

Gli sciami cometari

IARA, SdR RadioAstronomia UAI, Astronomia Valli del Noce, Società Italiana di Fisica, IMO

Abstract

Viene presentata una panoramica generale sugli sciami meteorici di origine cometaria. In primo luogo viene visto il meccanismo di nascita dei corpi progenitori, le comete appunto. Successivamente vi è l'analisi del fenomeno dell'eiezione dei meteoroidi da questi oggetti e la loro evoluzione come corpi indipendenti del Sistema Solare. Il fenomeno dell'espulsione è molto importante e, in base alle forze in gioco sul meteoroido, determina l'orbita iniziale di tali oggetti. Quando la Terra nel suo moto di rivoluzione interseca queste orbite si parla di sciame meteorico.

662 A.E. Alla fine del mese di Ramadan [26 luglio, n.d.r.] una cometa (kawkab) con la coda apparve sopra l'orizzonte ad ovest nei pressi della casa lunare al-Han 'a. La cometa continuò a sorgere tutti i giorni prima dell'alba dietro la stella conosciuta come "la stella del mattino" [Venere, n.d.r.]. Avanzava di poco ogni giorno finché fu vista sorgere prima della "stella del mattino". La sua coda era molto brillante. Essa mantenne la sua posizione relativa alla casa lunare al-Han'a, essendone discosta di circa 150 verso est. Sorse sempre regolarmente con al-Han 'a e si muoveva con essa. Poi cominciò ad avvicinarsi alla casa lunare. Restò visibile fino ai primi giorni del mese di Dhu al Qūda [dal 25 agosto in poi, n.d.r.], svanendo infine nel chiarore del mattino.

Abu Shama, cronachista di Damasco, cometa che apparve nel 1264

Gli sciami cometari

Nel capitolo precedente è stato descritto in breve il processo che porta alla formazione di uno sciame di origine cometaria. Tuttavia, dato che nella seguente esposizione verranno studiati tre sciame che presentano tale origine, è opportuno investigare in maniera maggiormente dettagliata i processi coinvolti nella formazione di questo tipo di fenomeno. Verranno descritti, perciò, la nascita e l'evoluzione delle comete e, successivamente, i processi alla base della formazione di un meteoroido e la sua esistenza come un corpo indipendente del Sistema Solare [1][2][3].

I principali processi coinvolti sono:

1. l'espulsione del meteoroido dal nucleo cometario;
2. il cambiamento nell'orbita osculatrice del meteoroido espulso rispetto quella del corpo progenitore;

3. l'evoluzione del meteoroido sotto l'azione di forze gravitazionali e di radiazione dopo il suo rilascio dalla cometa.

Origine delle comete

L'origine dei meteoroidi come corpi solidi inizia nell'atmosfera esterna di grandi stelle che si stanno raffreddando (Giganti Rosse), quando il materiale silicatico condensa a formare granuli [4]. Questi granelli formano il seme delle particelle di polvere interstellare che popolano il piano della nostra galassia. In seguito, la condensazione, nel mezzo interstellare, di gas volatili con un nucleo silicatico produce piccoli granuli dotati di una matrice organico-refrattaria, la quale si presenta come uno strato esterno ghiacciato. A causa dell'instabilità gravitazionale presente in molte parti di questo ammasso di polvere, stelle e pianeti possono crescere nel tempo. Molte regioni di formazione stellare sono molto popolate da gas e polvere provenienti dal decadimento precedente di altre stelle.

La formazione del nostro Sistema Solare a partire da una dalla nebulosa primordiale si verificò 5 miliardi di anni fa e consistette in una condensazione centrale, il futuro Sole, e in un disco di materiale solido di diverse dimensioni generato dalla polvere interstellare e dal gas [5]. Fuori da questo disco di planetesimi, i pianeti si formarono come piccoli agglomerati di materia coagulata attraverso il processo di accrescimento gravitazionale. Tuttavia, non tutti i planetesimi furono utilizzati per la formazione di pianeti. Un ampio numero, circa 10^{15} , di oggetti di materiale non processato, composto essenzialmente da gas interstellare congelato e polveri, di dimensioni chilometriche o superiori, formò corpi separati e indipendenti, nelle regioni periferiche del Sistema Solare.

Questi corpi erano inizialmente confinati sul piano del Sistema Solare, il piano dell'eclittica. Attraverso successive interazioni con pianeti e stelle sfuggirono dalla loro originaria posizione e molti di questi oggetti furono isotropicamente eiettati nelle parti interne del Sistema Solare, per esempio entro l'orbita di Saturno. Altri oltre Nettuno continuarono a orbitare nel piano dell'eclittica in un disco esteso fino a migliaia di unità astronomiche (UA) dal Sole. Molti si dispersero nello spazio interstellare, ma una grande parte di questi rimase debolmente legata al Sistema Solare in una nube sferica molto distante, di raggio inferiore a 100000 UA.

Molti di questi corpi ghiacciati sono legati al Sole dalla loro formazione e sono ancora presenti nella cosiddetta

Nube di Oort. Quelli che fanno parte di tale nube sono composti principalmente di acqua ghiacciata, insieme a una piccola frazione di ghiacci volatili, come CO e CH₄, e polvere, la stessa polvere interstellare che diede origine a tutto il processo. Mai riscaldati oltre i 100 K sopra lo zero assoluto dal tempo dalla loro formazione, questi oggetti sono rimasti praticamente inalterati per gli ultimi 4.5 miliardi di anni.

Quando le perturbazioni indotte da stelle vicine o da maree galattiche alterano l'orbita di questi corpi ghiacciati, molti di essi possono muoversi all'interno di orbite più piccole che li portano a sentire le perturbazioni gravitazionali dei pianeti maggiori o ad avere un incontro ravvicinato con i pianeti terrestri. Una volta che ciò succede, molti di tali oggetti vengono espulsi per sempre dal Sistema Solare, ma una parte di essi viene catturata su orbite più strette attraverso ripetute e complesse interazioni coi pianeti.

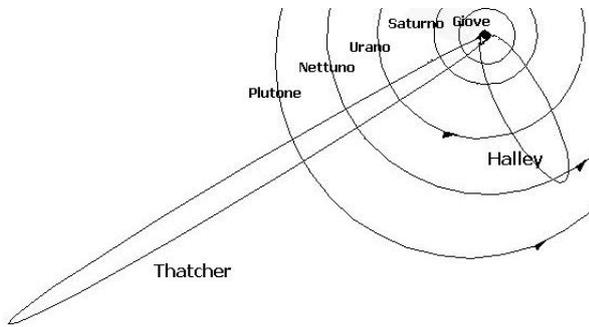


Figura 1 - Visione prospettica da un punto sopra l'eclittica dell'orbita della cometa Thatcher (progenitrice delle Liridi) e della cometa Halley (progenitrice delle Eta-Aquaridi e delle Orionidi).

Una volta che questi corpi ghiacciati si trovano più vicini di circa 4 UA dal Sole, la radiazione solare riesce a sublimare l'acqua ghiacciata e ad una distanza inferiore il ghiaccio volatile come la CO. Questo processo porta alla formazione di un involucro di gas sul corpo centrale ghiacciato e alla espulsione, attraverso il trascinamento del gas, dei grani di polvere vicini al nucleo. Gli oggetti più piccoli di queste polveri, di dimensioni micrometriche, sono spinti in direzione opposta al Sole dalla pressione di radiazione solare così da formare una scia. Visto dalla Terra in tale momento, l'oggetto sembra una stella sfocata con una coda che si muove su uno sfondo di stelle e comunemente viene chiamato cometa.

Eiezione dei meteoroidi dal nucleo cometario

La maggior parte dei meteoroidi sono i prodotti del decadimento cometario, sia graduale che, occasionalmente, catastrofico. Whipple fu il primo a proporre il moderno modello del nucleo cometario, cioè un agglomerato omogeneo di polvere e ghiaccio, come una *palla di neve sporca* [6]. Whipple inoltre sviluppò le equazioni che determinavano la velocità di espulsione di un meteoroide di una certa massa dal nucleo cometario. È questa velocità di eiezione, unita a quella orbitale della cometa, che determina l'orbita iniziale per i meteoroidi generatesi. Se da un lato i

dettagli del rilascio dei meteoroidi dalla cometa sono stati affinati [7][8], dall'altro, invece, la rappresentazione fisica di base è rimasta intatta. Quando un nucleo si avvicina al Sole, la massa persa per unità di tempo Γ è data da:

$$\Gamma = \frac{\pi R_c^2 S}{nr^2 H}$$

dove R_c è il raggio della cometa, S la costante solare, r la distanza eliocentrica del nucleo, H è il calore medio di sublimazione per il ghiaccio e $1/n$ è la frazione di energia solare in arrivo usata per la sublimazione. A una distanza l dalla superficie del nucleo la pressione su un grano dovuta alle collisioni molecolari libere è:

$$P = \frac{\Gamma v_{mol}}{2\pi l^2}$$

dove v_{mol} è la velocità molecolare media, la sublimazione è assunta essere confinata nell'emisfero rivolto verso il Sole e $l \gg R_c$.

La forza di trascinamento verso l'esterno sperimentata da un meteoroide dovuta alla chioma di gas è data da:

$$F_{drag} = \frac{C_d}{2} PA$$

dove C_d è il coefficiente di trascinamento, pari a 26/9 per una sfera che riemette le molecole impattanti con velocità termiche, e A l'area della sezione d'urto del meteoroide. Così l'accelerazione relativa al nucleo è:

$$a = \frac{F_{drag}}{m_p} - \frac{GM_c}{l^2}$$

dove m_p è la massa del meteoroide, M_c la massa della cometa e G la costante di gravitazione universale. La velocità all'infinito relativa al nucleo è:

$$v_\infty^2 - v_0^2 = 2R_c \left[\frac{39v_{mol}S}{72r^2 H \sigma \rho_m} - \frac{R_c 4\pi \rho_c G}{3} \right]$$

dove v_0 è la velocità iniziale, assunta generalmente nei calcoli pari a zero, ρ_c la densità di massa del nucleo cometario, σ il raggio del meteoroide e ρ_m la densità di massa del meteoroide. Il secondo termine dell'equazione precedente è tipicamente una piccola percentuale del primo termine.

Whipple ha stabilito che la velocità di espulsione di un meteoroide da un nucleo cometario v_e è pari a [6]:

$$v_e = 8.03r^{-1.125} \rho_m^{\frac{1}{3}} R_c^2 m_p^{-\frac{1}{6}}$$

dove R_c è il raggio della cometa in km e r la distanza eliocentrica in UA.

Jones ed altri autori dopo aver riesaminato il problema hanno trovato equazioni molto simili, le quali producono velocità di espulsione entro il 10% dai valori di Whipple, partendo dalle medesime condizioni iniziali [9][10]:

$$v_e = 10.2r^{-1.038} \rho_m^{-\frac{1}{3}} R_c^{\frac{1}{2}} m_p^{-\frac{1}{6}}$$

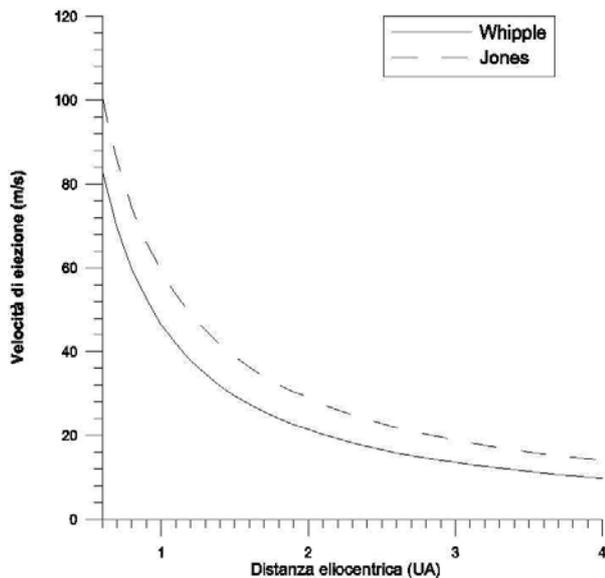


Figura 2 - Velocità di eiezione contro distanza eliocentrica secondo il modello di Whipple (linea continua) e Jones (linea tratteggiata) per oggetti di massa 0.01 g e densità pari a 0.8 g/cm³.

Questa rappresentazione è solo un'approssimazione e non tiene conto di ciò che le osservazioni hanno evidenziato come la presenza di getti isolati, rotazioni del nucleo, complessi comportamenti della chioma, etc. In particolare, Steel ha notato l'esistenza di una produzione di gas distribuita, ad esempio la sublimazione non è confinata solo sulla superficie del nucleo, ma ciascuno dei meteoroidi generati contribuisce alla sublimazione immediatamente dopo il rilascio. Ciò è stato dedotto da Steel nel corso di osservazioni della cometa Halley, il quale ha suggerito inoltre che questo potrebbe produrre velocità di espulsione radicalmente differenti da quelle tradizionalmente trovate con la teoria di Whipple [3].

A questo punto sono state definite le probabili velocità di eiezione, il luogo di espulsione e la più probabile direzione dell'eiezione del meteoroido. Il precedente modello fisico fornisce una stima della velocità di espulsione per una data massa, mentre osservazioni cometarye suggeriscono che l'eiezione dei meteoroidi è improbabile, ma non impossibile, oltre le 4 UA. Si può solamente supporre che la fuoriuscita di meteoroidi è più probabile nell'emisfero della cometa istantaneamente opposto al Sole. La rotazione del nucleo, il trascinarsi termico e l'esistenza di regioni di attività isolata modificano questa ultima affermazione. L'informazione su ogni singolo nucleo cometario è insufficiente in molti casi per giustificare

una più precisa scelta riguardo alle direzioni di eiezione che potrebbero deviare da una semplice direzione opposta a quella del Sole.

Non appena si definisce il luogo di espulsione e la velocità relativa al nucleo, l'orbita iniziale imperturbata di ogni meteoroido può essere definita. L'insieme delle orbite iniziali dà origine allo sciame meteorico.

Orbita iniziale dopo l'eiezione

Quello che emerge dalla sezione precedente è che la velocità di espulsione è inferiore a 100 m/s per meteoroidi di massa superiore ai 10⁻⁵ g [9].

Per eiezioni all'interno di 4 UA dal Sole, tipiche velocità cometarye sono dell'ordine di $V = 30 - 40$ km/s per orbite molto eccentriche, perciò la velocità di espulsione dei meteoroidi relativi alla cometa v è tale che $v \ll V$. È opportuno definire la velocità perpendicolare al piano orbitale della cometa, positiva nella direzione del polo orbitale nord, come v_n , la componente nella direzione del Sole come v_r e la componente opposta alla direzione del vettore velocità istantaneo della cometa come v_t .

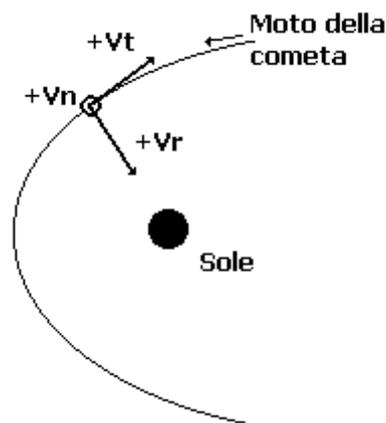


Figura 2.3 - Coordinate cometocentriche per la velocità di espulsione dei meteoroidi. La componente normale della velocità v_n è diretta fuori dalla pagina, v_r è positiva in direzione del Sole e v_t è positiva nella direzione opposta al vettore di velocità istantaneo della cometa ed è perpendicolare a v_r .

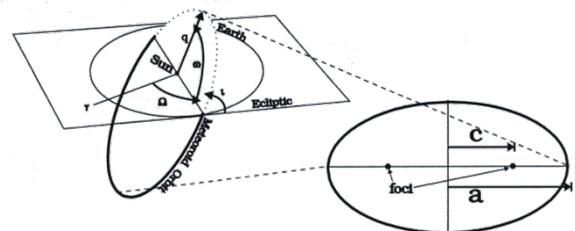


Figura 2.4 - Elementi generali dell'orbita. Cinque elementi sono necessari per specificare l'orientazione di un'orbita nel Sistema Solare e un parametro addizionale per spiegare la precisa posizione del meteoroido.

e = eccentricità dell'orbita ellittica (c/a)

i = inclinazione (angolo tra l'eclittica e il piano dell'orbita)

q = distanza al perielio

ω = argomento del perielio (angolo in orbita tra il nodo ascendente e il punto del perielio)

Ω = longitudine del nodo ascendente (angolo tra l'equinozio di primavera e il punto dell'orbita che taglia da sotto a sopra il piano dell'eclittica)

L'energia orbitale totale per unità di massa è data da [11]:

$$E = T + U = \frac{v^2}{2} - \frac{\mu}{r} = -\frac{\mu}{2a}$$

dove a è il valore osculatore del semiasse maggiore, v è la velocità eliocentrica, T l'energia cinetica, U quella potenziale e r la distanza eliocentrica. μ rappresenta GM_s dove G è la costante di gravitazione universale e M_s la massa del Sole. Per una particella eiettata da una cometa a distanza r , la sua velocità relativa alla cometa causa un cambiamento nel semiasse maggiore pari a:

$$a_p = -\frac{2a^2}{\mu} V v_t + a$$

dove a_p è il semiasse maggiore della particella immediatamente dopo l'espulsione e si assume che $2Vv_t/\mu \ll 1$. La variazione nel semiasse maggiore, e dunque nell'energia, dipende dalla componente della velocità del meteoroido espulso parallela al vettore velocità della cometa. Il massimo cambiamento nel semiasse maggiore si ha quando V è massimo, cioè al perielio.

È possibile riscrivere la precedente equazione utilizzando la terza legge di Keplero e definire il cambiamento frazionale del periodo di rivoluzione per una velocità di espulsione come:

$$\frac{dP}{P} = \frac{3a}{\mu} V v_t$$

La variazione di ognuno degli altri elementi orbitali è legata alla velocità di espulsione, ma in una maniera più complessa e, inoltre, è dipendente da ogni altra componente. Pecina e Simek hanno descritto tali parametri, ma in questa analisi vengono proposti solo quelli di interesse fisico [12].

Il cambiamento nella longitudine del nodo ascendente Ω è:

$$\Delta\Omega = \frac{\sqrt{a(1-e^2)} \sin(\theta + \omega)}{\mu^{\frac{1}{2}} (1 + e \cos \theta)} v_n$$

dove θ è l'anomalia vera, ω l'argomento del perielio e i l'inclinazione dell'orbita iniziale.

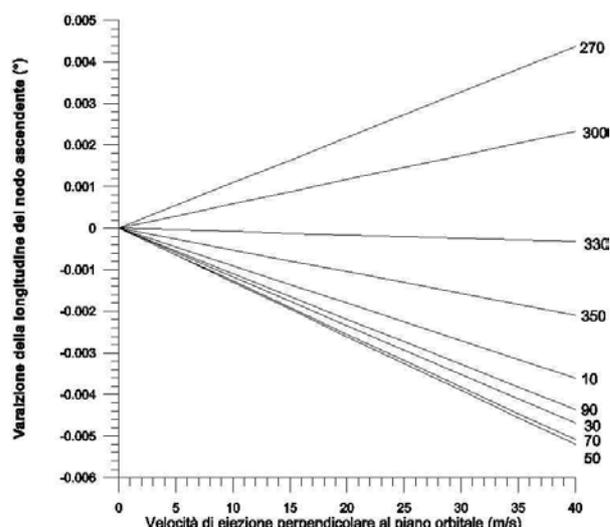


Figura 2.5 - Variazione della longitudine del nodo ascendente Ω per espulsioni dalla cometa Thatcher come funzione della componente normale della velocità di eiezione v_n a differenti valori dell'anomalia vera da 270° a 90° .

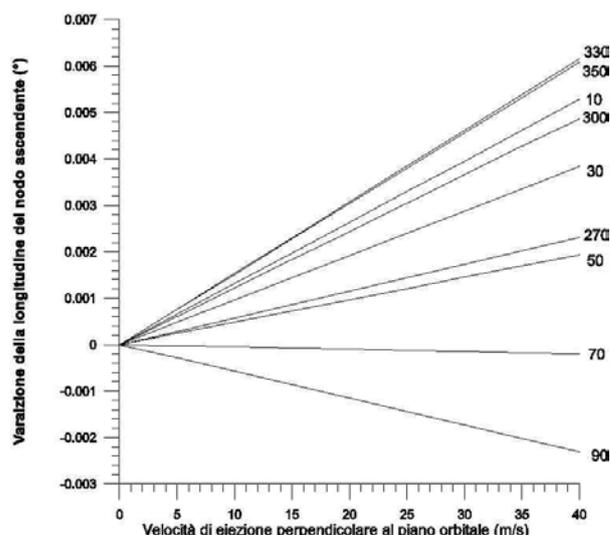


Figura 2.6 - Variazione della longitudine del nodo ascendente Ω per espulsioni dalla cometa Halley come funzione della componente normale della velocità di eiezione v_n a differenti valori dell'anomalia vera da 270° a 90° .

Affinché un meteoroido intersechi l'orbita terrestre, il suo raggio nodale, cioè il punto dove interseca l'eclittica, deve essere alla distanza di circa 1 UA dal Sole. Questa condizione è:

$$\frac{a(1-e^2)}{1 \pm e \cos \omega} = R_e$$

dove R_e è il raggio dell'orbita terrestre a $\lambda(\Omega, \Omega+180^\circ)$, il valore negativo nel denominatore della precedente equazione è per il nodo discendente e quello positivo per il nodo ascendente dove $\lambda = \Omega + 180^\circ$. Tipiche velocità di eiezione dell'ordine di 10-20 m/s nel piano orbitale producono cambiamenti nel raggio nodale discendente di meno di 10^{-3} UA, mentre solo

maggiori velocità, vicine ai 40 m/s, causano variazioni di un ordine superiore e cioè 0.01 UA.

Forze agenti sul meteoroido dopo l'eiezione

Per capire come si distribuisce la materia nel Sistema Solare è interessante analizzare le forze che intervengono nella dinamica dei meteoroidi [13]. Immediatamente dopo l'eiezione, l'orbita iniziale vista nel paragrafo precedente è modificata da numerose forze [14]. In totale, la forza agente su un meteoroido di circa 10^{-5} g o maggiore dopo l'eiezione è data da:

$$F = \frac{-GM}{|r|^2}mr + \sum_{i=1}^9 Gm \left[\frac{m_i}{|r-r_i|^3}(r-r_i) + \left(\frac{m_i M_s}{M_s + m_i} \right) \frac{r_i}{|r_i|^3} \right] + \frac{SA}{c}r - \frac{SA}{c^2}(2V_r - V_t) + \frac{8\pi s^2}{3c} \sigma T^4 \frac{\Delta T}{T} \cos \zeta$$

dove la somma è su tutti i pianeti da Mercurio a Plutone, r il raggio vettore dal Sole al meteoroido in UA, r_i e m_i sono il raggio vettore e la massa del pianeta i -esimo, M_s la massa del Sole, m quella del meteoroido, S è il flusso solare alla distanza r dal Sole e vale $S = 1.37/r^2$ in unità di kW m⁻², A è l'area della sezione d'urto del meteoroido relativa alla direzione solare, c la velocità della luce, V_r e V_t sono rispettivamente la velocità eliocentrica radiale e trasversale del meteoroido, s è il raggio fisico del meteoroido, σ la costante di Stefan-Boltzmann, T è la temperatura media del meteoroido, ΔT è la differenza di temperatura tra le due facce del meteoroido e ζ l'obliquità dell'asse di rotazione del meteoroido relativa alla direzione normale dell'orbita.

L'equazione precedente è composta di sei termini, ognuno dei quali rappresenta una forza fisica ben distinta agente sul meteoroido, la cui importanza relativa diminuisce procedendo da sinistra a destra.

Il primo termine rappresenta l'attrazione radiale del Sole ed è di gran lunga la forza più forte agente sul meteoroido. Il moto del corpo è definito in termini eliocentrici, così il moto è eccellentemente approssimabile ad un sistema a due corpi, Sole-meteoroido.

Il secondo termine consiste in una somma della attrazione gravitazionale diretta di ognuno dei pianeti. I termini specifici dipendono dall'estensione dell'orbita del meteoroido, ma tipicamente Giove e/o Saturno dominano.

Il terzo termine è spesso riferito a perturbazioni planetarie indirette o al termine di correzione del baricentro. Questa forza è l'analogo della forza centrifuga in un moto circolare uniforme ed è dovuta puramente ad una scelta di un sistema di coordinate non inerziali. Fisicamente, il meteoroido non si muove intorno al Sole, ma piuttosto intorno al centro di massa del Sistema Solare. Questo punto, chiamato baricentro, è lievemente spostato dal centro del Sole, a causa, in primo luogo, dell'attrazione di Giove e, secondariamente, da quella di Saturno. Esso si muove rispetto al centro solare dipendendo dalla posizione dei

pianeti maggiori. Come risultato, gli elementi orbitali eliocentrici sembrano oscillare in relazione diretta all'accelerazione del baricentro relativa al centro del Sole. Questa forza diventa maggiormente significativa per oggetti con orbite estremamente eccentriche vicino all'afelio, dato che la forza è dipendente dalla distanza del meteoroido dal Sole e dunque presenta un effetto maggiore quando l'oggetto è più lontano da tale stella e, cioè, quando ha l'energia potenziale più alta. L'importanza relativa di questo effetto diminuisce quando l'oggetto si muove verso l'interno del sistema e diventa pressoché insignificante quando l'oggetto è all'interno dell'orbita di Giove. Le perturbazioni indirette sono dunque tipicamente più piccole degli effetti delle perturbazioni dirette a distanza di 1-2 UA dai pianeti maggiori. Chambers ha discusso il ruolo di perturbazioni indirette nel mantenere un comportamento risonante nelle orbite delle comete di tipo Halley [15].

Il quarto termine dell'equazione è dovuto alla pressione di radiazione solare. I fotoni provenienti dal Sole trasportano con loro un momento. Quando il meteoroido assorbe i fotoni solari incidenti, rimuove il momento da tale fascio di particelle. Questa variazione nel momento del fascio, cioè una forza, dal punto di vista del meteoroido, agisce sul corpo in proporzione diretta all'area della superficie geometrica esposta e alla sua efficienza scatteratrice. Per una particella perfettamente assorbente, l'efficienza scatteratrice vale uno e generalmente è il valore che viene utilizzato nei calcoli. La forza agisce radialmente in direzione opposta al Sole dato che il momento del fotone assume virtualmente tale direzione e tende a spingere la materia ai confini del Sistema Solare.

Dato che tale forza radiale decresce come $1/r^2$, come l'attrazione gravitazionale centrale del Sole, è spesso inclusa con il termine di forza centrale. Più specificatamente, è normale riferirsi al rapporto tra forza di radiazione e di gravità come $\beta = F_r/F_g$ o $\beta = 5.7 \times 10^{-6}/\rho s$, dove ρ è la densità di massa del meteoroido e s il raggio in metri. In tale maniera è possibile considerare insieme la forza di radiazione e di gravità come:

$$\vec{F} = GM (1 - \beta) \frac{\vec{r}}{|r|^3}$$

che rivela chiaramente che l'effetto della pressione di radiazione è equivalente a una diminuzione della forza centrale, che può essere causata ad esempio da un'effettiva diminuzione della massa solare. La pressione di radiazione, cioè la forza radiativa dominante per i meteoroidi che andremo ad indagare, agisce immediatamente dopo l'eiezione. Per tale motivo finché il meteoroido mantiene la sua velocità, è facile mostrare, partendo da considerazioni energetiche, che un'orbita legata prima dell'eiezione, può diventare successivamente slegata a causa dell'anomalia vera θ se la condizione:

$$\beta \geq \frac{1-e^2}{2(1+e \cos \theta)}$$

è verificata. Così, il valore di β che è richiesto ad un'orbita molto eccentrica, cioè con e tendente a 1, per diventare slegata è abbastanza basso, molto meno di uno. Per eiezioni che avvengono al perielio, quando cioè il meteoroido e il corpo progenitore si muovono alla loro maggior velocità relativa al Sole e l'energia del corpo è principalmente quella cinetica, un meteoroido delle Orionidi o Eta-Aquaridi è slegato per $\beta > 0.01$, mentre per uno delle Liridi il valore è solo $\beta > 0.1$.

Il quinto termine è dovuto all'emissione di radiazione del meteoroido. Quando la radiazione investe il meteoroido, essa è riemessa isotropicamente. Tuttavia, dato che il meteoroido si muove ad una velocità non nulla rispetto al Sole, la radiazione emessa in direzione del moto è spostata per effetto Doppler verso il blu relativamente alla radiazione emessa in direzione opposta al moto. Come risultato, la forza comunicata alla particella dalla luce spostata verso il blu, che ha un momento maggiore di quella spostata verso il rosso, agisce in direzione opposto al vettore velocità istantanea, e agisce frenando la particella. Questa forza è chiamata effetto Poynting-Robertson [14].

Dall'equazione emerge chiaramente che l'effetto Poynting-Robertson è dell'ordine di v/c , tipicamente circa 10^{-4} , relativamente alla pressione di radiazione. Per tale motivo risulta trascurabile per quanto riguarda la dinamica di particelle nel caso di brevi intervalli di tempo o per i meteoroidi più grandi. L'effetto Poynting-Robertson diventa rilevante solamente per lunghi intervalli di tempo, rimuovendo il momento e l'energia da i piccoli meteoroidi, dell'ordine del micron, in modo tale che l'orbita si circolarizza e il semiasse maggiore diminuisce, permettendo alle particelle di muoversi all'interno di regimi dove altri effetti dinamici, come le risonanze planetarie, possono avere effetto [16].

L'ultimo termine dell'equazione è il più difficile da misurare fisicamente e la sua importanza relativa è stata discussa per molto tempo [17]. Tale forza risulta generata dall'asimmetria nella reirradiazione dell'energia termica assorbita da parte di un corpo rotante esposto alla radiazione solare. La parte più calda dell'oggetto cosmico irradia maggiore energia rispetto alla parte più fredda. A seconda dell'orientazione dell'asse di rotazione e del senso di spin, lo squilibrio dell'emissione di radiazione può indurre una forza, che agisce sul meteoroido in una particolare direzione. Come risultato, a differenza della pressione di radiazione o dell'effetto Poynting-Robertson, questa forza, chiamata effetto Yarkovsky-Radzievskii, è diffusa in natura e porta ad un cammino casuale nel moto perturbato del meteoroido. La direzione nella quale la forza agisce dipende dall'orientazione dell'asse di rotazione. Nessuna di queste quantità è conosciuta con un grado elevato di precisione per meteoroidi tipici. Come risultato, è

possibile che nei casi estremi di oggetti rotanti lentamente, la forza esercitata dall'effetto Yarkovsky possa essere 10^3 - 10^4 volte rispetto alla forza prodotta dall'effetto Poynting-Robertson. Tuttavia la direzione casuale della forza nell'effetto Yarkovsky attenua il suo ruolo rispetto alla forza più piccola ma unidirezionale dell'effetto Poynting-Robertson. L'effetto Yarkovsky è ancora solamente una frazione percentuale della pressione di radiazione per un meteoroido delle dimensioni studiate in questo lavoro. Tale effetto diventa importante per lunghi periodi e per corpi molto grandi [18]. Tuttavia, a seconda delle dimensioni e delle masse delle particelle che compongono la materia interplanetaria, i rapporti tra questi tipi di forze possono variare, contribuendo così alla distribuzione dei meteoroidi all'interno del Sistema Solare. L'effetto Poynting-Robertson è importante per particelle di dimensioni che vanno da circa un millesimo di millimetro fino a qualche centimetro, mentre per corpi di dimensioni tra 0.1 e 100 metri è invece l'effetto Yarkovsky a diventare predominante. L'azione di queste forze è determinante nel descrivere l'evoluzione degli sciami meteorici in relazione alla vita dei loro corpi progenitori. Si possono evidenziare quattro stadi che rappresentano momenti diversi nell'evoluzione degli sciami:

1. il primo è caratterizzato da una breve attività, che ha un andamento asimmetrico rispetto alla posizione del corpo progenitore (come, per esempio, le Draconidi e le Leonidi);
2. nel secondo, la corrente delle particelle si estende lungo tutta l'orbita della cometa: la sezione del flusso è ancora ristretta e con un radiante ben definito (è il caso delle Quadrantidi e delle Perseidi);
3. il terzo presenta tutte le caratteristiche di un vecchio sciame omogeneo, la cui attività è meno pronunciata ed il radiante più disperso;
4. nel quarto stadio evolutivo, la corrente di particelle è più diffusa a causa dell'influenza, sempre maggiore, di forze dispersive ed il corpo progenitore non si comporta più come una sorgente di meteoroidi perché di quest'ultimo è rimasta ormai solo la parte più compatta del nucleo (come si presume sia il caso delle Geminidi). In quest'ultimo stadio della sua storia, lo sciame transita lentamente alla fase delle meteore a carattere sporadico e il radiante non è più localizzabile in quanto è divenuto molto disperso.

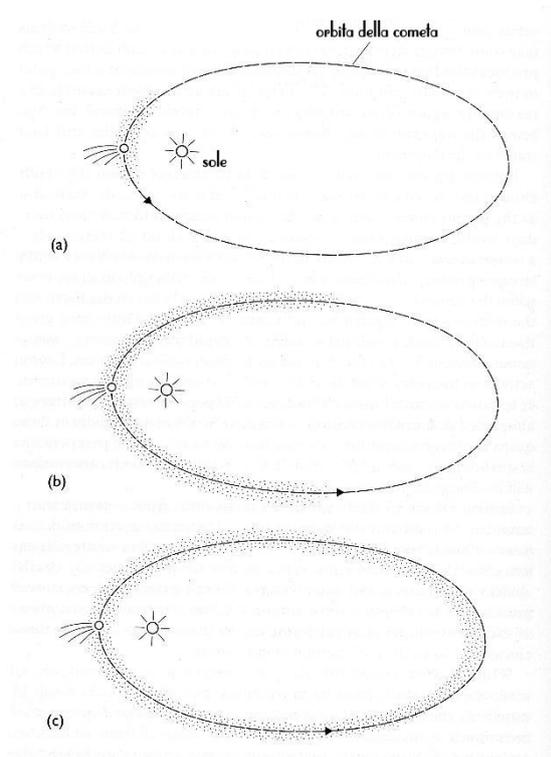


Figura 7 - L'evoluzione nel tempo di uno sciame meteorico. Inizialmente, (a) i meteoroidi sono concentrati vicino alla cometa genitrice. Gradualmente (b) il flusso si distribuisce davanti e dietro alla cometa finché, eventualmente, i meteoroidi viaggianti con la cometa incontrano quelli precedenti ad essa e completano l'anello (c).

Bibliografia

- [1] Williams I.P.: The dynamic of Meteoroid Streams, in *Meteoroids and Their Parent Bodies*, eds. J. Stohl e I.P. Williams, Astronomical Institute Slovak Academy Sciences, p. 31-40, (1993)
- [2] Ceplecha Z., Borovicka J., Elford W.G., Revelle D.O., Hawkes R.L., Porubcan V., Simek M.: Meteor Phenomena and Bodies, *Space Science Review*, 84, p. 327-471, (1998)
- [3] Steel D.: Meteoroid Streams, in *Asteroids, Comets, Meteors*, eds. A. Milani et al., IA.U., p. 111-126, (1994)
- [4] Greenberg J.M., Hage J.I.: From Interstellar Dust to Comets: A Unification of Observational Constraints, *Astrophysical Journal*, 361, p. 260-274, (1990)
- [5] Weidenschilling S.J.: Formation processes and time scales for meteorite parent bodies, in *Meteorites and the Early Solar System*, eds. J.F. Kerridge and M.S. Matthews, University of Arizona, p. 348-375, (1988)
- [6] Whipple F.L.: A comet model II. Physical relations for comet and meteors, *Astronomical Journal*, 113, p. 464-474, (1951)
- [7] Finson M.L., Probst R.F.: A theory of dust comets. I. Model and equations, *Astrophysical Journal*, 153, p. 353, (1968)
- [8] Crifo J.F., Rodionov A.V.: Modelling the circumnuclear Coma of Comets: Objectives, Methods and Recent Resulting, (1999)

- [9] Jones J.: The ejection of meteoroids from comets, *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 275, p. 773-780, (1995)
- [10] Gustafson B.A.S.: Comet Ejection and Dynamics of Nonspherical dust Particles and meteoroids, *Astrophysical Journal*, 337, p. 945-949, (1989)
- [11] Plavec M.: On the Origin and Early Stages of the Meteor Streams, *Czechoslovak Academy of Sciences, Publication No. 30*, Prague, (1957)
- [12] Pecina P., Simek M.: The orbital elements of a meteoroid after its ejection from a comet, *Astronomy & Astrophysics*, 317, p. 594-600, (1997)
- [13] Foschini L., Carbognani A.: Meteore dalle stelle cadenti alla catastrofe di Tunguska, *Le Nuove Tessere*, CUEN, (1999)
- [14] Burns J.A., Lamy P.L., Soter S.: Radiation forces on small particles in the solar system, *Icarus*, 40, p. 1, (1979)
- [15] Chambers J.E.: The long term dynamical evolution of comet Swift-Tuttle, *Icarus*, 114, p. 372-386, (1995)
- [16] Liou J-C., Zook H.: Evolution of Interplanetary Dust Particles in Mean Motion Resonances with Planets, *Icarus*, 128, p. 354, (1997)
- [17] Olsson-Steel D.: The dispersal of meteoroid streams by radiative effects, in *10th European Regional Astronomy Meeting of the IA.U.*, Prague, Czechoslovakia, August 24-29, p. 157-161, (1987)
- [18] Bottke W., Rubincam D.L., Burns J.A.: Dynamical Evolution of Meteoroids via the Yarkovsky Effect, *American Astronomical Society, DPS meeting #30*, (1998)