazantsev A. M., et al. Perseid meteor stream 1991–1993 from TV observations in Kiev. *Earth, Moon and Planets*, **68**, 297–301 (1995).

8. Koten P., Spurny P., Borovicka J., Stork R. Catalogue of video meteor orbits. Part 1. *Publ. Astron. Inst. Acad. Sci. Czech. Republic*, **91**, 1—32 (2003).
9. Kozak P., Rozhilo O., Kruchynenko V., et al. Results of processing of Leonids - 2002 meteor storm TV observations in Kyiv. *Adv. Space Res.*, **39** (4), 619—623 (2007).
10. Kozak P. M., Rozhilo O. O., Taranukha Y. G. Trajectory parameters and orbital elements of 98 September meteors from double station TV observations in 2001 and 2003. *Int. Conf. "Asteroids, Comets, Meteors"*, May 16-20, 2012, Niigata, Japan, #6451 (2012).
11. SonotaCo. A meteor shower catalog based on video observations in 2007—2008. *WGN, J. International Meteor Organization*, **37** (2), P. 55—62 (2009).

П. Н. Козак

Астрономическая обсерватория  
Киевского национального университета  
имени Тараса Шевченко, Киев

#### ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ МАСОМАСОВОЙ МЕТЕОРНОЙ ЧАСТИЦЫ, КАСАТЕЛЬНОЙ К ВЕРХНИМ СЛОЯМ АТМОСФЕРЫ

Анализируются данные метеорных телевизионных каталогов на возможное наличие метеоров, которые могли быть зарегистрированы после точки минимального сближения с Землей. Для определения наличия и возможности регистрации слабых касательных к атмосфере метеоров в диапазоне масс 0.001—10 г предлагается использовать классическую модель жидкой капли. Поскольку касательный метеор может пролетать в разреженных слоях атмосферы на высотах 90—120 км, систему уравнений нагревания и абляции метеорного тела предлагается расширить уравнением плавления, которое в данном случае может играть важную роль. Уравнение плавления было выведено на основе уравнения абляции

и с введением безразмерного параметра. При помощи расширенной системы уравнений было получено свидетельство того, что каменные и железные метеорные частицы указанного диапазона масс могут продолжать испаряться и излучать после перигея, причем некоторые из них сгорают полностью, а часть покидает атмосферу в твердом или расплавленном состоянии.

**Ключевые слова:** метеоры, физика метеора, метеоры, касательные к атмосфере, модель жидкой капли.

P. N. Kozak

Astronomical Observatory of Kyiv  
Taras Shevchenko National University, Kyiv

#### PHYSICAL MODEL FOR MOTION OF LOW-MASS METEOR PARTICLE GRAZING UPPER ATMOSPHERE LAYERS

Analysis of TV meteor catalogues for the possible presence of meteors which could be registered after a point of minimal collision with the earth is carried out. The classic liquid drop model is proposed to use for determination of low light Earth-grazers in the mass range 0.001—10 g presence and possibility of their registration. Since a grazing meteor may fly across rare atmosphere layers on heights 80—120 km, we propose to enhance the system of equations of heating and ablation adding the equation of fusion, which can play a significant role in this case. The equation of fusion was derived basing on the equation of ablation by the introduction of a dimensionless parameter. Using the enhanced system of equations, we found that stony and iron meteor particles of the given mass range can continue vaporization and radiation after the perigee, and some of them burn down completely while the other part leaves the atmosphere in the solid or liquid state.

**Key words:** meteors, meteor physics, grazing atmosphere meteors, liquid drop model.