



УДК 523.6

Фізичний механізм майбутнього розділення ядра комети 103P/Хартлі 2

Л.В. Ксанфомаліті¹, К.І. Чурюмов²¹Інститут космічних досліджень РАН, Москва²Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Космічний апарат *Deep Impact* (проект *EPOXI*, NASA) зблизився з ядром комети 103P/Хартлі 2 (103P/Hartley 2) у листопаді 2010 р. і передав знімки цього невеликого небесного тіла, яке нагадує за своєю формою гантель з гладкою шийкою. Оскільки обертання ядра призводить до виникнення відцентрових сил, було зроблене припущення, що шийка гантелі виникла під їх дією і що відбувається повільне, але безперервне подовження шийки, яке повинно завершитися поділом ядра на два фрагменти. Нами зроблено розрахунки можливої динамічної еволюції ядра комети 103P/Хартлі 2. Розрахунки показують, що у вузькій частині ядра відцентрові сили перевершують гравітаційні, внаслідок чого ядро дійсно знаходиться в стані, що передувє наближенню розриву і поділу його на дві частини. При відсутності зовнішніх збурень обидві частини небесного тіла розійдуться на відстань менше 1 км. Таким чином, гантелеподібна форма ядра комети 103P/Хартлі 2 є передвісником майбутнього руйнування небесного тіла.

ФИЗИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ БУДУЩЕГО РАЗДЕЛЕНИЯ ЯДРА КОМЕТЫ 103P/ХАРТЛИ 2, Ксанфомалити Л.В., Чурюмов К.И. — Космический аппарат *Deep Impact* (проект *EPOXI*, NASA) сблизился с ядром кометы 103P/Хартли 2 (103P/Hartley 2) в ноябре 2010 г. и передал снимки этого небольшого небесного тела, имеющего форму гантели с гладкой шейкой. Поскольку вращение ядра приводит к возникновению центробежных сил, в статье высказано предположение, что шейка гантели возникла под их действием и что происходит медленное, но непрерывное удлинение шейки, которое должно завершиться разделением фрагментов ядра. Предлагаемая статья посвящена динамической эволюции ядра кометы Хартли 2. Расчет показывает, что в узкой части центробежные силы превосходят гравитационные и что ядро действительно находится в состоянии приближающегося разрыва и деления его на две части. При отсутствии внешних возмущений обе части небесного тела разойдутся на расстояние менее 1 км. Таким образом, гантелеобразная форма ядра кометы 103P/Хартли 2 является предвестником будущего разрушения небесного тела.

THE PHYSICAL MECHANISM OF FUTURE SEPARATION OF COMET 103P/HARTLEY 2 NUCLEUS — Ksanfomaliti L.V., Churyumov K.I. — The spacecraft *Deep Impact* (project *EPOXI*, NASA) became close to the nucleus of comet 103P/Hartley 2 (103P/Hartley 2) in November 2010 and sent pictures of the small celestial body having a dumbbell shape with a smooth neck. Since the rotation of the nucleus leads to the centrifugal forces, authors suggested that the neck of the dumbbell formed under their influence, and that there is slow but continuous lengthening of the neck, which should be completed by separation of nucleus fragments. The calculation shows that, in a narrow part of the nucleus the centrifugal forces stronger than gravity and that the nucleus is indeed in the stage of coming rupture and splitting it in two fragments. In the absence of external perturbations both parts of the celestial body will fragments will diverge in opposite directions on a distance of less 1 km. Thus the dumbbell shape of the nucleus of comet 103P/Hartley 2 is a precursor of the future destruction of the celestial body.

Ключевые слова: эволюция ядер комет.

Key words: comet nuclei evolution.

1. ВСТУП

Кометні ядра завдяки своїй крижаній природі під дією сонячного випромінювання рано чи пізно руйнуються на окремі вторинні фрагменти, а після розпорошення фрагментів перетворюються на метеорний рій, речовина якого — пил та окремі тугоплавкі брили при входженні в атмосферу Землю породжують метеори або боліди. Але іноді крижані ядра комет руйнуються під дією інших причин — припливних сил, зіткненні з метеороїдами, в результаті активних вибухових процесів в ядрі хімічної природи, обертальної нестійкості ядра та інших. Космічний апарат *Deep Impact* в липні 2005 р. наблизився до ядра короткоперіодичної комети 9P/Темпель 1 і вистрелив мідно-алюмінієвим імпактором масою в 372 кг в її ядро. На ядрі утворився штучний кратер діаметром 60 м, що було визнано на міжнародній конференції «Астероїди, Комети, Метеори»-2012 в Японії. Це співпадає з розрахунками, виконаними за моделлю, запропонованою київськими астрономами В.Г.Кручиненко, К.І.Чурюмовим і Л.С.Чубко [1]. Слід відмітити, що удар імпактора по ядру комети 9P/Темпель 1 не привів до його руйнуванню. Після цього місія *Deep Impact* була продовжена під назвою *EPOXI* (NASA) і спрямована до ядра комети 103P/Хартлі-2 (103P/Hartley 2) з яким він зблизився у листопаді 2010 р. і передав знімки цього невеликого небесного тіла, яке нагадує за своєю формою гантель з гладкою шийкою. Така форма ядра комети 103P/Хартлі-2

навела на думку, що шийка гантелі виникла під дією відцентрових силі, які викликають повільне, але безперервне подовження шийки, яке повинно завершитися в найближчому майбутньому поділом ядра на два фрагменти.

2. ФІЗИЧНА МОДЕЛЬ РУЙНУВАННЯ ЯДРА КОМЕТИ 103P/ХАРТЛІ 2

У розрахунку ставилося завдання визначити відцентрові і гравітаційні зусилля в шийці (i , відповідно, напруги розтягування і стиснення), момент інерції тіла і запас його енергії обертання E , об'єм ядра та середню густину, положення барицентра та центру обертання. Як показано нижче, запас енергії обертання визначає подальшу еволюцію ядра. Форма ядра комети близька до тіла обертання з віссю z , спрямованою вздовж його великої осі. Зрозуміло, це просто геометрична вісь, а не вісь обертання.

Результати обчислень, що стосуються об'єму ядра та інших його характеристик, виходять більш наочними, якщо ядро розбити на кілька пов'язаних частин, властивості яких легко виразити аналітично. Розрахункова схема показана на рис. 1. Фрагмент 1 являє собою усічений еліпсоїд обертання, фрагмент

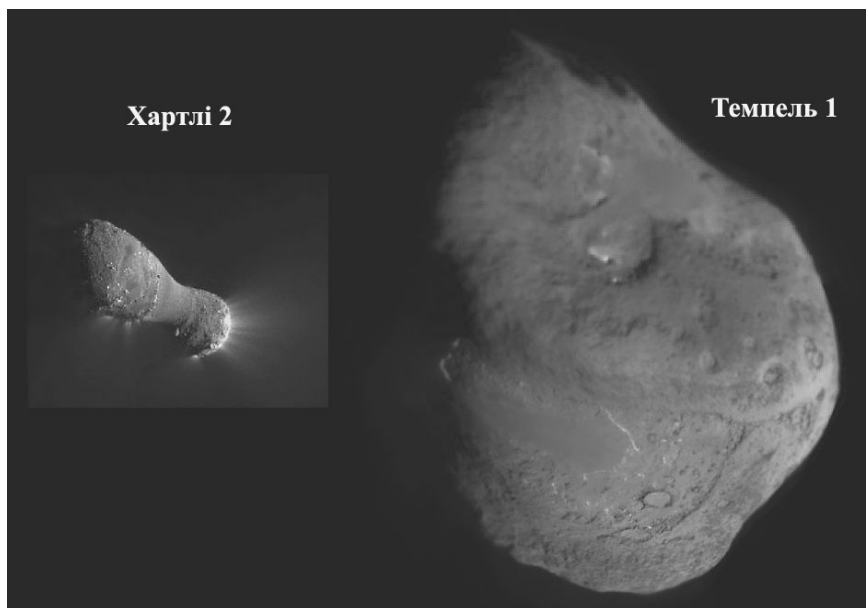


Рис. 1. Ядра короткоперіодичних комет Темпеля 1 і Хартлі 2 з борту космічного апарату Діп Імпект (проекти DEEP IMPACT і EPOXI, NASA)

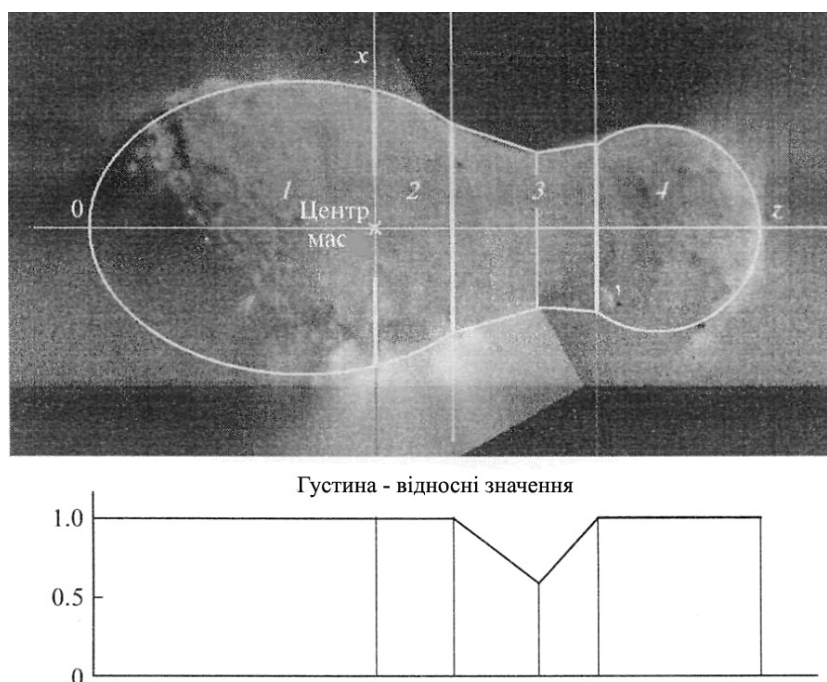


Рис. 2. Для розрахунків ядро комети Хартлі 2, що має порівняно симетричну форму, було представлено фрагментами 1–4. Вважається, що густина матеріалу плавно зменшується до вузької частини 3 шийки, але постійна в інших фрагментах.

2 — частина еліпсоїда, відокремлена площиною, в якій знаходяться центр мас всього ядра і перетинає центр вісь обертання ядра. Наскільки можна судити з послідовності опублікованих знімків, вісь обертання приблизно перпендикулярна осі z , проходить через центр мас, але не обов'язково повністю збігається з напрямком XU , як показано на рис. 1. Фрагмент 3 — це два складених усічених конуса зі змінною густиною, фрагмент 4 — усічена сфера. Приймається, що кожен з фрагментів є тілом обертання відносно осі z , що зручно для інтегрування. Як можна бачити, така схема непогано лягає на зображення ядра (рис. 2). Експериментальних даних про розподіл густини немає. Довільно було прийнято, що густина ρ у всіх фрагментах, крім шийки, однакова, а в шийці вона лінійно зменшується до 0.6 від прийнятого значення, яке обговорюється нижче. Розміри еліпсоїда обертання 1360×990 м, діаметр усіченої сфери 720 м, радіус в переході до усіченого конуса 305 м, діаметр у вузькому перерізі 3 шийки 450 м. Діаметр в перерізі, що проходить через обчислене нижче положення загального центру мас, 879 м.

Фрагменти ядра розбивалися на одиничні диски. Для визначення положення центру мас в кожному перетині обчислювався момент імпульсу. Радіус r_i одиничного диска визначається як $r_i(z)$ в кожному фрагменті. Інтегрування об'ємів безпосередньо дає значення mR , якщо густина ρ постійна або враховується, згідно рис. 1, що дозволяє знайти положення загального центру мас. Додатково знаходилося положення центру мас в кожному фрагменті. Енергія, запасена в обертанні небесного тіла, що має момент інерції I і кутову швидкість ω , є

$$E = \frac{I\omega^2}{2}, \quad (1)$$

а момент інерції I для маси dm дорівнює $dI = dmR^2$. Момент інерції I для всього диска відносно центру мас, становить

$$I = \int_0^{r_i} 2\pi\rho r \Delta z (z_i^2 + r^2) dr = \pi\rho\Delta z z_i^2 r_i^2 + \frac{1}{2}\pi\rho\Delta z r_i^4. \quad (2)$$

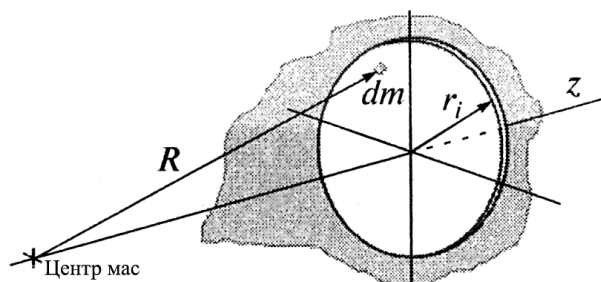


Рис. 3. Схема до розрахунку моменту інерції для одиничного диска

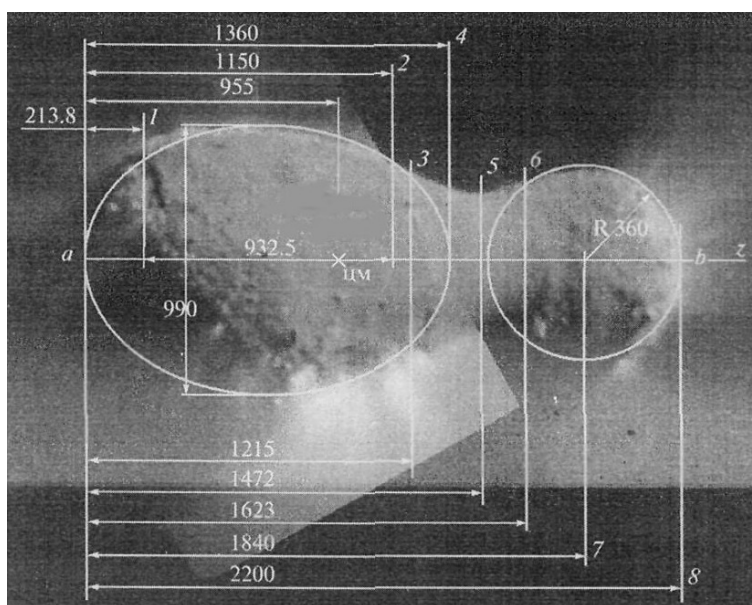


Рис. 4. Фактичні дані, отримані в розрахунку. Цифрами 1–6 позначені положення розрахункових вузлів. Цифрами 1 і 2 позначено положення фокусів еліпсоїда обертання, 3 — це перехід до усіченого конуса (радіус 305 м), 4 — номінальна кордон еліпсоїда, 5 — найбільш вузьке перетин шийки (радіус 225 м), 6 — перехід до усіченої сфери (радіус 287 м). Радіус в перерізі, що проходить через обчислене нижче положення загального центру мас, $r_b = 439.5$ м.

Таблиця 1

Фрагмент	1	2	3	4	Всього
Об'єм, м ⁻³	5.488 · 10 ⁸	1.265 · 10 ⁸	0.883 · 10 ⁸	1.753 · 10 ⁸	9.389 · 10 ⁸
Маса M , кг, при середній густині 320 кг/м ³	1.782 · 10 ¹¹	0.412 · 10 ¹¹	0.235 · 10 ¹¹	0.571 · 10 ¹¹	3 · 10 ¹¹
Відстань R (від центра мас до точки Ц.М.), м	-372	108	429	910	
Момент інерції I , кг/м ² (при $\rho = 320$ кг/м ³)	0.545 · 10 ¹⁷	0.040 · 10 ¹⁷	0.059 · 10 ¹⁷	0.397 · 10 ¹⁷	1.040 · 10 ¹⁷

Тут z_i — відстань від центру мас до центру диска, r — положення елемента dm щодо центру диска, $\Delta z = dz$ — протяжність диска вздовж осі z , r_i — радіус диска. Інтегрування вздовж осі z дає повний момент інерції ядра.

Залежність $r_i(z)$ для фрагментів 1–2 (для еліпсоїда обертання з великої півосі a і половиною меж-фокусного відстані q) має наступний вигляд:

$$r_i(z) = \sqrt{(a - q + zq/a)^2 - (z - a + q)^2} \quad (3)$$

для фрагмента 3: $r_i(z) = (r_0 - kz)$, де k — постійний для кожної частини фрагмента коефіцієнт; для усіченої сфери з радіусом R_s :

$$r_i(z) = \sqrt{R_s^2 + (R_s - z)^2}. \quad (4)$$

Вихідні чисельні дані наведені на рис. 4. Початковою на осі z є точка a .

3. РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКІВ

Знайдений сумарний об'єм ядра складає 1 мільярд кубометрів, точніше $0.94 \cdot 10^9$ м³. (Були проведені незалежні розрахунки з спрощеною моделлю, які дали практично такий же сумарний об'єм ядра, $1.01 \cdot 10^9$ м³). Згідно [4], маса ядра комети Хартлі 2 становить $3 \cdot 10^{11}$ кг. Таким чином, середня густина ρ при об'ємі $0.94 \cdot 10^9$ м³ дорівнює всього 320 кг/м³ (або 0.32 г/см³ в більш звичних авторах одиницях). Це ще в 2 рази менше дуже низької густини ядра комети Темпель 1. Розкид значень середньої густини ядер комет (і астероїдів) дуже великий. Густина астероїдів, до яких належать і так звані вимерлі комети, в якійсь мірі можуть бути базою для порівняння. Серед досліджених тел більш-менш типовою є густина 1.8–2 г/см³, як для супутника Марса Фобоса або астероїда Ітокава. Відомі як значно більші, так і менші густини кометних ядер і астероїдів. У зближенні апарату Розетта з астероїдом Лютеція (10 липня 2010 р.) було встановлено, що його середня густина ρ досягає 3.2 г/см³ (що навіть перевищує густина граніту, 2.5–2.8 г/см³). Разом з тим, як уже зазначалося, ядро комети Темпель 1 має густину всього 0.62 г/см³. Але величина 0.32 г/см³ для ядра комети Хартлі 2 все ж видається рекордною, дивно низькою. Можна запідозрити, що вона помилкова; таке припущення розглядається (і відкидається) у розділі «Обговорення результатів». Середня густина 320 кг/м³ приймалася в розрахунку для всіх фрагментів, окрім 3.

Обчислене положення загального центру мас (Ц.М.) складає 955 м від точки a (рис. 4). Об'єм та положення локальних центрів мас фрагментів, відлічувані від точки Ц.М. і не залежні від прийнятої густини, наведені в табл. 1.

Розрахунки були побудовані так, що їх результати не залежать від прийнятої густини. Однак густина стає визначальною, якщо потрібно знайти сили і напруги в матеріалі різних частин ядра. Отримані результати дозволяють обчислити для вибраних перетинів зусилля розтягування F_- і зусилля стиснення F_+ . При кутовій швидкості ω відцентрові сили становлять суму $F_- = \sum MR\omega^2$, а сили, які визначаються гравітацією, суму $F_+ = G \sum \frac{Mm}{R^2}$, де G — гравітаційна постійна. Період обертання ядра 18.1 годин відповідає частоті $1.535 \cdot 10^{-5}$ Гц і кутовій частоті обертання $\omega = 2\pi \cdot 1.535 \cdot 10^{-5}$ Гц = $0.9643 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹. Сумарні зусилля розтягування в перерізі через загальний центр мас відповідно до наведеної вище розрахункової моделі складають:

$$F_- = \omega^2 [(M_1|R_1| + M_2R_2 + M_3(z)R_3 + M_4R_4)] = 1.23 \cdot 10^6 \text{ Н}. \quad (5)$$

У найбільш вузькому перерізі шийки ($R_{\text{ш}} = 225$ м) зусилля розтягування складають:

$$F_{1-} = \omega^2 [(M_1|R_1| + M_2R_2 + M_3(z)R_3 + M_4R_4)] = 1.21 \cdot 10^6 \text{ Н}. \quad (6)$$

Відповідні напруги в перетині через загальний центр мас:

$$\sigma_- = \frac{F_-}{\pi r_b^2} = 2.03 \text{ Н/м}^2 \quad (7)$$

і напруги у вузькому перерізі ($R_{\text{ш}} = 225$ м):

$$\sigma_{1-} = \frac{F_{1-}}{\pi r_{\text{ш}}^2} = 7.62 \text{ Н/м}^2. \quad (8)$$

Перш ніж оцінити зусилля стиснення, цікаво з'ясувати, чи можуть такі малі напруги за тривалий час викликати поступове подовження шийки і, в кінцевому рахунку, розрив тіла? Матеріал шийки точно не відомий, але так як густина його мала і встановлено, що ядро викидає багато водяної пари, можна

припустити, що тут летючі речовини конденсуються в іній або пухкий сніг. Не претендуючи на строгість результату, в ході цієї роботи було поставлено такий експеримент: у грудні 2010 р. в Москві у щойно випавший пухнастий сухий сніг була вертикально поміщена сітка розмірами 10×10 см з великими комірками. До сітки була прикріплена нитка, що прикладає до неї горизонтально спрямоване зусилля 0.3 Н (вантаж 30 г, прив'язаний до нитки, перекинutoї через блок). У порівнянні з напруженнями σ_{1-} , це в 3 рази більше. Через 2 дні на поверхні снігу над сіткою ледь намітилося невелике поздовжнє поглиблення. На жаль, на третій день температура підвищилася від інтервалу $-10^\circ\text{C} \dots -13^\circ\text{C}$, до 0°C , і сніг став вологим, непридатним для подальших спостережень. Можна припустити, що в умовах сухого, пухкого, пористого середовища навіть такі невеликі зусилля за досить тривалий час можуть викликати її зміщення.

Повернемося до зусиль стиснення (для прийнятої вище оцінки густини $\rho = 320$ кг/м³). Зусилля стиснення ($F_+ = G \sum \frac{Mm}{R^2}$) в перерізі, що проходить через загальний центр мас, згідно розрахункової моделі і з урахуванням знака R_1 :

$$F_+ = G \left[\frac{M_1 M_2}{(R_2 - R_1)^2} + \frac{M_1 M_3}{(R_3 - R_1)^2} + \frac{M_1 R_4}{(R_4 - R_1)^2} \right] = 2.97 \cdot 10^6 \text{ Н} \quad (9)$$

G — гравітаційна постійна. Зусилля стиснення в найбільш вузькому перерізі шийки ($R_{\text{ш}} = 225$ м):

$$F_{1+} = G \left[\frac{M_4 M_1}{(R_4 - R_1)^2} + \frac{M_4 M_2}{(R_4 - R_2)^2} + \frac{M_4 R_3}{(R_4 - R_3)^2} \right] = 1.04 \cdot 10^6 \text{ Н} \quad (10)$$

У першому випадку зусилля в 3 рази більші через близьке положення гравітуючих мас. Відповідні напруги стиснення в перерізі через загальний центр мас:

$$\sigma_+ = \frac{F_+}{\pi r_b^2} = 4.90 \text{ Н/м}^2 \quad (11)$$

і напруги стиснення у вузькому перерізі:

$$\sigma_{1+} = \frac{F_{1+}}{\pi r_{\text{ш}}^2} = 6.56 \text{ Н/м}^2 \quad (12)$$

Порівняння значень (7)–(12) вказує на парадоксальний результат: якщо в шийці переважають напруги розтягнення, то в перерізі через загальний центр мас — напруги стиснення, причому в першому випадку перевищення напруги розтягнення становить 11% , а в другому, стиснення, — в 2.4 рази. Висновок: права частина шийки і фрагмент 4 утримуються лише невеликими силами тертя в шийці. Без них фрагмент 3 мав би відокремитися і відійти. Можна оцінити також, наскільки далеко. На видалення фрагмента 4 від положення z_0 на відстань S в гравітаційному полі ядра буде витрачена основна частина енергії обертання ядра, яка визначається кутовою частотою обертання ω і моментом інерції ядра і становить:

$$E = \frac{I\omega^2}{2} = 4.83 \cdot 10^8 \text{ Дж.} \quad (13)$$

Якась її частина піде на подолання сил тертя $F_{\text{тр}}(z)$ в матеріалі шийки. Ця величина невідома, тому розглянуті випадки втрат E на тертя — від 0 до 50% . Інтегрування правої частини рівняння

$$E = \frac{I\omega^2}{2} = \int_{z_0}^S [F_{1+}(z) + F_{\text{тр}}(z)] dz \quad (14)$$

дає наступні значення шляху S , на якому енергія обертання ядра буде повністю витрачена (табл. 2):

Таблиця 2

Втрати на тертя, %	0	10	20	30	50
Фрагмент 4, граничне видалення, м	922	762	624	506	316

4. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Маса ядра комети Хартлі 2, згідно [4], складає $3 \cdot 10^{11}$ кг, що при знайденому обсязі $0.94 \cdot 10^9$ м³ призводить до середньої густини ρ всього 0.32 г/см³. Розрахунок показує, що ядро знаходиться в стані, наближеному до розриву у вузькій частині шийки і поділу його на 2 частини. При відсутності зовнішніх збурень обидві частини небесного тіла розійдуться на відстань менше 1 км. Подібні динамічні явища були відомі; наприклад, розрив ядра комети Шумейкер–Леві 9 і зіткнення його уламків з Юпітером в 1994 р., але безпосередні спостереження процесу руйнування ядра в спокійних умовах вдалося виконати вперше. Є всі підстави привітати групу М. А'Херна [2, 3] з університету Меріленда і адміністрацію НАСА (США) з прекрасним результатом проекту ЕРОХІ.

Передбачити, коли відбудеться розрив, важко, оскільки механічні властивості шийки ядра невідомі. Як уже зазначалося, процес руйнування супроводжується витратанням енергії тіла, що обертається. У порівнянні з кінетичною енергією орбітального руху, її запаси у ядра невеликі. Розрахунок показує,

що енергія обертання («кувіркання») ядра складає 480 млн. джоулів. (Цифра вражає, але насправді це еквівалент всього 25 літрів автомобільного бензину). Її витрачання супроводжується уповільненням обертання ядра. Тому точні вимірювання уповільнення обертання дозволили б передбачити ймовірні тимчасові рамки майбутніх подій. Але завдання нездійсненне, і не тільки тому, що малі розміри ядра комети Хартлі 2 не дозволяють виконати подібні вимірювання дистанційно. У 2010 р. максимальний кут, під яким ядро було видно з Землі, склав всього 0.02 кут. сек. Це практично межа навіть для космічної обсерваторії. В наступному проходженні перигелію, яке має відбутися 20.04.2017 р., комета знову пройде далеко від Землі. Але головне в тому, що численні викиди (джети) безладно впливають на період, скорочуючи або подовжуючи його. Не можна не згадати також, що й орбітальний період комети Хартлі 2 не залишається постійним, оскільки на нього впливають зближення з Юпітером. У 1971 р. комета пройшла на відстані 0,085 а.о. від Юпітера, внаслідок чого її орбітальний період тоді зменшився з 7,92 до 6,12 років.

Вище зазначалось, що дуже низька густина ядра комети Хартлі 2 (0.32 г/см^3) дозволяє припустити, що густина визначена помилково і повинна бути збільшена. Щоб розглянути таку можливість, приймемо, наприклад, що середня густина $\rho = 1 \text{ г/см}^3$. Тоді маса ядра збільшиться до $9.4 \cdot 10^{11} \text{ кг}$, але головне в тому, що співвідношення між зусиллями розтягування F_{1-} та стиснення F_{1+} зміниться на протилежне. Напруги значно зростають, а стиснення σ_{1+} тепер перевершує розтягнення σ_{1-} в 7 разів. Щоб їх приблизна рівність відновилося і утворилася шийка, гіпотетичну кутову швидкість обертання ядра ω_0 необхідно збільшити в $\sqrt{7}$ разів, а період обертання ядра повинен становити менше 7 годин. Такий висновок насторожує, тому що такий короткий період відповідає періодам ізохронізму тіл Сонячної системи [1]. Шукати причину в катастрофічних подіях також не доводиться. При густині $\rho = 10^3 \text{ кг/м}^3$ така передбачувана втрачена енергія обертання ядра, за весь час його існування (без урахування можливої втрати маси), для наведених вище компонентів моменту інерції, становить $E = I\omega_0^2/2 = 2.5 \cdot 10^9 \text{ Дж}$, величину, незрівнянно малу в порівнянні з втратами при зіткненнях тел подібної маси. Що ж стосується ізохронізму, його епоха відноситься до ранніх стадій еволюції Сонячної системи. Однак шийка відрізняється відносною «молодістю», оскільки на ній майже відсутні метеоритні кратери. Неймовірно, щоб ця поверхня могла так довго залишатися гладкою, без слідів метеоритних зіткнень, якими відрізняються фрагменти 1, 2 і 4. Вирішення цього протиріччя полягає саме в густині матеріалу. Справа в тому, що зусилля розтягування F_{1-} пропорційні ρ (як $MR\omega^2$), а сили стиснення F_{1+} , що визначаються гравітацією, пропорційні ρ^2 , оскільки ρ в добутку (Mm/R^2) входить двічі. Тому гіпотеза про густину $\rho = 10^3 \text{ кг/м}^3$ призводить до переважання стиснення, що суперечить утворенню шийки. Середня густина ядра комети Хартлі 2 дійсно повинна бути близька до $300\text{--}320 \text{ кг/м}^3$, а ядро комети знаходиться в стадії руйнації і, мабуть, утримується лише силами тертя у вузькій частині фрагмента 3.

5. ВИСНОВКИ

Ядро комети 103P/Хартлі (Deep Impact — проект EPOXI, NASA, 2010) нагадує за своєю формою гантель з гладкою шийкою. Оскільки обертання ядра призводить до виникнення відцентрових сил, ми припускаємо, що шийка гантелі виникла під їх дією і що відбувається повільне, але безперервне подовження шийки, яке повинно завершитися поділом ядра на два фрагменти. Нами зроблено розрахунки можливої динамічної еволюції ядра комети 103P/Хартлі 2. Розрахунки показують, що у вузькій частині ядра відцентрові сили перевершують гравітаційні, внаслідок чого ядро дійсно знаходиться в стані, що передує наближенню розриву і поділу його на 2 частини. При відсутності зовнішніх збурень обидві частини небесного тіла розійдуться на відстань менше 1 км. Таким чином, гантелеподібна форма ядра комети 103P/Хартлі 2 є своєрідним передвісником майбутнього руйнування цього небесного тіла.

Небесні тіла, подібні до кометних ядер або астероїдів, руйнуються тим легше, чим менше їх середня густина, яка грає більшу роль, ніж їх розміри або швидкості обертання. Химерні форми малих небесних тіл, астероїдів і ядер комет пояснюються надзвичайно складною історією їх утворення. Заплутана теорія виникнення Сонячної системи в наші дні доповнюється новими важливими подробицями, одержаними в результаті безпосередніх досліджень раніше недосяжних небесних тіл і розвитку теоретичних уявлень про їх формування.

1. Шор В.А. Малые планеты. — М.: Наука, 1973. — С. 283–333.
2. A'Hearn M.F., Bilton M.G.S., Delamere W.A., et al. Deep Impact: Excavating comet Tempel 1 // Science. — 2005. — **310**. — P. 258–264.
3. A'Hearn M.F., Combi M.R. Deep impact at comet Tempel 1 // Icarus. — 2007. — **187**. — P. 1–3.
4. Lisse C.M., Fernandez Y.R., Reach W.T., et al. Spitzer Space Telescope Observations of the Nucleus of Comet 103P/Hartley 2 // American Astronomical Society, DPS meeting 41. 2009, 20.08. — **121**. — P. 968–975.
5. NASA Press Release November 4, 2010. <http://epoxi.umd.edu/7press/news/20101104c.shtml>.
6. Snodgrass C., Meech K., Hainaut O. The nucleus of 103P/Hartley 2, target of the EPOXI mission // Astron. Astrophys. — 2010. — **516**. — P. L9.

Надійшла до редакції 7.09.2012