

---

*Andrija Kostić*

# Dinamika čestica prašine izbačenih sa jezgara kometa C/2012 S1 (ISON) i C/2011 W3 (Lovejoy)

---

*Cilj ovog rada je proučavanje kretanja čestica prašine izbačenih sa površine jezgra komete. Razvijen je model koji simulira formiranja glave i repa komete sačinjenog od prašine i daje predikciju potencijalnog meteorskog roja. Pretpostavljeno je da je kometa sfernog oblika i da se aktivna zona sa koje se vrši izbacivanje čestica nalazi na osunčanoj hemisferi. Temperatura svake tačke aktivne zone komete je dobijena na osnovu zakona održanja energije u koji su uključeni radijacioni i sublimacioni član. Na osnovu tako određene temperature nađena je brzina izbačenih čestica, pozivanjem na postojeće modele bazirane na kinetičkoj teoriji gasova. U dinamičku evoluciju orbita čestica je, pored gravitacije, uračunat pritisak sunčevog zračenja i Pointing-Robertsonov efekat, a jednačine su numerički integraljene. Model je primenjen na komete koje prilaze veoma blizu Sunca C/2012 S1 (ISON) i C/2011 W3 (Lovejoy) i upoređen sa drugim teorijskim razmatranjima i posmatračkim podacima za te komete. Ispitan je oblik repa komete za različite dimenzije čestica. Takođe je ispitano da li su ispunjeni uslovi za meteorske pojave na Zemlji.*

---

## Uvod

Prvi pokušaj formiranja modela strukture jezgra komete predložen je polovinom prethodnog veka od strane Whipple-a (Whipple 1950; 1951). Whipple u svom modelu pretpostavlja da je jezgro komete sfernog oblika i da se uglavnom sastoji od vodenog leda u koji su uronjene čestice prašine. Prilikom sublimacije leda, čestice prašine, koje su u taj led uronjene bivaju izbačene pod dejstvom vučne sile gasa. Oslobođene čestice mogu potom formirati strukturu repa komete i meteorske rojeve različitih karakteristika (Rickman *et al.* 1990).

Tokom modelovanja jezgra i procesa izbacivanja čestica potrebno je obratiti pažnju na tri ključne stvari: intenzitet brzine izbacivanja, pravac u kojem čestice napuštaju površinu komete i tačku u kojoj se kometa nalazi na svojoj orbiti prilikom odvijanja ovog procesa. Ono po čemu se ovakvi modeli razlikuju najčešće je pristup računanju brzine izbacivanja me-

---

*Andrija Kostić (1995), Niš, Zmaja od Noćaja 14b, učenik 4. razreda Gimnazije „Svetozar Marković” u Nišu*

*MENTORI:*

*Igor Smolić, Institut za Fiziku, Beograd*

*Mateja Bošković, student Fizičkog fakulteta Univerziteta u Beogradu*

teoroida (Ryabova 2013). Da bi se oformila dobra slika procesa izbacivanja čestica, potrebno je razumeti termodinamičke procese na površini komete, što zahteva i dobro razumevanje sastava samog jezgra. Na primer, da bi se odredila temperatura površine komete, što predstavlja jedan od ključnih parametara za određivanje intenziteta brzine izbacivanja, potrebno je dobro poznavati strukturu jezgra. Temperatura uveliko zavisi od prisustva prašine na površini jezgra, koja utiče na vrednost latentne toplote potrebne za sublimaciju leda (Prialnik *et al.* 2004).

Modeli jezgara komete su uglavnom zasnovani na Whipple-ovom modelu, koji se modifikuje da bi se dobili što realističniji početni uslovi za izbačene čestice prašine. Jako je bitno oformiti realističnu sliku, pre svega jer se pri maloj promeni početnih uslova, orbite izbačenih čestica prašine (meteoroida) mogu dosta razlikovati. U našem modelu dodatno je posvećena pažnja uticaju sublimacije na efektivnu površinsku temperaturu komete, pošto ovaj proces igra važnu ulogu u transferu energije sunčevog zračenja na jezgro komete (Sekanina i Chodas 2012). Korišćenjem jednostavne jednačine održanja energije, dobijaju se značajna poboljšanja za površinske uslove na kometi u odnosu na originalni Whipple-ov model. Sa konstruisanim modelom, upoređivane su morfološke karakteristike repa komete C/2012 S1 (ISON) i C/2011 W3 (Lovejoy) sa onim dobijenim sa slika SOHO satelita (Solar and Heliospheric Observatory) prema ugledu na prethodne radove (Sekanina i Chodas 2012; Sekanina 2013). Pored ovoga, ispitivana je i mogućnost meteorskih pojava na Zemlji i pritom su rezultati poređeni sa analitičkim predikcijama Asher-a i Sekhar-a (Sekhar i Asher 2013).

## Dinamika komete

Dinamička evolucija orbite komete je određena gravitacionom interakcijom komete i Sunca. Posmatrano je kretanje komete u periodu 30 dana pre i nakon prolaska kroz perihel. Gravitacioni uticaj ostalih planeta, kao i negravitacioni i relativistički efekti na dinamiku komete su zanemareni. Opravdanje za zanemarivanje jeste njihov mali udeo na ovoj vremenskoj skali. Naime, promena orbitalnog perioda komete tokom samo jednog prolaska kroz perihel je reda veličine par sati, dok se ostali orbitalni elementi skoro uopšte i ne promene u slučaju stabilne orbite (Yeomans *et al.* 2004). Korekcije koje potiču od gravitacionog uticaja ostalih planeta i efekti opšte teorije relativnosti (Yeomans *et al.* 2004) su nekoliko redova veličine manji u poređenju sa gravitacionim uticajem Sunca. Konkretno, uticaj relativističkih efekata je  $F_{rel}/F_s \approx 10^{-11}$  ( $F_s$  je gravitacioni uticaj Sunca, a  $F_{rel}$  jačina relativističkih efekata), iako se komete Lovejoy približava na svega 0.005 AU od površine Sunca.

Problem određivanja orbite komete se svodi na rešavanje problema kretanja tela (komete) u centralnom (gravitacionom) polju masivnog tela (Sunca), koji je analitički rešiv. Rešavanjem jednačina kretanja dobija se, za hiperboličku orbitu, koju opisuje komete ISON, sistem sledeće tri jednačine (Fitzpatrick 2012):

$$\tan \frac{\theta}{2} = \sqrt{\frac{\varepsilon+1}{\varepsilon-1}} \cdot \tanh \frac{H}{2} \quad (1.1)$$

$$r = a(e \cosh H - 1) \quad (1.2)$$

$$M = \varepsilon \sinh H - H \quad (1.3)$$

gde je  $\theta$  prava anomalija,  $\varepsilon$  ekscentricitet,  $H$  ekscentrična anomalija hiperbolične orbite,  $r$  heliocentrično rastojanje komete,  $a$  velika poluosa orbite a  $M$  srednja anomalija. Jednačina koja povezuje srednju anomaliju hiperboličke orbite i njenu odgovarajuću ekscentričnu anomaliju (1.3) se iterativno rešava i zajedno sa (1.2) i (1.1) daje heliocentričnu udaljenost i pravu anomaliju u svakom trenutku, za određene orbitalne parametre (velika poluosa  $a$ , ekscentricitet  $\varepsilon$ , inklinacija  $i$ , argument perihela  $\omega$  i longituda uzlaznog čvora  $\Omega$ ).

U slučaju eliptične orbite, kakvu ima kometa Lovejoy, sistem jednačina ima sličan oblik (Fitzpatrick 2012):

$$\tan \frac{\theta}{2} = \sqrt{\frac{\varepsilon+1}{\varepsilon-1}} \cdot \tan \frac{E}{2} \quad (2.1)$$

$$r = a(1 - \varepsilon \cos E) \quad (2.2)$$

$$M = E - \varepsilon \sin E \quad (2.3)$$

gde je  $E$  ekscentrična anomalija,  $a$  velika poluosa, a  $r$  heliocentrično rastojanje. Ostali orbitalni elementi su isti kao u prethodnom slučaju. Na sličan način, iterativnim rešavanjem jednačine (2.3), se može dobiti odgovarajuća ekscentrična anomalija, a onda se korišćenjem ove vrednosti pomoću jednačina (2.1) i (2.2), dobija heliocentrično rastojanje i prava anomalija.

## Model jezgra komete i termodinamički procesi na njegovoj površini

Za osnovu modela jezgra komete je uzet Whipple-ov model „prljave grudve” (Whipple 1950; 1951). Ovaj model podrazumeva sferni oblik komete, koji predstavlja mešavinu leda i prašine.

U ovom modelu, pretpostavljeno je da je srednja gustina jezgra komete  $\approx 1 \text{ g/cm}^3$ , tj. da se pretežno sastoji od vodenog leda. U led su uronjene čestice prašine, koje prilikom određenih uslova bivaju izbačene sa površine komete. Ovakva pretpostavka nije daleko od realnih fizičkih karakteristika kometa dobijenih posmatranjima (Weissman *et al.* 2004).

Odstupanja početnih parametara modela komete od realnih uslova koji vladaju na njoj bitno utiču na intenzitet brzine kojom čestica prašine napušta površinu komete, što može dovesti do potpuno različite morfologije repa i dalje evolucije čestica prašine. Stoga je veoma važno dobro definisati fizičke karakteristike komete.

Pretpostavljeno je takođe da je aktivnost komete, a time i mesto izbacivanja čestica, zastupljena samo na osunčanoj hemisferi i nadalje se podrazumeva da je reč o ovoj hemisferi. Zanimarena je rotacija jezgra komete. Koordinatni sistem, koji je vezan za kometu, izabran je tako da je jedna od osa uvek usmerena ka Suncu. Tačka kroz koju ova poluprava prodire kroz površinu komete naziva se subsolarna tačka. U odnosu na ovu tačku definisan je ugao otklona  $\theta$ , kojim je definisana raspodela temperature po površini komete. Prilikom definisanja temperaturne raspodele, pretpostavljeno je da energija koju komete primi sa Sunca u vidu zračenja prevashodno odlazi na sublimaciju i toplotno zračenje samog jezgra komete, koje je definisano Stefan-Bolcmanovim zakonom:

$$S_C r_H \cos \theta = L(T)Z(T) + \sigma T^4 \quad (3)$$

gde je  $S_C$  solarna konstanta,  $r_H$  heliocentrično rastojanje komete u datom trenutku,  $L(T)$  latentna toplota sublimacije po čestici, a  $Z(T)$  broj sublimiranih čestica gasa po jediničnoj površini u jedinici vremena. Član sa leve strane jednačine definiše količinu upadne energije na izabrani deo površine komete (nadalje elementarna površina). Ovakvim rezonovanjem se već odstupa od klasičnog Whipple-ovog modela, koji potpuno zanemaruje sublimaciju i uzima za raspodelu temperature  $T(r, \theta) = cr^{\frac{1}{2}}(\cos \theta)^{\frac{1}{4}}$ , pri čemu je konstanta  $c$  neka početna vrednost temperature u odnosu na koju se vrši skaliranje (recimo temperatura površine komete na 1 AU). Takođe, treba istaći da bi u jednačini (3) trebalo da se uvede još par korekcija: korekcija na albedo komete, kao i korekcija na utrošak energije usled kondukcije toplote kroz jezgro. Međutim, reflektovana energija odnosi svega  $\approx 4\%$  od ukupne upadne energije, te se može zanemariti (Ma *et al.* 2002), a za korektan model kondukcije toplote kroz jezgro komete potrebno je precizno odrediti karakteristike samog jezgra, što je teže postići, pre svega zbog jako neprozračne kome.

Da bi se odredila temperatura na površini komete pomoću jednačine (3), potrebno je znati temperaturne zavisnosti latentne toplote sublimacije molekula leda  $L$  i stope produkcije gasa  $Z$ . Zbog dominantnog udela vode, latentna toplota sporo se menja sa temperaturom (Delsemme 1981). Stoga je uzeto da je  $L$  konstanta koja ima vrednost latentne toplote sublimacije molekula vode.

Kada je reč o zavisnosti stope produkcije sublimiranih čestica gasa od temperature, potrebno je razmotriti relacije koje važe u kinetičkoj teoriji gasova. Naime, na dovoljno velikom heliocentričnom rastojanju, može se pretpostaviti da je fluks kondenzovanih molekula gasa i onih koji sublimiraju u ravnoteži. Dakle, na površini komete vlada ravnotežni pritisak  $P_r$ , tj. pritisak zasićene pare. Korišćenjem Klauzijus-Klapejronove jednačine za slučaj sublimacije vodenog leda može se dobiti temperaturna zavisnost ovog ravnotežnog pritiska:

$$P_r = C_p \cdot e^{\frac{C_r}{T}} \quad (4)$$

gde je  $T$  ravnotežna temperatura, a  $C_p$  i  $C_T$  predstavljaju konstante, čije vrednosti zavise od odabira sistema jedinica. Uzimanjem u obzir da se kometa nalazi u sredini jako bliskoj vakuumu, spoljašnji pritisak se može zanemariti, te se fluks kondenzacije može smatrati jako malim. Ako se još razmotri i učestalost sudara molekula gasa u jedinici vremena sa površinom komete, što predstavlja fluks kondenzovanih molekula, onda se pozivanjem na ravnotežno stanje može predvideti fluks sublimiranih molekula u vakuumu (Delsemme i Miller 1971):

$$Z_{\text{vacuum}} = Z_{\text{equil}}^- = \frac{1}{4} n \bar{v} \quad (5)$$

gde je  $Z_{\text{vacuum}}$  fluks sublimacije u vakuumu,  $Z_{\text{equil}}^-$  je ravnotežni fluks kondenzacije,  $n$  zapreminska koncentracija molekula, a  $\bar{v}$  srednja molekulska brzina gasa, koja se dobija iz Maksvelove raspodele:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (6)$$

gde je  $k$  Bolcmanova konstanta, a  $m$  masa jednog molekula. Korišćenjem prethodne dve jednačine i jednačine stanja idealnog gasa, može se dobiti tražena temperaturna zavisnost fluksa sublimacije (pogledati sliku 2):

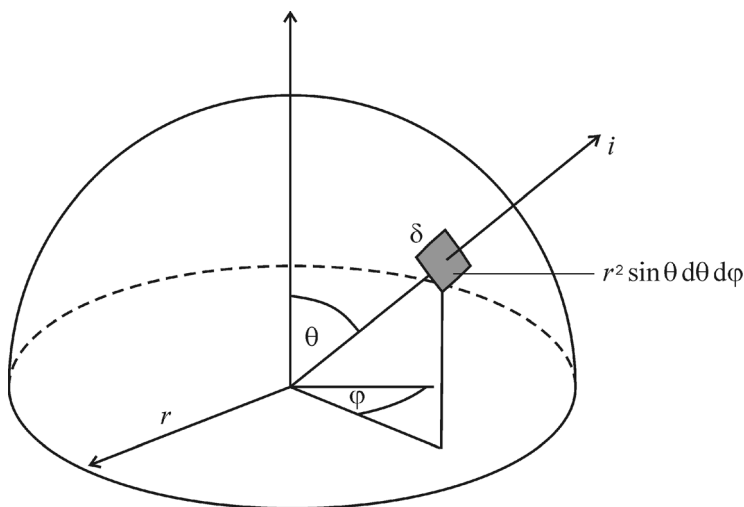
$$Z(T) = P_r \sqrt{\frac{1}{2m\pi kT}} \quad (7)$$

Uvrštavanjem dobijenog izraza za  $Z(T)$  u jednačinu održanja energije (3), dobija se sledeće:

$$\sigma T^4 + C_1 \sqrt{T} \cdot e^{\frac{C_T}{T}} - S_c r_H^2 \cos \theta = 0 \quad (8)$$

Jedinice su konzistentne sa onim u jednačini (4), te je konstanta  $C_1 = L \cdot C_p \sqrt{\frac{m}{2m\pi kT}}$ . Ovako postavljena jednačina (8) može se rešiti numeričkim putem, za odgovarajuće vrednosti  $L$ , pa se iz nje može dobiti odgovarajuća vrednost temperature na posmatranom delu komete. Ovim bi potpuno bio opisan deo modela koji se bavi termodinamičkim procesima na površini komete.

Za oblik elementarne površine je uzet sferni kvadrat, koji se dobija presekom četiri izvodnice koje međusobno zaklapaju prav ugao i pripadaju omotaču konusa prostornog ugla  $d\Omega$ . Ovaj prostorni ugao ujedno definiše i veličinu dobijene elementarne površine (slika 1). Prilikom biranja položaja elementarnih površina (misli se na centar sfernog kvadrata), uzeto je da je njihova raspodela po površini komete uniformna. Dakle, potrebno je birati uređene parove  $(\theta, \varphi)$ , gde je  $\theta$  otklon od subsolarne tačke, a  $\varphi$  ugao po ekvatoru komete, na način koji će generisati uniformno raspoređene tačke po sferi (potrebno je istaći ovo, jer se ne mogu samo izabrati prema uniformnoj raspodeli oba ugla i onda na taj način generisati tačke, pošto ovaj način neće rezultovati u uniformnoj raspodeli tačaka na sferi). Ovo se može postići na sledeći način:



Slika 1.  
Prikaz elementarne površi. Pravac  $i$  definiše smer izbacivanja čestica prašine.

Figure 1.  
This figure shows the elementary surface from which the dust particles are ejected. The direction is indicated by the arrow perpendicular to the surface.

$$\theta = \cos^{-1}(2v-1) \quad (9.1)$$

$$\varphi = 2\pi u \quad (9.2)$$

gde su  $u$  i  $v$  pseudoslučajni brojevi iz intervala  $(0, 1)$ . Razlog ovako indirektnom generisanju uglova  $\theta$  i  $\varphi$ , jeste zavisnost elementarne površine od ugla  $\theta$ ,  $dA \approx d\Omega = \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi$ .

Nakon pronalaženja centra sfernog kvadrata iskorišćena je i činjenica da je  $d\varphi = d\theta$ , te se stranica sfernog kvadrata  $\delta$  dobija kao:

$$\delta = \sqrt{\frac{4\pi\alpha}{\sin \theta}} \quad (10)$$

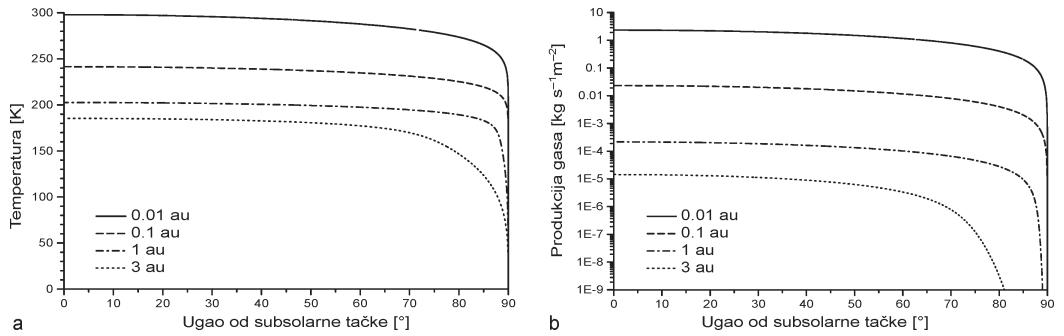
gde je  $\alpha$  aktivna površina komete u datom trenutku, i u ovom modelu je uzeta vrednost od 15%, jer ona predstavlja zaokruženu vrednost srednje procenjenje aktivnosti kod komete diskutovanoj u Lowry *et al.* (1999).

Uz pomoć jednačina (9.1) i (9.2), sa promenom graničnih uslova za  $\theta$  i  $\varphi$ , može se generisati proizvoljan broj tačaka u okviru elementarne površine. Izabrane tačke će predstavljati mesta sa kojih je moguće vršiti izbacivanje čestica prašine. Produkcija na celoj polusferi je normalizovana na produkciju u subsolarnoj tački, te se ovakvim pristupom verovatnoća izbacivanja može ispitati sledećom jednačinom (slika 3a):

$$\mu(0,1) \leq \frac{Z}{Z_0} \quad (11)$$

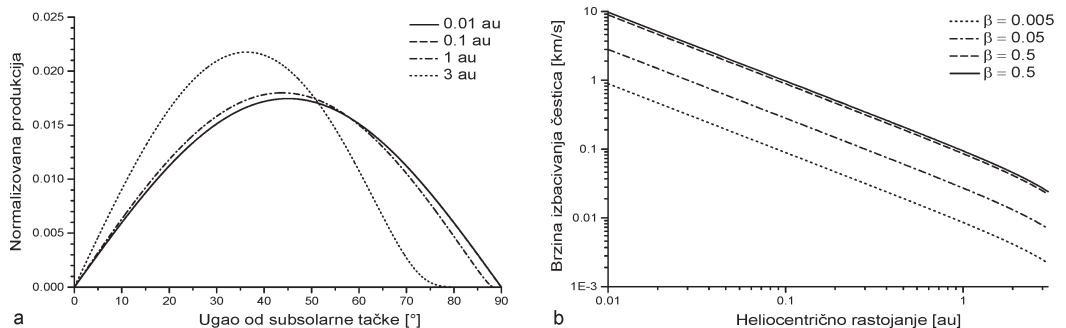
U gornjoj jednačini  $\mu$  je funkcija uniformne raspodele,  $Z$  produkcija u datoj elementarnoj površini a  $Z_0$  produkcija u subsolarnoj tački. U slučaju kad je uslov (11) ispunjen, informacija o položaju, temperaturi i produkciji se koristi u obračunavanju brzine izbacivanja čestica prašine.

Prilikom određivanja brzine izbacivanja čestica korišćen je pristup Ma *et al.* (2002). Ukratko, sila koja odvaja česticu sa površine komete predstavlja vučnu silu koja je posledica predaje impulsa sublimiranih molekula



Slika 2. Grafik (a) predstavlja grafik zavisnosti srednje temperature na površini komete od ugla otklona  $\theta$  za različita heliocentrična rastojanja. Ova zavisnost je usko povezana sa zavisnošću produkcije od ugla otklona (grafik b), što se može zaključiti iz jednačine (7).

Figure 2. The temperature of the comet's surface plotted against deflection angle  $\theta$ , which is measured from the subsolar point (point with zero deflection angle) on the surface of the comet, for different heliocentric distances of the comet nucleus (a). This dependence is strongly related to the dependence of production rate with deflection angle (b), which can be seen from equation (7). Colors correspond to different heliocentric distances of the comet.



Slika 3. Na grafiku (a) se može videti na koji način je raspodeljena verovatnoća izbacivanja čestica sa površine komete u zavisnosti od heliocentrične udaljenosti. Treba obratiti pažnju da maksimalna verovatnoća izbacivanja čestica nije u subsolarnoj tački, već približno na srednjim širinama, upravo zbog zavisnosti ukupne produkcije od aktivne površine na datom delu komete. Na grafiku (b) je prikazana zavisnost brzine izbacivanja čestica prašine od heliocentričnog rastojanja. Može se uočiti dominantan uticaj produkcije na vrednost brzine izbacivanja, čime je potpuno određen oblik ove zavisnosti (jednačina 12).

Figure 3. Normalized production rate is plotted against the deflection angle in the picture (a), and represents the dependence of the ejection probability distribution of dust particles with deflection angle. Different colors indicate different heliocentric distances of the comet. Note that the maximum probability is not at the subsolar point but somewhere around the mean value of the range of the deflection angle. This is correlated to the dependence of the production rate with the size of elementary surface. In the image to the right (b), the ejection speed intensity is plotted against the heliocentric distance. It can be seen that the shape of the function is determined by the production rate temperature dependence, which is in return changing with heliocentric distance (see eq. 12).

vodenog leda česticama prašine. Kinetičkim tretmanom gasa i razmatranjem interakcije između gasa i čestica prašine dobija se sledeći izraz za brzinu izbačenih čestica (slika 3b):

$$v^2 = \frac{\dot{M}_c \bar{v}}{2\pi\rho_p s R_c} \quad (12)$$

pri čemu je  $\dot{M}_c = mZ$ , gde je  $m$  masa molekula vodenog leda,  $\bar{v}$  srednja molekulska brzina sublimiranog gasa,  $\rho_p$  gustina čestica prašine,  $s$  njihov poluprečnik a  $R_c$  poluprečnik komete (Ma *et al.* 2002).

Nakon dobijenog intenziteta brzine čestica, njen pravac je određen pravcem normale na datu tačku elementarne površine. Reprezentacijom ovog vektora u heliocentričnom koordinatnom sistemu i dodavanjem heliocentrične brzine komete, dobija se heliocentrična brzina izbačene čestice prašine.

## Dinamika čestica prašine

Dinamika čestica prašine nakon izbacivanja je isključivo uslovljena gravitacionom interakcijom sa centralnim telom i interakcijom sa zračenjem. Kao i u slučaju dinamike kometa zanemarena je gravitaciona interakcija sa ostalim planetama sunčevog sistema i efekti OTR.

Interakcija zračenja i čestica, opisana jednačinom (13), se manifestuje kroz pritisak sunčevog zračenja i Pointing-Robertsonov (PR) efekat. Ostali efekti interakcije zračenja i čestica su zanemareni, jer su dimenzije čestica previše male (efekat Yarkovskog) ili previše velike (Mijevo rasejanje). Oblik sile koji potiče od pritiska zračenja i PR efekta (Burns *et al.* 1979):

$$\vec{F} = \beta \frac{\mu m}{r^2} \left[ \left( 1 - \frac{\dot{r}}{c} \right) \hat{r} - \frac{\vec{v}_t}{c} \right] \quad (13)$$

gde je  $\beta = \frac{F_{\text{rad}}}{F_s}$ , odnos pritiska sunčevog zračenja sa gravitacionom silom

Sunca, pri čemu je ovaj parametar povezan sa gustinom i poluprečnikom čestice prašine (oba izražena u cgs sistemu) preko  $\beta \approx \frac{5.7 \cdot 10^{-5}}{s\rho_p}$ , koeficijent

$\mu = \gamma M_s$  ( $M_s$  – masa Sunca),  $c$  brzina svetlosti a  $\dot{r}$  i  $\vec{v}_t$  su radijalna i tangencijalna komponenta brzine čestice prašine. Potrebno je naglasiti da radijalni član (uz  $\hat{r}$ ) jednačine (13) predstavlja pritisak sunčevog zračenja, dok tangencijalni član predstavlja doprinos PR efekta (uz  $\vec{v}_t$ ). Jednačine kretanja su numerički integraljene, pomoću Runge-Kutta integracione šeme, četvrtog reda (RK4).



## Primena modela

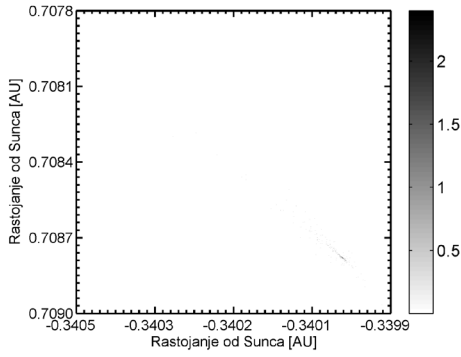
Model je primenjen na komete C/2012 S1 (ISON) i C/2011 W3 (Lovejoy). Ispitivana je morfologija repa ovih kometa, za različite trenutke u periodu od (-30, 30) dana od trenutka prolaska kroz perihel ( $\tau_{\pi}$ ). Posmatrane su samo čestice prašine nastale u ovom periodu, sa diskretnom raspodelom po dimenzijama i sa fiksnom gustinom ( $\approx 1 \text{ g/cm}^3$ , jednakoj gustini komete). Čestice su parametrizovane preko  $\beta$ , koje je uzimalo vrednosti 0.005, 0.05, 0.5 i 0.6. Položaji ovih čestica u svakom od posmatranih trenutaka su projektovani na ravan koja predstavlja vidno polje SOHO satelita, da bi dobijena struktura repa mogla da se upoređuje sa slikom dobijenom posmatranjima. Takođe, razmatrani su preseki sa ekliptikom, odnosno heliocentrično rastojanje uzlaznog i silaznog čvora izbačenih čestica prašine, da bi se ispitala mogućnost susreta meteoroidskih rojeva nastalih od ovih kometa sa Zemljom. Ovde je potrebno napomenuti da su čestice posmatrane samo do trenutka prolaska kroz ekliptiku, ne i na većim vremenskim skalama, jer je tu svakako potrebno uračunati uticaj ostalih planeta na pomeranje čvorova čestica, što ovde nije učinjeno.

Vrednosti za orbitalne elemente kometa uzete su iz baze podataka JPLHorizons (Giorgini *et al.* 1996).

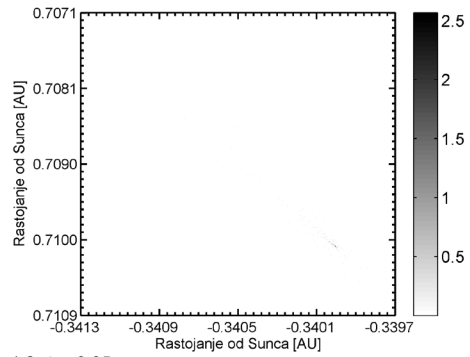
## Meteorske pojave na Zemlji

Da bi došlo do meteorske pojave u Zemljinoj atmosferi potrebno je da bude ispunjeno nekoliko uslova (Sekhar i Asher 2013): 1. Čvorovi orbita čestica prašine bi trebalo da su dovoljno blizu Zemljine orbite; 2. U trenutku prolaska čestice kroz ravan ekliptike položaj Zemlje bi trebalo da se poklapa sa položajem čestice; 3. Širina struje meteoroida trebala bi da bude 0.0005 AU.

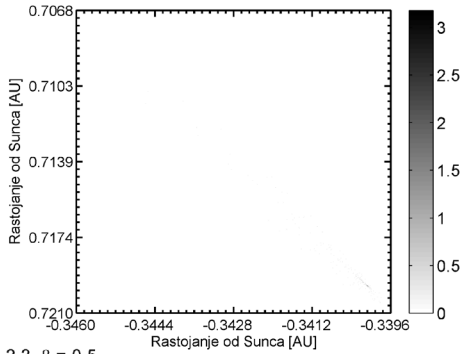
Dobijeni rezultati heliocentričnih rastojanja silaznih čvorova čestica prašine sa komete i prikazani su na slikama 4 i 5 respektivno (slike 1.1-1.4). Na osnovu prikazanih heliocentričnih rastojanja čvorova čestica prašine, može se uočiti da ne prelaze 0.71 AU. Ovako raspoređeni čvorovi ovih čestica impliciraju nemogućnost bilo kakvih meteorskih pojava na Zemlji, jer da bi došlo do toga potrebno je da čvorovi ovih čestica budu dovoljno blizu čvorova Zemljine orbite, što je  $\approx 1 \text{ AU}$ . Ovakvi rezultati su u saglasnosti sa radom Sekara i Ašera (Sekhar i Asher 2013). Kod distribucije silaznih čvorova čestica izbačenih sa komete ISON uočava se „zgušnjene” broja preseka u određenoj oblasti na ekliptici, koja pritom menja heliocentrično rastojanje shodno veličini posmatranih čestica. Ovo bi se moglo objasniti različitom veličinom čestica posmatranih u ovom radu i njihovim mestom izbacivanja sa površine komete. Radijalna komponenta u jednačini (13) se povećava sa smanjivanjem poprečnog preseka čestica prašine, te čestice bivaju „oduvane” dalje od Sunca, a samim tim i njihovi preseki sa ekliptikom (pomeranje „zgušnjene” ka većim heliocentričnim udaljenostima). S druge strane, postoji snažna zavisnost mesta izbacivanja čestice i konformisanosti preseka sa ekliptikom. Čestice izbačene sa elementarnih



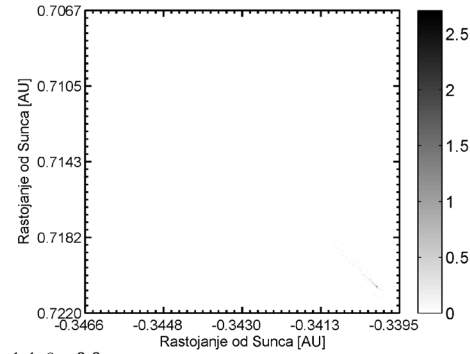
1.1.  $\beta = 0.005$



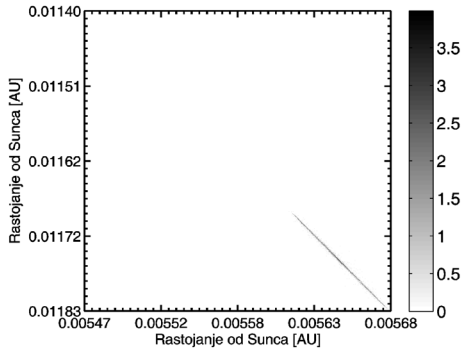
1.2.  $\beta = 0.05$



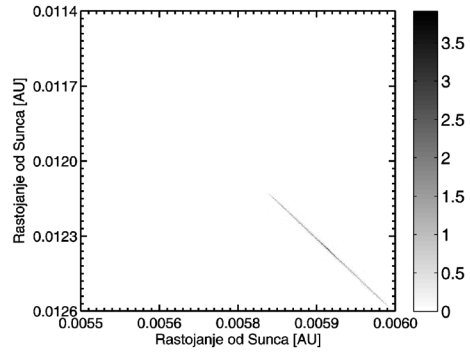
2.3.  $\beta = 0.5$



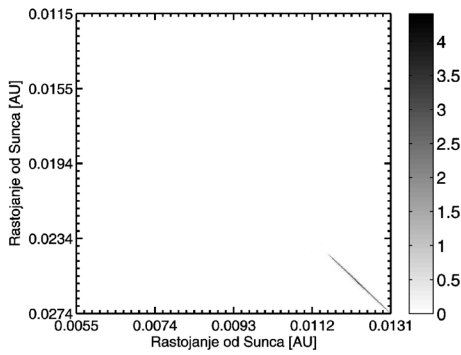
1.4.  $\beta = 0.6$



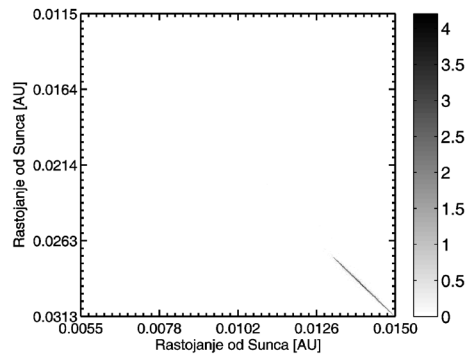
2.1.  $\beta = 0.005$



2.2.  $\beta = 0.05$



2.3.  $\beta = 0.5$



2.4.  $\beta = 0.6$

Slika 4 (naspramna strana). Na graficima su predstavljena heliocentrična rastojanja silaznih (slike 1.1–1.4) i heliocentrična rastojanja uzlaznih čvorova (slike 2.1–2.4) čestica prašine izbačenih sa površine komete ISON. Sa desne strane svakog od grafika prikazana je skala boja, koja korespondira logaritmovanom broju čestica u posmatranom delu ekliptičke ravni.

Figure 4 (opposite page). The heliocentric positions of the descending (1.1–1.4) and ascending nodes (2.1–2.4) of the dust particles ejected from the comet ISON are presented here. The colorbox to the right indicates logarithm of the surface density of particles.

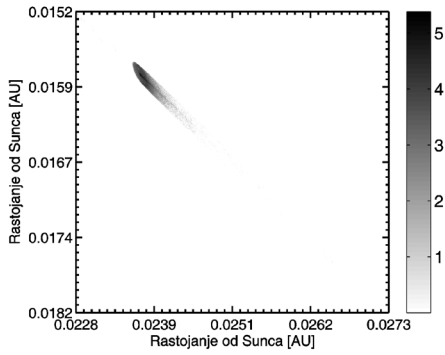
površina daljih od subsolarne tačke, zbog malog intenziteta brzine izbacivanja se lako preusmeravaju i lokalizuju u prisustvu pritiska sunčevog zračenja (slika 6).

Kada je reč o uzlaznim čvorovima (slike 5 i 6, 2.1 – 2.4), njihov raspored po ekliptici je dosta konformisaniji. Ovo se možda može porediti sa prethodnim slikama silaznih čvorova, s tim što bi ovde mesto učestalijih preseka bilo „rastegnuto” zbog velikog opsega brzina čestica nakon prolaska kroz perihel. Ovde se takode uočava da čvorovi čestica nisu blizu Zemljine orbite. Ovo bi samo nagovestilo da bi jedino čestice malih veličina ( $s \approx \mu\text{m}$ ) mogle da imaju čvorove na udaljenosti od 1 AU, što bi zauzvrat značilo da bi takve čestice prouzrokovale jako slabo vidljive meteorske pojave na Zemlji ili da ih uopšte ne bi prouzrokovale.

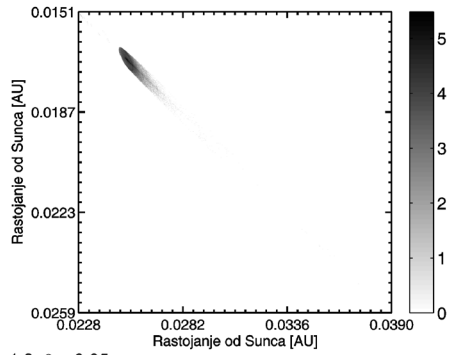
## Morfologija repa komete

Kada je reč o morfologiji repa, upoređivani su trenuci pre i posle perihela ovih komet. Međutim, pošto se kometa ISON raspala nakon prolaska kroz perihel (Sekanina 2013), modelovanje repa komete u ovom periodu nije adekvatno, jer ne uključuje posledice raspada jezgra u dinamiku čestica prašine izbačenih sa površine komete. Sa druge strane, kometa Lovejoy, je naizgled imala privremeni prestanak aktivnosti nakon prolaska kroz perihel, što takođe nije uključeno u model, te se trenuci nakon perihela ove komete takođe neće razmatrati (Sekanina i Chodas 2012).

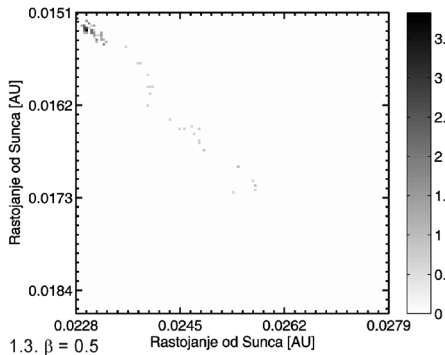
Ono što se može uočiti na slici 7 jeste da teže čestice, većih dimenzija, imaju dosta zakrivljeniju putanju od čestica koje su lakše i manjih dimenzija. Ovo je posledica znatno manje radijalne brzine ovih čestica, pošto pritisak sunčevog zračenja opada sa porastom veličine čestice (jednačina 13). Samim tim, pošto je za odvajanje većih čestica potrebna veća temperatura, rep koji je izgrađen od najmasivnijih čestica je ujedno i najkraći, pošto su ove čestice započele svoju evoluciju bliže Suncu. Stoga, rep komete ISON koji je najluminozniji sa slike SOHO C3 kamere bi odgovarao česticama koje su najmasivnije. Međutim, ovako naivan zaključak na osnovu samo sličnosti sa posmatranjem, bi trebalo uzeti sa rezervom. Prema Sekanini



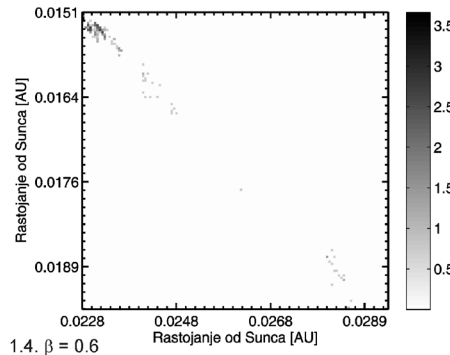
1.1.  $\beta = 0.005$



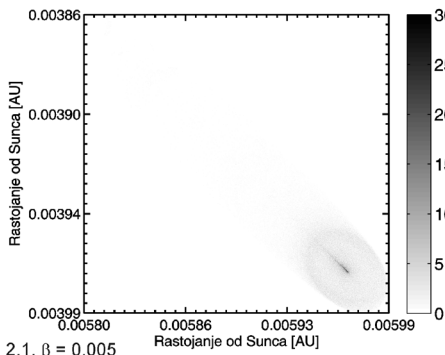
1.2.  $\beta = 0.05$



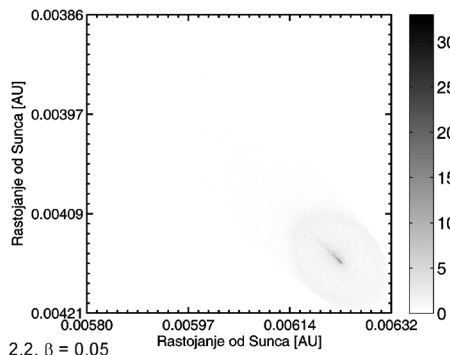
1.3.  $\beta = 0.5$



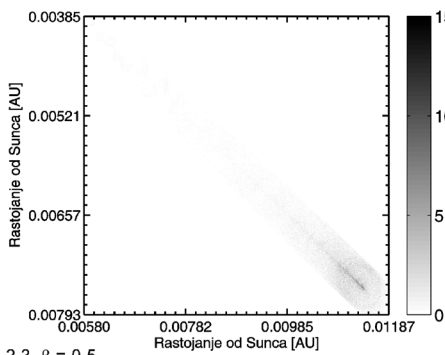
1.4.  $\beta = 0.6$



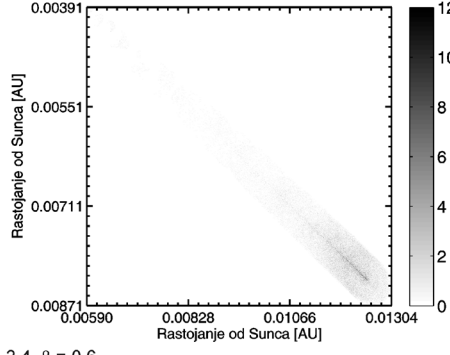
2.1.  $\beta = 0.005$



2.2.  $\beta = 0.05$



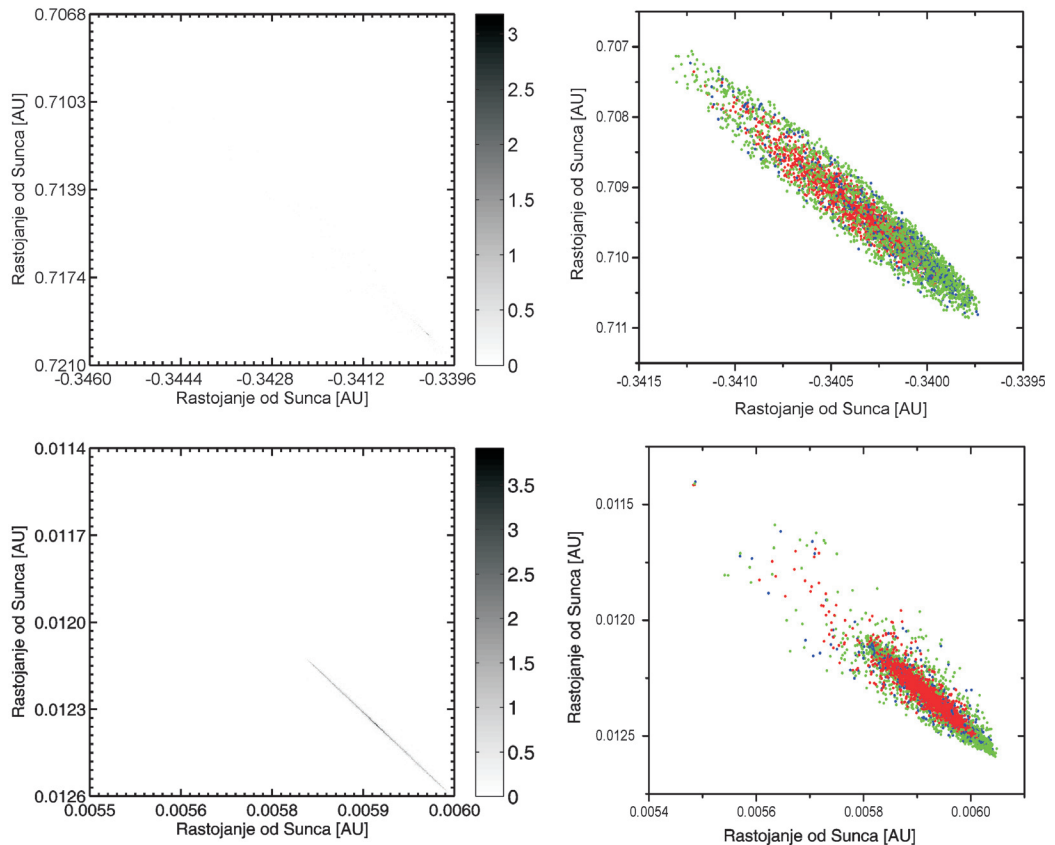
2.3.  $\beta = 0.5$



2.4.  $\beta = 0.6$

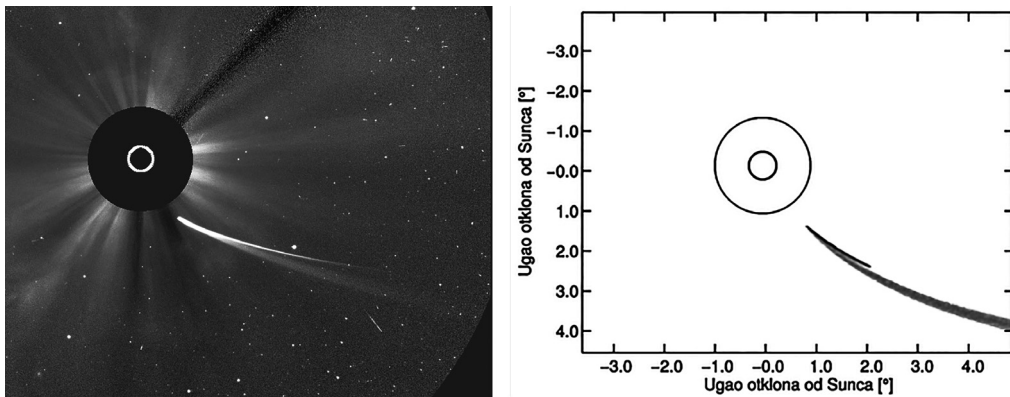
Slika 5 (naspravna strana). Heliocentrična rastojanja silaznih (1.1–1.4) i uzlaznih čvorova (2.1–2.4) čestica prašine izbačenih sa površine komete Lovejoy. Sa desne strane svakog od grafika prikazana je skala boja, koja korespondira logaritmovanom broju čestica u posmatranom delu ekliptičke ravni.

Figure 5 (opposite page). The heliocentric positions of the descending (1.1–1.4) and ascending (2.1–2.4) nodes of the dust particles ejected from the surface of the comet Lovejoy. The colorbox indicates the logarithm of the surface density of the particles.



Slika 6. Konformisanost silaznih i uzlaznih čvorova čestica prašine izbačenih sa komete ISON u zavisnosti od mesta izbacivanja čestica prašine. Gornje dve slike prikazuju raspored silaznih čvorova čestica prašine, a donji par slika uzlaznih čvorova. Boje ukazuju na mesto izbacivanja čestica: crvena  $\pi/3 < \theta < \pi/2$ , plava  $\pi/6 < \theta < \pi/3$ , zelena  $0 < \theta < \pi/6$ . Veličina ovih čestica odgovara vrednosti  $\beta = 0.05$  i ista stvar se može uočiti i za ostale veličine čestica. Ovi rezultati su reprezentativni i za čestice izbačene sa komete Lovejoy, jer je mehanizam isti.

Figure 6. “Condensation” of ascending and descending nodes of the dust particles in correlation with the position of the elementary surface in the moment of ejection of the dust particles. The upper pair of the pictures represent the descending, while the lower two represent the ascending nodes heliocentric positions measured in au. Colors indicate the deflectio angle: red  $\pi/3 < \theta < \pi/2$ , blue  $\pi/6 < \theta < \pi/3$ , green  $0 < \theta < \pi/6$ . The size of dust particles corresponds to  $\beta = 0.05$  and the same thing happens with the rest of the observed sizes. These results are also representative for the case of the dust particles ejected from the comet Lovejoy, because the undelying mechanism is the same.



Slika 7. Na slici (a) je prikazana slika komete ISON sa SOHO satelita, a na slici (b) modelirani rep; Potrebno je obratiti pažnju na diskretnu strukturu repa, i dužinu najluminoznijeg dela repa.

Figure 7. In these two images the tail of the C/2012 S1 (ISON) is shown as seen from the C3 camera onboard SOHO satellite (a) and compared to the image generated by the model (b). Note the discrete structure of the tail and the length of the most luminous part of the tail in the SOHO picture.

(Sekanina 2013), rep koji na slici sa simulacije odgovara česticama veličina  $\beta = 0.05, 0.005$ , je star 6.7 godina.

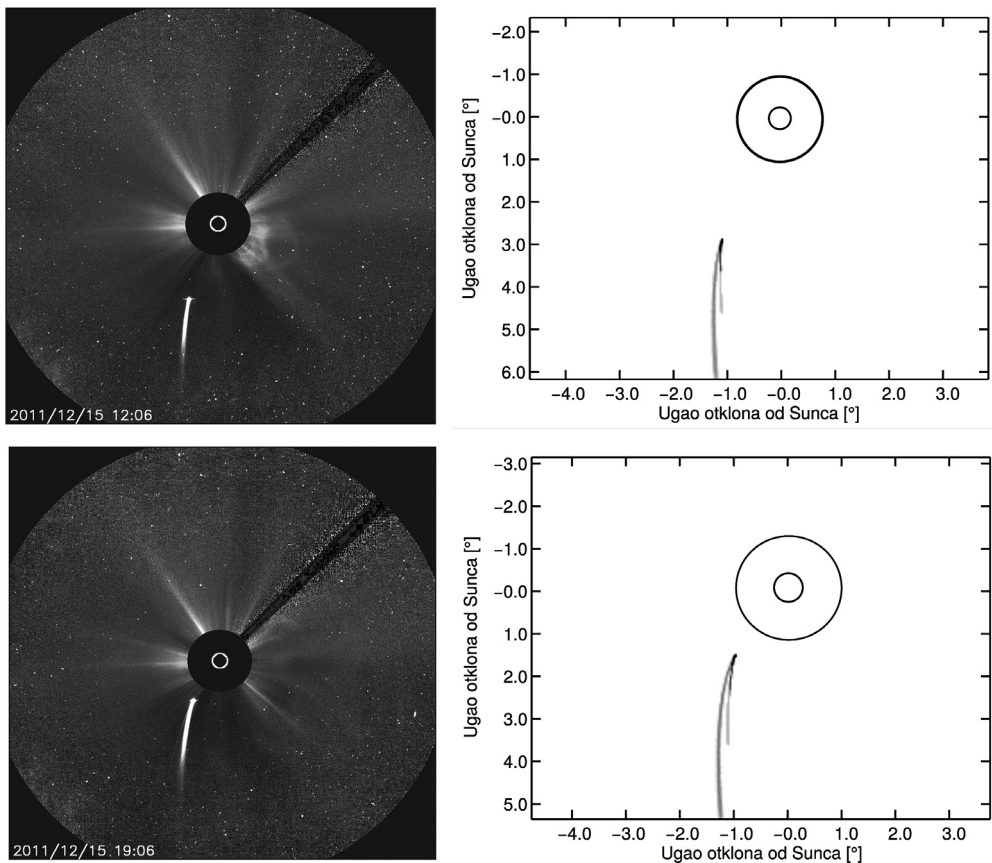
Sekanin zaključak proizilazi iz same dužine repa i činjenice da između luminozne polovine (gornji rep) i bleđeg dela repa (donji rep) nema čestica. Naime, ako bi čestice bile uniformno izbacivane po celoj površini komete, a njihova veličina zavisila od temperature, koja zauzvrat zavisi od heliocentričnog rastojanja, nema razloga za postojanje diskretne strukture u repu, koja se ipak uočava iz posmatranja. Prihvatljivo objašnjenje prikazane dužine repa kao i njegove luminoznosti jeste upravo neka eksplozivna aktivnost komete, dok je ona bila još daleko od Sunca (Sekanina 2013).

Po Sekanini je upravo ova rana aktivnost dovela do promene u strukturi komete i na kraju raspadanja jezgra komete ISON prilikom prolaska kroz perihel.

Perihel komete Lovejoy je na svega 0.005 AU, mnogo manje nego perihel komete ISON, 0.0124 AU. Uprkos ovome kometa Lovejoy je pokazivala znakove aktivnosti i par dana nakon perihela dok se na kraju nije potpuno dezintegrisala (slika 2 u Sekanina 2013).

Posmatrane su iste klase veličina čestica kao i za kometu ISON. Na slici 8 se, poređenjem rezultata modela i slika sa satelita SOHO, može uočiti odsustvo repa koji potiče od najvećih čestica ( $\beta = 0.005, 0.05$ ). Zaključak koji sledi jeste da u repu nisu prisutne čestice većih dimenzija, već da su čestice koje čine najluminozniji deo repa veličine  $\sim\beta = 0.6$ , što je saglasno sa rezultatima Sekanina i Čodasa (Sekanina i Chodas 2012). Iz ovoga se može reći ponešto i o sastavu samog jezgra komete.

Najdominatnije veličine čestica zapravo odgovaraju najverovatnije silikatima submikronskih dimenzija, dielektrične prirode (Sekanina i Chodas 2012), što zauzvrat govori i o uslovima koji vladaju na površini komete.

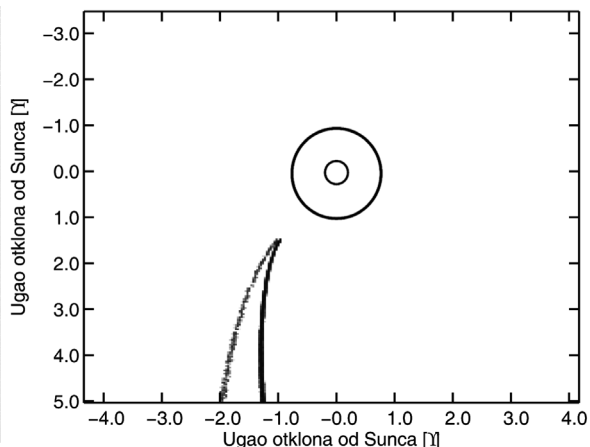
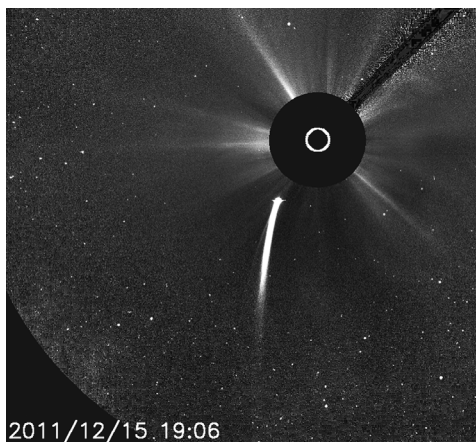


Slika 8. Prikazane slike komete Lovejoy sa SOHO satelita i simulacije su zabeležene par sati pre perihela. Može se zapaziti prisustvo sitnijih čestica decembra 15.796 UT (donji levi ugao). Čestice u ovom repu odgovaraju česticama veličina približno  $\beta = 2.5$ . Rep komete se nalazi između ove dve trake čestica (prikazano na slici 9), gde najluminozniji deo odgovara česticama veličine  $\beta = 0.6$ .

Figure 8. Appearance of comet C/2011 W3 (Lovejoy) and its dust tail in an image taken from the SOHO satellite with the C3 camera onboard (leftmost pictures) few hours before perihelion. The rightmost pictures represent the corresponding modeled tail. Note the small faint tail at the left of the lower left image. These stream of particles is mostly composed of particles with sizes close to  $\beta = 2.5$ . Tail of the comet at that moment was located between the stream of particles of sizes  $\beta = 2.5$  and  $\beta = 0.6$  (as shown in Figure 9), where the most luminous part is made out of particles of sizes close to  $\beta = 0.6$ .

Druga vrsta čestica koja se pojavljuje tek negde pre perihela, ~ 1 dan pre perihela, jesu čestice veličina  $\sim \beta = 2.5$ , koje se odlukuju jako velikom efikasnošću apsorpcije, te samim tim i najvećim ubrzanjima prilikom susreta sa sunčevim zračenjem. Čestice ovog tipa su uglavnom organske, bogate ugljenikom i dodatno govore o sastavu jezgra komete Lovejoy (Sekanina *et al.* 2001). Ove karakteristike repa mogu se uočiti u detaljnijem primeru na slici 9.





Slika 9. Prikaz repa komete C/2011 W3 (Lovejoy) uoči pojavljivanja nove strukture sastavljene od čestica veličina  $\beta = 2.5$ . Poređenje slike sa satelita SOHO (slika levo), sa modeliranim repom (slika desno) ukazuje na nepoklapanje sa realnom slikom, pre svega zbog dužine repa sastavljenog od najsitnijih čestica (levi deo repa). Razlog ovome bi mogao biti zanemarivanje sastava samih čestica i inicijalna pretpostavka da su čestice približno iste gustine kao i jezgro komete, što dovodi do razlike u trenutku izbacivanja, a samim tim i dužine repa.

Figure 9. Look of the tail of comet C/2011 W3 (Lovejoy) just after the appearance of the new structure in the tail, composed out of particles of sizes close to  $\beta = 2.5$ . Comparison of the satellite image (left image) with the modeled tail (right image) shows inconsistency between the modeled length of this tail and the real one. The modeled tail is a lot longer than the real one. Reason for this could be the fact that in the model the composition of the dust particles is supposed to be close to the one of the comet, which was taken to be close to that of water ice. Hence, the sublimation timings are different than the real ones, and from there also the length of the tail.

Analizom ranijih slika (Sekanina i Chodas 2012) može se zaključiti da je rep sastavljen od silikatnih čestica dosta stariji od onih bogatim organskim jedinjenima. Potrebno je ovde obratiti pažnju na zakrivljenost repa dobijenog u modelu i sa satelita, pošto je rep u modelu neznatno zakrivljeniji (što može ukazivati na nedostatak koji se ogleda u isključivanju uticaja gasa koji sublimira nakon napuštanja čestica sa površine komete). Ovo je u saglasnosti sa analiziranom literaturom.

## Literatura

- Burns J. A., Lamy P. L., Soter S. 1979. Radiation Forces on small particles in the solar system. *Icarus*, **40**: 1.
- Delsemme A., Miller D. 1971. Physico-chemical phenomena in comets – III. *Planetary and Space Science*, **19** (10): 1229.
- Delsemme A. 1981. Chemical composition of cometary nuclei. In *Comets* (ur. L. L. Wilkening). Tucson: Univ. Arizona Press, str. 85-130.



- Fitzpatrick R. 2012. *An Introduction to Celestial Mechanics*. Cambridge University Press
- Giorgini J., Yeomans D., Chamberlin A., Chodas P., Jacobson R., Keesey M., Lieske J., Ostro S., Standish E., Wimberly R. 1996. JPL's On-Line Solar System Data Service. *Bulletin of the American Astronomical Society*, **28**: 10158.
- Ma Y., Williams I. P. 2002. Cometary Ejection and Meteoroid Streams. U *The Proceedings of the IAU 8th Asian-Pacific Regional Meeting, Volume II* (ur. S. Ikeuchi *et al.*) Tokyo: The Astronomical Society of Japan, str. 49-50.
- Ma Y., Williams I. P., Chen W. 2002. On the ejection velocity of meteoroids from comets. *MNRAS*, **337**: 1081.
- Prialnik D., Benkhof J., Podolak M. 2004. Modeling the structure and activity of comet nuclei. U *Comets II* (ur. M. C. Festou *et al.*). Tucson: Univ. Arizona Press, str. 359-385.
- Rickman H., Fernandez J., Gustafson B. 1990. Formation of stable dust mantles on short-period comet nuclei. *Astronomy and Astrophysics*, **237**: 524.
- Ryabova G. O. 2013. Modeling of meteoroid streams: The velocity of ejection of meteoroids from comets (a review). *Solar System Research*, **47**: 219.
- Sekanina Z., Chodas W. P. 2012. Comet C/2011 W3 (Lovejoy): Orbit Determination, Outbursts, Disintegration of Nucleus, Dust-Tail Morphology, and Relationship to New Cluster of Bright Sungrazers. *The Astrophysical Journal*, **757**: 33
- Sekanina Z. 2013. Brightness and Orbital Motion Peculiarities of Comet C/2012 S1 (ISON): Comparison with Two Very Different Comets, eprint arXiv:1310.1980
- Sekhar A., Asher D. J. 2013, Meteor Showers on Earth from Sun-grazing Comets. *MNRAS*, **437**: L71.
- Yeomans D., Chodas P., Sitarski G., Szutowicz S. and Królikowska M. 2004. Cometary orbit determination and nongravitational forces. U *Comets II* (ur. M. C. Festou *et al.*). Tucson: Univ. Arizona Press, str.137-151.
- Weissman P. R., Asphaug E., Lowry S. C. 2004. Structure and density of cometary nuclei. U *Comets II* (ur. M. C. Festou *et al.*). Tucson: Univ. Arizona Press, str. 337-357.
- Whipple F. L. 1951. A Comet Model II. Physical Relations for Comets and Meteors. *Astrophysical Journal*, **113**: 464
- Whipple F. L. 1950. A Comet Model I. The acceleration of Comet Encke. *Astrophysical Journal*, **111**: 375.

---

*Andrija Kostić*

## Dynamics of Dust Particles Ejected from the Nuclei of C/2012 S1 (ISON) and C/2011 W3 (Lovejoy) Comets

In this paper the dynamics of the ejected dust particles from the surface of the cometary nucleus was examined. A numerical model that enables the simulation of the comet's head and dust tail formation, as well as the prediction of the comet's potential meteor stream, was developed. The shape of the comet was assumed to be spherical. It was also assumed that the ejection of the particles is taking place in the active zone of the comet on the sunlit side of the comet. The temperature of every spot from which the ejection of the particle is taking place was calculated from the law of energy conservation including sublimation and thermal radiation (Figure 3). Using this temperature, the ejection speed of the particles was calculated (Figure 4), by using existing models based on the kinetic theory of gases. In the subsequent dynamical evolution of the particles, the Sun's radiation pressure and Poynting-Robertson effect were included, besides gravity. Equations of motion for the particles were then numerically integrated. The morphology of the tail before perihelion was examined for different sizes of particles (Figures 8 to 10). Also, the question whether meteoroids ejected from the comet during its journey around the Sun can produce meteor showers on Earth was addressed. The necessary condition for this to happen is that the heliocentric distances of the nodes of the particles' orbits, at the moment when these orbits cross the plane of ecliptic, are close enough to the Earth's orbit. The heliocentric distances of the nodes of the ejected dust particles from the surfaces of the observed comets are presented (Figures 5 to 7). This model was applied to the C/2012 S1 (ISON) and C/2011 W3 (Lovejoy) comets and compared to other theoretical investigations and observations of those comets.

