

УДК 523.64-853

О. В. Иванова, Л. М. Шульман

Головна астрономічна обсерваторія НАН України
03680, МПС, Київ, вул. Академіка Заболотного 27

Эффект підсилення сублімації з активної зони на поверхні кометного ядра, що обертається

Неоднорідність кометних ядер проявляється в наявності на поверхні ядер активних зон, які є джерелом спостережуваних газово-пилкових струменів. Активні зони кометних ядер утворюються шляхом локального руйнування пилового шару, хоч можливі механізми цього руйнування остаточно не з'ясовані. В роботі досліджується розподіл температури по крижаному дну та пилкових стінках кратера на поверхні кометного ядра та ефект підсилення сублімації криги за рахунок концентрації сонячного випромінювання конічним отвором залежно від його геометричних параметрів та наявності обертання ядра.

ЭФФЕКТ УСИЛЕНИЯ СУБЛИМАЦИИ С АКТИВНОЙ ЗОНЫ НА ПОВЕРХНОСТИ КОМЕТНОГО ЯДРА, КОТОРОЕ ВРАЩАЕТСЯ, Иванова А. В., Шульман Л. М. — Неоднородность кометных ядер проявляется в наличии на поверхности кометных ядер активных областей, которые являются источником наблюдаемых газово-пылевых выбросов. Активные зоны кометных ядер образуются путем локального разрушения пылевого слоя, хотя возможные механизмы этого разрушения окончательно не выяснены. В работе исследуется распределение температуры по ледяному дну и пылевым стенкам кратера на поверхности кометного ядра и эффект усиления сублимации льда за счет концентрации солнечного излучения коническим отверстием в зависимости от его геометрических параметров и наличия вращения ядра.

THE EFFECT OF AMPLIFICATION OF SUBLIMATION FROM AN ACTIVE REGION ON THE SURFACE OF A ROTATING COMETARY NUCLEUS, Ivanova A. V., Shulman L. M. — The inhomogeneity of cometary nuclei emerges in the fact that there are some active areas on the surface of a cometary nucleus which are sources of observed gas-and-dust jets. The active regions of a cometary nucleus are formed by local disruption of the dust layer, though a possible mechanism of this disruption are not clear. We investigated the temperature distribution on the icy bottom and dust walls of the crater on the surface of a cometary nucleus and the effect of amplification of sublimation due to the concentration of the solar radiation by the conical hole depending on its geometrical parameters and on the nucleus rotation.

ВСТУП

Наземні спостереження та дані космічних місій до комет показали, що ядра комет несферичні, неоднорідні та неоднорідно нагріті. Основним доказом неоднорідності можна вважати існування дискретних потоків пилу та газу з освітлених ділянок ядра. Неоднорідна структура поверхні у кометних ядер виникає в ході еволюції при зміні співвідношення крижаних та запиленних ділянок. Про неоднорідність розподілу пилу в ядрі свідчить існування синхрон у хвостах другого типу. Найімовірніше, що активні зони ядра утворюються шляхом локального руйнування пилового шару. Різний темп випаровування із різних ділянок ядра приводить до неоднорідності ядра за ступенем екранування пилом. Пропонується ідеалізована модель активної області у вигляді конічного отвору в пиловому поверхневому шарі та досліджується температурний хід на крижаному дні та бокових пилових стінках цього отвору на поверхні кометного ядра в залежності від його геометричних параметрів та за умови, що ядро обертається, а сам кратер знаходиться на екваторі.

ТЕМПЕРАТУРНИЙ БАЛАНС НА ПОВЕРХНІ ЯДРА

Більшість процесів, які відбуваються на поверхні кометного ядра та в атмосфері, залежать від температури та хімічного складу ядра. У багатьох випадках при розгляді теплового режиму розглядалося монолітне ядро, яке має сферичну форму та обертається. У простих випадках температура ядра залежить від потоку енергії, яка надходить від Сонця та природи речовини.

Перші оцінки температури кометного ядра були зроблені ще на початку минулого сторіччя [5, 6]. Ядро розглядалося як сфера з параметрами абсолютно чорного тіла. Сонячна радіація нагріває ядро до рівноважної температури, яку можна оцінити за законом Стефана—Больцмана. Так було отримано класичну формулу

$$T = T_1 r_k^{-1/2},$$

де T_1 — температура при $r = 1$ а. о., r_k — геліоцентрична віддаль комети. При цьому вважалось, що ядро — кам'янистий моноліт, а теплопровідність дорівнює нулю. Однак пізніше було встановлено, що ці два припущення помилкові. Для розрахунку температури поверхні нетеплопровідного ядра Б. Ю. Левіним [5] була запропонована формула

$$T = \frac{393}{\sqrt{r_k}} \sqrt[4]{\cos z},$$

де z — кут падіння сонячної радіації на поверхню кометного ядра [16]. Проте ядра комет досить відмінні від абсолютно чорного тіла. Для реальної оцінки температури на поверхні кометного ядра необхідно враховувати не тільки коефіцієнти поглинання та відбиття, але і розміри та неоднорідність ядра.

Врахування теплопровідності при розрахунках вперше ввели Міннаерт [16] та Тихонов [7], однак у роботі [16] розглянуто фактично не кометне ядро, а астероїд. Було отримано залежність температури від часу та виявлено її різницю до та після перигелію. Залежність температури від r_k можна бути записати у вигляді

$$T = T_0 / r_k^\gamma,$$

де γ — коефіцієнт, який визначається природою та фізичними властивостями ядра.

Задача про теплопровідність ядра комети вперше була розв'язана Добровольським [1] та Марковичем [4]. Способом найменших квадратів Маркович знайшов апроксимацію результатів чисельного інтегрування рівняння теплопровідності і отримав зміну температури від часу у випадку кам'янистого моноліту, який рухається по орбіті комети Галлея.

Надалі було з'ясовано, що поверхневий шар ядра складається з пилового шару, та теплопередача відбувається шляхом променистого переносу. Враховуючи, що все тепло, яке надходить з пилового шару, витрачається на випаровування частинок, Уїппл [21] оцінив максимальну температуру кометного ядра:

$$T_{\max} = \left(\frac{I - A_0 F_0}{I - A_1 \sigma} \right)^{1/4},$$

де A_0 — альbedo для низькотемпературного випромінювання, F_0 — потік сонячної радіації на поверхневий шар, A_1 — альbedo першого зовнішнього шару. У випадку, коли A_0 та A_1 малі, ця формула набуває вигляду

$$T = \frac{390}{\sqrt{r_k}} \sqrt[4]{\cos z},$$

Оцінка температури для різних сумішей твердих H_2O , CH_4 , CO_2 , та NH_3 була проведена в роботах Дональда [11] без врахування теплопровідності для різних значень коефіцієнта поглинання. Аналогічна задача для періодичної комети розраховувалася для ядра, яке складається з H_2O та CO_2 Вайсманом та Кіффером [19]. Розподіл температури на сніговому ядрі досліджував П. Єгібеков [2].

В загальному випадку рівняння теплопровідності, яке описує просторово-часовий розподіл температури, має вигляд [8]

$$\rho_{\text{я}} C \frac{\partial T}{\partial t} + \text{div}(K \nabla T) = S(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

де $T(\mathbf{r}, t)$ — просторово-часовий розподіл температури в ядрі комети, $\rho_{\text{я}}$ — густина речовини ядра, C — його теплоємність, розрахована на одиницю маси, K — теплопровідність речовини ядра, S — потужність внутрішніх джерел енергії в ядрі.

Гранична умова теплового балансу на поверхні має вигляд

$$\frac{q(1 - A)\cos z}{r_k^2} = \varepsilon \sigma T^4 - (K \nabla T)_{R(r, t)=0} + ZL, \quad (2)$$

де q — сонячна стала, A — альbedo ділянки поверхні ядра, ε — його коефіцієнт випромінювання, σ — стала Стефана—Больцмана, Z — потік сублимату з одиниці поверхні, L — енергія сублимації однієї молекули.

На основі рівнянь (1) та (2) за останні роки було отримано багато результатів дослідження теплового балансу на поверхні кометного ядра для різних моделей самого кометного ядра, структури поверхні ядра та активних областей. Досліджувався температурний режим на сферичному крижаному ядрі (одношарова модель) [8, 12], на крижаній області, вкритій пиловим шаром (двошарова модель) [8, 13], на неоднорідному льодяно-пиловому ядрі при наявності активної зони [10, 17], на ядрах, пориста структура яких може складатись чи з капілярів [15], які не перетинаються, чи з нагромадження суцільних [20] або пористих частинок [18], на ядрах, де активні області, мають вигляд крижаної циліндричної канави чи сферичного кратера, де на дні та бокових поверхнях кратерної структури лише лід [9]. Тут ми досліджуватимемо розподіл температури в активній області, яка

має вигляд конічного кратера у пиловому шарі на поверхні ядра, на дні якого знаходиться лише оголений лід. Активна область розташована на екваторі кометного ядра.

ТЕМПЕРАТУРНИЙ БАЛАНС В АКТИВНІЙ ОБЛАСТІ

Пропонується модель активної області, згідно з якою на поверхні ядра є кратерна структура — отвір конічної форми, який може бути наслідком падіння на поверхню кометного ядра метеороїда, або якогось іншого процесу, що має наслідком локальне руйнування пилової кірки. На дні конуса знаходиться оголений лід, а на бічній поверхні кратера — пил. У попередніх роботах [3] розглядався температурний хід для цієї моделі активної області, при умові, що вона знаходиться на полюсі кометного ядра (немає впливу обертання на тепловий режим). Нижче розглядається розподіл температури для випадку обертання ядра. Іншими словами, досліджується зміна температури на дні та бокових стінках активної області з урахуванням наявності освітлених та затемнених ділянок та викликана такою структурою зміна потоку сублимату.

Як і у попередніх роботах, вважалось, що сонячна радіація потрапляє на поверхню криги двома шляхами: безпосередньо від Сонця та у вигляді ІЧ-радіації від стінок кратера, яка є перевипромінюваною сонячною радіацією. Рівняння балансу енергії на крижаному дні кратерної структури можна записати таким чином:

$$\frac{q(1 - A_n)\cos z}{r_k^2} = (1 - A_n)\sigma T_n^4 + L \frac{e^{A-B/T_n}}{\sqrt{2\pi mkT_n}} - (1 - A_n) \frac{\sigma}{\pi} \int T_n^4 K ds, \quad (3)$$

де A_n — альbedo крижаної поверхні, T_n та T_n — відповідно температури криги та пилу, A та B — константи для апроксимації залежності тиску насиченої пари від температури ($P_s = \exp(A - B/T_n)$), K — коефіцієнт променистого теплообміну. Для пилових стінок аналогічне рівняння набуває вигляду

$$\frac{q(1 - A_n)\cos z}{r_k^2} = (1 - A_n)\sigma T_n^4 + 2\alpha k(T_n - T_r) - (1 - A_n) \frac{\sigma}{\pi} \int T_n^4 K ds, \quad (4)$$

де $T_r = T_n$ — температура газу в конусі. Для чисельного розв'язку системи інтегральних рівнянь (3) та (4) було побудовано дискретну сітку, а саме: дно і бічну поверхню конуса було розбито на рівновеликі елементи.

Вважається, що в межах i -го елемента температура T_i та вектор нормалі n_i постійні. Геометрію кратера визначають: r — нижній радіус, h — висота, κ — половина кута розкриття конуса. Позначаючи індексом s температуру елементів бічної поверхні, а індексом b — температуру елементів дна, маємо замість інтегральних рівнянь (3) і (4) систему нелінійних алгебраїчних рівнянь, отриману шляхом дискретизації цих рівнянь з наступним перетворенням їх до вигляду, зручного для розв'язку методом ітерацій:

$$T_{bi} = \frac{B}{A - \lg \left\{ \frac{\sqrt{2\pi mkT_{bi}}}{L} \left[\frac{q(1 - A_n)\cos z_{bi}}{r_k^2} - (1 - A_n)\sigma T_{bi}^4 + \sum_{j=1}^{N_b} \frac{\sigma(1 - A_n)T_{sj}^4}{\pi} K_{ij} ds \right] \right\}}, \quad (5)$$

для крижаного дна та

$$T_{si} = \left\{ \frac{1}{\sigma} \left[\frac{q(1 - A_n) \cos z_{si}}{r_k^2} - 2\alpha k(T_{si} - T_r) + \sum_{j \neq i}^{N_s} \frac{\sigma}{\pi} (1 - A_n) T_{sj}^4 K_{ij} ds \right] \right\}^{1/4} \quad (6)$$

для бокових стінок, де коефіцієнт променистого теплообміну можна записати у вигляді матриці

$$K_{ij} = \frac{\cos \beta_i \cos \beta_j}{l_{ij}^2} \Delta S. \quad (7)$$

На рис. 1 схематично зображено обмін між боковою поверхнею та дном, а також між двома елементами бічної поверхні кратерної структури. Видно, що $\cos \beta$ з рівняння (7) визначається скалярним добутком векторів:

$$\cos \beta_i = \mathbf{n}_i \cdot \mathbf{l}_{ij}^0,$$

$$\cos \beta_j = \mathbf{n}_j \cdot \mathbf{l}_{ij}^0.$$

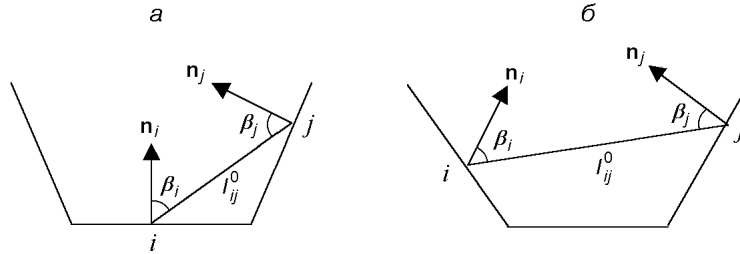


Рис. 1. Схема обміну: *a* — між боковою поверхнею та дном, *б* — між стінками

Враховуючи вирази K_{ij} для крижаного дна та пилових стінок в алгебраїчних рівняннях (5), (6) можна отримати значення температури в залежності від геометричних параметрів кратера, дослідити, як впливає додаткова енергія від стінок та обертання кометного ядра на загальну температуру поверхні. Оскільки враховується обертання кометного ядра, треба враховувати вирази для $\cos z$, для дна та бокових стінок:

$$\cos z_{bi} = \mathbf{n}_c \cdot \mathbf{n}_{bi},$$

$$\cos z_{si} = \mathbf{n}_c \cdot \mathbf{n}_{si},$$

де \mathbf{n}_{bi} , \mathbf{n}_{si} — одиничні вектори нормалей до точок на дні та бічній поверхні, а \mathbf{n}_c — одиничний вектор напрямку до Сонця, який можна розписати через напрямні косинуси:

$$\mathbf{n}_c = \{\cos \varphi, \sin \varphi \sin \psi, \sin \varphi \cos \psi\}, \quad (8)$$

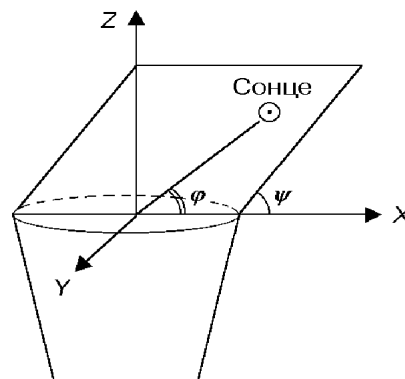
де φ — кут під яким падає сонячна радіація, ψ — кут нахилу площини орбіти. Схематично ці кути зображені на рис. 2.

Для врахування впливу обертання на температурний режим необхідно перевіряти в розрахунках умову освітлення дна та бокової поверхні:

$$x^2 + y^2 < R^2,$$

де x та y — координати точки перетину лінії, що з'єднує точку в кратері з напрямком на Сонце, із жерлом кратера, R — радіус жерла кратера. Позначаючи координати точок на дні та боковій поверхні кратера як x_b , y_b , z_b , x_s , y_s , z_s , та вважаючи, що в нашому випадку z дорівнює висоті кратера ($z = h$), можна записати умову освітлення точки дна:

Рис. 2. Положення Сонця та орбіти відносно кратерної структури



$$\left[x_{bi} + (h - z_{bi}) \frac{l}{n} \right]^2 + \left[y_{bi} + (h - z_{bi}) \frac{m}{n} \right]^2 < R^2,$$

та бічної поверхні:

$$\left[x_{si} + (h - z_{si}) \frac{l}{n} \right]^2 + \left[y_{si} + (h - z_{si}) \frac{m}{n} \right]^2 < R^2,$$

де l , m , n — компоненти вектора n_c (8).

Застосовуючи ітераційний метод для розрахунку рівнянь (5), (6), вже не можна скористатися з умови циліндричної симетрії задачі і звести двовимірну задачу до одновимірної, як було зроблено у попередньому випадку [14], коли активна зона знаходилася на полюсі ядра. Алгебраїчна система (5), (6) розв'язувалася методом ітерацій для двовимірного випадку. Окрім температурного режиму активної області, були розраховані коефіцієнти підсилення сублімації при різних значеннях геометричних параметрів кратерної структури та при умові обертання ядра.

РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКІВ

Для аналізу можливих ефектів ми розраховували розподіл температури для кожної точки чисельної сітки конічного кратера з різними геометричними параметрами та для різних кутів падіння сонячної радіації, значення яких наведені в таблиці.

Значення коефіцієнта підсилення сублімації криги та загального потоку при наявності кратерної структури подаються на рис. 3, а на рис. 4 показано розподіл середньої температури по кільцю при різних значеннях геометричних параметрів кратера та умові обертання ядра.

Розрахунки коефіцієнта підсилення сублімації та загального потоку провадилися за формулами, які представлені в роботі [3]. Отримані значення коефіцієнта підсилення сублімації криги лежать у межах від 0.56 до 1.76.

Як виявилось, кратерна структура на поверхні кометного ядра, яке обертається, дає на одиницю площі приблизно в двічі більший потік радіації, ніж при її відсутності. Температура льоду на дні збільшується від центра до периферії, що утворює умови для появи у центрі кратера неоднорідної опуклої гірки. Виявлено, що загалом температура на дні не має різких коливань, які могли б виникнути за рахунок обертання ядра, оскільки досить постійна температура дна підтримується за рахунок концентрації в напрямку дна перевипромінюваної радіації від стінок. Також за рахунок цього тепла потік сублімату з дна кратерної структури практично не змінює свого значення, та практично не залежить від добового руху

Значення геометричних параметрів та кута падіння сонячної радіації на кратерну структуру, при яких проводилися розрахунки температури

r , см	h , см	κ	φ_{Sun}
50	100...300	$\pi/8$	$\pi/18 \dots \pi/3$
50...110	100	$\pi/8$	$\pi/18 \dots \pi/3$
50	100	$\pi/5 \dots \pi/10$	$\pi/18 \dots \pi/3$

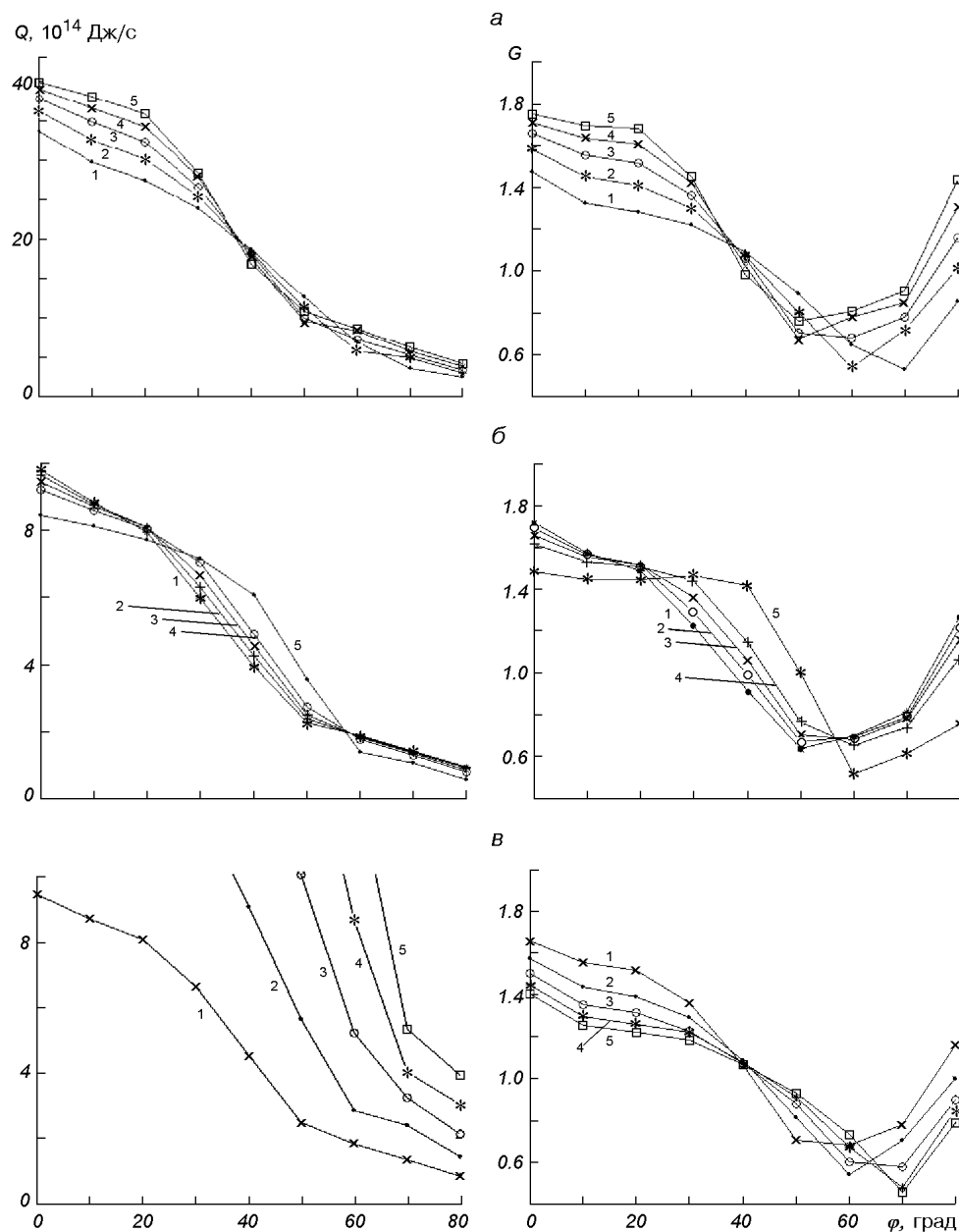


Рис. 3. Залежність загального потоку Q сублимату при наявності кратерної структури та коефіцієнта підсилення сублимації від кута падіння сонячної радіації при різних значеннях: *a* — висоти (криві 1–5 — відповідно для $h = 100, 150, 200, 250, 300$ см), *б* — півкута розкриття ($\kappa = \pi/10, \pi/9, \pi/8, \pi/7, \pi/5$), *в* — радіуса дна кратера ($r = 50, 70, 90, 110, 130$ см)

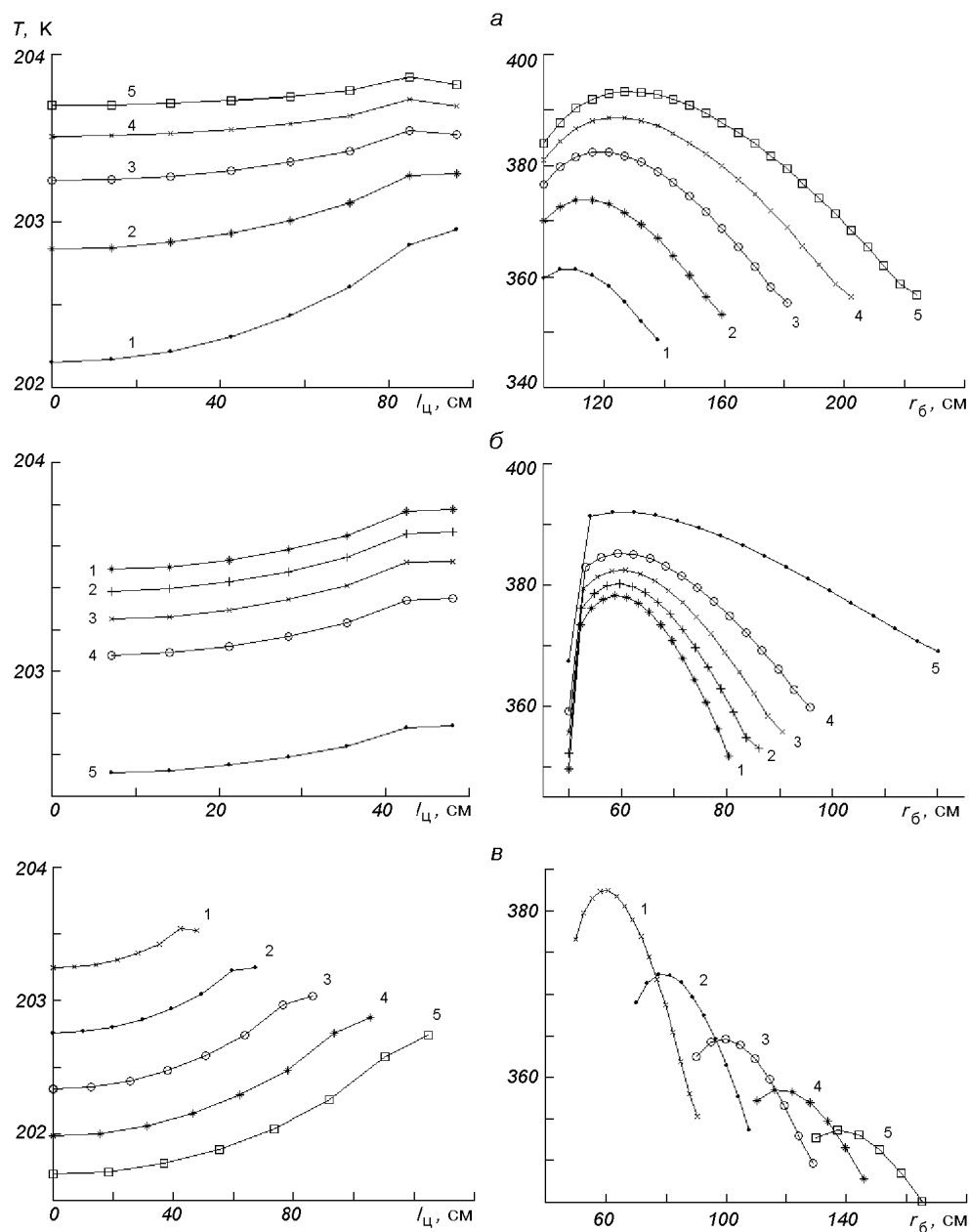


Рис. 4. Залежність середньої температури на кільці від віддалі $l_{ц}$ від центра дна (зліва) та від радіуса $r_{б}$ кільця на боковій поверхні (справа) при різних значеннях: а — висоти h , б — півкута розкриття κ , в — радіуса дна r (позначення див. на рис. 3)

Сонця. При аналізі температурного режиму стінок кратера виявилось, що запилені стінки зменшують свою температуру повільно, а сам режим найбільше залежить від кута розкриття кратера. Якщо кут розкриття великий, то за рахунок добового руху Сонця стінки починають поступово охолоджуватися від краю до межі з крижаним дном, однак з наближенням до дна починає сильніше діяти теплообмін між стінками за рахунок геометрії кратерної структури, тому ближче до дна температура стінок залишається високою, незважаючи навіть на охолодження субліматом. Коли кут розкриття кратерної структури стає досить малим, практично вся

поверхня стінок охолоджується дуже мало, тільки при досить великій області затемнення починають охолоджуватися краї запилених стінок. Інші геометричні параметри, такі як висота та радіус дна кратера, менше впливають на температурний режим, ніж кут розкриття. Отримані результати, таким чином, дали змогу пояснити досліджуваний раніше ефект підсилення сублімації з поверхні кометного ядра, можливість викиду уламків криги з поверхні ядра та відсутність різких температурних змін в активних областях кометного ядра.

1. Добровольский О. В. Нестационарные процессы в кометах и солнечная активность. — Душанбе: АНТ ССР, 1961.—193 с.
2. Егібєков П. Температура вращающегося ядра кометы // Кометы и метеоры.—1972.—№ 21.—С. 3—17.
3. Іванова О. В., Шульман Л. М. Ефект підсилення сублімації криги за рахунок концентрації сонячного світла конічним отвором на поверхні ядра комети // Кинематика и физика небес. тел.—2002.—18, № 3.—С. 251—257.
4. Маркович М. З. Температура кометных ядер: Автореф. дис. канд. физ.-мат. наук. — Л.: Пулково, 1963.—С. 25-36.
5. Левин Б. Ю. О строении ледяных ядер комет // Астрон. журн.—1962.—39, вып. 4.—С. 763—765.
6. Орлов С. В. О природе комет. — М. Изд-во АН СССР, 1956.—230 с.
7. Тихонов А. Н. Об остывании тел при лучеиспускании, следующем закону Стефана—Больцмана // Изв. АН СССР. Сер. Геофиз. и геогр.—1937.—№ 3.—С. 461—479.
8. Шульман Л. М. Ядра комет. — М.: Наука, 1987.—230 с.
9. Colwell J. E., Jakosky B. M., Sandor B. J., Stern S. A. Evolution of topography on comets. II. Icy craters and trenches // Icarus.—1990.—85, N 1.—P. 205—215.
10. Crijo J. F, Rodionov A. V. Modelling the surface activity of cometary nuclei // Invited talk presented at the IAU Symp. 168, May 18-22. — 1998.—34 p.
11. Donald H. R. Ice in space // J. Brit. Intepplanet. Soc.—1960.—18.—P. 205—215.
12. Julian W. H, Samarasinha N. H, Belton M. J. S. Thermal structure of cometary active regions: comet 1P/Halley // Nat. Opt. Astron. Observ. Prepr. ser.—1999.—N 859.—26 p.
13. Klinger J. Influence of place trahsition of ice on the heat and mass blance of comets // Science.—1980.—209, N 4454.—P. 271—272.
14. Ivanova O. V., Shulman L. M. A model of an active region on the surface of a cemetery nucleus // Earth, Moon and Planet.—2002.—90.—P. 249—257.
15. Mekler Y., Prialnik D., Podolak M. Evaporation from a porous cometary nucleus // Astrophys. J.—1990.—356, N 2.—P. 682—686.
16. Minnaert M. G. On the temperature of cometary nuclei // Proc. Kon. ned. acad. wetensch.—1947.—50, N 8.—P. 825—835.
17. Prialnic D., Bar-Nun A. The formation of a permanent dust mantle and its effect on cometary activity // Icarus.—1988.—74, N 2.—P. 272—283.
18. Sirano S., Greenberg J. M. Do cometesimal collisions lead to bound rubble piles or to aggregates held together by gravity? // Icarus.—2000.—145, N 2.—P. 230—238.
19. Weissman P. R., Kieffer H. H. Thermal modeling of cometary nuclei // Icarus.—1981.—47, N 2.—P. 302—311.
20. Weissman P. R. Are cometary nuclei primordial rubble piles? // Nature.—1986.—320, N 6060.—P. 242—244.
21. Whipple F. L. A comel model. II. Physical relation for comets and meteors // Astrophys. J.—1951.—113, N 3.—P. 464—474.

Надійшла до редакції 31.07.03