



Leggi di Keplero e Gravitazione

Giuseppe Cutispoto⁽¹⁾ e Daniele Spiga⁽²⁾

(1) INAF - Osservatorio Astrofisico di Catania

(2) INAF - Osservatorio Astronomico di Brera - Merate (LC)

giuseppe.cutispoto@inaf.it; danielle.spiga@inaf.it

Versione: marzo 2026

Questa dispensa, distribuita gratuitamente, non vuole rappresentare un testo organico, ma più semplicemente presentare alcune informazioni utili alla risoluzione dei problemi dei Campionati Italiani di Astronomia.

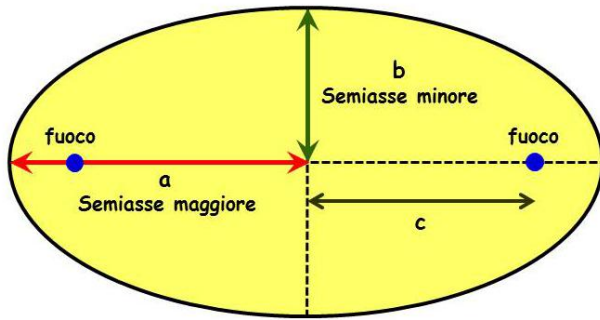
Nella dispensa non si fa distinzione né tra le categorie dei partecipanti né tra le tre fasi della competizione. Un'indicazione su quali parti ogni studente deve considerare per la propria preparazione può essere ricavata incrociando i contenuti della dispensa con il syllabus (<http://www.campionatiastromia.it/syllabus/>).

La dispensa contiene immagini e informazioni prelevate da siti web pubblici. Gli autori ritengono che nessuna sia protetta da copyright, in caso contrario saranno prontamente rimosse e/o le fonti correttamente citate.

Indice

Caratteristiche delle ellissi	2	Limite di Roche	11
Le Leggi di Keplero	3	Sfera di Hill	11
III Legge di Keplero generalizzata	4	Punti di Lagrange	11
Orbite planetarie	5	Traiettorie iperboliche	12
Periodo Siderale e Periodo Sinodico	6	Manovre orbitali	14
Leggi della meccanica classica	6	Ringraziamenti	16
Legge di Gravitazione Universale	7		
Moti di particolare importanza	7	Appendici	
Accelerazione e forza centrifuga	8	1 - Triangoli: relazioni tra lati e angoli	17
Moto con accelerazione variabile	8	2 - Parallasse annua, parsec, anno luce	18
Principio di conservazione dell'energia meccanica	9	3 - Dimensioni angolari di una sorgente estesa	18
Velocità cosmiche e velocità lungo orbite ellittiche e paraboliche	9		

Caratteristiche delle ellissi



L'ellisse è una sezione conica e può essere definita come il luogo dei punti di un piano per i quali la somma delle distanze da due punti fissi, detti fuochi, rimane costante

a = semiasse maggiore;

b = semiasse minore;

c = distanza di un fuoco dall'intersezione degli assi.

I vertici di un'ellisse sono i quattro punti di intersezione dell'ellisse con i suoi assi.

Equazione di un ellisse con centro nell'origine degli assi cartesiani: $\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$

Coordinate dei fuochi: $(-c,0)$, $(c,0)$

$$c = \sqrt{a^2 - b^2}$$

L'eccentricità e di un ellisse è un indice del suo "schiacciamento", ovvero di quanto differisce da una circonferenza:

$$e = \sqrt{1 - \left(\frac{b^2}{a^2}\right)} = \frac{c}{a} \quad 0 \leq e < 1$$

$$b = a \sqrt{1 - e^2} \quad a = \frac{b}{\sqrt{1 - e^2}}$$

Se $e = 0$ l'ellisse si riduce a una circonferenza.

L'area A di un'ellisse è data dalla relazione:

$$A = \pi a b = \pi a^2 \sqrt{1 - e^2}$$

Per alcune applicazioni risulta utile considerare delle ellissi con eccentricità estremamente prossima ad 1, che, dato un certo valore di a , si ottengono diminuendo la lunghezza di b fino a farla diventare quasi uguale a zero. In questo caso l'ellisse si "allunga", fino a poter essere approssimata con un segmento di lunghezza pari a $2a$. Gli estremi di questo segmento coincidono in pratica con i fuochi.

Il calcolo esatto della lunghezza L di una ellisse è molto complesso. Una semplice relazione, approssimata per eccesso, è:

$$L \approx \pi \sqrt{2(a^2 + b^2)} = a \pi \sqrt{4 - 2e^2}$$

che può essere utilizzata per piccoli valori dell'eccentricità; infatti la formula fornisce il valore $L \approx 4.44a$ nel caso in cui l'eccentricità risulta estremamente prossima ad 1, mentre il valore vero sarebbe $L \approx 4a$.

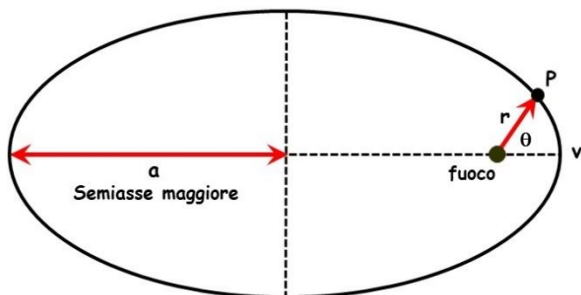
Una relazione più complessa ma più accurata, in particolare per alti valori dell'eccentricità, è:

$$L \approx \pi \left[3(a + b) - \sqrt{(3a + b)(a + 3b)} \right]$$

che fornisce il valore $L \approx 3.98a$ nel caso in cui l'eccentricità risulta estremamente prossima ad 1.

Con riferimento alla seguente figura la distanza r di un punto P dell'ellisse dal fuoco indicato è data dalla relazione:

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \theta}$$

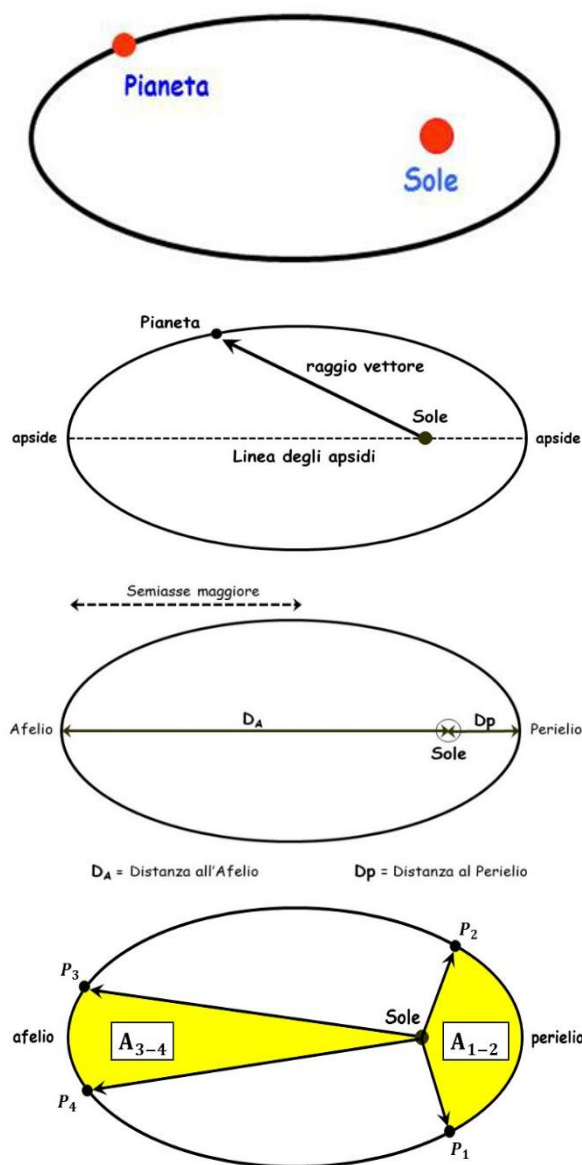


Dove l'angolo θ si conta in direzione antioraria dal vertice v dell'ellisse più vicino al fuoco considerato. La quantità $a(1 - e^2)$ è una costante che dipende solo dal momento angolare, prende il nome di "semilato retto" ed è la distanza dal fuoco quando $\theta = 90^\circ$. Nel caso di orbite planetarie se il fuoco indicato è occupato dal Sole, l'angolo θ prende il nome di "anomalia vera".

Nota: la distanza di P dall'altro fuoco, contando l'angolo θ dallo stesso vertice, è data dalla relazione: $r = \frac{a(1 - e^2)}{1 - e \cos \theta}$

Le leggi di Keplero

Sono tre leggi che descrivono il moto dei pianeti del Sistema Solare. Keplero le derivò in modo empirico dalle osservazioni di Tycho Brahe. Successivamente, Isaac Newton dimostrò che sono una diretta conseguenza della legge di gravitazione universale. Seppur originariamente formulate per i corpi in orbita attorno al Sole, le leggi di Keplero valgono anche per i satelliti, naturali o artificiali, che orbitano attorno ai pianeti e, più in generale, per il moto di tutti i corpi su cui agisce la sola forza di gravità.



➤ I legge (legge delle orbite)

“Le orbite descritte dai pianeti sono delle ellissi, con il Sole in uno dei due fuochi”.

Il moto dei pianeti attorno al Sole si svolge quindi su un piano, detto piano orbitale. Per la Terra tale piano è chiamato **eclittica**. Le orbite dei pianeti hanno tutte eccentricità bassa (per la Terra è pari a 0.0167). Nel sistema solare le eccentricità maggiori si osservano per asteroidi e comete.

Per un'orbita ellittica definiamo:

Raggio Vettore: è il vettore che unisce il Sole a un pianeta. Ha modulo e direzione variabili; il suo verso è sempre dal Sole al pianeta.

Linea degli apsi: è il segmento passante per i due fuochi e per due dei vertici dell'ellisse; coincide con l'asse maggiore dell'orbita e i due vertici sono detti apsi.

Per corpi in orbita attorno al Sole si definiscono inoltre:

Afelio: apside dell'orbita alla massima distanza dal Sole;

Perielio: apside dell'orbita alla minima distanza dal Sole.

Per corpi in orbita attorno alla Terra i termini corrispondenti sono Apogeo e Perigeo.

In generale, per un corpo celeste in orbita attorno a un altro i termini corrispondenti sono Apoastro (o Apastro) e Periastro.

➤ II Legge (legge delle aree)

“Il raggio vettore che unisce un pianeta al Sole spazza aree uguali in tempi uguali”.

Con riferimento alla figura a sinistra, se il tempo T_{1-2} impiegato dal pianeta a spostarsi da P_1 a P_2 è uguale al tempo T_{3-4} impiegato per spostarsi da P_3 a P_4 allora:

$$A_{1-2} = A_{3-4}$$

Quindi la velocità di un pianeta lungo l'orbita è maggiore al perielio e minore all'afelio, mentre è costante la velocità areolare. In generale, dette A_1 e A_2 due qualsiasi aree spazzate nei tempi T_1 e T_2 , vale la relazione:

$$A_1 : T_1 = A_2 : T_2$$

Nota: le prime due leggi sono deducibili dalle leggi di conservazione della quantità di moto e del momento della quantità di moto.

➤ III Legge (legge dei periodi)

“Il quadrato del periodo di rivoluzione T di un pianeta attorno al Sole è proporzionale al cubo del semiasse maggiore a della sua orbita”:

$$\frac{a^3}{T^2} = K$$

Ne segue che maggiore è la distanza dal Sole di un pianeta maggiore è il suo periodo di rivoluzione.

Detti $M_\odot$ e M_p le masse del Sole e di un pianeta e G la Costante di Gravitazione Universale, si dimostra che:

$$K = \frac{G \cdot (M_{\odot} + M_P)}{4 \pi^2}$$

ma poiché la massa del Sole è molto maggiore quella di qualsiasi corpo del Sistema Solare, per tutti i corpi in orbita attorno al Sole vale l'approssimazione:

$$\frac{a^3}{T^2} = K \simeq \frac{G \cdot M_{\odot}}{4 \pi^2} (\simeq 3.36 \cdot 10^{18} \text{ m}^3 \text{ s}^{-2})$$

Il valore della costante K dipende dalla massa del corpo centrale, ed è la stessa per tutti i corpi di massa trascurabile in orbita attorno ad esso.

Dati due corpi, che indichiamo con 1 e 2, in orbita intorno al Sole vale la relazione:

$$\frac{a_1^3}{T_1^2} = \frac{a_2^3}{T_2^2}$$

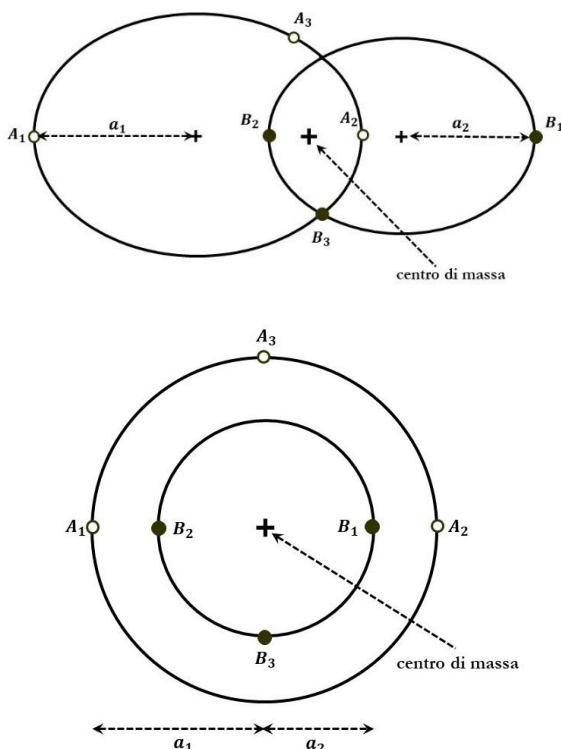
Poiché i periodi orbitali possono essere ricavati indipendentemente dalla conoscenza della distanza dal Sole (misurando il cosiddetto periodo sinodico), la III Legge fornisce un modello in scala del Sistema Solare; nota la distanza di un pianeta dal Sole si possono ricavare tutte le altre distanze.

Assumiamo che uno dei due corpi del paragrafo precedente sia la Terra, esprimendo il semiasse maggiore dell'orbita in Unità Astronomiche (UA) e il periodo di rivoluzione in anni siderali, per l'altro corpo si ottiene la semplice relazione:

$$a \text{ (UA)}^3 = T \text{ (anni)}^2$$

Attenzione: questa relazione è valida UNICAMENTE per corpi in orbita attorno al Sole e fornisce il loro semiasse maggiore e periodo orbitale in unità di quelli della Terra.

III Legge di Keplero generalizzata



Nel caso di due corpi con massa m_1 e m_2 non molto diverse tra di loro, il moto avviene intorno al centro di massa e la III Legge di Keplero va utilizzata nella cosiddetta forma generalizzata:

$$\frac{a^3}{T^2} = \frac{G (m_1 + m_2)}{4 \pi^2}$$

Dove a è la somma dei semiasse maggiori a_1 e a_2 delle due orbite.

Il centro di massa del sistema si trova nel fuoco comune alle due ellissi e vale la relazione:

$$a_1 \cdot m_1 = a_2 \cdot m_2$$

Nel caso di orbite circolari la distanza tra i due corpi resta costante durante il moto.

Durante il moto sulle orbite i due corpi si trovano in ogni istante nei punti opposti del segmento che li congiunge passante per il centro di massa.

Con riferimento alle due figure a sinistra negli istanti t_1 , t_2 e t_3 i due corpi si trovano, rispettivamente, nelle posizioni A_1 e B_1 , A_2 e B_2 , A_3 e B_3 .

Nella figura più in alto $m_2/m_1 \simeq 1.33$, $e \simeq 0.65$; nella figura più in basso $m_2/m_1 \simeq 1.67$, $e \simeq 0$.

Un semplice programma che permette di visualizzare la forma delle orbite al variare del rapporto delle masse e dell'eccentricità è disponibile al link: <https://www.astro.ucla.edu/undergrad/astro3/orbits.html>

Nota: in tutte le precedenti considerazioni si è assunto che:

- i corpi coinvolti possono essere considerati come punti materiali;
- si possono trascurare le interazioni dei due corpi in esame con altri corpi dello stesso sistema (ad esempio le interazioni tra i pianeti del sistema solare o quelle tra i satelliti di un pianeta);
- si possano trascurare gli effetti della teoria della relatività generale.

Orbite planetarie

Dalla relazione:

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \theta}$$

possiamo ricavare le distanze D_A all'afelio (dove $\theta = 180^\circ$) e D_P al perielio (dove $\theta = 0^\circ$)

$$D_A = a(1 + e) \quad D_P = a(1 - e)$$

da cui seguono le relazioni:

$$a = \frac{D_A + D_P}{2} \quad c = \frac{D_A - D_P}{2} \quad e = \frac{D_A - D_P}{D_A + D_P}$$

Indicando con V_A la velocità di un corpo all'afelio e con V_P la sua velocità al perielio, dalla II legge di Keplero ricaviamo la relazione:

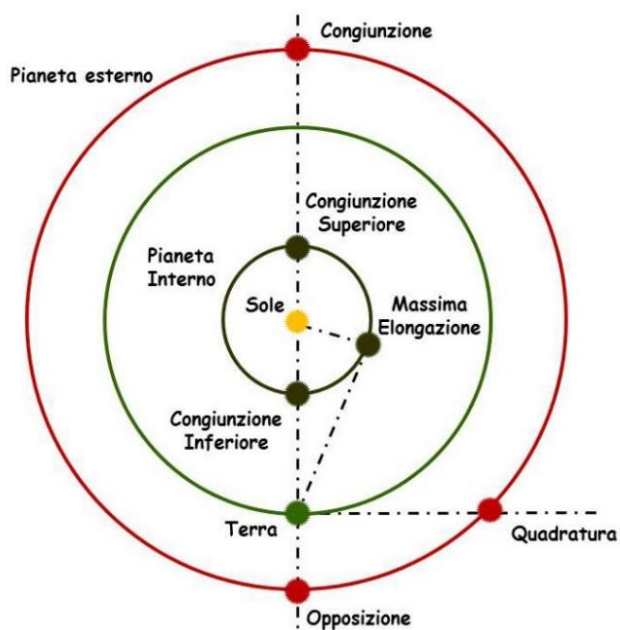
$$V_A \cdot D_A = V_P \cdot D_P$$

Nota: indicando con V e con D il vettore velocità e il raggio vettore in una posizione generica sull'orbita e con α l'angolo tra le loro direzioni, dalla legge di conservazione del momento della quantità di moto sappiamo che:

$$V \times D = V \cdot D \cdot \sin \alpha = \text{costante}$$

Per due generiche posizioni sull'orbita vale quindi la relazione: $V_1 \cdot D_1 \cdot \sin \alpha_1 = V_2 \cdot D_2 \cdot \sin \alpha_2$, in quanto solo al perielio e all'afelio il vettore velocità e il raggio vettore sono perpendicolari.

Configurazioni



Pianeti esterni

- **Opposizione:** il pianeta è in direzione opposta al Sole
- **Congiunzione:** il pianeta è nella stessa direzione del Sole
- **Quadratura:** l'angolo Sole-Terra-Pianeta è di 90°
- **Grande Opposizione:** il pianeta è in opposizione e nello stesso istante la Terra si trova all'afelio e il pianeta al perielio

Pianeti interni

- **Congiunzione inferiore:** il pianeta è nella stessa direzione del Sole nel punto più vicino alla Terra
- **Congiunzione superiore:** il pianeta è nella stessa direzione del Sole nel punto più lontano dalla Terra
- **Massima elongazione:** è la configurazione in cui la distanza angolare Sole-Pianeta visti dalla Terra è massima. Si ha quando la congiungente Terra-Pianeta è tangente all'orbita del pianeta. L'angolo osservato risulta sempre minore di 90° .

La massima elongazione può essere est (il pianeta è visibile dopo il tramonto e apparirà esattamente in fase di "primo quarto") o ovest (il pianeta è visibile prima dell'alba e apparirà esattamente in fase di "ultimo quarto").

Nota: Quando la Luna si trova in quadratura la sua fase sarà prossima, ma NON esattamente uguale, a quella di "primo quarto" (sarà in effetti leggermente oltre) o "di "ultimo quarto" (sarà in effetti leggermente prima).

Periodo Siderale e Periodo Sinodico

Il **Periodo Siderale** è il tempo che un corpo impiega per completare un'orbita, ovvero il tempo necessario per ritornare nello stesso punto rispetto alle stelle fisse. La Terra completa un'orbita intorno al Sole in 365.25636 giorni (anno siderale); la Luna completa un'orbita intorno alla Terra in 27.32166 giorni (mese siderale). Normalmente per "Periodo di Rivoluzione" si intende il periodo siderale.

Il **Periodo Sinodico** è il tempo che impiega un corpo del Sistema Solare, osservato dalla Terra, per tornare nella stessa posizione rispetto al Sole. Per esempio è il tempo tra due opposizioni consecutive di un pianeta. Il periodo sinodico differisce da quello siderale perché anche la Terra ruota intorno al Sole. Per un dato corpo, da ogni pianeta del Sistema Solare si misureranno periodi sinodici diversi. Per un satellite, per esempio la Luna osservata dalla Terra, il periodo sinodico è la durata di un ciclo completo di fasi.

Per un osservatore posto sulla Terra e per un corpo che ruota intorno al Sole nella stessa direzione della Terra, il Periodo Sinodico **S** del corpo è legato al suo Periodo Siderale **P** e al Periodo Siderale della Terra **E** dalle relazioni:

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{E} - \frac{1}{P} \quad \text{se } P > E \qquad \frac{1}{S} = \frac{1}{P} - \frac{1}{E} \quad \text{se } P < E$$

Se è noto **P**, detto $|E - P|$ il valore assoluto di $E - P$, otteniamo in entrambi i casi:

$$S = \frac{E \cdot P}{|E - P|}$$

Se è noto **S** si hanno due casi:

$$P = \frac{E \cdot S}{S - E} \quad \text{se } P > E \qquad P = \frac{E \cdot S}{S + E} \quad \text{se } P < E$$

Se $E = P$ il periodo sinodico non è definito e il corpo appare in posizione fissa nel cielo.

Per un corpo che ruota attorno al Sole in direzione opposta a quella della Terra valgono le relazioni:

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{E} + \frac{1}{P} \qquad S = \frac{E \cdot P}{E + P} \qquad P = \frac{E \cdot S}{E - S}$$

Il concetto di periodo sinodico si può estendere al moto di due qualsiasi corpi intorno a un centro comune.

Leggi della meccanica classica

Descrivono in modo molto accurato i moti che avvengono a velocità piccole rispetto a quelle della luce per corpi con dimensioni e distanze reciproche molto maggiori di quelle atomiche. Sono applicabili, con ottima approssimazione, alla maggior parte dei moti dei corpi nell'Universo e si basano sui tre principi fondamentali della dinamica (detti anche leggi di Newton):

➤ Primo principio (o di inerzia):

Un corpo non soggetto a forze (o per cui la sommatoria delle forze applicate è nulla) o sta fermo o si muove di moto rettilineo uniforme. Quindi detta **F** la forza applicata e **a** l'accelerazione del corpo:

$$F = 0 \quad \Rightarrow \quad a = 0$$

➤ Secondo principio (o di proporzionalità):

Se a un corpo è applicata una forza **F** esso subirà un'accelerazione **a** nella stessa direzione e verso della forza e a essa proporzionale:

$$F = m \cdot a$$

la costante di proporzionalità **m** è la massa inerziale del corpo.

➤ Terzo principio (o di azione e reazione):

A ogni azione corrisponde una reazione uguale e contraria. Ovvero, se un corpo **A** esercita una forza **F_{AB}** su un corpo **B** allora il corpo **B** esercita una forza **F_{BA}** sul corpo **A** tale che:

$$F_{AB} = -F_{BA}$$

Le due forze hanno pari modulo, stessa direzione, ma verso opposto.

Le leggi così formulate sono valide nei cosiddetti **sistemi di riferimento inerziali**, ovvero in tutti quei sistemi di riferimento che si muovono l'uno rispetto all'altro di moto rettilineo uniforme. In modo del tutto equivalente possiamo definire un sistema inerziale come un sistema in cui sono valide le leggi di Newton.

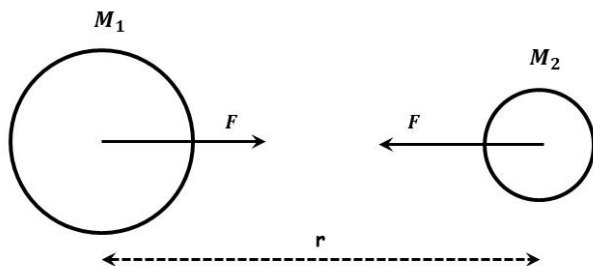
Legge di Gravitazione Universale

Formulata da Isaac Newton descrive l'interazione tra corpi dotati di massa e stabilisce che tra due qualsiasi punti materiali di massa M_1 e M_2 posti a distanza r si esercita una forza F lungo la retta che li congiunge pari a:

$$F = G \frac{M_1 \cdot M_2}{r^2}$$

dove G è la costante di Gravitazione Universale.

La forza gravitazionale è sempre attrattiva, si esercita a distanza e non richiede la presenza di un mezzo che metta a contatto i corpi. Inoltre non dipende dalla natura dei corpi ma unicamente dalla loro massa ed è istantanea.



Nel caso di corpi non puntiformi ma sferici e omogenei, o con distribuzione della massa simmetrica rispetto al centro, si dimostra che ai fini del calcolo della forza sono equivalenti a punti materiali con tutta la massa situata nel centro.

Nota: in questo caso la distanza r da considerare nel calcolo della forza è quella tra i due centri e non tra le due superfici.

La legge di gravitazione di Newton perde via via validità quando si considera il moto in prossimità di masse molto grandi e va sostituita con la teoria della relatività generale di Einstein.

Accelerazione di gravità

è l'accelerazione a_g a cui è soggetto un corpo di massa m a causa della forza di gravitazione esercitata su di esso da un corpo di massa M . Dalla relazione che lega la forza di gravitazione alla seconda legge di Newton:

$$F = G \frac{M \cdot m}{r^2} = m \cdot a$$

ricaviamo:

$$a_g = G \frac{M}{r^2}$$

Massa inerziale e massa gravitazionale

La massa inerziale è definita dal secondo principio della dinamica e rappresenta la tendenza di un corpo a mantenere il proprio stato di moto o di quiete. La massa gravitazionale è presente nella legge di gravitazione universale e rappresenta la capacità di un corpo di attrarre altri. Pur essendo grandezze concettualmente diverse si è dimostrato sperimentalmente che differiscono per meno di un fattore 10^{-12} . Nella meccanica classica non esiste una spiegazione per l'uguaglianza tra massa inerziale e massa gravitazionale, che invece rientra nel "principio di equivalenza" di Einstein.

Moti di particolare importanza

Moto rettilineo uniforme: è il moto di un corpo con velocità costante lungo una retta. Indicando con v la velocità, con Δs la distanza percorsa e con Δt il tempo impiegato a percorrerla vale la relazione:

$$v = \frac{\Delta s}{\Delta t}$$

Moto rettilineo uniformemente accelerato: è il moto di un corpo con accelerazione costante lungo una retta. Indicando con a l'accelerazione e con v_0 la velocità iniziale del corpo valgono le relazioni:

$$v = v_0 + a \Delta t \quad \Delta s = \frac{1}{2} a \Delta t^2 \quad v = \sqrt{v_0^2 + 2 a \Delta s}$$

Moto circolare uniforme: è il moto di un corpo con velocità costante lungo una circonferenza. Il vettore velocità è sempre tangente alla circonferenza e il suo modulo (velocità tangenziale) è costante. Indicando con r il raggio della circonferenza e con T il tempo (periodo) di una rotazione completa, per le quantità velocità angolare ω , velocità tangenziale v_T , accelerazione centripeta a_c e frequenza f valgono le relazioni:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \left[\frac{\text{radianti}}{s} = \frac{1}{s} \right] = \frac{360^\circ}{T} \left[\frac{\text{gradi}}{s} \right]$$

$$v_T = \frac{2 \pi r}{T} = \omega r \quad a_c = \frac{v_T^2}{r} = \omega^2 r \quad T = \frac{1}{f} \left[\frac{1}{s} = \text{Hertz} \right]$$

Affinché un corpo si muova di moto circolare uniforme occorre che in ogni istante venga esercitata su di esso una forza **F_{ce}**, detta centripeta, lungo la direzione che lo unisce al centro della circonferenza e con verso in direzione del centro. Un caso particolarmente interessante è quando la forza centripeta è la forza gravitazionale esercitata da un corpo di massa **M** su un corpo di piccola massa **m**. In tal caso avremo:

$$F_{CE} = G \frac{M \cdot m}{r^2} = m \cdot \frac{v_T^2}{r} \quad \Rightarrow \quad G \frac{M \cdot m}{r^2} = m \cdot \frac{4 \pi^2 \cdot r^2}{T^2 \cdot r}$$

da cui si ricava la III legge di Keplero:

$$\frac{r^3}{T^2} = G \frac{M}{4 \pi^2}$$

Accelerazione e forza centrifuga

La forza centrifuga è una forza apparente, che viene percepita dagli osservatori solidali a un sistema di riferimento non inerziale in moto circolare. Per lo stesso moto gli osservatori inerziali rilevano solo l'azione della forza centripeta, che è quella effettivamente applicata a un corpo in moto circolare.

La forza centrifuga **F_{cn}** ha modulo uguale a quello della forza centripeta **F_{ce}**, stessa direzione, ma verso opposto. Per un corpo di massa **m** in moto circolare uniforme vale la relazione:

$$F_{cn} = -F_{ce} = -m \frac{v_T^2}{r}$$

Nota: all'interno di una navicella in orbita intorno alla Terra, come ad esempio la Stazione Spaziale Internazionale, l'accelerazione di gravità percepita è quasi nulla (condizione di "microgravità") non perché l'accelerazione di gravità della Terra sia nulla a quell'altezza, ma perché la forza centrifuga bilancia l'attrazione gravitazionale.

Moto con accelerazione variabile

La relazione $v = v_0 + a \Delta t$ si può applicare solo nei casi in cui l'accelerazione non varia in modo significativo lungo il percorso del corpo in moto, per esempio per la caduta libera di un piccolo corpo da un'altezza molto minore del raggio di un pianeta.

Consideriamo invece il caso in cui un corpo di piccola massa **m** cade su un corpo di massa **M** (con $m \ll M$) da una distanza **d** tale da non poter considerare costante l'accelerazione di gravità. Se le dimensioni del corpo di massa **M** sono piccole rispetto a **d**, la soluzione approssimata per il tempo di caduta **t** può essere ricavata dalla III legge di Keplero, considerando la traiettoria come un'ellisse estremamente allungata, ovvero con eccentricità quasi pari ad 1, nella quale il corpo di massa **M** è posto in pratica in uno dei fuochi. In questo caso il semiasse maggiore dell'orbita **a** e il periodo di rivoluzione **T** sono approssimabili a:

$$a = \frac{d}{2} \quad T = 2 t$$

possiamo quindi ricavare, con buona approssimazione, il tempo di caduta se è nota la distanza di partenza, o la distanza di partenza se è noto il tempo di caduta:

$$t = \sqrt{\frac{\pi^2 d^3}{8 G M}} \quad d = \sqrt[3]{\frac{8 G M t^2}{\pi^2}}$$

Principio di conservazione dell'energia meccanica

L'energia meccanica totale E di un corpo è la somma della sua energia cinetica K e della sua energia potenziale U . In presenza di sole forze conservative l'energia meccanica totale di un corpo si conserva.

Per un corpo di massa m che si muove alla velocità v l'energia cinetica è data dalla relazione:

$$K = \frac{1}{2} m v^2$$

Il valore dell'energia potenziale dipende dalla forza conservativa. Nel caso del campo gravitazionale di una grande massa M , per una massa m (con $m \ll M$) posta a una distanza r si ha:

$$U = - \frac{G M m}{r}$$

e quindi in questo caso:

$$E = \frac{1}{2} m v^2 - \frac{G M m}{r}$$

Per due qualsiasi configurazioni "a" e "b" vale la relazione:

$$\frac{1}{2} m v_a^2 - \frac{G M m}{r_a} = \frac{1}{2} m v_b^2 - \frac{G M m}{r_b}$$

Energia meccanica e orbite: per un corpo di piccola massa che si muove nel campo gravitazionale di una grande massa (approssimazione valida per tutti i corpi in orbita attorno al Sole) si può dimostrare che: se $E < 0$ l'orbita è ellittica (o circolare); se $E = 0$ l'orbita è parabolica, se $E > 0$ l'orbita è iperbolica.

Velocità cosmiche e velocità lungo orbite ellittiche e paraboliche

Considereremo due corpi di massa m e M (con $m \ll M$). Si definisce **prima velocità cosmica** la velocità v_1 che il corpo di massa m deve possedere per entrare in orbita circolare a una distanza r dal centro del corpo di massa M . Dalle relazioni del moto circolare uniforme si ricava che:

$$v_1 = \sqrt{\frac{G M}{r}}$$

Si definisce **seconda velocità cosmica** o **velocità di fuga** la velocità minima iniziale v_f che il corpo di massa m deve possedere per allontanarsi a distanza infinita con velocità residua nulla dal corpo di massa M e raggio R . Dal principio di conservazione dell'energia meccanica si ottiene:

$$\frac{1}{2} m v_f^2 - \frac{G M m}{R} = 0$$

e quindi:

$$v_f = \sqrt{\frac{2 G M}{R}}$$

fissata quindi una qualsiasi distanza $r \geq R$ vale la relazione:

$$v_f = \sqrt{2} v_1$$

Nota: Si può facilmente calcolare che la velocità di fuga dalla superficie della Terra v_{fT} vale circa 11.2 km/s, ma la velocità così calcolata vale se il corpo non è dotato di ulteriore propulsione (per esempio un proiettile); le navicelle spaziali dotate di un sistema di propulsione possono allontanarsi dalla Terra, o dal Sole, senza mai raggiungere la velocità di fuga.

Orbite intorno alla Terra

Se in un certo istante un corpo è dotato di una velocità v con direzione perpendicolare a quella corpo-centro della Terra, dette v_{1r} la prima velocità cosmica e v_{fTr} la velocità di fuga alla distanza r dal centro della Terra, possono verificarsi le seguenti condizioni:

1. $v < v_{1r}$: il corpo cadrà verso la Terra seguendo una traiettoria ellittica; in funzione della posizione iniziale, il corpo potrà effettivamente cadere sulla Terra (o disgregarsi qualora entri all'interno del "limite di Roche",

vedere prossimo paragrafo) oppure inserirsi su un'orbita ellittica il cui apogeo coincide con la posizione iniziale del corpo.

2. $v = v_{1r}$: il corpo entrerà in orbita circolare alla distanza r dal centro della Terra;
3. $v_{1r} < v < v_{fTr}$: il corpo entrerà in orbita ellittica attorno alla Terra con eccentricità tanto maggiore quanto più v è prossima a v_{fTr} ; in questo caso il perigeo dell'orbita sarà il punto in cui si trovava il corpo all'istante iniziale.

In tutti e tre i casi precedenti, detta M_T la massa della Terra, il semiasse maggiore a dell'orbita ellittica vale:

$$a = \frac{1}{\frac{2}{r} - \frac{v^2}{G M_T}}$$

mentre l'eccentricità e dipende anche dall'angolo α tra il vettore velocità $\mathbf{v}$ e il raggio vettore $\mathbf{r}$:

$$e = \sqrt{1 - \frac{v^2 r^2 \sin^2 \alpha}{G M_T a}}$$

si noti che se $\mathbf{v}$ tende a $\mathbf{v}_{fTr}$, allora $a \rightarrow \infty$ ed $e \rightarrow 1$, il che conferma che all'avvicinarsi alla velocità di fuga la traiettoria tende a diventare una parabola. Queste considerazioni possono ovviamente essere estese al caso di orbite attorno al Sole.

Velocità lungo un'orbita ellittica

Per un'orbita ellittica attorno al Sole con semiasse maggiore a , il modulo della velocità $\mathbf{v}_r$ a una distanza r dal Sole è dato dalla relazione:

$$v_r = \sqrt{G M_\odot \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)}$$

per un'orbita circolare la velocità $\mathbf{v}_m$ è costante e, come si può facilmente ricavare dalle relazioni sul moto circolare uniforme, vale:

$$v_m = \sqrt{\frac{G M_\odot}{a}}$$

Per un'orbita con eccentricità e le velocità all'afelio $\mathbf{v}_a$ e al perielio $\mathbf{v}_p$ valgono:

$$v_a = v_m \sqrt{\frac{1-e}{1+e}} \quad v_p = v_m \sqrt{\frac{1+e}{1-e}}$$

Nota: per un'orbita ellittica $\mathbf{v}_m$ è ricavabile con la stessa relazione usata per le orbite circolari, ma rappresenta in questo caso la media di tutte le velocità del corpo lungo l'orbita.

Si possono infine ricavare le seguenti relazioni:

$$\frac{v_a}{v_p} = \frac{1-e}{1+e} \quad e = \frac{1 - \frac{v_a}{v_p}}{1 + \frac{v_a}{v_p}} \quad v_a \cdot v_p = \frac{G M_\odot}{a} \quad T = \frac{2 \pi a}{\sqrt{v_a \cdot v_p}}$$

Velocità lungo un'orbita parabolica

In ogni punto di un'orbita parabolica l'energia meccanica pari a zero:

$$\frac{1}{2} m v_r^2 - \frac{G M_\odot m}{r} = 0$$

Quindi la velocità v_{par-r} su ogni punto dell'orbita a distanza r dal Sole è:

$$v_{par} = \sqrt{\frac{2 G M_\odot}{r}}$$

ne ricaviamo che un corpo in orbita parabolica ha in ogni istante, ovvero a ogni distanza, una velocità pari alla velocità di fuga, che risulta maggiore di un fattore $\sqrt{2}$ rispetto alla velocità che avrebbe a quella distanza su un'orbita circolare.

Limite di Roche

Consideriamo due corpi, che si mantengono compatti unicamente grazie alla propria forza di gravità, di massa m e M (con $m \ll M$) e con raggi e densità pari a r_m, R_M, ρ_m , e ρ_M . Il **Limite di Roche** (o Raggio di Roche dal nome dell'astronomo che lo calcolò per primo nel 1848) è la distanza minima d dal centro del corpo di massa M all'interno della quale il corpo di massa m viene disgregato a causa delle "forze mareali" (la differenza di forza di gravità sulla parte più vicina rispetto a quella più lontana) esercitate su di esso dal corpo di massa M . Per corpi rigidi con alte densità valgono le relazioni:

$$d \approx R_M \sqrt[3]{\frac{3 \rho_M}{\rho_m}} \approx r_m \sqrt[3]{\frac{3 M}{m}} \approx \sqrt[3]{\frac{9 M}{4 \pi \rho_m}}$$

Nel caso di corpi fluidi o con bassa densità che si avvicinano a corpi più compatti (ad esempio comete e la maggior parte degli asteroidi che si avvicinano al Sole o a un pianeta), il limite è maggiore e si possono applicare le relazioni:

$$d \approx 2.44 R_M \sqrt[3]{\frac{\rho_M}{\rho_m}} \approx 2.44 r_m \sqrt[3]{\frac{M}{m}} \approx 1.51 \sqrt[3]{\frac{M}{\rho_m}}$$

Del materiale in orbita intorno a un pianeta all'interno del limite di Roche non può concentrarsi in un satellite e formerà degli anelli. D'altra parte si può facilmente verificare che gran parte dei satelliti artificiali della Terra orbitano a distanze inferiori al limite di Roche, ciò è reso possibile dal fatto che questi manufatti sono tenuti insieme da altre forze oltre a quella della propria gravità.

Sfera di Hill

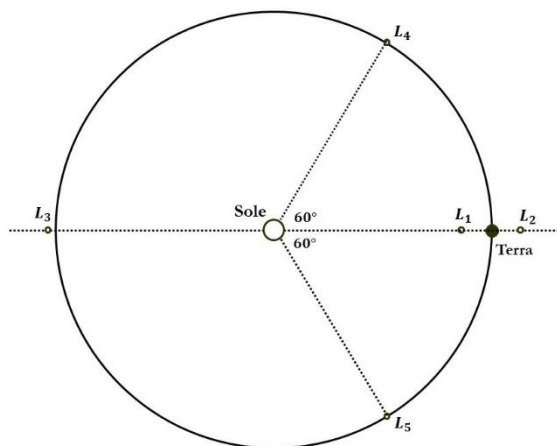
Consideriamo un corpo di massa m in orbita ellittica con semiasse maggiore a ed eccentricità e attorno a un corpo di massa M con $m \ll M$. Il raggio della **Sfera di Hill** (dal nome dell'astronomo americano che lo derivò) del corpo di massa m è la massima distanza r_H entro la quale il corpo può trattenere un satellite (ovvero un terzo corpo di massa $k \ll m$) vincendo la gravità del corpo di massa M . Vale la relazione:

$$r_H \approx a (1 - e) \sqrt[3]{\frac{m}{3M}}$$

Nel caso del Sistema Solare ogni pianeta ha una propria sfera di Hill, all'interno della quale deve interamente ricadere l'orbita di un corpo affinché questo risulti un satellite stabile del pianeta. Se una parte dell'orbita cade al di fuori della sfera di Hill del pianeta, il corpo subirà successive perturbazioni, che lo porteranno infine a orbitare attorno al Sole. Ovviamente ogni satellite stabile ha a sua volta una propria sfera di Hill.

Punti di Lagrange

Consideriamo un corpo di massa m in orbita attorno a un corpo di massa M con $m \ll M$. Consideriamo inoltre un terzo corpo con massa trascurabile rispetto ai primi due. Come dimostrato dal matematico J.L. Lagrange nel 1772, esistono cinque punti sul piano dell'orbita di m , detti punti di Lagrange, dove collocando il terzo corpo questo mantiene inalterata nel tempo la sua posizione rispetto ai corpi di massa m e M . Ciò avviene perché nei punti in questione la risultante delle accelerazioni gravitazionali impresses dai due corpi maggiori è esattamente uguale all'accelerazione centripeta che serve per mantenere il piccolo corpo in orbita attorno al corpo di massa M con distanza, e quindi periodo orbitale, pari a quello di massa m .



Per il sistema Sole-Terra la posizione dei punti lagrangiani è mostrata nella figura a sinistra. La figura è del tutto generica ed è quindi valida per qualsiasi coppia di corpi di massa m ed M .

Indicando con $M_\odot$ la massa del Sole, con M_T la massa della Terra e con a il semiasse maggiore dell'orbita terrestre, si dimostra che la distanza r dal centro della Terra dei punti L_1 e L_2 è la stessa e vale:

$$r \approx a \sqrt[3]{\frac{M_T}{3 M_\odot}} (\approx 0.01 \text{ UA})$$

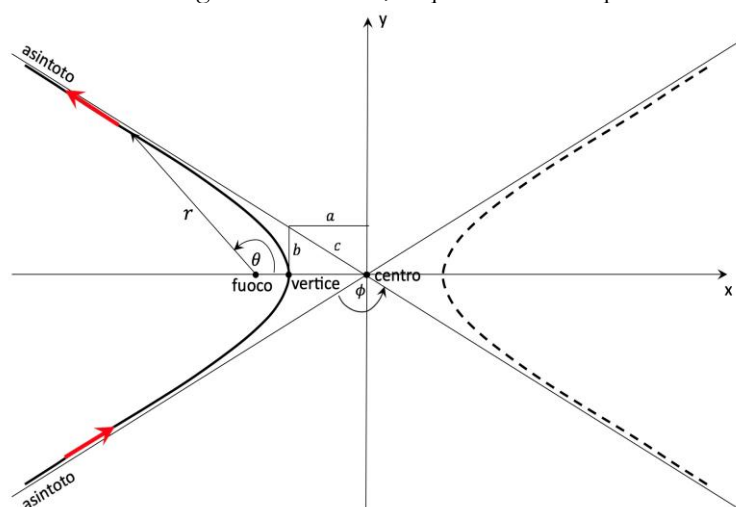
ovvero è pari al raggio della sfera di Hill della Terra.

In astronomia i punti L_1 e L_2 sono molto usati per collocare telescopi spaziali in orbite stabili, che possono così effettuare osservazioni ininterrotte di vari oggetti celesti. Il punto L_1 è ideale per l'osservazione del Sole (vi è stato collocato ad esempio il satellite SOHO). Il punto L_2 è invece ideale per l'osservazione di oggetti molto lontani dal Sole (tra gli altri sono in tale posizione il satellite GAIA e il JWST).

Nota: in realtà L_1 e L_2 sono punti di “equilibrio instabile”, quindi una qualsiasi piccola perturbazione farebbe allontanare sempre di più un telescopio dal punto considerato. Esistono però, sia attorno a L_1 che a L_2 , delle orbite tridimensionali quasi-periodiche, chiamate orbite di Lissajous, che garantiscono la permanenza per tempi molto lunghi di telescopi spaziali in loro prossimità.

Traiettorie iperboliche

Un corpo che si muove nel campo di gravità del Sole (o di un altro corpo celeste) a una velocità maggiore di quella di fuga, descrive una traiettoria a forma di iperbole. L'iperbole è una traiettoria aperta, quindi un corpo che la percorre non passa mai due volte per uno stesso punto ed è una sezione conica definita come il luogo dei punti del piano per i quali la differenza delle distanze da due punti fissi, detti fuochi, è costante in valore assoluto. Se indichiamo con a il semiasse maggiore, con b il semiasse minore e con c la distanza di ciascuno dei fuochi dall'intersezione degli assi cartesiani, l'equazione di un'iperbole con centro nell'origine degli assi è:



$$\frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2} = 1$$

dove vale la relazione: $c = \sqrt{a^2 + b^2}$

I fuochi si trovano alle coordinate $(-c, 0)$ e $(+c, 0)$; l'iperbole interseca l'asse x nei vertici $(-a, 0)$ e $(+a, 0)$, con $c > a$.

Anche per l'iperbole l'**eccentricità** è il rapporto c/a , che risulta sempre maggiore di 1:

$$e = \frac{c}{a} = \sqrt{1 + \frac{b^2}{a^2}}$$

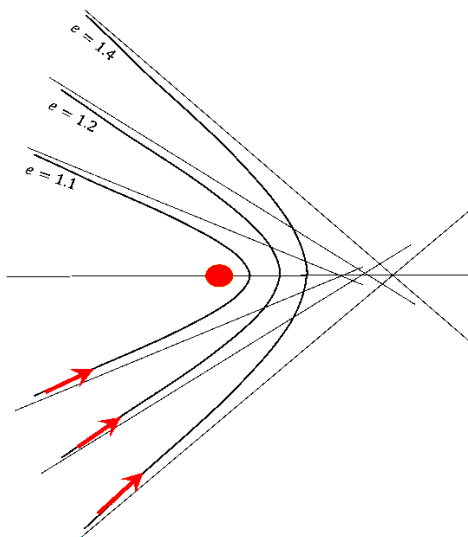
Da questo si ricava $b = a \sqrt{e^2 - 1}$

Nel caso limite $e = 1$ l'iperbole degenera in una parabola, e b si annulla, perdendo significato.

L'iperbole è formata da due rami separati, che allontanandosi dal centro si avvicinano, ma senza toccarle mai, a due rette dette **asintoti**. L'angolo φ tra gli asintoti (vedi figura) dipende solo dall'eccentricità ed è dato da:

$$\varphi = 2 \arcsin \frac{1}{e}$$

Al crescere di e , dunque, l'iperbole diventa sempre più “aperta”. Un'iperbole con $b = a$ ha $e = \sqrt{2}$, viene detta **equilatera** e ha gli asintoti perpendicolari fra loro. Alcune traiettorie iperboliche con lo stesso semiasse maggiore e il fuoco nel centro del Sole, ma diversa eccentricità, sono rappresentate in figura.



In un'orbita a forma di iperbole (o, per essere esatti, di un ramo di iperbole) il Sole occupa il fuoco interno al ramo dell'iperbole percorso dal corpo. Il perielio corrisponde al vertice del ramo di iperbole. La sua distanza è fornita dalla stessa formula dell'ellisse:

$$d_p = a(1 - e)$$

Tuttavia, siccome $e > 1$, e dovendo essere $d_p > 0$, vale la convenzione di assumere a col segno negativo. Allo stesso modo, anche b e c si considerano negativi. Non esiste invece un afelio, perché la traiettoria è aperta (il corpo proviene da distanza infinita e si allontana a distanza infinita). In coordinate polari l'iperbole è descritta dalla stessa equazione dell'ellisse, ma in cui $e > 1$:

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \theta}$$

Dove $\mathbf{r}$ è la distanza dal centro del Sole e θ l'angolo formato con la direzione del perielio, misurato in senso antiorario (vedere figura a pag. 2). Gli asintoti corrispondono agli angoli: $\theta_\infty = \pm \arccos(-1/e)$.

Per l'orbita iperbolica, la II legge di Keplero rimane valida, in quanto la conservazione del momento angolare ha validità generale, mentre non vale più la III legge di Keplero, dal momento che il moto non è periodico e quindi non ha senso definire un periodo orbitale.

La velocità lungo la traiettoria dipende solo da $\mathbf{r}$ ed è ancora fornita dalla conservazione dell'energia totale (positiva nel caso dell'iperbole) dalla relazione (assumendo un'orbita eliocentrica):

$$v_r = \sqrt{G M_\odot \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)}$$

Notiamo che:

- 1) essendo $-\frac{1}{a}$ positivo,

$$v_r > \sqrt{\frac{2 G M_\odot}{R}} = v_f$$

quindi la velocità in ogni punto dell'orbita è sempre maggiore di quella di fuga;

- 2) La velocità massima ($\mathbf{v}_{\max}$) si ha al perielio, cioè quando $r = a(1 - e)$ e vale, come per l'orbita ellittica:

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{G M_\odot}{a} \left(\frac{1 + e}{1 - e} \right)}$$

- 3) Al tendere della distanza all'infinito, la velocità tende al valore limite:

$$v_\infty = \sqrt{-\frac{G M_\odot}{a}}$$

Le formule per il calcolo di $\mathbf{a}$ ed $\mathbf{e}$ presenti nella sezione “Orbite intorno alla Terra” rimangono valide, considerando però $\mathbf{a}$ col segno negativo.

Nel Sistema Solare, alcuni corpi seguono orbite iperboliche; quasi sempre si tratta di comete che provengono dalla nube di Oort ma che, in seguito all'interazione con un pianeta gigante, hanno acquisito energia sufficiente per superare la velocità di fuga. Queste “comete iperboliche” hanno eccentricità di pochissimo maggiore di 1; ad esempio C/2022 E3 (ZTF) nota come “Cometa di Neanderthal” ha $e = 1.00027$ e $a = -3685$ UA.

Inoltre, dal 2017 ad oggi sono stati osservati tre oggetti con traiettorie iperboliche ed eccentricità marcatamente maggiore di 1. Si tratta di “oggetti interstellari”, ovvero provenienti dall'esterno del Sistema Solare. Essi sono:

- L'asteroide **1I/'Oumuamua**, $e = 1.194$, $a = -1.27$ UA (passato nel 2017)
- La cometa **2I/Borisov**, $e = 3.356$, $a = -0.852$ UA (passata nel 2019)
- La cometa **3I/ATLAS**, $e = 6.14$, $a = -0.264$ UA (passata nel 2025)

Anche gli asteroidi che transitano nelle vicinanze della Terra, senza colpirla, seguono con ottima approssimazione una traiettoria iperbolica con il centro della Terra nel suo fuoco interno. Un esempio è l'asteroide Apophis, che il 13 aprile 2029 passerà ad appena 32000 km dalla superficie terrestre.

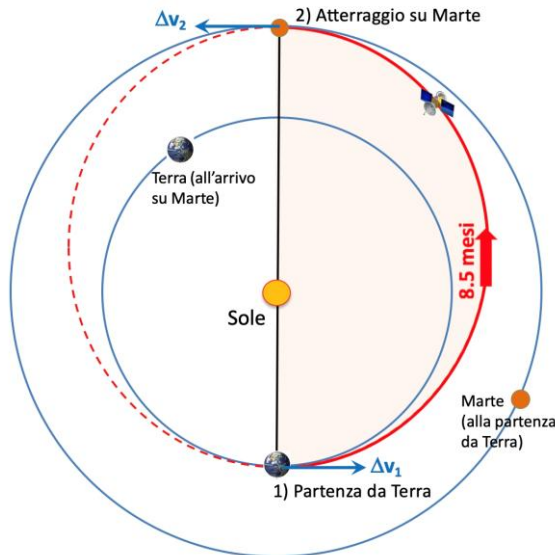
Manovre orbitali

In questo paragrafo verranno descritte le principali tecniche utilizzate per variare l'orbita di una sonda. Il loro utilizzo è di grande importanza nella progettazione di missioni spaziali.

Manovra di “trasferimento alla Hohmann” (o monoellittica bitangente)

È stata la prima manovra spaziale mai teorizzata e prende il nome dal suo ideatore, W. Hohmann (1880-1945). Viene utilizzata per trasferire una sonda da un'orbita circolare intorno al Sole (o alla Terra) su un'altra orbita circolare, in genere di raggio maggiore. Il trasferimento avviene attraverso una semi-ellisse, il cui perielio (o perigeo) è il punto di partenza e il cui afelio (o apogeo) è il punto di arrivo.

Un esempio di tale manovra è mostrato nella seguente figura, per un trasferimento dall'orbita terrestre a quella di Marte, che supponiamo per semplicità circolari.



Detto a_T il raggio dell'orbita terrestre e a_M quello dell'orbita marziana, il semiasse maggiore e l'eccentricità dell'orbita di trasferimento sono date dalle relazioni

$$a = \frac{a_T + a_M}{2} \quad e = \frac{a_M - a_T}{a_T + a_M}$$

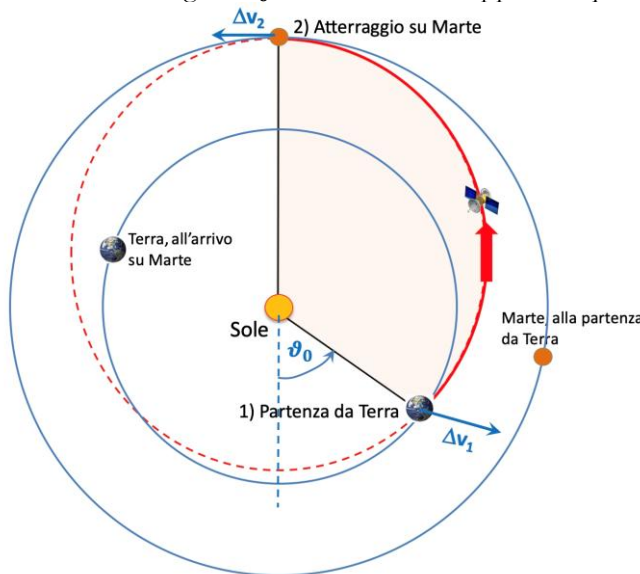
Alla partenza, la sonda effettua un primo aumento di velocità Δv_1 , parallelo alla velocità che ha in quel momento, ovvero la velocità orbitale della Terra, per immettersi sull'orbita di trasferimento, che percorre esattamente in un semiperiodo orbitale.

Una volta giunta all'afelio, la sonda effettua un ulteriore aumento di velocità Δv_2 , anche questo parallelo alla velocità che ha in quel momento, per portarsi alla velocità orbitale di Marte e inserirsi infine in orbita intorno a esso.

Fra tutte le orbite possibili per un trasferimento, la manovra di Hohmann è quella più conveniente dal punto di vista energetico, ma non è la più breve in termini di tempo di volo, che, nel caso di un volo Terra-Marte, è di circa 8.5 mesi. Inoltre, il momento della partenza va scelto in modo tale che Marte si trovi nella corretta posizione quando la sonda giungerà all'afelio. Il breve lasso di tempo in cui si può effettuare un lancio si chiama “finestra di lancio”; l'intervallo tra due finestre di lancio consecutive è pari al periodo sinodico di Marte.

Manovra secante-tangente

Per ridurre il tempo di volo di un viaggio Terra-Marte, una variante della manovra di Hohmann consiste nell'utilizzo un arco di ellisse con una eccentricità più marcata. In pratica, la partenza viene effettuata quando la Terra forma un angolo ϑ_0 con la direzione opposta a quella di arrivo.



Il semiasse maggiore dell'orbita di trasferimento e l'eccentricità sono date dalle formule seguenti:

$$a = \frac{a_M(a_M + a_T \cos \vartheta_0)}{2a_M - a_T(1 - \cos \vartheta_0)}$$

$$e = \frac{a_M - a_T}{a_M + a_T \cos \vartheta_0}$$

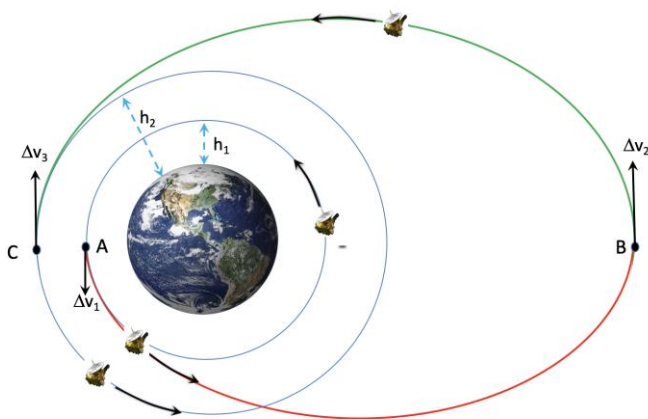
Anche se per questo tipo di traiettoria il tempo di volo viene notevolmente ridotto, l'incremento iniziale di velocità Δv_1 è molto maggiore ed è inoltre diretto verso l'esterno dell'orbita terrestre. Ne segue un dispendio di propellente molto maggiore che nel caso della manovra alla Hohmann.

Ovviamente il caso particolare della manovra di Hohmann si ottiene ponendo $\vartheta_0 = 0^\circ$

In questo caso la finestra di lancio è il compromesso migliore tra il tempo di volo e il dispendio di propellente. Quello mostrato in figura corrisponde a una distanza da Terra-Marte di circa 100 milioni di chilometri, con la Terra in avvicinamento. In tali condizioni, il volo di andata dura circa 6.5 mesi.

Manovra di Sternfeld (o manovra biellittica bitangente)

È una variante della manovra di Hohmann che porta da un'orbita circolare a un'orbita circolare di raggio maggiore attraverso due mezze orbite ellittiche e tre cambi di velocità.



La figura a sinistra ne illustra un esempio per un satellite in orbita intorno alla Terra.

Nel punto A, il primo Δv_1 , parallelo alla velocità che ha in quel momento, immette il satellite su un'orbita ellittica che lo porta fino all'apogeo nel punto B, dove un ulteriore Δv_2 aumenta il semiasse maggiore dell'ellisse, che viene percorsa fino al suo perigeo. Infine un ultimo cambio di velocità Δv_3 rallenta il satellite fino alla prima velocità cosmica relativa alla quota raggiunta.

La manovra di Sternfeld è in genere meno conveniente di quella di Hohmann; diventa vantaggiosa solo se il raggio dell'orbita finale è circa 12 volte maggiore di quello dell'orbita iniziale.

La manovra di Sternfeld viene anche sfruttata per facilitare un cambio di piano orbitale, che comporta un minore dispendio di propellente qualora venga effettuata nel punto B, dove la velocità è minima.

La manovra di Oberth

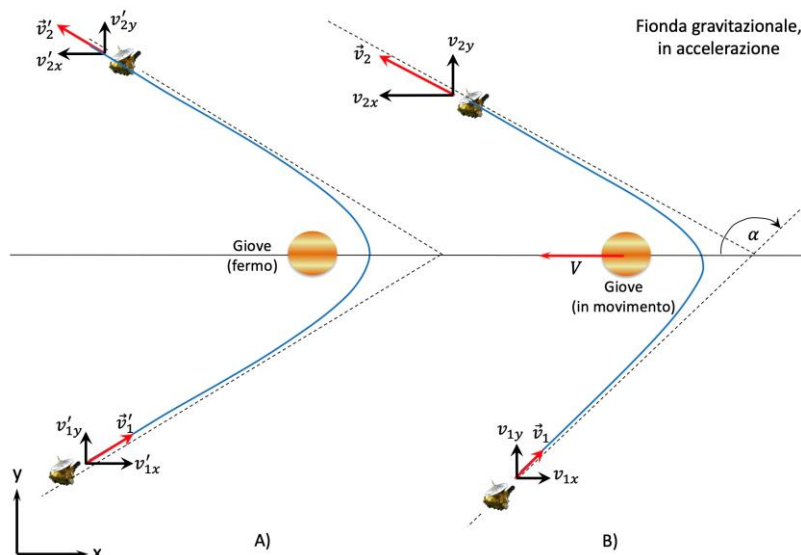
È stata ideata nel 1927 da Hermann Oberth. Una sonda su una orbita ellittica aumenta la propria velocità per superare la velocità di fuga e quindi immettersi su un'orbita iperbolica. A parità di Δv , e quindi di propellente necessario, l'aumento di energia cinetica è maggiore al crescere della velocità posseduta inizialmente, pertanto il superamento della velocità di fuga diventa più agevole nelle vicinanze del perielio di un'orbita ellittica.

Manovra di cambio di piano orbitale

Viene eseguita impartendo alla sonda un Δv diretto fuori dal piano orbitale. Permette di uscire dal piano dell'eclittica ed è stata utilizzata dalla sonda Ulysses allo scopo di osservare i poli solari. Inoltre, poiché le orbite dei pianeti non sono esattamente complanari, in una missione verso Marte si rende necessaria una volta raggiunta la linea dei nodi, ovvero la linea in cui si intersecano i piani orbitali di Marte e Terra.

La "Fionda gravitazionale" (*gravity assist* o *gravitational slingshot*)

È una manovra in cui viene sfruttata la velocità orbitale di un pianeta per incrementare o diminuire l'energia cinetica di una sonda durante il volo, senza utilizzare i suoi propulsori. È stata utilizzata, ad esempio, per accelerare la sonda Voyager 2 verso le regioni esterne del sistema solare, abbreviandone notevolmente i tempi di percorrenza verso Saturno (1981), Urano (1986), e Nettuno (1989).



Per comprendere come funziona, si consideri l'esempio in figura, in cui la sonda viene diretta in modo da intersecare l'orbita di Giove in un punto appena superato dal pianeta nella sua orbita attorno al Sole.

In un sistema di riferimento solido con Giove (A), se la sonda ha una velocità superiore a quella di fuga la sua traiettoria è un ramo di iperbole. In questo sistema di riferimento, la velocità in avvicinamento $\mathbf{v}_1'$ è uguale, in modulo, a quella in allontanamento $\mathbf{v}_2'$; inoltre, la componente y (perpendicolare al semiasse maggiore dell'iperbole) rimane invariata: $\mathbf{v}_{1y}' = \mathbf{v}_{2y}'$, mentre la componente x (parallela al semiasse maggiore dell'iperbole) cambia segno: $\mathbf{v}_{1x}' = -\mathbf{v}_{2x}'$. In questo sistema di riferimento, non c'è aumento di energia cinetica.

Invece, nel sistema di riferimento (B) in cui Giove è in movimento a velocità $-V$ (verso sinistra), le componenti iniziali della velocità risultano $\mathbf{v}_{1x} = \mathbf{v}'_{1x} - \mathbf{V}$ e $\mathbf{v}_{1y} = \mathbf{v}'_{1y}$. Dopo la deviazione da parte di Giove, le componenti della velocità diventano $\mathbf{v}_{2x} = \mathbf{v}'_{2x} - \mathbf{V} = -\mathbf{v}'_{1x} - \mathbf{V} = -\mathbf{v}_{1x} - 2\mathbf{V}$ e $\mathbf{v}_{2y} = \mathbf{v}'_{2y}$. Quindi, la componente della velocità della sonda parallela alla velocità del pianeta aumenta di $2V$ e si ricava che la sua energia cinetica aumenta di:

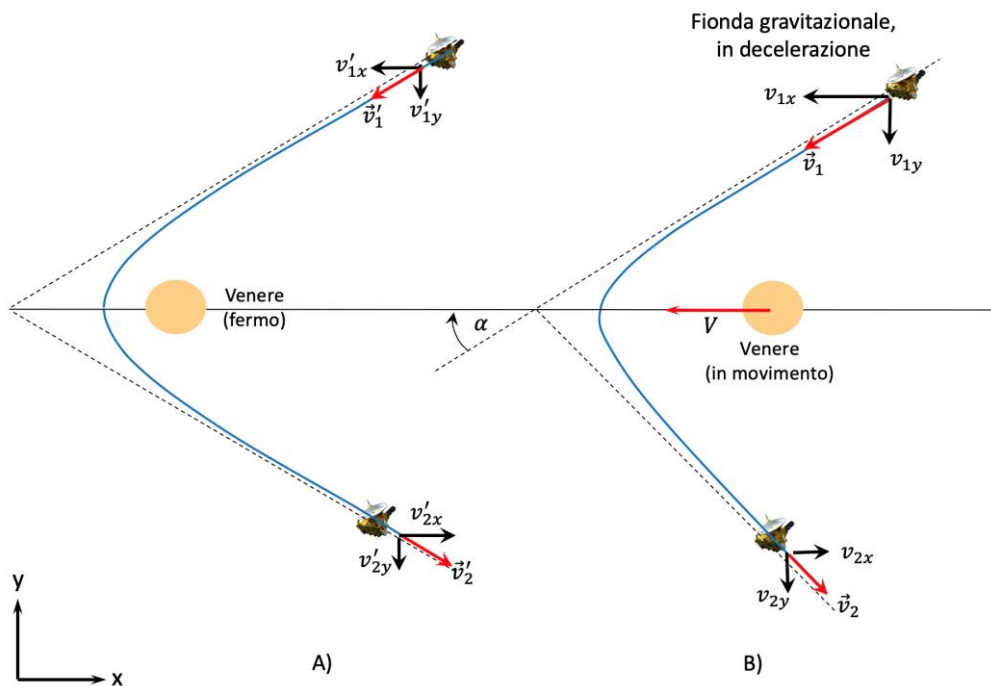
$$\Delta K = 2m(V^2 + v_{1x}V) = 2mV(V - v_1 \cos \alpha)$$

dove α è l'angolo tra la direzione della velocità iniziale della sonda e quella di Giove.

Da questa relazione si deduce che se l'angolo α è ottuso, cioè la fionda viene eseguita passando “dietro” a Giove, $\Delta K > 0$, la sonda guadagna energia cinetica, e quindi velocità, a spese dell'energia cinetica del pianeta.

Nella pratica, nelle missioni verso i pianeti esterni vengono previsti numerosi assist gravitazionali lungo il viaggio, usando pianeti fra cui la Terra stessa.

Se invece l'angolo α è acuto, ovvero la sonda “taglia la strada” al pianeta, allora $\Delta K < 0$; la sonda perde energia cinetica e quindi velocità. Quest'ultima manovra viene spesso eseguita per rallentare le sonde nelle missioni verso Mercurio e Venere, contrastando l'attrazione del Sole.

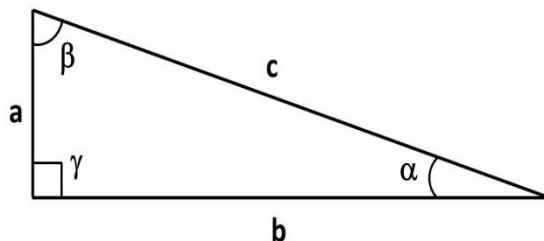


Ringraziamenti

Nel preparare questa dispensa ci siamo avvalsi dei suggerimenti di numerosi colleghi. Tra questi ringraziamo in particolare Luigi Foschini (INAF - Osservatorio Astronomico di Brera - Merate). Ringraziamo anche Stefano Nasca, per aver segnalato un errore in una precedente versione nella figura descrittiva la III legge di Keplero generalizzata e per aver segnalato il link indicato alla fine del paragrafo.

Appendice 1 - Triangoli: relazioni tra lati e angoli

Triangolo rettangolo



Teorema di Pitagora

$$c^2 = a^2 + b^2$$

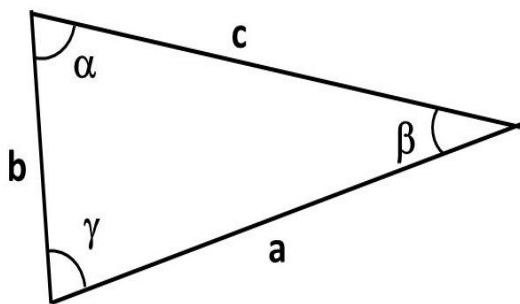
Relazioni con funzioni trigonometriche

$$a = c \cdot \sin \alpha$$

$$a = c \cdot \cos \beta$$

$$a = b \cdot \tan \alpha$$

Triangolo generico



Teorema dei seni. Il rapporto tra la misura di un lato e il seno dell'angolo opposto è costante:

$$\frac{c}{\sin \gamma} = \frac{b}{\sin \beta} = \frac{a}{\sin \alpha}$$

Teorema del coseno (o di Carnot). Il quadrato di un lato è dato dalla somma dei quadrati degli altri due lati, meno il doppio prodotto degli altri due lati per il coseno dell'angolo tra essi compreso (ovvero l'angolo opposto al lato che si sta calcolando):

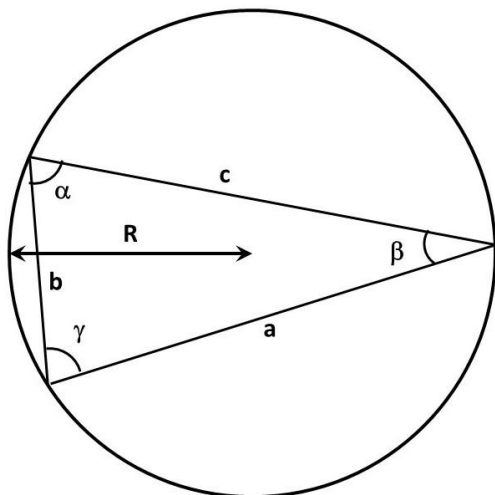
$$c^2 = a^2 + b^2 - 2ab \cos \gamma$$

Nota: Il teorema del coseno è una generalizzazione del teorema di Pitagora applicabile a un triangolo qualsiasi. Infatti nella precedente relazione se $\gamma = 90^\circ$ otteniamo: $c^2 = a^2 + b^2$

Teorema delle proiezioni. In un triangolo un lato è dato dalla somma degli altri due lati per il coseno dell'angolo che essi formano con il primo:

$$c = b \cos \alpha + a \cos \beta$$

Raggio della circonferenza circoscritta e teorema della corda



È sempre possibile inscrivere un triangolo in una circonferenza, con ogni lato del triangolo che risulterà una corda della circonferenza stessa.

Detto **R** il raggio della circonferenza circoscritta a un triangolo vale la relazione:

$$R = \frac{c}{2 \sin \gamma} = \frac{b}{2 \sin \beta} = \frac{a}{2 \sin \alpha}$$

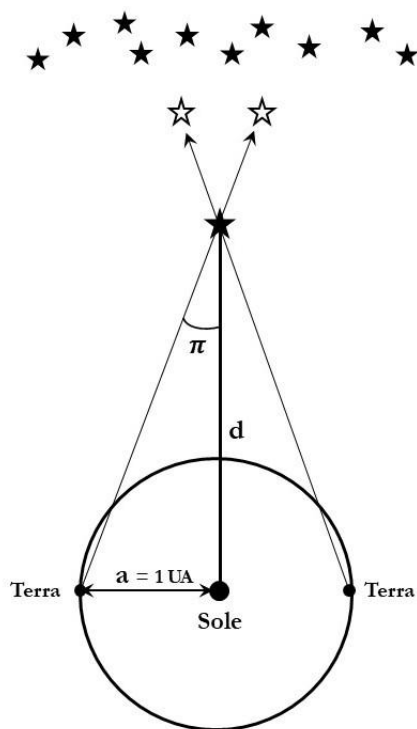
che è la diretta conseguenza del **Teorema della corda** (dal quale si arriva facilmente al teorema dei seni), che afferma che in una circonferenza la misura di una corda è data dal diametro per il seno di un qualsiasi angolo che insiste sulla corda, in particolare quindi:

$$a = 2R \sin \alpha$$

$$b = 2R \sin \beta$$

$$c = 2R \sin \gamma$$

Appendice 2 - Parallasse annua, parsec, anno luce



Si definisce **Parallasse Annua** (π) di una stella la metà del suo spostamento angolare apparente, rispetto a stelle molto più lontane, causato dal moto di rivoluzione della Terra intorno al Sole. Poiché l'UA, ovvero il semiasse maggiore **a** dell'orbita della Terra, è molto piccola rispetto alla distanza delle stelle, l'angolo π è molto piccolo e risulta sempre minore di 1".

Si definisce **Parsec** (**pc**) la distanza **d** dalla quale 1 UA sottende un angolo $\pi = 1''$.

Poiché $a = d \cdot \tan \pi$, si ricava che:

$$1 \text{ pc} = \frac{1 \text{ UA}}{\tan 1''} \approx 206265 \text{ UA} \approx 3.0857 \cdot 10^{13} \text{ km}$$

La distanza di una stella in pc è pari all'inverso della sua parallasse espressa in secondi d'arco.

Un **Anno Luce** (**al**) è la distanza che la luce percorre nel vuoto in un anno giuliano (= 365.25 giorni). Poiché in un anno giuliano ci sono $365.25 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60$ secondi, si ha:

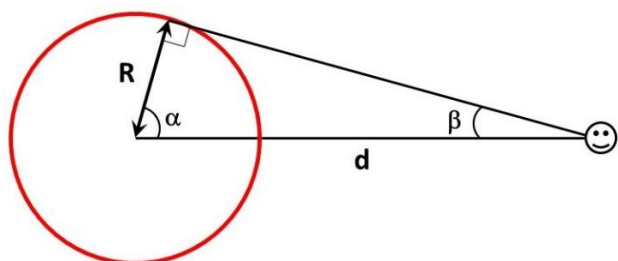
$$1 \text{ al} = 31557600 \text{ s} \cdot 299792 \frac{\text{km}}{\text{s}} \approx 9.4607 \cdot 10^{12} \text{ km}$$

$$1 \text{ al} \approx 62240 \text{ UA} \approx 0.3066 \text{ pc}$$

$$1 \text{ pc} \approx 3.2616 \text{ al}$$

Nota storica: solo nel 1838 F.W. Bessel fu in grado di misurare la prima parallasse stellare, quella di 61 Cyg ($\pi = 0''.293$, pari alle dimensioni angolari di una moneta da 1€ a una distanza di 16 km). Da Terra sono possibili misure di parallasse fino a circa 100 pc. Il satellite Hipparcos ha esteso le misure fino a circa 1000 pc. Il satellite GAIA sta effettuando misure estremamente accurate per quasi due miliardi di stelle fino a circa 10000 pc.

Appendice 3 - Dimensioni angolari di una sorgente estesa



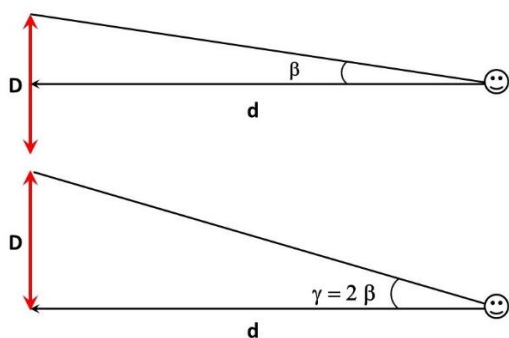
Consideriamo una sorgente estesa di forma sferica con diametro $D = 2R$, osservata da una distanza **d**. Detta β la dimensione angolare del raggio della sorgente estesa, vedere disegno a sinistra, valgono le relazioni:

$$R = d \cdot \sin \beta$$

$$D = 2 \cdot d \cdot \sin \beta$$

Vediamo che non è mai possibile osservare un intero emisfero di una sorgente estesa sferica, che da una data distanza **d** risulterà visibile per un intervallo di latitudine θ pari a:

$$\theta = 2\alpha = 2 \cdot \arcsin \frac{R}{d} < 180^\circ$$



Per quasi tutte le sorgenti astronomiche risulta $d \gg D$, con l'angolo β molto piccolo. Si può quindi usare la relazione:

$$D = 2 \cdot d \cdot \tan \beta = d \cdot \tan \gamma$$

Nella pratica già per $d \approx 100 D$ la relazione che usa il seno dell'angolo e quella che usa la tangente forniscono lo stesso risultato fino alla quarta cifra significativa.

L'angolo γ è solo la dimensione angolare di una sorgente astronomica perpendicolarmente alla linea di vista e non fornisce informazioni sulla vera forma della sorgente.