

Marco Casu

# ♪ Fisica ♪



SAPIENZA  
UNIVERSITÀ DI ROMA

Facoltà di Ingegneria dell'Informazione, Informatica e Statistica  
Dipartimento di Informatica

Questo documento è distribuito sotto la licenza [GNU](#), è un resoconto degli appunti (eventualmente integrati con libri di testo) tratti dalle lezioni del corso di Fisica per la laurea triennale in Informatica. Se dovessi notare errori, ti prego di segnalaralmeli.



# INDICE

<b>1 Introduzione</b>	<b>4</b>
1.1 Il metodo scientifico . . . . .	4
1.2 Spostamento, Velocità e Grandezze Fisiche . . . . .	6
<b>2 Cinematica</b>	<b>9</b>
2.1 I Moti . . . . .	10
2.1.1 Rettilineo Uniforme . . . . .	10
2.1.2 Uniformemente Accelerato . . . . .	10
2.1.3 Caduta dei Gravi . . . . .	11
2.1.4 Moto del Proiettile . . . . .	12
2.1.5 Moto Circolare Uniforme . . . . .	13
2.1.6 Moto Armonico . . . . .	16
2.2 Moti Relativi . . . . .	17
2.3 Esercizi sul Punto Materiale . . . . .	18
<b>3 Dinamica</b>	<b>21</b>
3.1 Forze . . . . .	21
3.1.1 Forza Elastica . . . . .	22
3.1.2 Reazione Normale . . . . .	22
3.1.3 Attrito . . . . .	23
3.2 Impulso e Lavoro . . . . .	25
3.2.1 Lavoro ed Energia Potenziale . . . . .	26
3.2.2 Forze Conservative . . . . .	27
3.2.3 Potenza . . . . .	30
3.3 Forze Apparenti . . . . .	32
3.4 Momento . . . . .	35
3.5 Sistemi di Punti Materiali . . . . .	37
3.5.1 Urti . . . . .	38
3.5.2 Sistemi Continui . . . . .	42
3.5.3 Rotazione di un Corpo Rigido . . . . .	43
3.6 Rotolamento . . . . .	44
3.7 Sistemi Equivalenti di Forze . . . . .	46
3.8 Esercizi sulla Meccanica . . . . .	48
<b>4 Il Campo Elettrico</b>	<b>49</b>
4.1 La Forza Elettrica . . . . .	49
4.1.1 Campi Elettrici Noti . . . . .	51
4.2 La Legge di Gauss . . . . .	56

4.2.1 Alcune Applicazioni . . . . .	59
-------------------------------------	----

## CAPITOLO

# 1

## INTRODUZIONE

### 1.1 Il metodo scientifico

La nascita del metodo scientifico è dovuta a Galileo Galilei, se i filosofi greci stabilivano leggi empiriche senza necessariamente dimostrarle, Galileo introdusse una verifica sperimentale a quelle che erano le sue digressioni.

Un **esperimento**, è una verifica sperimentale delle ipotesi, utile a ricavare valori numerici oggettivi per le misure delle grandezze fisiche. L'avvento del cannocchiale permise un osservazione più accurata dei corpi celesti, questi che venivano crediti perfetti, si rivelarono per quello che sono, la Luna con i suoi accavallamenti e "mari", mostrava una conformazione della sua crosta tutto fuorché perfetta. Oltre al già

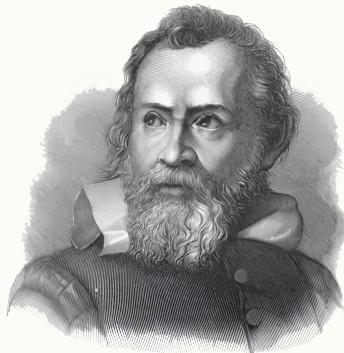


Figura 1.1: Galileo Galilei

citato cannocchiale, erano necessari ulteriori strumenti per le osservazioni dei corpi celesti, era necessario misurare in maniera precisa ed affidabile lo scorrere del tempo. Misurare il tempo vuol dire confrontare due eventi, ad esempio, il sorgere del sole con il movimento periodico riferito ad un misuratore (come l'orologio).

Galileo per le sue misure realizzò un orologio ad acqua, utilizzando un recipiente nella quale riporre un piccolo foro sul fondo, in modo tale che l'acqua cadesse a gocce a velocità costante, così facendo, lo scorrere del tempo era proporzionale al volume dell'acqua perso dal recipiente.

Una **grandezza fisica** è un entità alla quale si attribuisce una specifica definizione, utilizzabile per

descrivere un fenomeno fisico, per tali entità devono valere i criteri di uguaglianza e sommabilità.

Uno degli argomenti su cui si soffermò Galileo fu il *moto dei gravi*, in particolare il moto dei corpi in caduta libera. Secondo la fisica aristotelica del tempo, un corpo tanto più pesante era, tanto più rapidamente cadeva.

Galileo fu critico nei riguardi di questa visione, osservò che in realtà, ogni corpo cade verso il suolo con la stessa accelerazione, il motivo per il quale una piuma cade più rapidamente di una sfera di piombo non riguarda la loro massa, bensì la resistenza dell'aria nei confronti del loro materiale e della loro forma. Trovò inoltre che la distanza percorsa durante la caduta di un oggetto è proporzionale al quadrato del tempo impiegato per percorrerla.

Galileo con un esperimento riguardante i piani osservò il seguente fatto : *se si lascia scivolare un corpo su un piano inclinato ad altezza  $h$  per poi farlo risalire su un altro piano inclinato, questo tendeva a risalire fino alla stessa altezza  $h$ .*

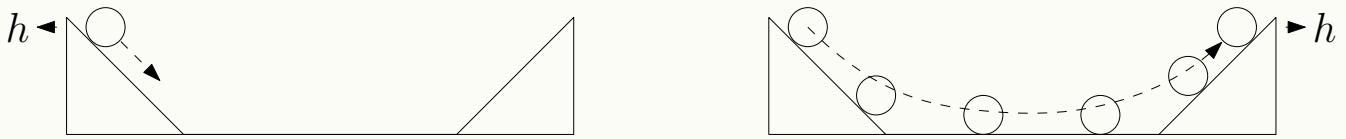


Figura 1.2: caduta sul piano inclinato

Inoltre, notò che questo fenomeno non è condizionato dal seno dell'angolo del piano, bensì esclusivamente dall'altezza.

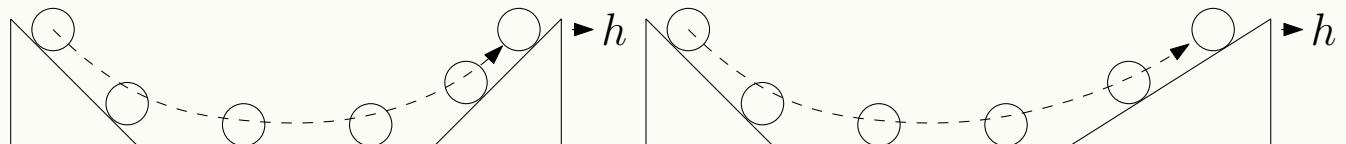


Figura 1.3: inclinazioni differenti

Per osservare tale risultato dovette ridurre le azioni spurie dell'attrito dell'aria. Più il percorso era liscio, più l'attrito risultava debole, e più il corpo tendeva ad avvicinarsi all'altezza originale  $h$ . Con tale ragionamento ipotizzò che se l'attrito dovesse essere stato nullo, allora il corpo sarebbe tornato precisamente all'altezza  $h$ .

Dato questo per vero, riducendo il valore dell'angolo sarebbe stato possibile far percorrere al corpo una distanza maggiore. Se il secondo piano avesse avuto inclinazione nulla, allora il grave avrebbe continuato a muoversi in avanti a velocità costante.

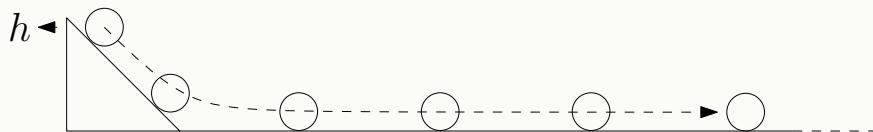


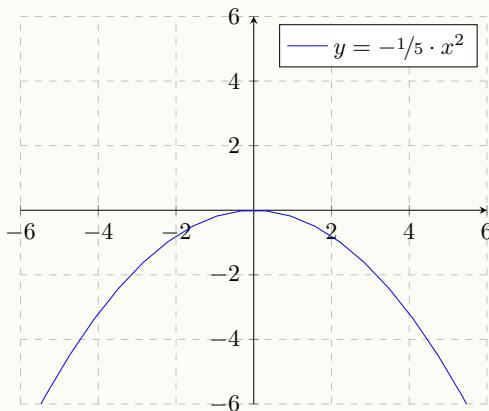
Figura 1.4: inclinazione nulla

Tale principio è noto come **legge d'Inerzia**, eliminando gli attriti, lo stato di moto naturale inalterato di un corpo è quello di moto rettilineo uniforme (a velocità costante) indefinitamente.

Essendo la scienza sempre stata impiegata anche in ambito bellico, Galileo studiò il moto dei proiettili,

che fino a quel momento si credeva fosse costantemente orizzontale, fino al momento in cui il proiettile perdeva il suo "impeto" cadendo a terra. Egli si rese conto che i proiettili sono soggetti sia alla forza impressa dal colpo (orizzontale), sia a quella verticale impressa verso il basso.

La forza impressa dal colpo gli dà una velocità costante, in quanto non è soggetto ad ulteriori accelerazioni orizzontalmente, quella verticale invece provoca un moto uniformemente accelerato, la distanza percorsa in verticale è proporzionale al quadrato del tempo impiegato a percorrerla, la combinazione dei due moti risulta in un arco di parabola.



Galileo, chiamò  $x$  la direzione orizzontale, ed  $y$  quella verticale, partendo da  $(x, y) = (0, 0)$ , e sapendo che lo spazio percorso in  $x$  è proporzionale al tempo, mentre quello percorso in  $y$  è proporzionale al quadrato del tempo, si ha

$$x = a \cdot t \quad y = b \cdot t^2$$

Con alcuni passaggi algebrici si trova esattamente la nota equazione della parabola

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



## 1.2 Spostamento, Velocità e Grandezze Fisiche

Il **moto**, è uno dei fenomeni fisici più classici, che necessita di una definizione e rappresentazione formale, è il cambiamento di una posizione rispetto al tempo.

Un classico esempio di sistema di riferimento è il piano cartesiano, in cui un punto nello spazio, è identificato da tre coordinate

$$(x(t), y(t), z(t))$$

In funzione del tempo  $t$ . Può essere rappresentato anche da un vettore posizione  $\bar{r}(t)$ , descritto dalla lunghezza e dagli angoli rispetto gli assi del piano e la proiezione delle sue componenti, nel caso bidimensionale, sia  $r$  il modulo del vettore  $\bar{r}$ :

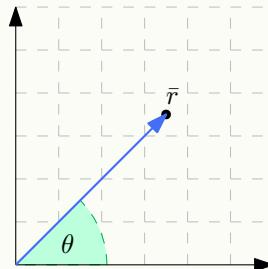


Figura 1.5:  $\bar{r} = (r, \theta)$

Risulta possibile passare dalle coordinate cartesiane a quelle descritte con l'angolo tramite le seguenti trasformazioni

$$\begin{cases} r \cos(\theta) = x \\ r \sin(\theta) = y \end{cases}$$

Inoltre

$$r^2(\cos^2(\theta) + \sin^2(\theta)) = x^2 + y^2$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad \theta = \arctan(y/x)$$

Le componenti di  $\bar{r}$  dipendono dal sistema di riferimento. Posso definire uno *spostamento nel tempo*, tramite il vettore  $\bar{r}$  in un istante  $t$ , ed il medesimo vettore in un istante  $t + \Delta t$ , dove  $\Delta t$  rappresenta una variazione temporale. Una volta definiti i vettori  $\bar{r}(t)$  e  $\bar{r}(t + \Delta t)$ , si definisce il **vettore spostamento** come la loro differenza algebrica, ossia  $\Delta\bar{r} = \bar{r}(t + \Delta t) - \bar{r}(t)$ .



Si vogliono rappresentare i vettori in maniera più formale, rispetto che alla classica notazione  $\bar{v} = (x, y, z)$ . Si fa uso dei versori

$$\bar{i} = (1, 0, 0) \quad \bar{j} = (0, 1, 0) \quad \bar{k} = (0, 0, 1)$$

per definire un vettore come somma dei versori scalati con appositi coefficienti, che rappresentano le componenti del vettore :

$$\bar{v} = (x, y, z) = x\bar{i} + y\bar{j} + z\bar{k}$$

Ogni componente della somma è la proiezione del vettore su uno dei tre assi. Si osservi come il vettore spostamento non dipende dal sistema di riferimento.

Il vettore spostamento  $\Delta\bar{r}$  varia a sua volta nel tempo, descrivendo quindi il moto di un punto, la **velocità media** di tale spostamento si definisce tramite il rapporto incrementale

$$\frac{\Delta\bar{r}(t)}{\Delta t} = \frac{\bar{r}(t + \Delta t) - \bar{r}(t)}{\Delta t}$$

Si può definire anche la velocità media scalare, se lo spostamento avviene su un percorso già definito, e non è necessaria informazione sulla direzione, è possibile rappresentarlo con uno scalare  $s(t)$ , e  $\frac{\Delta s}{\Delta t}$  rappresenta la velocità media scalare.

La velocità media non è molto precisa come informazione, in quanto non descrive il moto di un corpo (la sua traiettoria) a pieno, si vuole quindi dare una misura di una velocità *istantanea*, si fa quindi tendere a zero la differenza di tempo :

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\bar{r}(t)}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\bar{r}(t + \Delta t) - \bar{r}(t)}{\Delta t}$$

Tale grandezza si denota  $\frac{d\bar{r}}{dt}$ , è la derivata dello spostamento rispetto al tempo, verrà nominata semplicemente **velocità**, e denotata  $\bar{v}$ , rappresenta lo spostamento istantaneo ed è tangente alla curva dello spostamento. Si definisce anche la velocità scalare  $\frac{ds}{dt}$ , ed è il modulo della velocità.

Una volta definite delle quantità come spostamento e velocità, è necessario definire delle *grandezze fisiche* ed introdurre delle *unità di misura*. Il vettore  $\bar{r}$  ha le dimensioni di una lunghezza, la dimensione lunghezza [ $l$ ] è espressa in metri  $m$ , il sistema internazionale definisce

$$(m, kg, s) = (\text{metri}, \text{kilogrammi}, \text{secondi})$$

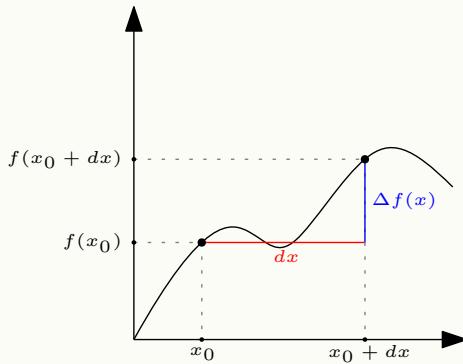
La dimensione del tempo [ $t$ ] è espressa in secondi  $s$ . Esistono alcune grandezze dette adimensionali, un esempio sono gli angoli, misurati in gradi o radianti.

La velocità, è una grandezza derivata, essendo un rapporto fra lo spostamento ed il tempo, si misura in

metri al secondo :  $m/s$ , rappresenta, appunto la distanza in metri percorsa in 1 secondo. Le grandezze possono essere convertite, ad esempio, considerando i kilometri - orari si ha che

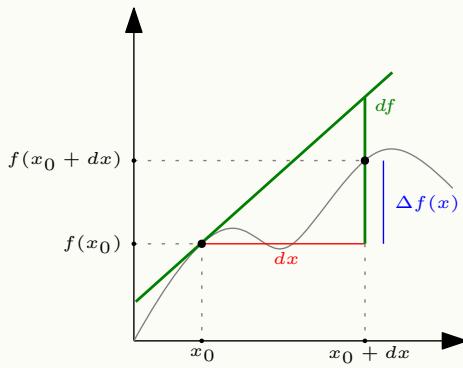
$$1m/s = \frac{10^{-3}}{1/3600} km/h = 10^{-3} \cdot 3600 km/h = 3.6 km/h$$

Introduciamo adesso il concetto di **differenziale**, si consideri una generica funzione  $f(x)$  in un punto  $x_0$ , ed il suo rapporto incrementale per una variazione  $dx$ .



Il segmento denotato  $\Delta f(x)$  rappresenta l'incremento effettivo della funzione, e vale  $f(x_0 + dx) - f(x_0)$ .

Definisco ora il **differenziale** di  $f$  come una **linearizzazione** della funzione, ossia, si considera nel punto  $x_0$  una retta tangente alla curva di  $f$ .



Il differenziale  $df$  da una stima dell'incremento, considerando una funzione lineare (in questo caso bidimensionale, una retta).

Denotando con  $f'$  la derivata di  $f$  si ha

$$df = f' \cdot dx$$

$$\frac{df}{dx} = f'$$

Le funzioni lineari sono più semplici di quelle non lineari, il punto di tale differenziale è che, quando l'incremento  $dx$  tende a zero, l'incremento effettivo della funzione e l'incremento "stimato" dato dal differenziale tendono allo stesso valore.

$$\lim_{dx \rightarrow 0} f(x_0 + dx) = f(x_0) + f'(x_0) \cdot dx$$

## CAPITOLO

# 2

## CINEMATICA

Si è introdotto il vettore spostamento  $\delta\bar{r}$ , con la sua relativa formulazione infinitesima di velocità  $\bar{v}$ , come derivata del vettore posizione  $\bar{r}$ . Un'altra grandezza fondamentale nello studio del moto dei corpi è la variazione della velocità, definita come il limite del rapporto incrementale di quest'ultima rispetto al tempo. Tale grandezza prende il nome di **accelerazione**

$$\frac{d\bar{v}}{dt} = \bar{a}$$

L'accelerazione  $\bar{a}$ , o  $a$  se riferita ad una grandezza scalare, si misura in  $m/s^2$ , di cui l'unità, indica che ad ogni secondo, la velocità aumenta di  $1m/s$ , ovviamente anche essa può dipendere dal tempo.

$$\bar{a} = \frac{d\bar{v}}{dt} = \frac{d^2\bar{r}}{dt^2}$$

Si consideri adesso lo spostamento in forma scalare  $s(t)$ , definito su una traiettoria curvilinea già definita

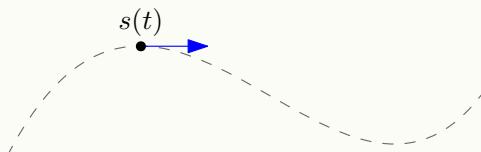


Figura 2.1: velocità scalare

Di quest'ultima ne voglio ricavare la sua versione vettoriale, sia  $\bar{\tau}(t)$  il versore tangente alla curva prestabilita, nell'immagine 2.1, evidenziato in blu. Si avrà che la velocità vettoriale sarà

$$\bar{v}(t) = \dot{s}(t) \cdot \bar{\tau}(t)$$

Appunto sulla notazione :  $\dot{s}$  è la derivata prima di  $s$ .  $\ddot{s}$  è la derivata seconda di  $s$ . A questo punto è possibile riscrivere l'accelerazione nella seguente forma :

$$\bar{a} = \frac{d}{dt} \bar{v}(t) = \ddot{s}(t) \cdot \bar{\tau}(t) + \dot{s}(t) \cdot \dot{\bar{\tau}}(t)$$

Si è quindi divisa l'accelerazione in due componenti distinte, la componente  $\ddot{s}(t) \cdot \bar{\tau}(t)$  è nota come **accelerazione tangenziale** e rappresenta la variazione nel tempo del modulo della velocità. L'altra componente, verrà ripresa in seguito, ha a che fare con la curvatura della traiettoria.

## 2.1 I Moti

### 2.1.1 Rettilineo Uniforme

Il moto rettilineo uniforme, secondo la legge d'Inerzia, descrive il moto naturale degli oggetti quando non sono soggetti a forze. Tale moto è contraddistinto dal fatto che l'accelerazione sia nulla, e la velocità costante, (per semplicità, verranno trattate le grandezze in forma scalare).

$$\frac{dv}{dt} = 0 \implies v = v_0 \text{ costante}$$

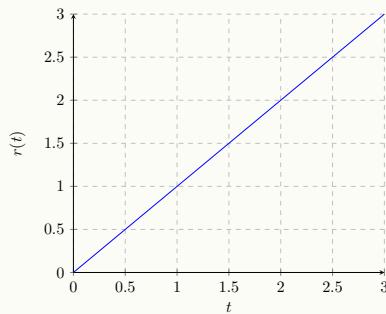
Si può ricavare facilmente l'equazione dello spostamento  $r$  in un lasso di tempo che va da  $t_0$  fissato, ad un  $t$  generico

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} = v &= v_0 \implies dr = v_0 dt \implies \int_{r(t_0)}^{r(t)} dr = \int_{t_0}^t v_0 dt \\ \int_{t_0}^t v_0 dt &= v_0 \int_{t_0}^t dt = v_0(t - t_0) \end{aligned}$$

Si ha che

$$r(t) = r(t_0) + v_0(t - t_0)$$

L'equazione che descrive il moto rettilineo uniforme è lineare



### 2.1.2 Uniformemente Accelerato

La caratteristica del moto uniformemente accelerato è quella di avere un accelerazione costante  $a = a_0$ , si avrà che

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} = a_0 &\implies dv = a_0 dt \implies \int_{v(t_0)}^{v(t)} dv = \int_{t_0}^t a_0 dt \implies \\ v(t) &= v(t_0) + a_0(t - t_0) \end{aligned}$$

Per semplicità, si definisce  $v_0 = v(t_0)$  la velocità iniziale. A questo punto, avendo nota l'equazione della velocità, si ricava la legge oraria, sia  $x_0 = x(x)$  la posizione iniziale

$$\frac{dx}{dt} = v \implies \int_{x_0}^{x(t)} dx = \int_{t_0}^t v dt = \int_{t_0}^t v_0 + a_0(t - t_0) dt = v_0 \int_{t_0}^t dt + a_0 \int_{t_0}^t (t - t_0) dt$$

Considero  $t' = t - t_0 \implies dt' = dt$

$$v_0 \int_{t_0}^t dt + a_0 \int_{t_0}^t (t - t_0) dt = v_0 \int_{t_0}^t dt + a_0 \int_0^{t-t_0} t' dt' = v_0(t - t_0) + \left[ \frac{1}{2} a_0 t' \right]_0^{t-t_0}$$

La soluzione oraria è quindi

$$x(t) = x_0 + v_0 \cdot (t - t_0) + \frac{1}{2} a_0 \cdot (t - t_0)^2$$

Essa risulta essere l'equazione della parabola, nel caso più semplice in cui la posizione iniziale è 0, ed il tempo iniziale pure, si ha

$$x(t) = \frac{1}{2} a_0 t^2$$

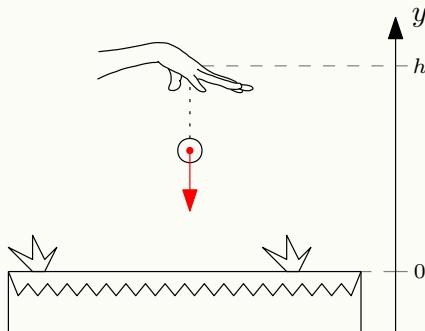
lo spazio percorso è proporzionale al tempo al quadrato.

### 2.1.3 Caduta dei Gravi

La caduta degli oggetti verso il suolo è descritta dal moto uniformemente accelerato. Ogni oggetto nel campo gravitazionale terrestre, all'altezza del mare, subisce un'accelerazione di gravità pari a

$$g \simeq 9.81 \text{ m/s}^2$$

diretta verso il centro della terra.



Definiamo un sistema di riferimento in cui il suolo rappresenta lo zero, ed un corpo viene lasciato cadere da un'altezza  $h$ . Per semplicità, il tempo iniziale  $t_0$  è uguale a 0.

La legge orario che descrive la posizione  $y$  dell'oggetto è la seguente

$$\begin{cases} y(t) = h - \frac{1}{2}gt^2 \\ v(t) = \frac{dy}{dt} = -gt \end{cases}$$

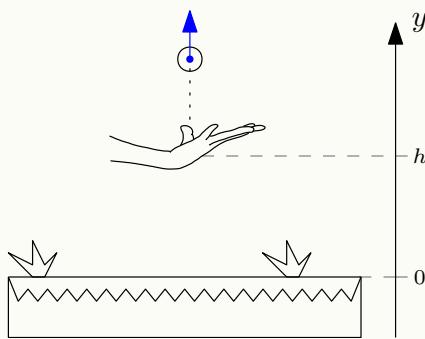
È possibile calcolare l'istante  $t^*$  in cui l'oggetto toccherà il suolo :

$$y(t^*) = 0 \implies h - \frac{1}{2}gt^{*2} = 0 \quad (2.1)$$

$$h = \frac{1}{2}gt^{*2} \quad (2.2)$$

$$2\frac{h}{g} = t^{*2} \quad (2.3)$$

$$t^* = \sqrt{2\frac{h}{g}} \quad (2.4)$$



Se l'oggetto venisse inizialmente lanciato verso l'alto, si avrebbe una velocità iniziale  $v_0$  diversa da zero. La forza di gravità agirà sulla velocità dell'oggetto, facendola diminuire fino a farla diventare negativa, facendolo ricadere verso il suolo.

L'equazione oraria sarebbe

$$\begin{cases} y(t) = h + v_0t - \frac{1}{2}gt^2 \\ v(t) = \frac{dy}{dt} = v_0 - gt \end{cases}$$

È possibile trovare il punto più alto raggiunto dal grave, esso sarà il punto in cui la velocità passerà da essere positiva (l'oggetto si allontana dal suolo) ad essere negativa (l'oggetto si avvicina al suolo), raggiungerà quindi il punto più alto nell'istante  $t^*$  in cui la velocità è nulla.

$$v(t^*) = 0 \implies v_0 - gt^* = 0 \implies t^* = \frac{v_0}{g}$$

La quota massima raggiunta sarà quindi

$$t(v_0/g) = h + v_0 v_0/g - \frac{1}{2} g (v_0/g)^2 = \quad (2.5)$$

$$h + \frac{v_0^2}{g} - \frac{v_0^2}{2g} = \quad (2.6)$$

$$h + \frac{1}{2} \frac{v_0^2}{g} \quad (2.7)$$

È possibile riscrivere l'equazione del moto uniformemente accelerato in funzione dello *spazio percorso* partendo da un punto  $x_0$

$$\begin{cases} x = x_0 + v_0 t + \frac{1}{2} a t^2 \\ v = v_0 + a t \end{cases} \implies x - x_0 = v_0 t + \frac{1}{2} (v - v_0) t \implies x - x_0 = \frac{1}{2} (v_0 + v) t$$

#### 2.1.4 Moto del Proiettile

Si vuole modellizzare la traiettoria di un proiettile, sparato con una certa angolazione, si considera quindi il piano cartesiano  $(x, y)$ , e la legge oraria sarà descritta da un vettore  $\bar{r}(t) = (x(t), y(t))$  che ne descrive lo spostamento sui due assi.

Il proiettile è soggetto a due forze, la prima è la velocità orizzontale, data al tempo  $t_0$  dallo sparo, la seconda è l'accelerazione di gravità, che gli conferisce una velocità verticale uniformemente accelerata. Denotiamo  $v_x$  e  $v_y$  le due velocità,  $(x_0, y_0)$  la posizione iniziale, e  $(v_{y0}, v_{x0})$  la velocità iniziale. Per semplicità, l'istante di inizio sarà 0.

$$\begin{cases} y(t) = y_0 + v_{y0} t - \frac{1}{2} g t^2 \\ v_y(t) = v_{y0} - g t \end{cases} \quad \text{verticalmente}$$

$$x(t) = x_0 + v_{x0} t \quad \text{orizzontalmente}$$

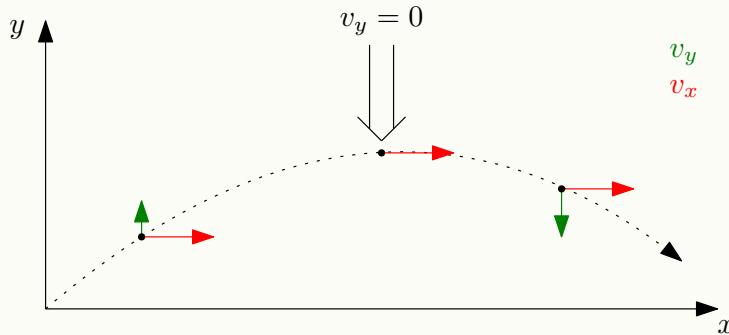


Figura 2.2: moto del proiettile

L'altezza massima si ha nell'istante  $t^*$  in cui  $v_y(t^*) = 0 \implies t^* = \frac{v_{y0}}{g}$ . Con il termine *gittata*, si intende la distanza  $R$  percorsa dal proiettile orizzontalmente, essa è uguale a  $R = v_{x0} \cdot t_{tot}$ , dove  $t_{tot}$  è l'istante in cui il proiettile raggiunge il suolo, terminando la traiettoria e vale  $t_{tot} = 2 \frac{v_{y0}}{g}$ .

$$R = v_{x0} \cdot 2 \frac{v_{y0}}{g}$$

La velocità totale iniziale del proiettile, risulta essere

$$v_0 = \sqrt{v_{x0}^2 + v_{y0}^2}$$

Si può esprimere la gittata in funzione dell'angolo  $\theta$  in cui si lancia il proiettile rispetto l'asse delle ascisse

$$R(\theta) = \frac{2 v_0^2 \sin(\theta) \cos(\theta)}{g}$$

A tal punto, si vuole esprimere l'angolo  $\theta$  che massimizza la gittata. Essendo che  $R(\theta)$  descrive la variazione della gittata al variare di  $\theta$ , è necessario trovare l'angolo in cui la derivata di  $R$  si annulla, si considera

$$\frac{dR}{d\theta} = \frac{2v_0^2}{g}(\cos^2(\theta) - \sin^2(\theta))$$

Si pone a zero e si risolve per  $\theta$

$$\frac{2v_0^2}{g}(\cos^2(\theta) - \sin^2(\theta)) = 0 \implies (\cos^2(\theta) - \sin^2(\theta)) = 0 \quad (2.8)$$

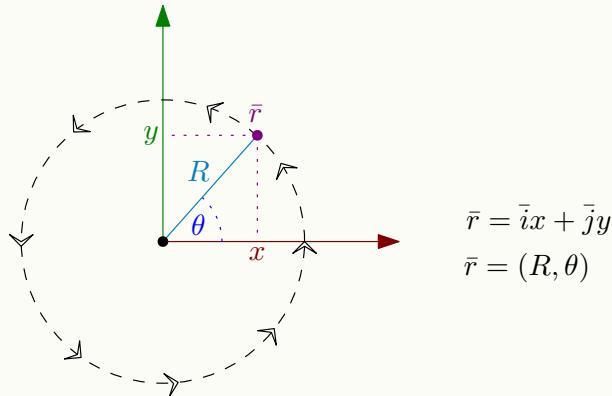
$$(\cos^2(\theta) - \sin^2(\theta)) = 0 \implies \cos^2(\theta) = \sin^2(\theta) \quad (2.9)$$

$$\cos^2(\theta) = \sin^2(\theta) \implies \theta = \frac{\pi}{4} = 45^\circ \quad (2.10)$$

$$\theta = \frac{\pi}{4} = 45^\circ \quad (2.11)$$

### 2.1.5 Moto Circolare Uniforme

Si vuole descrivere il moto di un corpo, che rotea attorno ad un centro il cui modulo della velocità è costante. È importante specificare che il modulo sia costante, in quanto la velocità costante indica una non-variazione della direzione, invece nel moto circolare, la direzione cambia nel tempo, quindi vi sarà un accelerazione non nulla.



Sia  $\bar{v}$  la velocità, essendo il modulo costante, denoteremo  $|\bar{v}| = v_0$ . Si considera ora la velocità scalare  $s$ , di cui si ricorda

$$\frac{ds}{dt} = v_0$$

Inoltre, sapendo che  $\frac{s}{R} = \theta$ , si pone

$$\frac{ds}{R} = d\theta \implies \frac{ds}{dt} = R \cdot \frac{d\theta}{dt} = v_0$$

Denotiamo  $\omega = \frac{d\theta}{dt}$ , tale termine descrive la variazione dell'angolo nel tempo ed è denominato **velocità angolare**. Il fatto che la velocità dipenda dal raggio  $R$ , descrive il fatto che a parità di velocità angolare, un oggetto che si muove su un cerchio di raggio minore va meno veloce.

$$\frac{d\theta}{dt} = \omega \qquad \frac{ds}{dt} = R\omega \qquad v_0 = R\omega$$

La velocità angolare si misura in radianti al secondo, essendo i radianti adimensionali, l'unità di misura è  $1/s = 1 Hz$ , detta anche *frequenza*. Si può esprimere anche  $\omega = \frac{2\pi}{t}$  dove  $t$  rappresenta il tempo impiegato per fare un giro intero, detto anche *periodo*. Si pone la frequenza  $\frac{1}{t} = \nu$  e si ha

$$\frac{2\pi}{t} 1/s = 2\pi\nu \text{ Hz}$$

Si ha quindi la velocità angolare  $\omega$ , si vuole però rappresentare il vettore velocità  $\bar{v}$ , serve prima definire il vettore velocità angolare  $\bar{\omega}$ , ossia un vettore il cui modulo è uguale alla velocità angolare

$$|\bar{\omega}| = \omega = \frac{v}{R}$$

Il vettore  $\omega$ , essendo che deve rappresentare una rotazione, deve definire

- la velocità di rotazione
- il piano di rotazione
- il verso della rotazione

Un piano, può essere definito dal suo *vettore normale*, ossia il vettore ortogonale ai due vettori le cui combinazioni lineari generano tutti i punti del piano. Inoltre, il verso di tale vettore, definisce anche il verso di rotazione.

$$\bar{\omega} \times \bar{r} = \bar{v}$$

rispetta infatti

$$|\bar{\omega} \times \bar{r}| = |\bar{v}| \implies \omega R = v$$

Si ricordi che il vettore spostamento si muove sempre sul cerchio di raggio  $R$ , per questo  $\bar{r} = R$ .

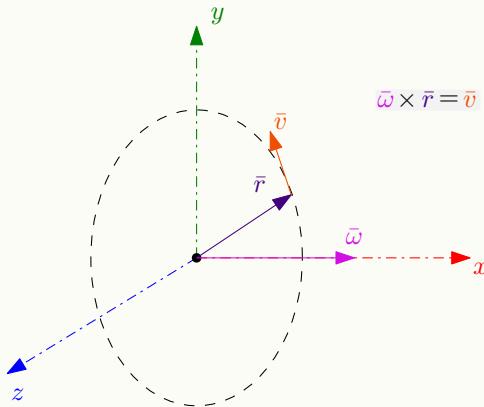


Figura 2.3: vettore velocità angolare

Per convenzione, la rotazione avviene in senso antiorario intorno al vettore, se lo si osserva dal punto diretto dal suo verso.

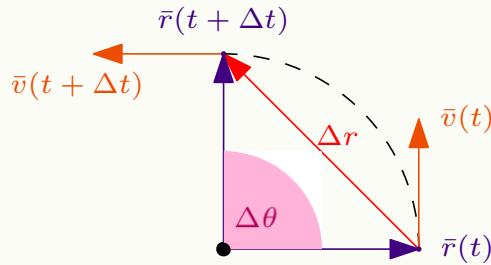


Una volta stabilito il vettore velocità, si vuole trovare l'accelerazione, derivandola

$$\bar{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \bar{v}}{\Delta t}$$

Definiamo  $\Delta\theta$  l'angolo formato dal vettore  $\bar{r}(t + \Delta t)$  con il vettore  $\bar{r}(t)$ , definisce la variazione dell'angolo nel tempo, è chiaro che se  $\Delta t \rightarrow 0$  allora  $\Delta\theta \rightarrow 0$ .

Differentemente, il vettore  $\Delta \bar{v} = \bar{v}(t + \Delta t) - \bar{v}(t)$ , tende a puntare al centro del cerchio attorno a cui il punto rotea. Trovata la sua direzione, se ne vuole stabilire l'intensità, ossia il suo modulo  $|\bar{a}| = a$ .



Se  $\Delta t$  tende a zero, l'arco di curva è approssimabile ad una retta fra i due punti, che sappiamo essere di lunghezza  $|\Delta \bar{r}| = \Delta r$ , inoltre, il rapporto fra quest'ultimo ed il raggio è proprio uguale all'angolo, quindi

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta r}{R} = \Delta\theta$$

Inoltre, anche considerando il vettore  $\Delta \bar{v}$ , esso rispetto al vettore velocità permette di trovare il medesimo angolo

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \bar{v}}{v} = \Delta\theta$$

Quindi

$$|\Delta \bar{v}| = v \Delta\theta = \frac{\Delta r}{R} v$$

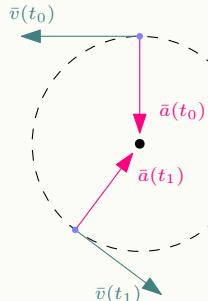
Indicando con  $v$  il modulo di  $\bar{v}$ , si ha che

$$a = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v}{R} \frac{\Delta r}{\Delta t}$$

Appare come secondo termine proprio la derivata dello spostamento

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v}{R} \frac{\Delta r}{\Delta t} = \frac{v}{R} \left( \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta r}{\Delta t} \right) \Rightarrow$$

$$\boxed{|\bar{a}| = a = \frac{v^2}{R} = \omega^2 R}$$



Si ricordi come il vettore accelerazione può essere scritto come somma di due componenti che rappresentano l'accelerazione tangenziale, ossia la variazione del modulo della velocità, e l'**accelerazione normale**, che descrive il variare della direzione della velocità. Nel caso del moto rettilineo uniforme, l'accelerazione ha componente tangenziale nulla, è solo normale e diretta verso il centro del cerchio, ed ha intensità  $\frac{v^2}{R}$ .

Quando un moto di un punto  $\bar{r}$  segue una traiettoria curva (ma non circolare uniforme), preso un istante fissato  $t_0$ , l'accelerazione normale è diretta verso il centro del cerchio che approssima la curva nell'istante dato e che contenga  $\bar{r}(t_0)$ , come mostrato in figura 2.5.

A tal punto è possibile descrivere un moto qualsiasi definendo la sua accelerazione normale e tangenziale. Il moto circolare uniforme è il particolare caso in cui l'accelerazione tangenziale è nulla.

$$\begin{cases} \bar{v}(t) = \bar{\omega}(t) \times \bar{r}(t) \\ \bar{a}_t(t) = \frac{d\bar{\omega}}{dt}(t) |\bar{r}|(t) \text{ accelerazione tangenziale} \\ \bar{a}_n(t) = \frac{\bar{v}(t)^2}{\bar{r}(t)} \text{ accelerazione normale} \end{cases}$$

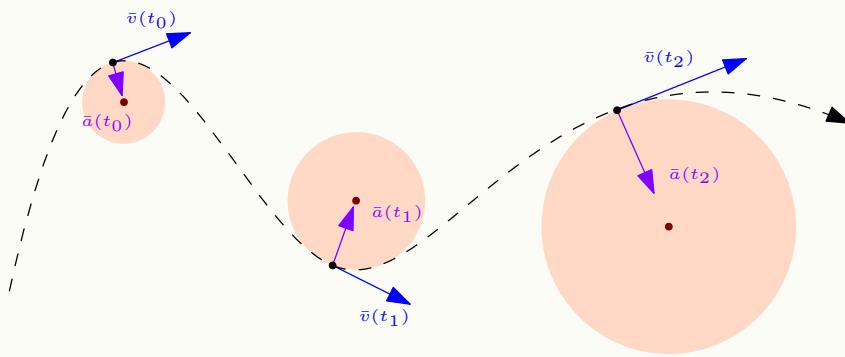
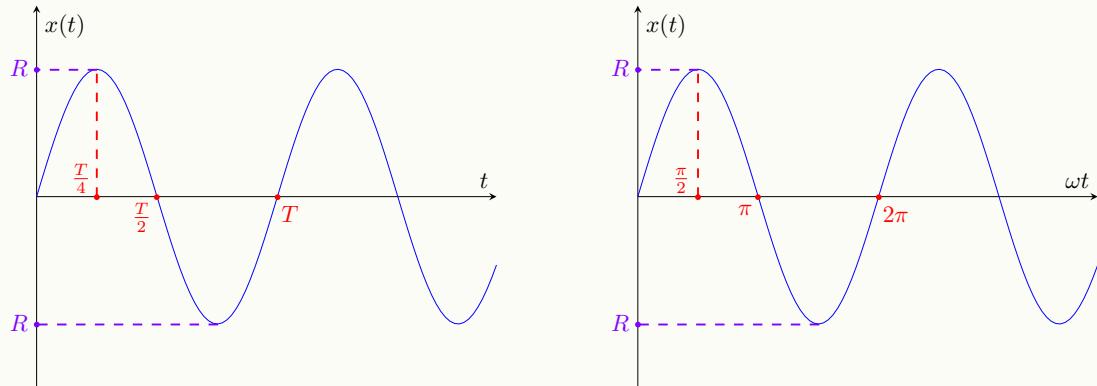


Figura 2.4: Cerchio osculatore

### 2.1.6 Moto Armonico

Il moto armonico vuole descrivere il comportamento oscillatorio e periodico di un punto. Si può descrivere come la proiezione su uno degli assi del moto circolare uniforme.

$$x(t) = R \cos(\theta(t)) = R \cos(\omega t)$$

Figura 2.5:  $x(t) = R \cos(\omega t)$ 

La costante  $R$  si chiama *ampiezza* del moto, mentre  $\omega$  si chiama *pulsazione*. La funzione  $x$  del moto è armonica di periodo  $T$ , ossia  $x(t+T) = x(t)$ . Essendo che l'argomento della funzione trigonometrica deve variare di  $2\pi$  si ha

$$\omega(t+T) - \omega t = 2\pi \implies \omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$$

Si definisce  $\nu = \frac{1}{T}$  una nuova grandezza denominata *frequenza* di moto.

Si vuole trovare la velocità, ossia

$$v(t) = \frac{d}{dt} R \cos(\omega t) = -R\omega \sin(\omega t)$$

La velocità massima si ha in  $-R\omega \sin(\omega t) = 0 \implies \sin(\omega t) = 0$ , ossia nei punti in cui  $x$  incontra l'asse delle ascisse. L'accelerazione vale

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt} (-R\omega \sin(\omega t)) = -R\omega^2 \cos(\omega t) = -\omega^2 x(t)$$

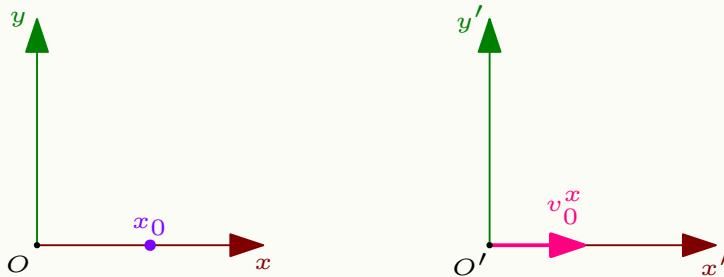
Si noti come l'accelerazione dipende dalla posizione, la sua forza è proprio opposta ad essa, si dice infatti che il moto oscillatorio è dettato da una *forza di richiamo*.



## 2.2 Moti Relativi

La velocità è relativa, le caratteristiche di un punto sono legate al suo sistema di riferimento, e al suo sistema di coordinate. Il moto di un punto può essere osservato diversamente da due sistemi di riferimento differenti.

Si considerino due sistemi di riferimento  $O$  e  $O'$ , per semplicità, siano il piano cartesiano, di coordinate (rispettivamente)  $x, y$  e  $x', y'$ . Supponiamo inoltre, che all'origine dei tempi, essi si trovino nella stessa posizione, e che il sistema  $O'$  si muova con velocità costante  $\bar{v} = (v_0^x, 0)$ .



Vi è poi un punto nello spazio, che secondo il sistema di riferimento  $O$ , è fermo, ed ha coordinate  $x_0$ . Si vuole trovare tale punto nel sistema di riferimento  $O'$ . Tale sistema, si allontana da  $O$  ad una velocità costante  $v_0^x$ , intuitivamente, avendo  $O$  una velocità "assoluta" nulla, vedrà allontanarsi il punto  $x_0$  a velocità  $v_0^x$ . La velocità è de facto relativa al sistema di riferimento, non esiste quindi una velocità assoluta, ma si sceglie arbitrariamente un sistema di riferimento da considerare fisso, l'altro sistema sarà detto "mobile", ed il moto in esso, sarà detto "relativo".

$$x'_0 = x_0 - v_0^x t$$

In generale, la formula per il *passaggio di coordinate* è la seguente

$$\begin{cases} x \\ y \\ z \\ t \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} x' = x - v_0^x t \\ y' = y - v_0^y t \\ z' = z - v_0^z t \\ t' = t \text{ il tempo è assoluto} \end{cases}$$

Dove  $\bar{v}_0 = (v_0^x, v_0^y, v_0^z)$  è la velocità del secondo sistema di riferimento.

Il moto del punto nel sistema di riferimento fisso, visto dal sistema di riferimento relativo, è detto *moto di trascinamento*, nell'esempio trattato, tale moto è una traslazione, si dice infatti moto di trascinamento traslatorio. Denoteremo

- $\bar{v}_a$  velocità assoluta
- $\bar{v}_r$  velocità relativa
- $\bar{v}_t$  velocità traslatoria

$$\bar{v}_a(t) = \bar{v}_r(t) + \bar{v}_t \quad \text{composizione delle velocità}$$

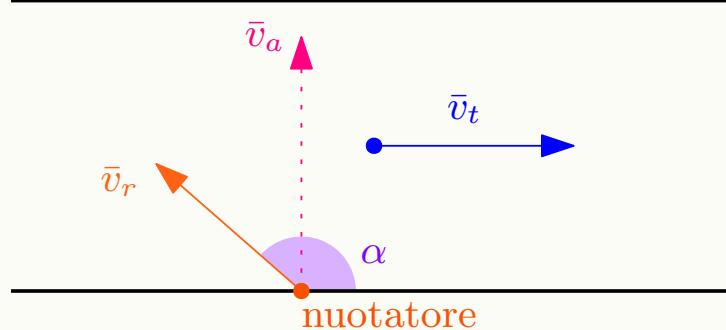
Ne consegue che

$$a_a(t) = \frac{d}{dt} v_a(t) = \frac{d}{dt} v_r(t) + v_t = a_r$$

Se la velocità è costante, l'accelerazione assoluta, come quella relativa risulterà nulla, in tale configurazione il sistema è detto **inerziale**.

**Esempio (nuotatore)** : Si consideri un fiume in cui una corrente spinge chiunque vi sia all'interno con una velocità costante  $\bar{v}_t$ , un nuotatore, vuole attraversare il fiume in linea retta, la sua velocità è  $\bar{v}_r$ , tale che  $|\bar{v}_r| > |\bar{v}_t|$ .

Partendo da una sponda, il nuotatore deve decidere in che direzione nuotare per far sì che la sua velocità si bilanci con la corrente del fiume, facendo risultare il suo moto assoluto  $\bar{v}_a$  in modo che attraversi il fiume in linea retta.



Si vuole trovare l'angolo  $\alpha$  fra la velocità relativa e quella di trascinamento per far sì che la velocità assoluta sull'asse delle parallelo alle sponde sia nulla.

$$v_r \sin(\alpha) = -v_t \implies \alpha = -\arcsin\left(\frac{v_t}{v_r}\right)$$

Si consideri ora un sistema non inerziale, ossia in cui la velocità di trascinamento dipende dal tempo

$$\bar{v}_a(t) = \bar{v}_r(t) + \bar{v}_t(t)$$

Ne consegue che l'accelerazione di trascinamento non è nulla.

$$\bar{a}_a = \bar{a}_r + \bar{a}_t + \bar{a}_c$$

Il termine  $\bar{a}_c$  risulta ambiguo, essa è detta *forza di Coriolis*, è una forza apparente (si tratteranno in seguito), e si manifesta quando il sistema di riferimento sta ruotando, si ha che

$$\bar{a}_c = 2\bar{\omega} \times \bar{v}_r$$

Dove  $\bar{\omega}$  è il vettore velocità angolare del sistema in rotazione. Un tipico esempio di manifestazione di tale accelerazione è il seguente : Ci si trova su una giostra che sta ruotando, si lancia un oggetto davanti a se, la traiettoria di tale oggetto non sarà dritta come voluto, ma curverà verso l'esterno della giostra.

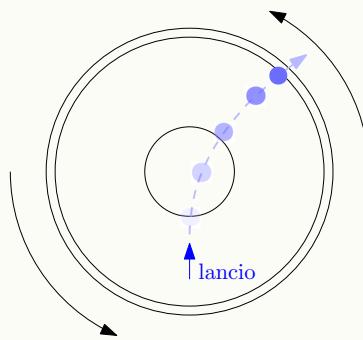


Figura 2.6: Forza di Coriolis

♪♪♪ ♪♪♪ ♪♪♪ ♪♪♪ ♪♪♪ ♪♪♪ ♪♪♪ ♪♪♪ ♪♪♪ ♪♪♪

## 2.3 Esercizi sul Punto Materiale

### Esercizio 1)

Un punto materiale si muove su una traiettoria rettilinea con un accelerazione  $a = -4t^m/s^2$ , all'istante  $t = 0$ , ha una velocità iniziale di  $v_0 = 2m/s$ . Quanto spazio percorrerà prima di fermarsi?

Si vuole trovare la legge della velocità

$$v(t) = \int_0^t a \, dt + v_0 = -2t^2 + v_0$$

La legge oraria dello spostamento sarà

$$s(t) = \int_0^t v \, dt = v_0 t - \frac{2}{3} t^3$$

Il punto si fermerà quando la velocità sarà uguale a zero, sia  $t_1$  l'istante in cui ciò avviene

$$v(t_1) = 0 \implies -2t_1^2 + v_0 = 0 \implies t_1 = \sqrt{\frac{v_0}{2}}$$

All'istante  $t_1$ , lo spazio percorso sarà

$$s(t_1) = v_0 t_1 - \frac{2}{3} t_1^3 = v_0 \sqrt{\frac{v_0}{2}} - \frac{2}{3} \left( \sqrt{\frac{v_0}{2}} \right)^3$$

Sapendo che  $v_0 = 2^m/s$

$$2\sqrt{\frac{2}{2}} - \frac{2}{3} \left( \sqrt{\frac{2}{2}} \right)^3 = \frac{4}{3} m$$

### Esercizio 2)

All'istante  $t = 0s$  un punto materiale parte da fermo e si mette in moto su una traiettoria circolare di raggio  $R = 225m$ , continua il suo moto fino all'istante  $t_1 = 10s$ , la velocità del punto, cresce linearmente con il tempo, e all'istante  $t_1$  lo spazio percorso è di  $150m$ . Si determini il modulo dell'accelerazione all'istante  $t_1$ .

Se la velocità cresce linearmente con il tempo, il suo modulo sarà del tipo

$$v(t) = v(0) + a_t t = 0 + a_t t = a_t t$$

dove con  $a_t$  si definisce l'accelerazione tangenziale. La legge dello spostamento è

$$s(t) = s(0) + \int_0^t a_t t dt = \frac{1}{2} a_t t^2$$

L'accelerazione tangenziale è quindi

$$a_t = 2 \frac{s(t)}{t^2}$$

All'istante  $t_1$ , l'accelerazione tangenziale sarà

$$a_t(t_1) = 2 \frac{s(t_1)}{(t_1)^2} = 2 \frac{150}{(10)^2} = 3^m/s^2$$

È nota la formula dell'accelerazione normale

$$a_n(t_1) = \frac{v(t_1)^2}{R} = \frac{v(10)^2}{225} = \frac{3 \cdot 10^2}{225} = \frac{900}{225} = 4^m/s^2$$

L'accelerazione sarà quindi

$$a(t_1) = \sqrt{a_t^2(t_1) + a_n^2(t_1)} = \sqrt{9 + 16} = 5^m/s^2$$

### Esercizio 3)

Un aereo vola con velocità costante  $v_0$ , seguendo una rotta rettilinea inclinata verso il basso di un angolo  $\alpha$  rispetto all'orizzonte. Se il pilota volesse centrare un bersaglio a terra sganciando una massa puntiforme da una quota  $h$ , a quale distanza  $d$  dal bersaglio dovrebbe sganciarla?

Ci si vuole assicurare che, la bomba, la cui velocità dipenderà da quella iniziale data dall'aereo, e dall'accelerazione di gravità, incroci l'asse delle ascisse nel punto del bersaglio, che dista  $d$  dall'aereo. Si vuole far sì che tale bomba percorrà una distanza  $d$  sull'asse delle ascisse, ed una distanza  $h$  sull'asse delle ordinate. La velocità  $\bar{v} = (v_x, v_y)$  di tale bomba risulta essere

$$\begin{cases} v_x(t) = v_0 \cos \alpha \\ v_y(t) = v_0 \sin \alpha + gt \end{cases}$$

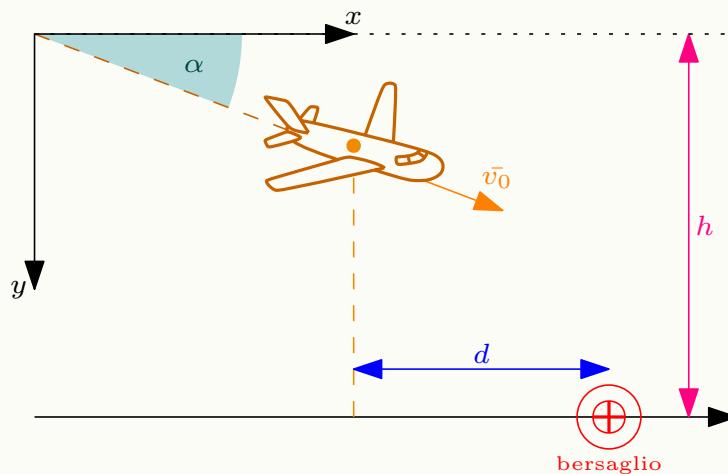


Figura 2.7: schema esercizio 3

Lo spostamento sarà rispettivamente

$$\begin{cases} x(t) = v_0 \cos \alpha t \\ y(t) = v_0 \sin \alpha + \frac{gt^2}{2} \end{cases}$$

Sia  $t^*$  l'istante in cui la bomba colpisce il bersaglio

$$x(t^*) = d = v_0 \cos \alpha t^*$$

$$y(t^*) = h = v_0 \sin \alpha + \frac{gt^{*2}}{2}$$

Si risolve il sistema per trovare tale istante

$$\begin{cases} v_0 \sin \alpha + \frac{gt^{*2}}{2} = h \\ v_0 \cos \alpha t^* = d \end{cases} \implies t^* = -\frac{v_0 \sin \alpha}{g} + \sqrt{\frac{v_0^2}{g^2} \sin^2 \alpha + \frac{2h}{g}}$$

Quindi

$$d = v_0 \cos \alpha \left( -\frac{v_0}{g} \sin \alpha + \sqrt{\frac{v_0^2}{g^2} \sin^2 \alpha + \frac{2h}{g}} \right)$$

## CAPITOLO

# 3

## DINAMICA

### 3.1 Forze

Newton considerò il principio di inersia e lo fece suo, definì i 3 principi della dinamica

#### Primo Principio

Lo stato naturale di un corpo in assenza di perturbazioni è quello di moto rettilineo uniforme

#### Secondo Principio

**Definizione :** Si definisce *quantità di moto* il prodotto della velocità di un corpo per la sua massa

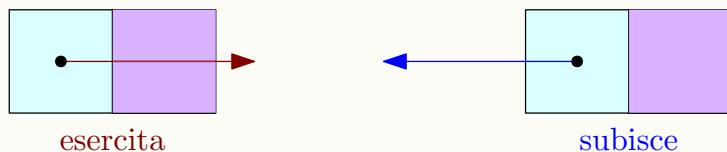
$$\bar{p} = m \cdot \bar{v}$$

Definiamo *forza* il fenomeno capace di perturbare i corpi, ed equivale alla derivata rispetto al tempo della quantità di moto.

$$\text{Forza} \quad \bar{F} = \frac{d\bar{p}}{dt} \quad \text{azione}$$

#### Terzo Principio

*Ad ogni azione corrisponde una reazione uguale e contraria.* Quando un corpo in un punto *A* esercita una forza su un altro corpo in un punto *B*, esso subisce una reazione uguale in intensità e diretta lungo la congiungente dei due punti.



$\bar{F}$  modellizza una generica forza, la massa  $m$  che compare nella sua formula è detta massa inerziale. Una forza di cui risente ogni abitante sulla terra è la forza peso

$$\bar{F} \equiv m_g \bar{g}$$

dove  $m_g$  è detta massa gravitazionale, nel caso in cui dovesse coincidere con quella inerziale, si avrebbe che  $\bar{a} = \bar{g}$ . La legge di gravitazione universale, da cui si ricava la forza peso, descrive la forza che attrae un corpo di massa  $m$  verso un altro di massa  $M$

$$\bar{F} = -G \frac{mM}{|\bar{r}|^2} \bar{r}$$

Dove  $\bar{r}$  è il vettore che congiunge i due corpi. La forza di gravità è quindi proporzionale alle masse dei corpi, e diminuisce con l'aumentare della distanza al quadrato.

### 3.1.1 Forza Elastica

Un'altra forza presente nella vita quotidiana è quella elastica, modellizza macroscopicamente, il comportamento di una molla.

$$\bar{F} = k(\bar{r} - \bar{r}_0)$$

Dove  $\bar{r}$  è la posizione del corpo che subisce la forza,  $\bar{r}_0$  è uno specifico punto nello spazio detto equilibrio, e  $k$  è una costante detta *costante di elasticità*, scriviamo nel caso unidimensionale

$$F = k \cdot (x - x_0)$$

Più ci si allontana dal punto di equilibrio, più la forza aumenta, ed essa è nulla proprio in tale punto. Si vuole descrivere il moto di un corpo soggetto a forza elastica. Per semplicità, si consideri  $x_0 = 0$

$$\begin{aligned} F &= -kx \\ F &= m \frac{d^2x}{dt^2} \implies \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{m}x = 0 \end{aligned}$$

La soluzione dell'equazione differenziale, ossia la legge oraria di un corpo soggetto a forza elastica, è la seguente

$$A \cos(\omega_0 t + \phi)$$

$A$  e  $\phi$  sono due costanti che dipendono dalle condizioni iniziali  $x(0)$  e  $v(0)$ . La relazione è la seguente

$$x(0) = A \cos \phi$$

La legge della velocità si ottiene derivando  $x$

$$v(t) = -A\omega_0 \sin(\omega_0 t + \phi)$$

Quindi

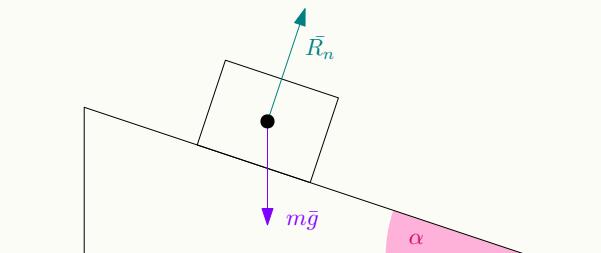
$$v(0) = -A\omega_0 \sin \phi \implies \frac{v(0)}{\omega_0} = -A \sin \phi$$

Si considerino i quadrati

$$\begin{cases} x(0)^2 = (A \cos \phi)^2 \\ (\frac{v(0)}{\omega_0})^2 = (-A \sin \phi)^2 \end{cases} \implies \begin{cases} \phi = -\arctan(\frac{v(0)}{\omega_0 x(0)}) \\ A = \sqrt{x(0)^2 + (\frac{v(0)}{\omega_0})^2} \end{cases}$$

### 3.1.2 Reazione Normale

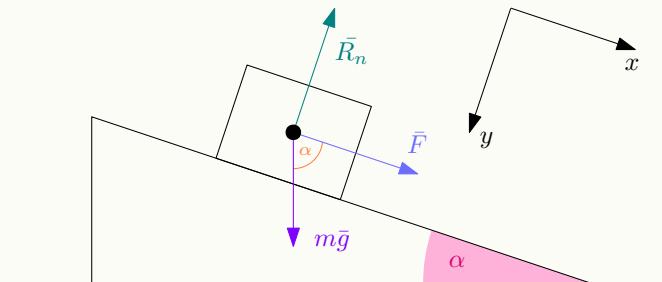
Si consideri un corpo di massa  $m$  posto su un piano inclinato di un angolo  $\alpha$  rispetto l'orizzonte (il cui attrito è nullo). Il corpo è soggetto alla forza peso, perché allora non sfonda il piano cadendo verso il centro della terra? Esso è soggetto ad una reazione normale  $\bar{R}_n$ , ossia una forza la cui direzione è la normale della superficie su cui poggia. Il piano costituisce un vincolo, si parla infatti di *reazione vincolare*.



Il corpo, sarà soggetto alla somma delle due forze

$$\bar{F} = m\bar{a} = m\bar{g} + \bar{R}_n$$

Tenedrà quindi ad accelerare lungo l'asse del piano, si vuole trovare il moto di tale corpo. Consideriamo un sistema di riferimento in cui l'asse delle  $y$  è parallela alla reazione normale, e l'asse delle  $x$  forma un angolo  $\alpha$  con l'orizzonte.



Si vuole quindi trovare l'accelerazione lungo  $x$ , bisogna proiettare entrambe le forze su tale asse. Come si può vedere dall'immagine, la reazione normale non esercita alcuna forza su tale asse, ma esclusivamente sull'asse delle  $y$

$$|\bar{R}_n| = \sin \alpha |\bar{R}_n|$$

in particolare, una forza che controbilancia quella peso, e fa sì che il suo spostamento sull'asse  $y$  sia nullo.

$$-m|\bar{g}| \sin \alpha + |\bar{R}_n| = 0$$

Lungo l'asse delle ascisse, la proiezione della forza sarà

$$F_x = mg \cos \alpha \implies ma_x = mg \cos \alpha = a_x = g \cos \alpha$$

A questo punto si può trovare il moto del corpo sull'asse delle  $x$

$$x(t) = \frac{1}{2}g \sin \alpha t^2$$

### 3.1.3 Attrito

Nell'esempio precedente del piano inclinato si è trascurato l'attrito, tale forza si manifesta a seguito di uno strisciamento fra due corpi, ed è dovuta all'asperità dei materiali a livello microscopico. È fondamentale considerarlo quando si devono calcolare le forze in una situazione reale.

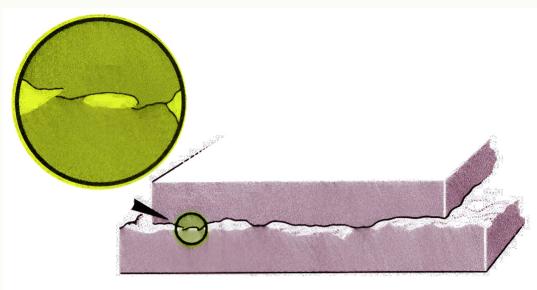


Figura 3.1: asperità dei materiali

L'attrito si presenta sotto due aspetti

- **attrito statico** : Forza esercitata su un corpo fermo su una superficie, che subisce una forza
- **attrito dinamico** : Forza esercitata su un corpo in movimento che si sposta strisciando su una superficie

La modellizzazione dell'attrito prevede tale suddivisione, quando un corpo su una superficie subisce una forza  $\bar{F}$ , è anche soggetto ad una forza di attrito statico  $\bar{F}_s$ , essa si oppone alla prima, de facto è uguale in intensità e direzione, ma il verso è contrario. Se la forza applicata varia, l'attrito varierà con essa.

In una situazione reale però, quando si spinge un oggetto, aumentando l'intensità il corpo inizierà a muoversi, esiste quindi una forza di soglia sotto il quale l'attrito statico vale, una volta raggiunta tale soglia, il corpo si muoverà, e sarà soggetto ad attrito dinamico. In generale, tale soglia è descritta da

$$F_s \leq \mu_s \cdot R_n$$

Dove  $R_n$  è il modulo della reazione normale che subisce il corpo che poggia sulla superficie, e  $\mu_s$  è il *coefficiente di attrito statico*, e dipende dal materiale dei corpi. Essendo tale attrito proporzionale alla reazione normale, risulta chiaro ora il perché gli oggetti posti su un piano inclinato necessitano di meno forza per essere spostati.

Quindi  $F_s$  è sempre uguale alla forza applicata sul corpo ma contraria di verso finché il suo modulo è minore di  $\mu_s \cdot R_n$ . Se tale modulo è maggiore, allora il corpo sarà soggetto ad un attrito dinamico  $\bar{F}_d$

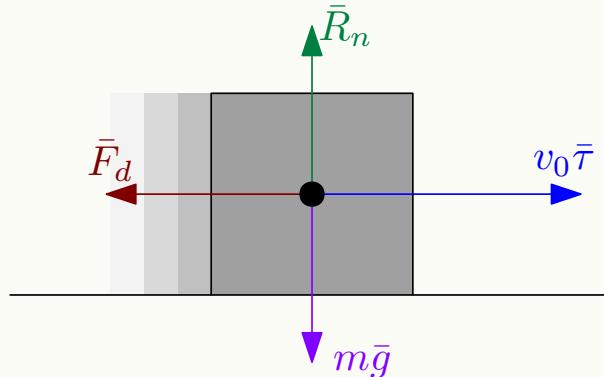
$$\bar{F}_d = -\mu_d \cdot R_n \cdot \bar{\tau}$$

$\mu_d$  è il coefficiente di attrito dinamico, tipicamente, per uno stesso materiale  $\mu_s > \mu_d$ .  $\bar{\tau}$  è il versore parallelo alla velocità del corpo che subisce tale attrito. La decelerazione che subirà il corpo che si muove su una superficie sarà

$$m\bar{a} = -\mu_d R_n \bar{\tau} \implies m\bar{a} = -\mu_d mg \bar{\tau} \implies |\bar{a}| = -\mu_d g$$

Nella formula, si è sostituito  $R_n$  ad  $mg$ , in quanto il modulo di tali forze è lo stesso, come già visto

$$R_n - mg = 0$$



Si noti come la decelerazione subita non dipende dalla massa del corpo, ma esclusivamente dalla reazione normale e dalla costante di attrito dinamico. Si ricavano le leggi della velocità e dello spostamento (nel caso unidimensionale)

$$v = v_0 - \mu_d g t$$

$$x = v_0 t - \frac{1}{2} \mu_d g t^2$$

Il corpo si fermerà nell'istante  $t_1$  in cui  $v(t_1) = 0$

$$v(t_1) = 0 \implies v_0 - \mu_d g t_1 = 0 \implies t_1 = \frac{v_0}{\mu_d g}$$

E lo spazio percorso sarà

$$x(t_1) = v_0 t_1 - \frac{1}{2} \mu_d g t_1^2 = v_0 \left( \frac{v_0}{\mu_d g} \right) - \frac{1}{2} \mu_d g \left( \frac{v_0}{\mu_d g} \right)^2 = \frac{v_0^2}{2 \mu_d g}$$

### Misuratore di Attrito

Il seguente esempio, mostra com'è possibile sfruttare un piano inclinato, la cui inclinazione  $\alpha$  è variabile, per misurare la costante di attrito statico e dinamico di un corpo. Supponiamo quindi, di posare un corpo su tale piano, la cui inclinazione iniziale è nulla. Cominciando a sollevare il piano (variando  $\alpha$ ), il corpo rimarrà in uno stato di quiete, finché non avrà forza a sufficienza da superare l'attrito statico. Tale soglia equivale a

$$mg \sin \alpha$$

L'attrito statico è limitato da tale valore, sia  $\alpha_1$  il massimo valore dell'angolo per cui il corpo non si muove, in tal caso si ha

$$mg \sin \alpha_1 = \mu_s mg \cos \alpha_1 \implies \mu_s = \tan \alpha_1$$

Si consideri adesso l'insieme dei valori  $\alpha > \alpha_1$ , per cui il corpo si muove ed è soggetto ad attrito dinamico. In particolare la sua forza sarà

$$ma = m \sin \alpha - \mu_d R_n$$

Si varia l'angolo  $\alpha$  per trovare il punto in cui il corpo non subisce più accelerazione, ossia  $a = 0$ . Sia  $\alpha_2$  tale valore

$$mg \sin \alpha_2 - \mu_d R_n = 0$$

Si ricordi  $R_n = mg \cos \alpha_2$

$$mg \sin \alpha_2 = \mu_d mg \cos \alpha_2 \implies \mu_d = \tan \alpha_2$$

❀ ❀ ~ ❀ ❀ ~ ❀ ❀ ~ ❀ ❀ ~ ❀ ❀ ~ ❀ ❀ ~ ❀ ❀ ~ ❀ ❀ ~ ❀ ❀ ~ ❀ ❀ ~

## 3.2 Impulso e Lavoro

Si è visto come la dinamica permette di descrivere le equazioni del moto tramite le forze, in certi casi, non è chiara l'evoluzione nel tempo di una determinata forza, ma è comunque possibile avere informazioni globali sul suo comportamento grazie ad un'integrazione. Si consideri l'integrazione della forza nel tempo in un dato intervallo  $[t_1, t_2]$

$$\int_{t_1}^{t_2} \bar{F} dt$$

Le dimensioni sono espresse in  $mv$ , massa per velocità. Precisamente

$$\int_{t_1}^{t_2} \bar{F} dt = \quad (3.1)$$

$$\int_{t_1}^{t_2} m \frac{d\bar{v}}{dt} dt = \quad (3.2)$$

$$m \int_{\bar{v}_1}^{\bar{v}_2} d\bar{v} = m\bar{v}_2 - m\bar{v}_1 = \quad (3.3)$$

$$m(\bar{v}_2 - \bar{v}_1) \quad (3.4)$$

Risulta essere la variazione della quantità di moto, tale grandezza è nota come **impulso**

$$\text{↗} \quad I = \Delta \bar{p} \quad \text{↗}$$

Se la forza non è nota analiticamente, è possibile considerare la *forza media* come il rapporto fra l'impulso e la variazione nel tempo, sia  $t_2 = t_1 + \Delta t$

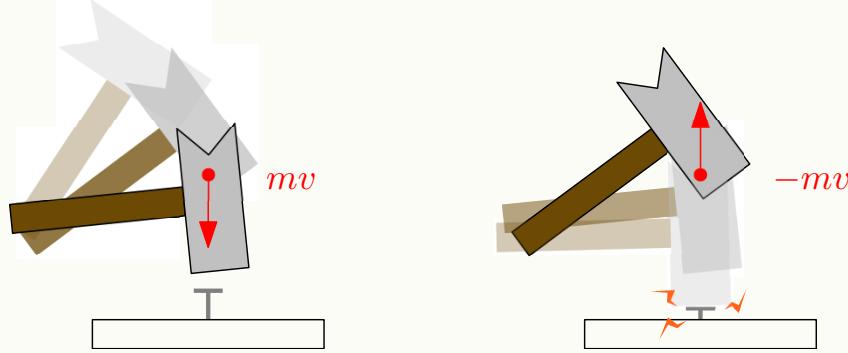
$$\frac{I}{\Delta t} = \frac{\Delta \bar{p}}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_1}^{t_2} \bar{F} dt$$

Risulta utile nella descrizione dei fenomeni che agiscono in un breve lasso di tempo con una certa intensità, come gli urti, dette forze impulsive.

**Esempio :** Quando si vuole inserire un chiodo in una tavola di legno, si colpisce con un martello il chiodo. Se provassimo a salire sul chiodo applicheremmo una forza pari al nostro peso, che è di gran

lunga superiore al peso del martello, ciònonostante, il chiodo non entrerebbe nella fessura, la forza non sarebbe necessaria.

Quanta forza viene trasmessa allora al colpo del chiodo sul martello? Supponiamo che il chiodo non assorba forza, e la rifletta completamente, ciò significa che rifletterà una quantità di moto pari alla quantità di moto applicata. Sia  $mv$  la quantità di moto iniziale, il martello una volta colpito il chiodo avrà una quantità di moto  $-mv$ , la differenza sarà quindi  $\Delta p = 2mv$ .



Supponiamo che il martello pesi  $0.5\text{kg}$ , che arrivi sul chiodo ad una velocità pari a  $5\frac{\text{m}}{\text{s}}$ , la sua quantità di moto sarà quindi  $0.5 \cdot 5 = 2.5\text{kg}\frac{\text{m}}{\text{s}}$ . L'evoluzione della forza nel tempo in cui colpisce il chiodo non è nota, ma è possibile stabilire la forza media tramite l'espressione  $\frac{\Delta p}{\Delta t}$ , supponiamo che il lasso di tempo in cui il martello colpisce il chiodo sia di  $10^{-3}\text{s}$ . Allora la forza media sarebbe

$$\frac{2.5}{10^{-3}}\text{kg}\frac{\text{m}}{\text{s}^2} = 2500\text{N}$$

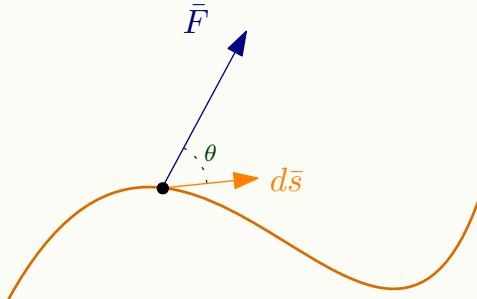
### 3.2.1 Lavoro ed Energia Potenziale

Quindi l'impulso deriva dall'integrazione della forza rispetto al tempo, essa può essere derivata anche rispetto allo spazio. Supponiamo che vi siano una curva che unisce i punti  $A$  e  $B$ , definiamo **lavoro** l'integrale

$$L = \int_A^B \bar{F} d\bar{s}$$

Dove  $d\bar{s}$  rappresenta lo spostamento infinitesimo lungo la curva, e  $\bar{F} d\bar{s}$  è il prodotto scalare, di cui

$$|\bar{F} d\bar{s}| = F ds \cos \theta$$



Le dimensioni del lavoro sono  $ml^2t^{-2}$ , l'unità di misura è il *joule* e si denota  $J$ . Il lavoro può essere descritto come segue (si assuma che la massa della forza sia costante)

$$L = \int_A^B \frac{dm\bar{v}}{dt} d\bar{s} = \quad (3.5)$$

$$\int_A^B m d\bar{v} \frac{d\bar{s}}{dt} \quad (3.6)$$

essendo  $\frac{d\bar{s}}{dt} = \bar{v}$

$$\int_A^B m\bar{v} d\bar{v} \quad (3.7)$$

Tralasciando momentaneamente l'espressione del lavoro, si noti come

$$\bar{v} \cdot \bar{v} = v^2 \text{ differenziando} \quad (3.8)$$

$$\bar{v}d\bar{v} + d\bar{v}\bar{v} = dv^2 \implies \quad (3.9)$$

$$2d\bar{v} \cdot \bar{v} = d\bar{v}\bar{v} = \frac{1}{2}dv^2 \quad (3.10)$$

quindi, tornando al lavoro

$$\int_A^B m\bar{v}d\bar{v} = \int_{v_1^2}^{v_2^2} dv^2$$

Dove  $v_1$  e  $v_2$  sono le velocità, rispettivamente, in  $A$  ed in  $B$  (velocità iniziale e velocità finale)

$$\int_{v_1^2}^{v_2^2} dv^2 = \frac{1}{2}mv_2^2 - \frac{1}{2}mv_1^2$$

Definiamo  $T = \frac{1}{2}mv^2$  **energia cinetica**, quindi

$$L = \Delta T$$

Il lavoro è *la variazione dell'energia cinetica*.

### 3.2.2 Forze Conservative

Vediamo ora una particolare classe di forze, ossia quelle *conservative*.

**Definizione :** Una forza è detta **conservativa** se il lavoro valutato su una curva fra due punti  $A$  e  $B$  è indipendente dal percorso considerato. Siano  $\delta_1$  e  $\delta_2$  due curve differenti, che però hanno entrambe  $A$  e  $B$  come punti di congiunzione,  $\bar{F}$  è conservativa se

$$\int_{\delta_1} \bar{F}d\bar{s} = \int_{\delta_2} \bar{F}d\bar{s}$$

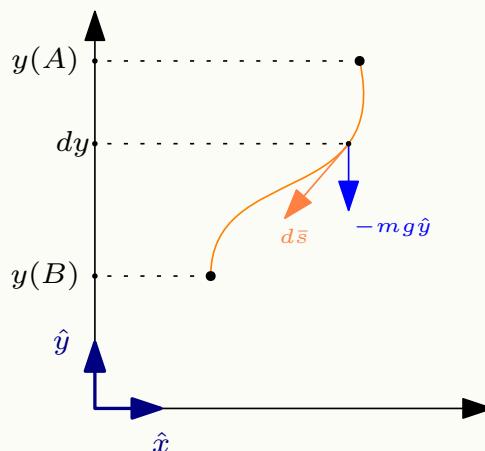
Un esempio di forza conservativa è la forza di gravità  $\bar{F}_g = m\bar{g}$ , che riscreveremo  $-mg\hat{y}$

$$L = \int_A^B -mg\hat{y}d\bar{s} = -mg \int_A^B \hat{y}d\bar{s}$$

Si consideri il termine  $\hat{y}d\bar{s}$ , il modulo di  $d\bar{s}$  è infinitesimo, mentre il modulo di  $\hat{y}$  è 1. Il loro prodotto scalare non è altro che lo spostamento infinitesimo lungo l'asse  $y$

$$-mg \int_A^B \hat{y}d\bar{s} = -mg \int_{y(A)}^{y(B)} dy$$

Definiamo  $y(A)$  come la coordinata  $y$  del punto  $A$ , analogo per  $y(B)$ .



$$-mg \int_{y(A)}^{y(B)} dy = mgy(A) - mgy(B)$$

Definiamo  $mgy = U(y)$  **energia potenziale**

$$L = -mg \int_{y(A)}^{y(B)} dy = U(A) - U(B) = -\Delta U$$

Nelle forze conservative, il lavoro su una curva che congiunge i punti  $A, B$  è pari alla differenza dell'energia potenziale calcolata sui due punti.

L'energia potenziale  $U$  è definita anche per le altre forze, non esclusivamente per la forza di gravità, che in tal caso è servita come esempio. La gravità è una forza *uniforme*

tutte le forze uniformi sono conservative

Anche la forza gravitazionale definita da Newton è conservativa

$$\bar{F}_G = -G \frac{Mm}{r^2} \hat{r}$$

Dove  $\hat{r}$  è il versore che va dal corpo di massa  $m$  a quello di massa  $M$ , ed  $r$  è la distanza fra i due corpi. Tale forza è detta *centrale*, in ogni punto è diretta verso un punto  $O$ , l'intensità dipende solamente dalla distanza  $r$  dal punto. Il lavoro su una curva che congiunge i punti  $A, B$  risulta essere

$$\int_A^B \bar{F}_G d\bar{s} = \int_A^B -G \frac{Mm}{r^2} \hat{r} d\bar{s} = -GMm \int_A^B \frac{\hat{r}}{r^2} d\bar{s}$$

$\hat{r}$  ed  $r^2$  non possono essere portati fuori dall'integrale dato che sono variabili e dipendono dalla posizione. Sia  $OP$  il vettore che va dal punto  $P$ , posizione del corpo soggetto alla forza, all'origine della forza  $O$ , ossia il vettore di lunghezza  $r$ . In tal caso si ridefinisce  $\hat{r} = \frac{OP}{|OP|}$ .

Sia  $F_G(r)$  il modulo della forza, esso dipende da  $r$ , tale che

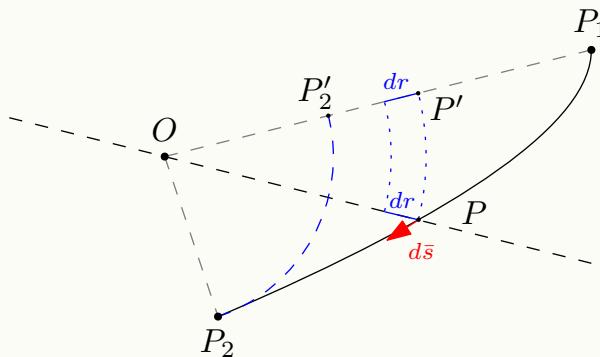
$$\bar{F}_G(r) = F_G(r) \hat{r}$$

Si consideri un percorso qualsiasi  $C$  che congiunga due punti  $P_1$  e  $P_2$ , in corrispondenza di uno spostamento infinitesimo  $d\bar{s}$  lungo tale percorso a partire da una posizione  $P$ , il lavoro infinitesimo sarà

$$dL = \bar{F}_G d\bar{s} = F_G(r) dr$$

Dove  $dr$  è la proiezione di  $d\bar{s}$  su  $OP$ .

$$\hat{r} \cdot d\bar{s} = dr$$



lo spostamento  $dr$  è  
indipendente dal percorso scelto

$$-GMm \int_A^B \frac{\hat{r}}{r^2} d\bar{s} = -GMm \int_{r_A}^{r_B} \frac{dr}{r^2}$$

Dove  $r_A$  ed  $r_B$  sono le distanze dall'origine dei punti  $A$  e  $B$

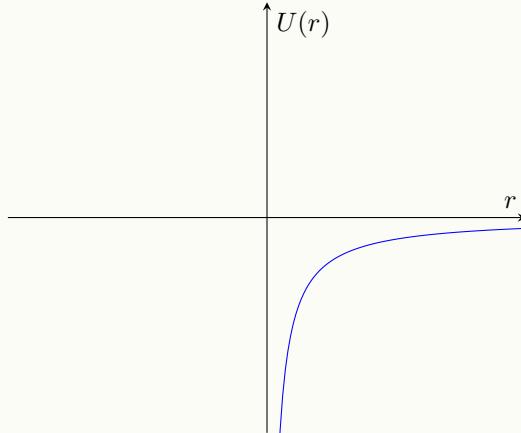
$$-GMm \int_{r_A}^{r_B} \frac{dr}{r^2} = GMm \frac{1}{r_B} - GMm \frac{1}{r_A}$$

$$U(r) = -\frac{GMm}{r} \quad \text{energia potenziale gravitazionale}$$

Inoltre

$$\lim_{r \rightarrow \infty} -\frac{GMm}{r} = 0 \implies U(\infty) = 0$$

La forza di gravitazione a distanza infinita non compie lavoro.



Anche la forza elastica è conservativa, consideriamo il caso unidimensionale (per semplicità, il punto di equilibrio è 0)

$$\begin{aligned} \bar{F} &= -kx\hat{x} \\ L &= -k \int_{x_1}^{x_2} x\hat{x}d\bar{s} = -k \int_{x_1}^{x_2} xdx = \frac{1}{2}k(x_1^2 - x_2^2) \\ U(x) &= \frac{1}{2}kx^2 \quad \text{energia potenziale elastica} \end{aligned}$$

Abbiamo definito il lavoro come

$$L = \Delta T$$

Ed il lavoro per le forze conservative come

$$L = -\Delta U$$

Perché le forze si dicono *conservative*? Se una forza è conservativa, si ha

$$\Delta T + \Delta U = 0 \implies \Delta(T + U) = 0$$

Si pone  $E_m = T + U$ , essa è detta **energia meccanica**, quindi

$$\Delta E_m = 0$$

Il nome "conservativo" deriva dal fatto che tali forze *conservano l'energia meccanica*, infatti la variazione di essa è nulla.

Si vuole calcolare l'energia meccanica totale di un corpo di massa  $m$  che si trova in un orbita circolare di un pianeta di massa  $M$  a distanza  $R$ , l'energia meccanica è la somma dell'energia potenziale e dell'energia cinetica.

$$U = -\frac{GmM}{R} \quad T = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{GMm}{2R} \implies E_{mecc} = \frac{GMm}{2R} - \frac{GmM}{R} = -\frac{GmM}{2R}$$

**Definizione ( velocità di fuga ) :** La velocità di fuga di un corpo, è la velocità necessaria (a partire da una distanza  $R$  dal corpo) per poter allontanarsi all'infinito con velocità zero.

Sia  $v_f$  tale velocità, l'energia cinetica del corpo deve egualare il potenziale gravitazionale

$$\frac{1}{2}mv_f^2 - \frac{GMm}{R} = 0 \implies v_f = \sqrt{\frac{2GM}{R}}$$

La velocità di fuga non dipende dalla massa del corpo che deve raggiungere l'infinito. Supponiamo di voler calcolare la velocità di fuga per il pianeta terra partendo dalla superficie

$$R = 6370\text{km} \simeq 6370000\text{m} \quad M \simeq 5.972 \cdot 10^{24}\text{kg} \quad G \simeq 6.67 \cdot 10^{-11}$$

$$v_f(\text{terra}) \simeq \sqrt{\frac{2 \cdot 6.67 \cdot 10^{-11} \cdot 5.972 \cdot 10^{24}}{6370000}} \simeq 11183\text{m/s}$$

Consideriamo un punto materiale soggetto a forze, esse possono essere conservative oppure non conservative, il lavoro totale sarà uguale alla somma dei lavori delle forze. Indichiamo con  $L_c$  la somma dei lavori delle forze conservative e con  $L_{nc}$  la somma dei lavori delle forze non conservative

$$L_{tot} = L_c + L_{nc}$$

Sappiamo essere uguale alla differenza dell'energia cinetica

$$L_c + L_{nc} = \Delta T$$

Sappiamo inoltre che il lavoro delle forze conservative è pari a  $-\Delta U$

$$-\Delta U + L_{nc} = \Delta T \implies L_{nc} = \Delta T + \Delta U = \Delta(T + U) = \Delta(E_{mecc})$$

Ne conseguono che

il lavoro totale svolto dalle forze non conservative è pari alla variazione dell'energia meccanica

**Esercizio :** Bisogna lanciare un razzo di massa  $m$  in orbita partendo dall'equatore, quant'è il lavoro totale che deve fare il motore?

Sappiamo che il lavoro del motore è

$$L_{mot} = \Delta(T + U) = (T_f - T_i) + (U_f - U_i)$$

L'energia cinetica iniziale è quella posta all'equatore, la velocità di rotazione è circa  $v_{eq} = 1674\text{km/h}$ , l'energia cinetica iniziale sarà quindi

$$T_i = \frac{1}{2}mv_{eq}^2$$

L'energia potenziale gravitazionale è nota, sia  $R_t$  il raggio della terra, e sia  $R$  la distanza dell'orbita dal centro

$$U_i = U(R_t) = -\frac{GM_{terra}m}{R_t}$$

$$U_f = U(R) = -\frac{GM_{terra}m}{R}$$

Per trovare l'energia cinetica finale  $T_f$  bisogna trovare la velocità necessaria per stare in orbita

$$v_{orb} = \sqrt{\frac{MG}{R}}$$

Quindi

$$T_f = \frac{1}{2}m\left(\sqrt{\frac{MG}{R}}\right)^2 = \frac{GMm}{2R}$$

Il lavoro totale del motore sarà quindi

$$L_{mot} = \frac{GMm}{2R} - \frac{1}{2}mv_{eq}^2 - \frac{GMm}{R} + \frac{GMm}{R_t}$$

### 3.2.3 Potenza

Per un essere umano medio, sollevare un peso di 10 kg non è un'impresa faticosa, a patto che il tempo in cui egli impiega per sollevarlo sia abbastanza lasco. Sarebbe impossibile per chiunque infatti, sollevare un peso di 10kg in un tempo pari a  $10^{-3}$  secondi, la potenza necessaria sarebbe troppo elevata.

**Definizione (Potenza) :** : Definiamo **potenza** la derivata del lavoro rispetto al tempo

$$\text{P} = \frac{dL}{dt}$$

Si misura in *Watt* :  $W = \frac{J}{s}$ . Ricordando che  $L = \int_{\delta} \bar{F} \cdot d\bar{s}$ , la potenza si può scrivere anche

$$P = \bar{F} \cdot \frac{d\bar{s}}{dt} = \bar{F} \cdot \bar{v}$$

Consideriamo un razzo nello spazio (assenza di attrito dell'aria), il cui motore fornisce una *potenza costante*  $P_0$ , in tal caso, qual'è il moto del razzo? La forza sarà pari a

$$F = \frac{P_0}{v}$$

Quindi

$$\frac{P_0}{v} = m \frac{dv}{dt}$$

Si risolve l'equazione differenziale

$$\int_0^t \frac{P_0}{m} dt = \int_{v(0)}^{v(t)} v dv \implies \frac{P_0}{m} t = \frac{v^2}{2} \implies v = \sqrt{\frac{2P_0}{m}} \sqrt{t}$$

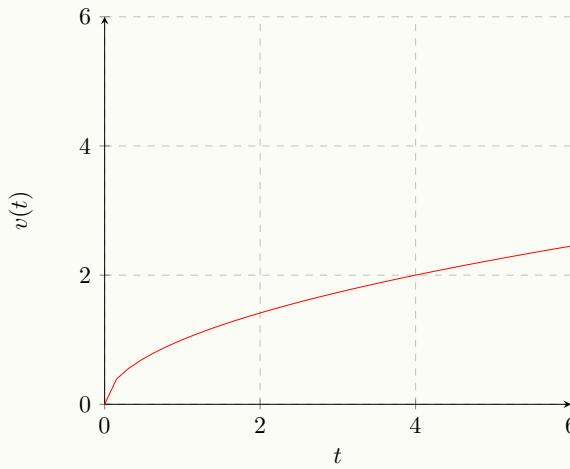


Figura 3.2: andamento della velocità a potenza costante

### Velocità Limite

La forza impressa dall'attrito dell'aria cresce di intensità insieme alla velocità del corpo che la subisce. Essa è modellizzabile come segue

$$\bar{F}_a = -\bar{v}b$$

Dove  $\bar{v}$  è la velocità del corpo che la subisce, e  $b$  è un coefficiente che dipende da vari fattori (ad esempio, la forma del corpo). Si consideri un oggetto che viene lasciato cadere da una certa altezza da fermo. Su di esso agiranno due forze : l'attrito dell'aria e la forza di gravità

$$\bar{F} = m\bar{g} - b\bar{v}$$

Per semplicità, si considera la forma scalare

$$m \frac{dv}{dt} = mg - bv$$

Si vuole risolvere l'equazione differenziale, per sostituzione, chiamo

$$x = mg - bv \implies dv = \frac{1}{b} dx$$

Quindi si ha

$$x = -\frac{m}{b} \frac{dx}{dt}$$

si integra

$$\begin{aligned} -\frac{b}{m} \int_0^t dt &= \int_{x(0)}^{x(t)} \frac{1}{x} dx \\ -\frac{b}{m} t &= \ln\left(\frac{t}{x(0)}\right) \\ x = x(0)e^{-\frac{b}{m}t} &\implies v = \frac{mg}{b}(1 - e^{-\frac{b}{m}t}) \end{aligned}$$

Per  $t \rightarrow \infty$  il termine dentro la parentesi tende ad 1, la velocità limite è  $\frac{mg}{b}$

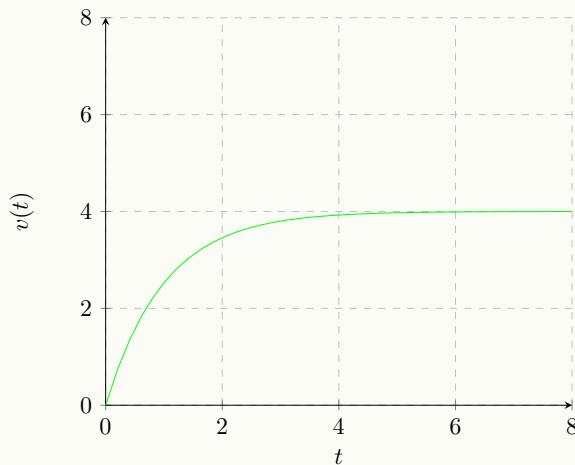


Figura 3.3: velocità limite (in questo caso è 4)

~\*~\*~\*~\*~\*~\*~\*~\*~\*~\*~\*~\*~

### 3.3 Forze Apparenti

Abbiamo visto come, le velocità si compongono in sistemi di riferimento diversi

$$v_a = v_r + v_t \text{ velocità assoluta, relativa e di trascinamento}$$

Per l'accelerazione

$$a_a = a_r + a_t + a_c \text{ l'ultimo termine è l'accelerazione di Coriolis}$$

Le leggi della dinamica sono valide nei sistemi di riferimento non inerziali

$$F = ma$$

In quelli non inerziali sono presenti le altre componenti dell'accelerazione

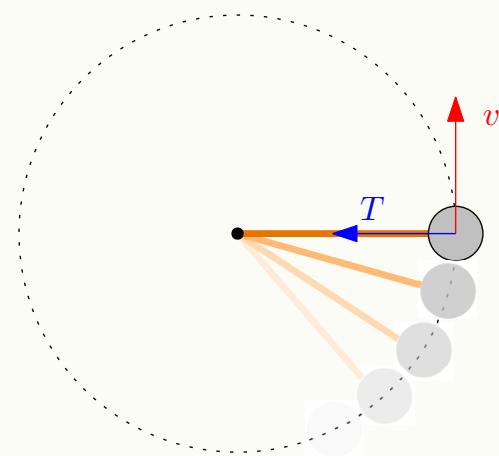
$$F = ma_a = ma_r + ma_t + ma_c$$

Ma in un sistema di riferimento non vi è alcuna forza visibile che determina le accelerazioni di trascinamento e di Coriolis. Definiamo la componente

$$ma_a$$

**forza reale**, in quanto è determinata da un accelerazione nel sistema di riferimento assoluto, le altre forze  $ma_t + ma_c$  sono dette **forze apparenti**, se presenti, si è necessariamente in un sistema di riferimento non inerziale. Il concetto verrà esplicitato nel seguente esempio.

Vi è una corda lunga  $R$  che tiene una pallina di massa  $m$  che sta ruotando a velocità tangenziale  $v$ . La corda applica una forza  $T$  sulla pallina detta tensione che impedisce che la pallina esca dalla traiettoria circolare.



Per far sì che la pallina non scappi, la corda deve esercitare una tensione  $T = m\frac{v^2}{R}$ . Si ipotizzi ora di prendere come sistema di riferimento la pallina : Ci si trova su di essa, e non si avverte nessuno spostamento, la velocità assoluta è nulla. Si nota però, che vi è la corda che sta esercitando una forza, quindi anche un'accelerazione, ma la forza percepita è nulla.

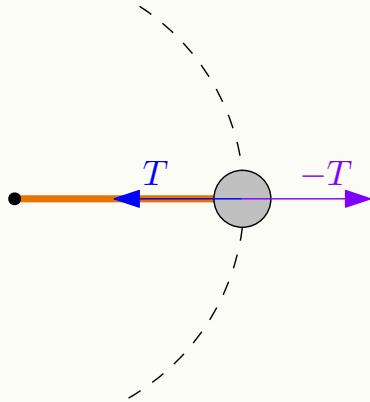
$$\mathbf{F} = \mathbf{0}$$

$$T = \frac{mv^2}{R} : \text{forza esercitata sulla pallina}$$

Deve necessariamente esistere una forza apparente  $F_{app}$  che controbilancia la tensione della corda

$$\frac{mv^2}{R} + F_{app} = 0 \implies F_{app} = -\frac{mv^2}{R}$$

La forza alla quale è soggetta la pallina è contraria alla tensione, spinge verso "l'esterno" della curva ed è la *forza centrifuga*.

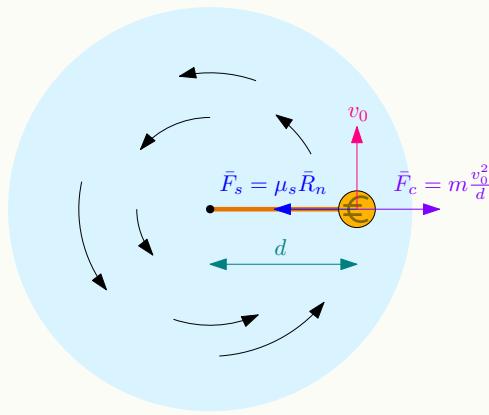


### Esercizio sulla forza centrifuga

Vi è una piattaforma circolare che ruota, sulla quale è riposta una moneta ad una distanza di  $R = 30\text{cm}$  dal centro della piattaforma. La piattaforma inizia ad accelerare, e la moneta risente dell'accelerazione, ma rimane ferma grazie all'attrito statico. Quando la piattaforma raggiunge una velocità tangenziale di  $50\text{cm/s}$ , la moneta si stacca dalla piattaforma. Si vuole trovare il coefficiente di attrito statico  $\mu_s$ .

Sulla moneta agiscono due forze, una forza centrifuga che tende a spostarla verso l'esterno, ed una forza di attrito statico che si oppone ad essa.

- attrito statico  $\bar{F}_s = \mu_s \bar{R}_n = \mu_s mg$
- forza centrifuga  $\bar{F}_c = m \frac{v_0^2}{d}$



Si risolve per l'attrito statico

$$\mu_s = m \frac{v_0^2}{dg}$$

La velocità alla quale la pallina parte e la distanza dal centro sono note

$$\mu_s = \frac{50 \text{ cm/s}}{30 \text{ cm} \cdot \text{g}^m/\text{s}^2} = \frac{5}{3} g$$

### Esercizio sul piano inclinato in movimento

Si consideri un piano inclinato (di angolo  $\alpha$  e di massa  $M$ ) in movimento su una superficie scabra di attrito  $\mu_d$ . Su di esso, è riposto un oggetto approssimabile ad un punto materiale di massa  $m$ . Il piano è spinto da una forza  $\bar{F}$ . Si vuole trovare il valore di  $\bar{F}$  per cui l'oggetto posto sul piano scivola su di esso a velocità costante. Il corpo risente di una forza apparente  $\bar{F}_{app} = m\bar{a}$ , se esso scivola a velocità costante,

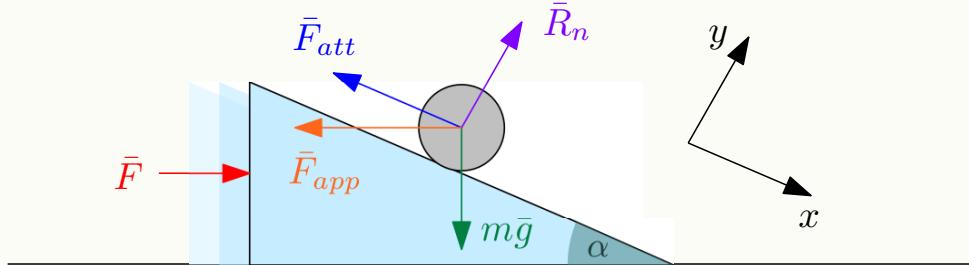


Figura 3.4: Diagramma delle forze subite dal corpo che scivola sul piano

la somma delle forze dovrà essere nulla

$$\bar{F}_{att} + m\bar{a} + \bar{R}_n + m\bar{g} = 0$$

Dato il sistema di riferimento mostrato in figura, si esegue la proiezione delle forze sugli assi

$$\begin{cases} -\mu_d R_n - ma \cos \alpha + mg \sin \alpha = 0 \\ R_n - ma \sin \alpha - mg \cos \alpha = 0 \end{cases} \quad (3.11)$$

$$\begin{cases} -\mu_d R_n - ma \cos \alpha + mg \sin \alpha = 0 \\ R_n = ma \sin \alpha + mg \cos \alpha \end{cases} \quad (3.12)$$

$$\begin{cases} -\mu_d(ma \sin \alpha + mg \cos \alpha) - ma \cos \alpha + mg \sin \alpha = 0 \\ R_n = ma \sin \alpha + mg \cos \alpha \end{cases} \quad (3.13)$$

$$-\mu_d(ma \sin \alpha + mg \cos \alpha) - ma \cos \alpha + mg \sin \alpha = 0 \quad (3.14)$$

$$-\mu_d ma \sin \alpha - \mu_d mg \cos \alpha - ma \cos \alpha + mg \sin \alpha = 0 \quad (3.15)$$

$$ma(-\mu_d \sin \alpha - \cos \alpha) - \mu_d mg \cos \alpha + mg \sin \alpha = 0 \quad (3.16)$$

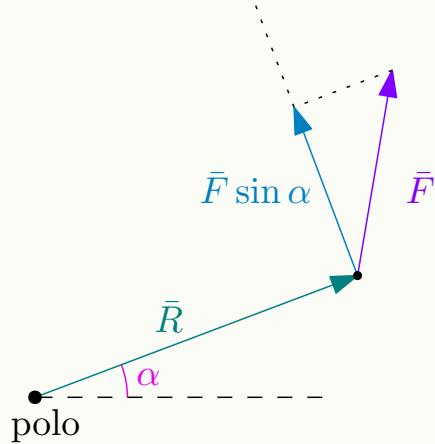
$$ma(-\mu_d \sin \alpha - \cos \alpha) = \mu_d mg \cos \alpha + mg \sin \alpha \quad (3.17)$$

$$ma = \frac{1}{(-\mu_d \sin \alpha - \cos \alpha)} \mu_d mg \cos \alpha + mg \sin \alpha \text{ sbagliato, da sistemare} \quad (3.18)$$



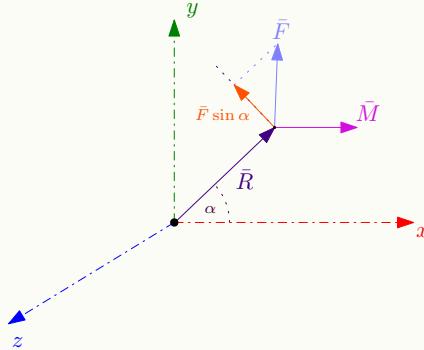
### 3.4 Momento

Si vuole modellizzare la rotazione di un corpo secondo le regole della dinamica, definiamo *polo* il punto intorno alla quale rotea il corpo. Una generica forza in presenza di un polo può essere rappresentata con due componenti.



La componente  $\bar{R}$  è il vettore che va dal polo al corpo su cui si applica la forza, l'altra componente è la proiezione della forza sul vettore ortogonale al vettore  $R$ . Dato un polo, definiamo il vettore

$$\bar{M} = \bar{R} \times \bar{F} \sin \alpha$$



Il vettore  $\bar{M}$  è detto **momento** e la sua direzione è normale al piano di rotazione, si misura in Newton per metro  $N \cdot m$ . Se dovessimo scriverlo in analogia con la formula della forza  $\bar{F} = m\bar{a}$ , si può scrivere

$$\bar{M} = \bar{R} \times \frac{d\bar{m}\bar{v}}{dt}$$

Si definisce **momento della quantità di moto** la grandezza

$$\bar{b} = \bar{R} \times m\bar{v}$$

Derivando il momento della quantità di moto si ha

$$\frac{d\bar{b}}{dt} = \frac{d}{dt} \bar{R} \times m\bar{v} = \frac{d}{dt} \bar{R} \times m\bar{v} + \bar{R} \times \frac{d}{dt} m\bar{v} = \frac{d}{dt} \bar{R} \times m\bar{v} + \bar{M}$$

quindi

$$\bar{M} = \frac{d\bar{b}}{dt} - \frac{d\bar{R}}{dt} \times m\bar{v}$$

Il vettore  $\bar{R}$  indica la distanza assoluta fra il polo ed il corpo, tale distanza dipende dalla posizione del polo (distanza di trascinamento) e dalla posizione del corpo (distanza relativa).

$$\bar{R} = \bar{R}_r + \bar{R}_t$$

quindi

$$\frac{d\bar{R}}{dt} = \frac{d\bar{R}_r}{dt} + \frac{d\bar{R}_t}{dt} = \bar{v} - \bar{v}_0$$

Indichiamo con  $\bar{v}$  la velocità del corpo e con  $\bar{v}_0$  la velocità del polo, il momento si può quindi riscrivere

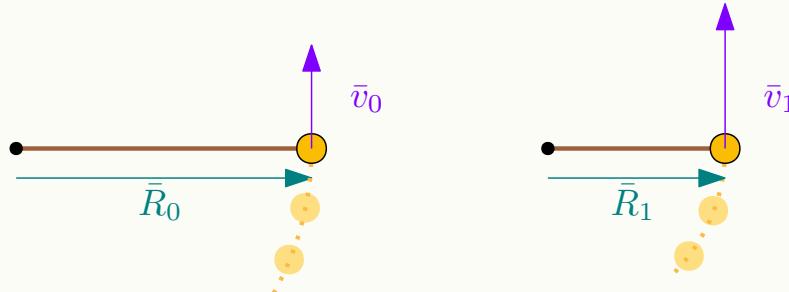
$$\bar{M} = \frac{d\bar{b}}{dt} - \frac{d\bar{R}}{dt} \times m\bar{v} \implies$$

$$\bar{M} = \frac{d\bar{b}}{dt} - (\bar{v} - \bar{v}_0) \times m\bar{v} = \frac{d\bar{b}}{dt} - \bar{v} \times m\bar{v} + \bar{v}_0 \times m\bar{v}$$

quindi

$$\bar{M} = \frac{d\bar{b}}{dt} + \bar{v}_0 \times m\bar{v} = \frac{d\bar{b}}{dt} + \bar{v}_0 \times \bar{p}$$

Il momento della quantità di moto  $\bar{b}$  *si conserva*, si consideri una sfera attaccata ad una corda che ruota attorno ad un polo al tempo  $t_0$ , esso avrà una quantità di moto di modulo  $|\bar{b}_0| = R_0 m v_0$ . Si ipotizzi che al tempo  $t_1$  la corda si sia accorciata, avvicinando la pallina al polo, essa ha quindi subito una forza  $\bar{T}$  diretta verso il polo, il modulo del momento della quantità di moto sarà ora  $|\bar{b}_1| = R_1 m v_1$  con  $R_0 > R_1$ . Essendo  $\bar{T}$  parallela al vettore  $\bar{R}(t)$ , non influisce sul momento.



$$R_0 m v_0 = R_1 m v_1 \implies R_0 v_0 = R_1 v_1 \implies v_1 = \frac{R_0}{R_1}$$

Il momento non cambia dato che il momento di  $\bar{T}$  rispetto al polo è nullo  $\bar{T} \times \bar{R} = 0$ , ma variando la distanza, dovrà aumentare la velocità di rotazione.

La velocità tangenziale di un corpo che rotea attorno ad un polo può essere espressa come  $\bar{v} = \bar{\omega} \times \bar{R}$ , quindi si ha

$$\bar{b} = \bar{R} \times m\bar{\omega} \times \bar{R} = m\bar{R}^2\bar{\omega} = I\bar{\omega}$$

Definiamo  $(mR^2)$  **momento di inerzia**.

$$\bar{M} = \frac{d\bar{b}}{dt} = \frac{d}{dt}(I\bar{\omega})$$

Assumendo che  $I$  sia costante (la massa non varia e la distanza dal polo è sempre la stessa)

$$\bar{M} = I\dot{\bar{\omega}}$$

### Seconda legge di Keplero

La seconda legge di Keplero afferma che, in un'orbita ellittica, a parità di aree formate dagli archi percorsi sull'ellisse, il tempo impiegato per percorrerli è identico.

Si osservi l'immagine 3.5, se l'area  $A_1$  coincide con l'area  $A_2$ , allora il corpo in orbita sull'ellisse impiegherà lo stesso tempo per percorrere gli archi  $a_1$  e  $a_2$ .

Definiamo la **velocità aereaolare** il rapporto fra l'area della sezione di ellisse data da un arco percorso ed il tempo per percorrere l'arco.

$$A = \frac{\text{area}}{t}$$

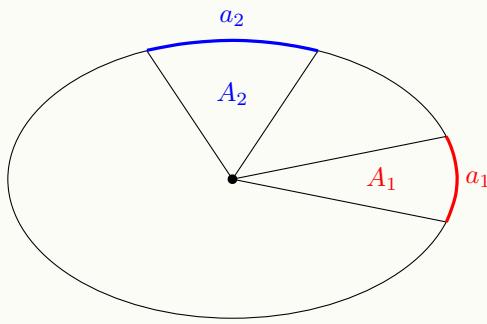
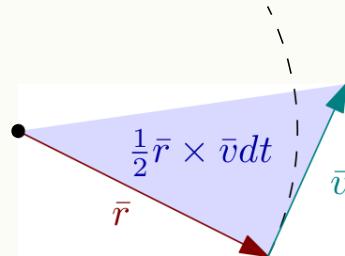


Figura 3.5: Aree percorse

Si consideri uno spostamento infinitesimo in un tempo  $dt$  sul percorso, in tal caso, l'arco è approssimabile ad una retta, l'area percorsa è quindi uguale alla metà dell'area del rombo composta dal vettore spostamento con il vettore velocità.

$$dA = \bar{r} \times \bar{v} dt$$



Ma  $\bar{r} \times \bar{v}$  è proprio il momento della quantità di moto  $\bar{b}$

$$dA = \bar{b} dt$$

Si divide per  $dt$

$$\frac{dA}{dt} = \bar{b}$$

Ma il momento della quantità di moto si conserva, quindi la derivata della velocità aereolare è costante.

~~\*~ ~~~\*~ ~~~\*~ ~~~\*~ ~~~\*~ ~~~\*~ ~~~\*~ ~~~\*~ ~~~\*~

### 3.5 Sistemi di Punti Materiali

Consideriamo un sistema in cui sono presenti  $n$  punti materiali, ogni singolo punto  $i$ -esimo ha una massa  $m_i$  ed una velocità  $v_i$ . Il moto di ogni punto del sistema è descritto dalle equazioni

$$\begin{cases} F_1 = m_1 a_1 \\ F_2 = m_2 a_2 \\ \vdots \\ F_n = m_n a_n \end{cases}$$

Descrivere il moto di ogni singolo punto è molto complicato, ogni punto può generare forze che interagiscono con i restanti punti (ad esempio, cariche positive su negative) e trovare una soluzione analitica dei moti di ogni punto è impossibile. Si applicano quindi opportune semplificazioni, innanzitutto è possibile scrivere

$$\sum_{i=1}^n F_i = \sum_{i=1}^n m_i a_i$$

Conviene dividere le forze in forze esterne (derivanti dall'esterno del sistema, ad esempio : gravità) e forze interne (derivanti da fenomeni interni del sistema, ad esempio : urti fra i punti).

$$\sum_{i=1}^n F_i^{(est)} + \sum_{i=1}^n F_i^{(int)} = \sum_{i=1}^n m_i a_i$$

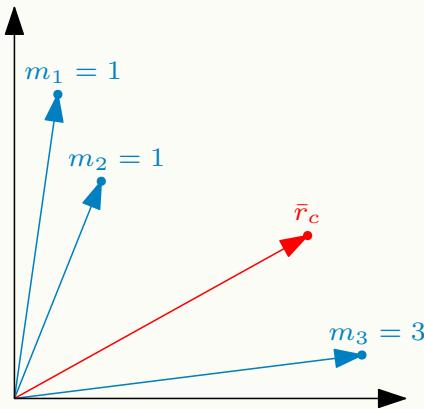
Inoltre, la somma delle forze interne del sistema è zero (ad esempio, una particella carica positivamente applica una forza  $E$  su una carica negativamente, e a sua volta risente di una forza  $-E$ ).

$$\sum_{i=1}^n F_i^{(est)} = \sum_{i=1}^n m_i a_i = F^{(est)}$$

Definiamo ora una grandezza relativa ad un sistema di punti, ossia il **centro di massa** definito come segue

$$\bar{r}_c = \sum_{i=1}^n m_i \bar{r}_i \cdot \frac{1}{\sum_{i=1}^n m_i}$$

Non è altro che la somma dei vettori posizione di ogni punto pesata per la massa di ognuno di essi.



Considero anche la derivata del centro di massa, che rappresenta la velocità di esso, quindi dell'intero sistema di punti

$$\frac{d\bar{r}_c}{dt} = \bar{v}_c$$

Sia  $M$  la somma delle masse di ogni punto, si ha la quantità di moto del sistema :

$$\bar{p}_c = M \bar{v}_c = \sum_{i=1}^n m_i \bar{v}_i$$

La sua derivata è proprio uguale alla somma delle forze esterne agenti sul sistema

$$\frac{d}{dt} \left( \sum_{i=1}^n m_i \bar{v}_i \right) = \sum_{i=1}^n m_i \bar{a}_i = F^{(est)}$$

Se le forze esterne sono assenti, allora la quantità di moto dell'intero sistema si conserva (la sua derivata è nulla, è quindi costante nel tempo).

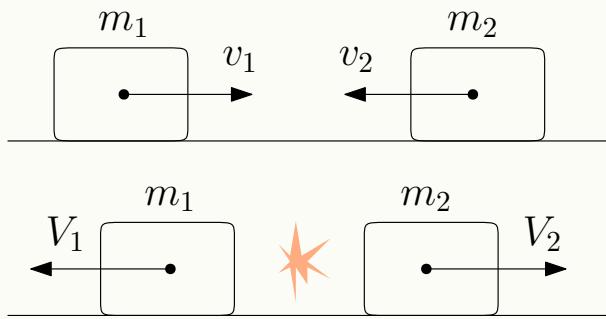
### 3.5.1 Urto

La conservazione della quantità di moto permette di analizzare gli urti fra i corpi, il fenomeno in cui avviene un'interazione da cui si trasferisce un impulso. Esistono due tipi di urti

- **urti elastici** : L'energia cinetica si conserva, la quantità di moto trasferita è identica a quella scaricata (no dissipazione).
- **urti anelastici** : Dell'energia viene assorbita (i corpi subiscono delle deformazioni) oppure dissipata.

Quando si analizza un urto, esso avviene in un istante brevissimo in cui è possibile trascurare le forze esterne. Consideriamo un urto elastico fra due corpi, siano  $v_1, v_2$  le velocità dei corpi prima dell'urto e  $V_1, V_2$  le velocità dei corpi dopo l'urto, siano  $m_1, m_2$  le masse. Sapendo che quantità di moto ed energia cinetica si conservano, è possibile scrivere il sistema di equazioni

$$\begin{cases} \frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2 = \frac{1}{2} m_1 V_1^2 + \frac{1}{2} m_2 V_2^2 & \text{cons. energia cinetica} \\ m_1 v_1 - m_2 v_2 = m_1 V_1 + m_2 V_2 & \text{cons. quantità di moto} \end{cases}$$



Si vuole calcolare esplicitamente, date le velocità e le masse iniziali, le velocità dei due corpi dopo l'urto, si consideri un **caso semplificato** in cui uno dei due corpi ha velocità iniziale nulla, quindi :

$$\begin{cases} \frac{1}{2}m_1v_1^2 = \frac{1}{2}m_1V_1^2 + \frac{1}{2}m_2V_2^2 \\ m_1v_1 = m_1V_1 + m_2V_2 \end{cases}$$

Si risolve il sistema

$$\begin{cases} m_1v_1^2 = \frac{m_2^2}{m_1}V_2^2 + m_1v_1^2 - 2m_2V_2v_1 + m_2V_2^2 \\ V_1 = \frac{m_2}{m_1}V_2 - v_1 \end{cases}$$

$$\begin{cases} V_2^2\left(\frac{m_2^2}{m_1} + m_2\right) = 2m_2v_1V_2 \\ V_1 = \frac{m_2}{m_1}V_2 - v_1 \end{cases}$$

$$\begin{cases} V_2 = \frac{2m_1v_1}{m_1 + m_2} \\ V_1 = \frac{m_2}{m_1}V_2 - v_1 \end{cases}$$

$$\begin{cases} V_2 = \frac{2m_1v_1}{m_1 + m_2} \\ V_1 = \frac{m_2 - m_1}{m_1 + m_2}v_1 \end{cases}$$

Un qualsiasi caso in cui entrambi i corpi si muovono può essere generalizzato a questo imponendo un sistema di riferimento assoluto per uno dei due corpi. Si pone  $\gamma = \frac{m_1}{m_2}$  e si ha

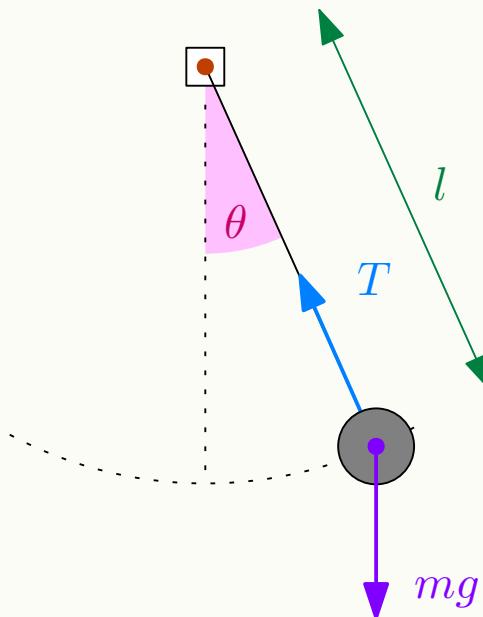
$$\begin{cases} V_1 = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}v_1 \\ V_2 = \frac{2\gamma v_1}{\gamma + 1} \end{cases}$$

Nello scambio di impulsi è caratterizzante la discrepanza fra le due masse, in generale il fattore  $\gamma$  rappresenta tale discrepanza e tale procedimento è analogo anche ad altri contesti della fisica,  $\gamma$  è il *rapporto fra le impedanze*. Se  $\gamma = 1$ , vi è una completa trasmissione, il corpo inizialmente in moto verrà frenato dall'urto, ed il corpo inizialmente fermo inizierà a muoversi con la stessa velocità che il primo corpo aveva in origine.

## Il Pendolo

Si vuole descrivere il moto di un pendolo, tale pendolo è caratterizzato da un filo di lunghezza  $l$  che applica su una sfera di massa  $m$  una tensione  $T$  costringendolo ad oscillare per via della forza  $g$  di gravità.

Si considera un sistema di riferimento curvilineo sempre ortogonale al vettore  $T$ , il cui angolo con il vettore gravità  $g$  è  $\theta$ .



Il moto sulla traiettoria  $S$  della sfera è

$$-mg \sin \theta = -m \frac{d^2 S}{dt^2}$$

Se  $l$  è la lunghezza del filo, allora  $\theta = \frac{S}{l}$

$$-mg \sin\left(\frac{S}{l}\right) = -m \frac{d^2 S}{dt^2}$$

L'equazione differenziale non è lineare è quindi difficile trovare una soluzione analitica, si può però approssimare il moto per piccole variazioni di angolo

$$\sin\left(\frac{S}{l}\right) \approx \frac{S}{l}$$

Quindi

$$\begin{aligned} -mg \frac{S}{l} &= -m \frac{d^2 S}{dt^2} \\ \frac{d^2 S}{dt^2} + \frac{g}{l} S &= 0 \end{aligned}$$

è l'equazione del moto armonico

$$S = A \cos(\omega t + \varphi)$$

Dove  $A$  e  $\varphi$  dipendono dalle condizioni iniziali, e

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{l}}$$

### Esercizio : Carrucola e piano inclinato

Si consideri un piano inclinato (di un angolo  $\alpha$ ) su cui è presente un corpo di massa  $m_2$ , attaccato ad una corda che lo congiunge ad un altro corpo di massa  $m_1$  tramite una carrucola, proprio come mostrato in figura 3.6. Inoltre, la tensione che il filo applica sul primo corpo è  $T_1$ , quella che applica sul secondo corpo è  $T_2$ . Il corpo sul piano inoltre (se in movimento) è sottoposto ad un'attrito dinamico  $\mu_d$ .

Si ipotizzi che il corpo di massa  $m_1$  cada verso il basso, spostando il corpo di massa  $m_2$  verso sinistra. Per il primo corpo, si considera un sistema di riferimento in cui l'asse delle ordinate è parallelo alla direzione della gravità, per il secondo corpo si considera un sistema di riferimento in cui l'asse delle ascisse forma un angolo  $\alpha$  con la linea dell'orizzonte.

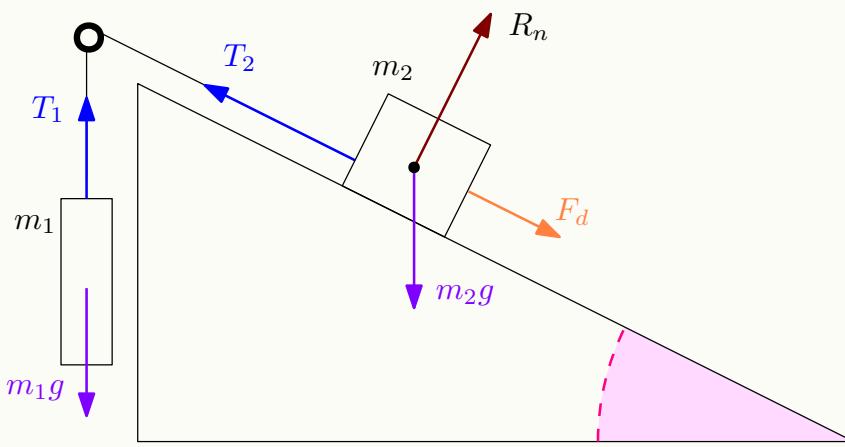


Figura 3.6: Schema delle forze

Analizziamo il moto del primo corpo, la sua forza avrà componente nulla sull'asse delle ascisse, sull'asse delle ordinate sarà

$$T_1 - m_1 g = m_1 a_1$$

Il secondo corpo, si sposterà solamente lungo il piano, la sua forza avrà componente nulla sull'asse delle ordinate.

$$\begin{cases} T_2 - F_d + m_2 g \sin \alpha = m_2 a_2 \\ R_n - m_2 g \cos \alpha = 0 \end{cases}$$

Si ricordi che  $F_d = \mu_d R_n$

$$\begin{cases} T_2 - \mu_d R_n + m_2 g \sin \alpha = m_2 a_2 \\ R_n - m_2 g \cos \alpha = 0 \end{cases}$$

A tal punto si considerano due ulteriori ipotesi

- La massa del filo è trascurabile, quindi  $T_1 = T_2 = T$
- Il filo è inesensibile, quindi  $a_1 = a_2 = a$

Allora si può riscrivere il sistema per trovare  $a$

$$\begin{cases} T - m_1 g = m_1 a \\ T - \mu_d R_n + m_2 g \sin \alpha = m_2 a \\ R_n - m_2 g \cos \alpha = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} T = m_1(g + a) \\ T - \mu_d(m_2 g \cos \alpha) + m_2 g \sin \alpha = m_2 a \\ R_n = m_2 g \cos \alpha \end{cases}$$

A questo punto si risolve per  $a$

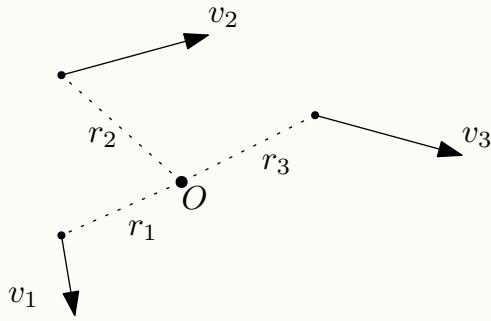
$$-m_1(g + a) - \mu_d(m_2 g \cos \alpha) + m_2 g \sin \alpha = m_2 a$$

$$a = \frac{m_2 g \sin \alpha - \mu_d m_2 g \cos \alpha - m_1 g}{m_1 + m_2}$$

è l'accelerazione del corpo 1 sull'asse verticale e del corpo 2 sul piano.

### Momento di un Sistema di Punti

Come si è considerata la forza totale di un sistema è possibile considerare il momento. Si consideri un insieme di punti con diverse velocità, ed un'unico polo.



Sia  $v_0$  la velocità del polo, il sistema dei momenti è

$$\begin{cases} M_1 = \frac{db_1}{dt} + v_0 \times r_1 \\ M_2 = \frac{db_2}{dt} + v_0 \times r_2 \\ \dots \\ M_n = \frac{db_n}{dt} + v_0 \times r_n \end{cases}$$

Essendo che le forze interne si annullano, anche i momenti interni si annullano. Si consideri la somma dei momenti

$$\left( \frac{d}{dt} \sum b_i \right) + v_0 \times \left( \sum r_i \right)$$

si può riscrivere

$$\frac{d}{dt} \left( \sum r_i \times m_i v_i \right) + v_0 \times \left( \sum r_i \right)$$

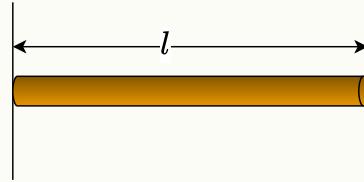
Sebbene la somma delle quantità di moto sia la quantità di moto del centro di massa di un sistema, la somma dei momenti non è il momento del centro di massa.

### 3.5.2 Sistemi Continui

Quando un punto di massa  $m$  rotea su una circonferenza di raggio  $r$  con una velocità angolare  $\omega$  sappiamo identificare momento, quantità di moto del momento e momento di inerzia

$$\bar{M} = I\dot{\omega} \quad \bar{b} = I\omega \quad I = rm^2$$

Cosa si può dire dei corpi continui? Si vuole trovare il momento di inerzia di un bastone di legno di lunghezza  $l$  che rotea attorno un certo asse.



Sia  $M$  la massa totale del bastone, non sappiamo come calcolare il momento di inerzia  $I$  del bastone intero, ma è possibile considerare un tratto infinitesimo del bastone approssimabile ad un punto materiale, sia  $x$  la distanza dal centro dell'asse al tratto infinitesimo, il momento di inerzia elementare sarà quindi.

$$dI = x^2 dM$$

Allora

$$I = \int dI = \int x^2 dM$$

È necessario trovare una grandezza che metta in relazione la massa con la distanza del punto dall'asse (lunghezza), si definisce quindi la **densità**

$$\frac{dM}{dl} = \lambda$$

Quindi

$$I = \int_0^l x^2 \lambda dx$$

Si considera la densità un valore costante, tale che la massa

$$M = \int_0^l \lambda dx = \lambda l$$

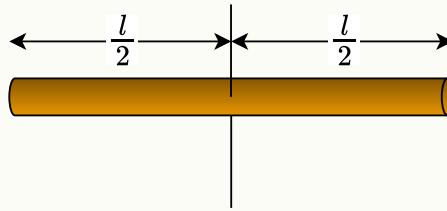
È possibile calcolare il momento di inerzia

$$I = \int_0^l x^2 \lambda dx = \lambda = \int_0^l x^2 dx = \lambda \frac{l^3}{3}$$

Si può esprimere in funzione della massa

$$I = \frac{1}{3} M l^2$$

Si consideri il seguente esempio in cui l'asse di rotazione viene posto al centro del bastone.

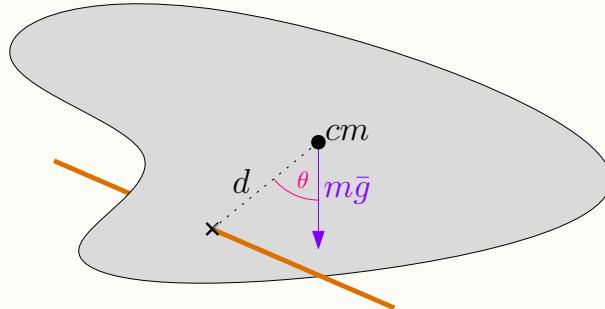


In questo caso cambiano gli estremi di integrazione

$$I = \int_{-l/2}^{l/2} x^2 \lambda dx = \frac{1}{3} \lambda x^3 \Big|_{-l/2}^{l/2} = \frac{1}{3} \lambda \left[ \frac{l^3}{8} - (-\frac{l^3}{8}) \right] = \frac{1}{12} M l^2$$

### 3.5.3 Rotazione di un Corpo Rigido

Definiamo il cosiddetto *pendolo composto*, si consideri corpo continuo arbitrario (verrà rappresentato come una lamina di ferro), tale corpo, ha un centro di massa *cm*. Si "infilza" il corpo con un asso in un certo punto.



Sia *d* la distanza dal punto di infilzamento ed il centro di massa, e sia  $\theta$  l'angolo compreso fra il vettore gravità ed il vettore che va dal punto di infilzamento ed il centro di massa (di lunghezza *d*). Il corpo comincerà a ruotare attorno il punto di infilzamento, se ne vuole calcolare il momento. Sia  $I_0$  il momento di inerzia del punto di infilzamento con polo nel centro di massa, l'equazione del moto è

$$-mgd \sin \theta = -I_0 \frac{d^2 \theta}{dt^2}$$

Si approssima per  $\theta$  piccoli dove  $\sin \theta \simeq \theta$

$$-mgd\theta = -I_0 \frac{d^2 \theta}{dt^2}$$

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{Mgd}{I_0} = 0$$

È l'equazione del moto armonico, troviamo velocità angolare e periodo

$$\omega = \sqrt{\frac{Mgd}{I_0}} \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{I_0}{Mgd}}$$

Come varia il periodo  $T$  al variare di  $d$ ? Apparentemente, potrebbe sembrare che  $T$  si comporti come

$$T(d) \propto \frac{1}{\sqrt{d}}$$

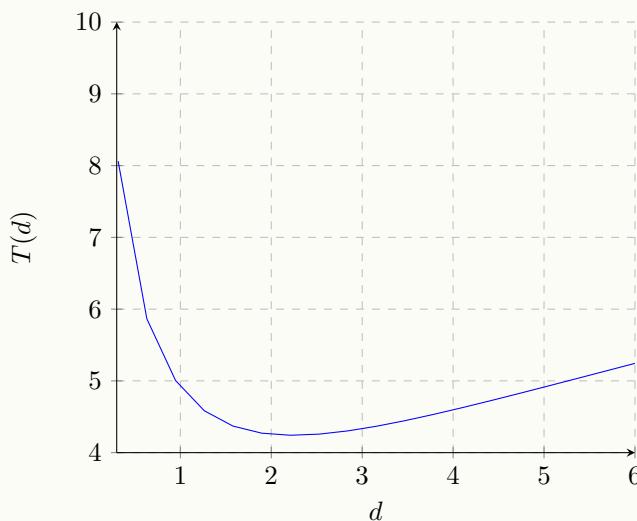
ma ciò è errato, in quanto va considerato il momento di inerzia che dipende proprio da  $d$ , infatti

$$I_0 = I_{cm} + md^2$$

Dove  $I_{cm}$  è il momento di inerzia del centro di massa, ed è costante. Si ha quindi

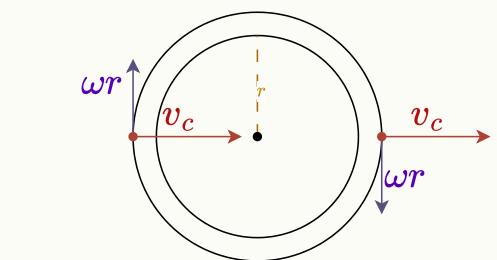
$$T(d) = 2\pi \sqrt{\frac{I_{cm} + md^2}{mgd}}$$

Quindi, se infilzassimo il corpo esattamente nel centro di massa,  $d = 0 \implies T = \infty \implies$  non ci sarebbero oscillazioni. Più il corpo viene infilzato lontano dal suo centro di massa, più le oscillazioni saranno frequenti.



## 3.6 Rotolamento

In questa sezione verrà definito il rotolamento di una ruota. Si consideri appunto, una ruota di una auto che si muove, in ogni istante, un punto materiale che si trova sulla frontiera della ruota ha una velocità che è composizione di 2 velocità : La velocità di traslazione (del centro di massa)  $v_c$  e la velocità tangenziale  $\omega r$  di rotazione attorno al centro.



La velocità totale del punto è  $v = v_c + \omega r$ , nel preciso punto di contatto della ruota con il suolo, la velocità angolare sarà di eguale direzione ma verso opposto della velocità di traslazione. La condizione di **puro rotoalmento** si ha quando  $|\omega r| = |v_c|$ .

Si consideri adesso una ruota di raggio  $R$  e massa  $M$  sollevata dal suolo, a cui viene data una velocità angolare  $\omega$ . Abbassando pian piano la ruota, arriverà un istante in cui tocca il suolo, in quell'istante preciso, l'*attrito dinamico* costituisce una forza esterna.

$$F_d R = I \dot{\omega}$$

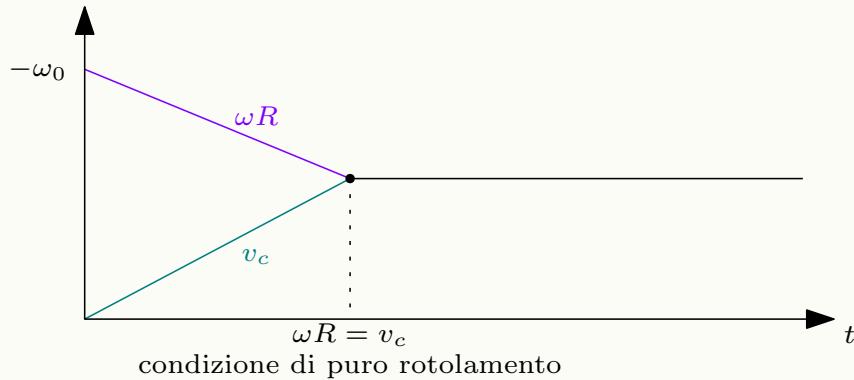
Si vuole descrivere il moto del centro di massa, sia  $x_{cm}$  la sua posizione

$$\begin{cases} x_{cm}(t) = \frac{1}{2} a_{cm} t^2 + \frac{1}{2} \frac{F_d}{M} t^2 \\ v_{cm} = a_{cm} t = \frac{F_d}{M} t \end{cases}$$

La velocità angolare invece andrà diminuendo, sia  $\omega_0$  la velocità angolare iniziale

$$\omega = -\omega_0 + \dot{\omega} t + \frac{F_d R}{I} t$$

Lo strisciamento fa diminuire la velocità angolare.



### Rotolamento su un Piano Inclinato

Si consideri un generico corpo su un piano inclinato posto ad un'altezza  $h$ , essendo che l'energia cinetica si conserva, la sua energia cinetica iniziale è identica a quella finale

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

La velocità del corpo una volta finita la corsa sul piano sarà

$$v = \sqrt{2gh}$$

Supponiamo ora che sul piano ci sia un disco che rotola. L'energia cinetica è

$$\frac{1}{2} m v_c^2 + \frac{1}{2} I \omega^2$$

Essa si conserva quindi

$$\frac{1}{2} m v_c^2 + \frac{1}{2} I \omega^2 = mgh$$

L'energia potenziale si "suddividerà" fra la componente traslatoria e la componente rotatoria, per un disco,  $I = \frac{1}{2} m R^2$ , la velocità di traslazione a fine corsa sarà

$$v_c = \sqrt{mgh \frac{1}{m + I/R^2}} = \sqrt{\frac{2mgh}{m + 1/2m}} = \sqrt{2/3} \sqrt{2gh}$$

Quindi la velocità del corpo che ruota sarà minore della velocità del corpo che striscia, dato che l'energia di traslazione mancante a tale corpo sarà contenuta nella velocità di rotazione acquisita.

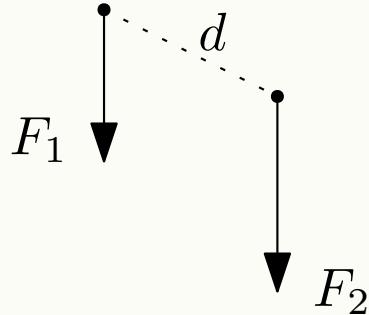


### 3.7 Sistemi Equivalenti di Forze

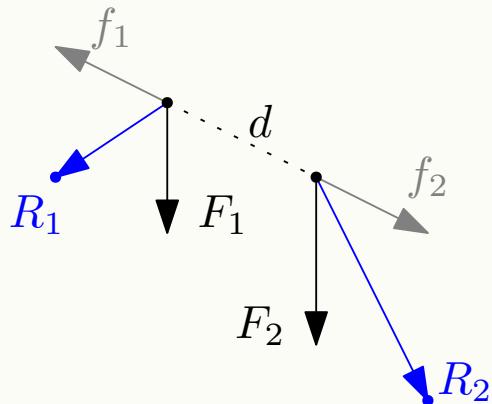
Date due forze applicate ad un sistema, si vuole trovare una forza unica risultante che sia equivalente alle due (se sostituita alle forze originali, la dinamica del sistema rimane invariata). Verranno analizzati 3 casi.

#### Caso 1

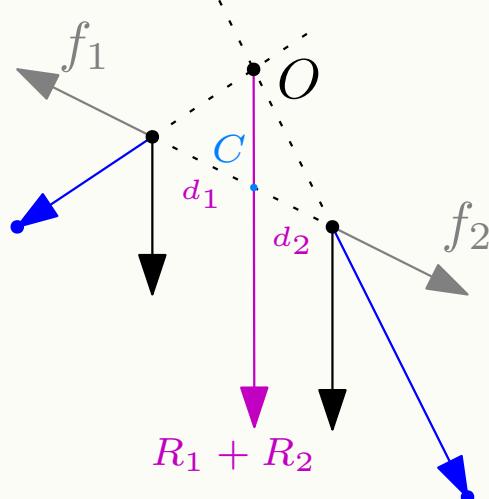
Si considerano due forze parallele  $F_1$  ed  $F_2$  applicate in due punti distinti distanti  $d$ .



Definisco sull'asse che congiunge i due punti due forze uguali e contrarie (di intensità arbitraria)  $f_1, f_2$ , considerando poi altra due forze risultanti  $R_1 = F_1 + f_1$  ed  $R_2 = F_2 + f_2$ .



Si considera il punto  $O$  come incontro dei prolungamenti di  $R_1$  e  $R_2$ , in cui si applica  $R_1 + R_2$ , il cui incontro con l'asse congiungente i due punti originali sarà chiamato  $C$  e sarà il punto in cui, dovrà essere applicata la forza  $F_1 + F_2$  per rendere il sistema equivalente..



In ogni punto i momenti delle forze saranno equivalenti

$$\bar{M}_F = \bar{M}_{F_1} + \bar{M}_{F_2}$$

Il momento applicato nel punto  $C$  sarà nullo quindi

$$0 = F_1 d_1 - F_2 d_2 \implies \frac{d_1}{d_2} = \frac{F_2}{F_1}$$

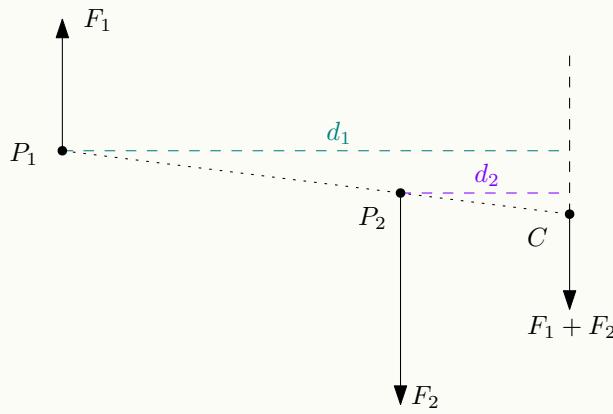
Trovando  $d_1, d_2$  si definisce il preciso punto di applicazione della forza equivalente.

### Caso 2

Si considerano adesso due forze parallele ma in verso opposto, applicate nei punti  $P_1$  e  $P_2$ , aventi intensità diverse. La forza risultante avrà intensità pari alla differenza fra le due forze, e sarà diretta nel verso della forza con intensità maggiore.

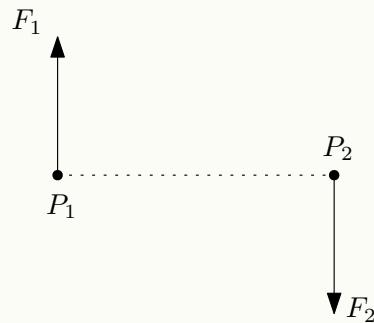
Il punto di applicazione  $C$ , si troverà sulla retta che congiunge  $P_1$  e  $P_2$ , in una posizione determinata dalla relazione

$$-F_1 d_1 + F_2 d_2 = 0 \implies \frac{d_1}{d_2} = \frac{F_2}{F_1}$$



### Caso 3 : Coppia

Si considerino due forze parallele dirette in verso opposto e di uguale intensità  $F_1 = -F_2$ . In questo specifico caso, non è possibile riprodurre l'effetto delle due forze con una singola forza.



In questo specifico caso, la somma dei momenti delle due forze è *invariante rispetto il punto di applicazione*, sia  $O$  un generico punto

$$M = M_1 + M_2 = OP_1 \times F_1 + OP_2 \times F_2 = OP_1 \times F_1 + OP_2 \times (-F_1) = \quad (3.19)$$

$$F_1(OP_1 - OP_2) = P_2 P_1 \times F_1 \quad (3.20)$$

Il momento della coppia di forze è normale al piano delle due forze, sia  $b$  la distanza fra  $P_1$  e  $P_2$ , l'intensità della forza è  $|F_1|b = |F_2|b$ . La coppia è un sistema di forze **irriducibile** ed è completamente individuata dal suo momento.

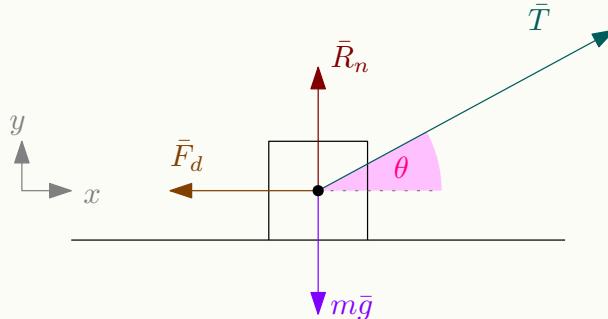
Un momento di forze può essere rappresentato per mezzo di una qualsiasi coppia di forze che ha quel momento.



## 3.8 Esercizi sulla Meccanica

### Esercizio 1

Un corpo di massa  $m = 18\text{kg}$  è trascinato da una fune che applica una tensione  $\bar{T}$  il cui angolo con il suolo è  $\theta$ , e si muove a velocità costante  $v$ . È sottoposto ad un'attrito dinamico  $\mu_d = 0.15$ . Si vuole determinare la forza  $\bar{T}$ .



Essendo

$$\bar{F}_d + \bar{R}_n + m\bar{g} + \bar{T} = m\bar{a}$$

ed essendo l'accelerazione nulla, si ha

$$\bar{F}_d + \bar{R}_n + m\bar{g} + \bar{T} = 0$$

Si proiettano le forze sui due assi

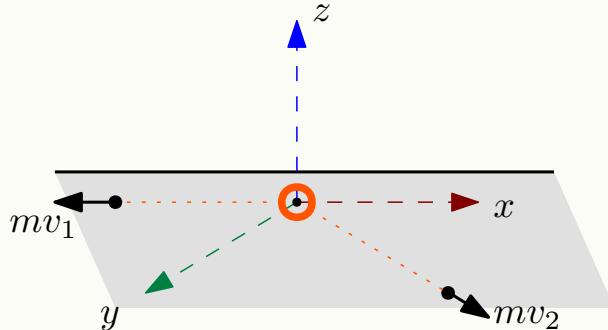
$$\begin{cases} x : T \cos \theta - F_d = 0 \implies T \cos \theta - \mu_d R_n = 0 \\ y : T \sin \theta + R_n - mg = 0 \end{cases} \quad (3.21)$$

$$\begin{cases} x : T \cos \theta - \mu_d R_n mg + \mu_d T \sin \theta = 0 \\ y : R_n = mg - T \sin \theta \end{cases} \quad (3.22)$$

$$T = \frac{\mu_d mg}{\cos \theta + \mu_d \sin \theta} \quad (3.23)$$

### Esercizio 2

Una caldaia esplode e si divide in tre pezzi. I primi due sono di massa  $m$  e hanno eguali velocità in modulo ma ortogonali fra loro e parallele al suolo. Il terzo pezzo ha massa  $3m$ . Se ne determini la velocità  $v_3$ .



Essendo la caldaia ferma prima dell'esplosione, aveva quantità di moto  $\bar{p}$  nulla. La quantità di moto dopo l'esplosione è invece

$$mv_1 + mv_2 + 3mv_3$$

La quantità di moto si conserva, quindi

$$mv_1 + mv_2 + 3mv_3 = 0 \quad (3.24)$$

$$3mv_3 = -(mv_1 + mv_2) \quad (3.25)$$

$$v_3 = \frac{-(mv_1 + mv_2)}{3m} \quad (3.26)$$

$$v_3 = \frac{-(v_1 + v_2)}{3} \quad (3.27)$$

## CAPITOLO

### 4

## IL CAMPO ELETTRICO

Gli atomi sono i costituenti della materia, sono formati da un nucleo (protoni e neutroni) e da elettroni che si trovano attorno ad esso. In passato sono stati osservati fenomeni di forza elettrica senza però conoscerne le cause. Ad esempio, strofinando una bacchetta di vetro su un maglione di lana si potrà osservare che questa acquisirà la proprietà di attirare a se (esercitare una forza) su oggetti leggeri (come un pezzo di carta).

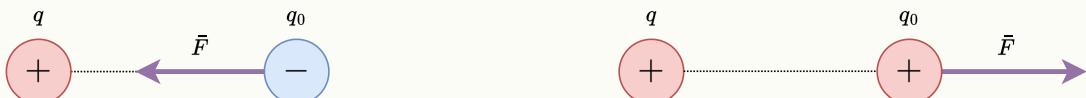
La **carica** è una proprietà fondamentale della materia, si misura in *Coulomb C*, ed è quantizzata, in particolare, la carica elementare è quella posseduta da un protone o da un elettrone, questi ultimi infatti hanno carica di eguale modulo, ma segno opposto.

Particella	Carica (C)
elettrone	$-1.602177335 \cdot 10^{-19}$
protone	$+1.602177335 \cdot 10^{-19}$
neutrone	0

Essendo che in un atomo il numero dei protoni coincide con il numero degli elettroni, questo risulta elettricamente neutro, quando si strofina la bacchetta di vetro sulla lana, questa riesce a "strappare" degli elettroni, e caricarsi negativamente, acquisendo una carica non neutra.

### 4.1 La Forza Elettrica

La **Forza Elettrica** è una forza che agisce sui corpi carichi, in particolare, un corpo carico negativamente eserciterà una forza attrattiva sui corpi carichi positivamente, e repulsiva sui corpi carichi negativamente. Analogamente per i corpi carichi positivamente.



Si considerino due corpi carichi, di carica  $q$  e  $q_0$ , sia  $\hat{r}$  il versore congiungente il primo corpo con il secondo, e sia  $r$  la loro distanza. Il corpo di carica  $q$  eserciterà sul corpo di carica  $q_0$  una forza

$$\bar{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q \cdot q_0}{r^2} \hat{r}$$

Il termine  $\epsilon_0$  è detta **costante dielettrica nel vuoto** e vale

$$\epsilon_0 = 8.8542 \cdot 10^{-12} \frac{C^2}{Nm^2}$$

**Esempio :** L'elettrone ed il protone di un atomo di idrogeno si trovano ad una distanza media di

$$r = 0.53 \cdot 10^{-10} m$$

La forza applicata sulle particelle ha modulo

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^2} \frac{-(1.602177335 \cdot 10^{-19})^2}{(0.53 \cdot 10^{-10})^2} = 8.20 \cdot 10^{-8} N$$

È possibile rappresentare l'interazione elettrica prodotta da una carica come un campo di forze, che ne illustra appunto l'azione. Il problema è che ogni carica esercita una forza su altre cariche, ma queste ultime a loro volta perturbano il campo elettrico generato dalla prima. Dall'equazione della forza di Coulomb si può scrivere

$$\frac{\bar{F}}{q_2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1}{r^2} \hat{r}$$

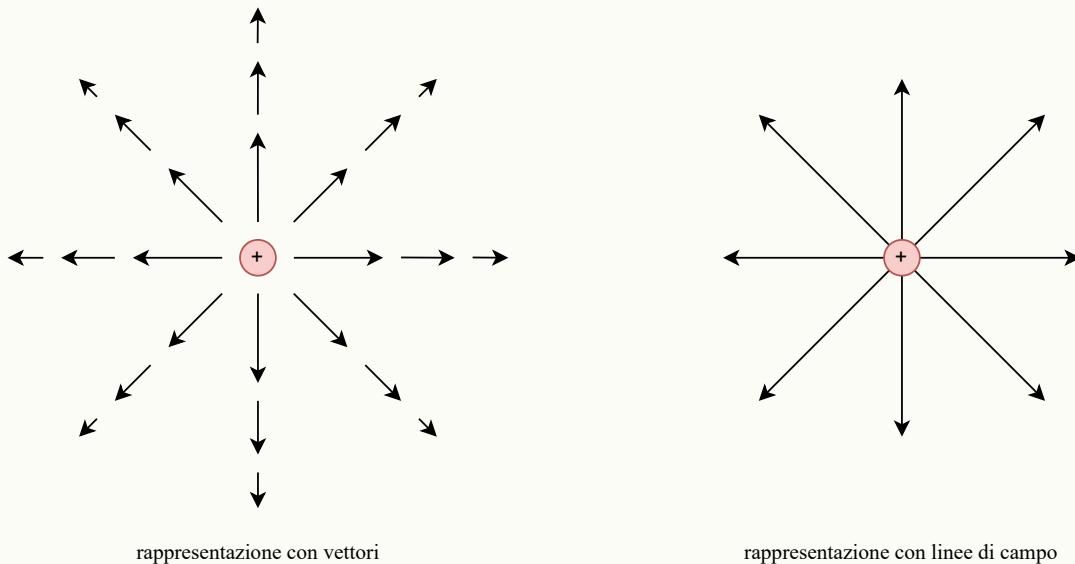
Supponendo che  $q_2$  sia una carica di "sonda", ossia abbastanza piccola rispetto  $q_1$  da rendere la sua perturbazione della forza trascurabile, si definisce il **Campo Elettrico**

$$\bar{E} = \lim_{q_2 \rightarrow 0} \frac{\bar{F}}{q_2} \frac{N}{C}$$

L'unità di misura è Newton su Coloumb.  $\bar{E}$  rappresenta l'effetto elettrico di una sola carica ed è definito in tutto lo spazio.

La carica, la cui unità di misura è il Coloumb  $C$ , non ha una dimensione assenteante, ma ha una dimensione derivata dalla corrente  $I$ , che si misura in Ampere  $A = \frac{C}{s}$  (verrà trattata in seguito). Le dimensioni del campo elettrico sono quindi  $[m\tau^{-3}I^{-1}]$ .

È possibile rappresentare graficamente un campo elettrico, disegnando sul piano (nel caso a due dimensioni) o nello spazio (nel caso a tre dimensioni) delle frecce che rappresentino la forza in ogni punto, la cui lunghezza è proporzionale all'intensità.



È anche possibile rappresentare il campo tramite delle *linee di campo*, ossia delle curve mai incidenti che in ogni punto sono tangenti al campo elettrico, quest'ultima rappresentazione è spesso privilegiata.

Dato un campo elettrico  $\bar{E}$ , la forza che agisce su una carica  $q_0$  è

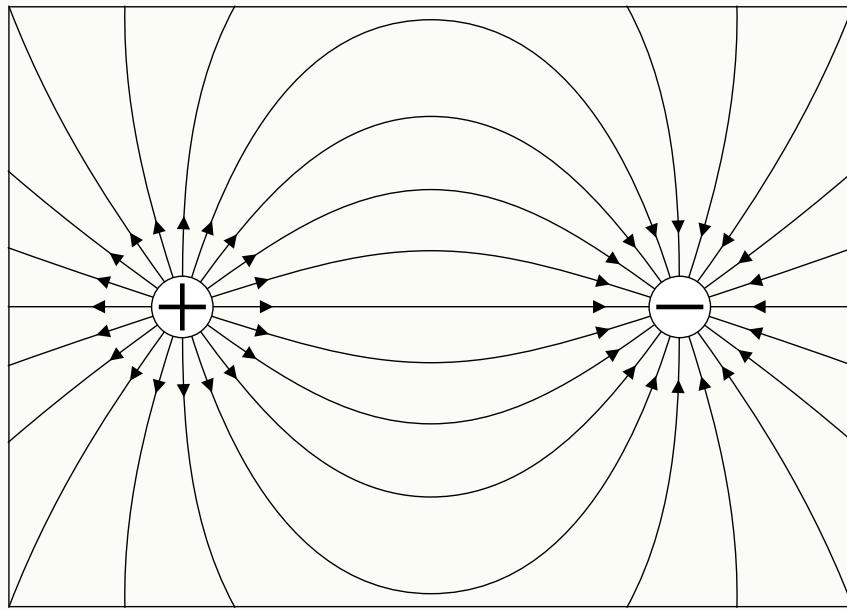
$$\bar{F} = \bar{E} q_0$$

**Definizione :** un **dipolo elettrico** è un sistema di due cariche puntiformi uguali in modulo ma di segno opposto.

Il campo elettrico totale generato dal sistema è uguale, punto per punto, alla somma dei campi elettrici generati da ognuna delle due cariche.

$$\bar{E}_{tot} = \bar{E}_1 + \bar{E}_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{+Q}{r_1^2} \hat{r}_1 + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{-Q}{r_2^2} \hat{r}_2$$

Le linee di campo del dipolo elettrico congiungono la carica  $+Q$  alla carica  $-Q$  esclusa una delle due linee parallele alla retta congiungente.



Senza dimostrazione, il campo elettrico generato dal dipolo diminuisce di intensità al variare della distanza come  $\frac{1}{r^3}$ . In generale, un sistema di  $n$  cariche genera il campo

$$\bar{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_i \frac{q_i}{r_i^2} \hat{r}_i$$

Una carica può anche essere distribuita su una superficie (o eventualmente su un volume)  $S$ , in quel caso il campo elettrico vale

$$\bar{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_S \frac{dQ}{r^2} \hat{r}$$

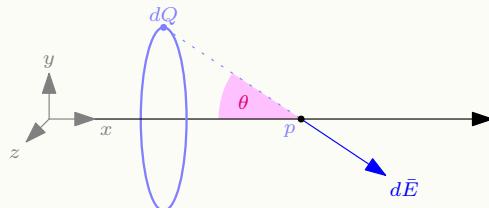
dove  $dQ$  è la carica nella porzione infinitesima della superficie.

### 4.1.1 Campi Elettrici Noti

In questa sezione verranno presentati alcuni risultati notevoli di campi generati da determinate sorgenti.

#### Campo generato da un anello

Si vuole determinare l'intensità del campo elettrico generato da un anello (con carica uniforme) su un asse passante tale anello ed ortogonale ad esso, come mostrato in figura.

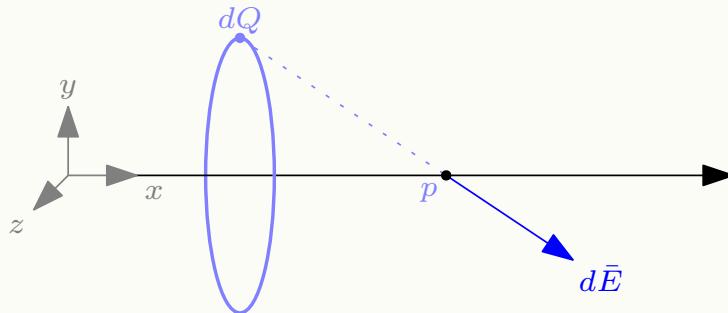


Per ipotesi il contributo elementare della carica  $dQ$  è indipendente dalla sua posizione sull'anello in quanto la densità di carica  $\lambda$  è uniforme

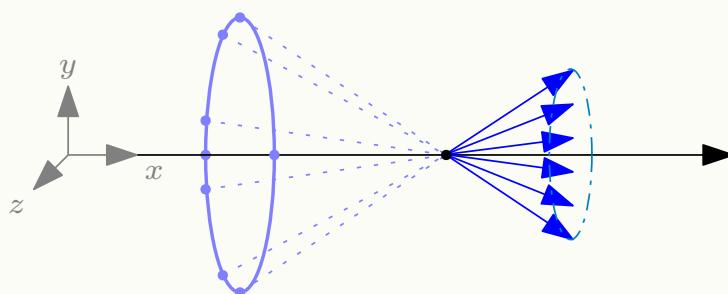
$$dQ = \lambda dl$$

dove  $l \in [0, 2\pi]$  rappresenta la posizione di frammento infinitesimale sull'anello. Il contributo elementare al campo elettrico sarà

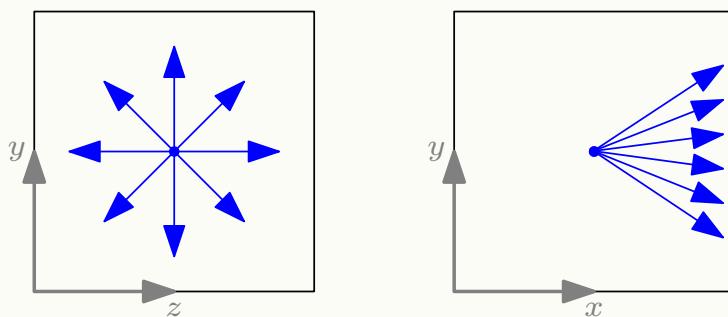
$$d\bar{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dQ}{r^2} \hat{r}$$



È chiaro che ogni contributo di campo infinitesimale avrà componente nulla sull'asse delle  $z$ . Vanno quindi analizzate le componenti sull'asse delle  $x$  e delle  $y$ . Le forze in un punto  $p$  dell'anello formeranno una forma a "ventaglio".



Tale "ventaglio" avrà componente nulla lungo  $y$  in quanto le forze si annullano fra loro. Avrà valore esclusivamente lungo la componente  $x$ .



Quindi

$$\bar{E} = \int dE_x$$

Essendo  $dE_x = dE \cos \theta$ , dove  $\theta$  è l'angolo compreso fra l'asse  $x$  e la forza elementare.

$$\bar{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{dQ}{r^2} \cos \theta = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_A \frac{\lambda dl}{r^2} \cos \theta$$

Dove l'insieme di integrazione  $A$  è la curva dell'anello. Fissato un punto  $p$ , si noti come sia  $r$  (la distanza) che  $\theta$  non dipendono dalla posizione del frammento infinitesimo di anello  $dl$ , quindi è possibile portarli fuori dall'integrale.

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\cos \theta}{r^2} \int_A \lambda dl$$

Essendo  $\int_A \lambda dl = \int dQ = Q$  si ha

$$\bar{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\cos\theta}{r^2} Q$$

Si vuole scrivere in una forma più comoda solamente in funzione di  $x$ , si noti come

$$r \cos\theta = x \implies \cos\theta = \frac{x}{r}$$

quindi

$$\bar{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{x}{r^3} Q$$

Inoltre anche la distanza  $r$  dipende esclusivamente da  $x$ , sia  $R$  il raggio dell'anello, si ha

$$r = \sqrt{x^2 + R^2}$$

in definitiva

$$\bar{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{x}{(x^2 + R^2)^{3/2}} Q$$

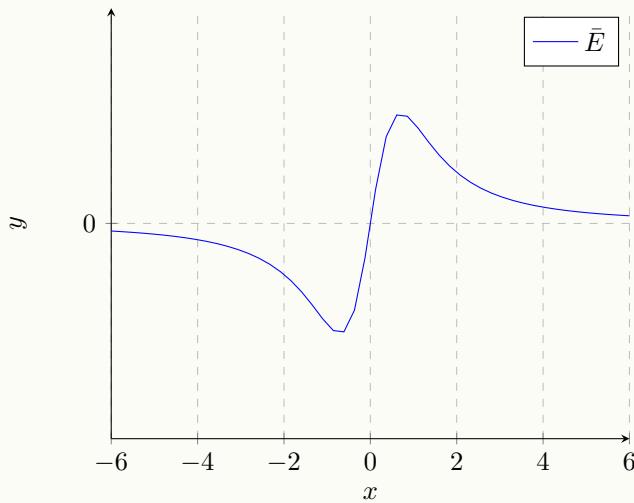
A che distanza  $x$  il campo elettrico è massimo? Si fa la derivata

$$\frac{d\bar{E}}{dx} = \frac{Q(R^2 - 2x^2)}{4\pi\epsilon_0(R^2 + x^2)^{5/2}}$$

Si pone uguale a zero

$$\frac{Q(R^2 - 2x^2)}{4\pi\epsilon_0(R^2 + x^2)^{5/2}} = 0 \iff x = \pm \frac{R}{\sqrt{2}}$$

Il seguente grafico riporta l'andamento qualitativo dell'intensità del campo elettrico in questione al variare di  $x$ .

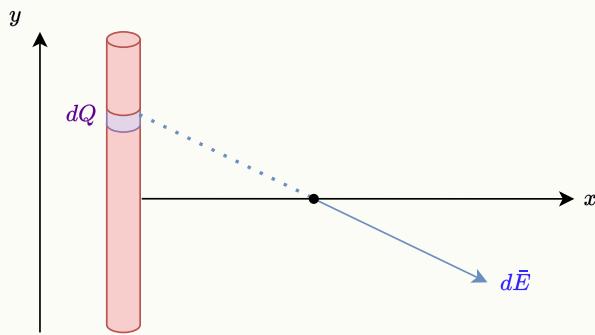


### Campo generato da una bacchetta

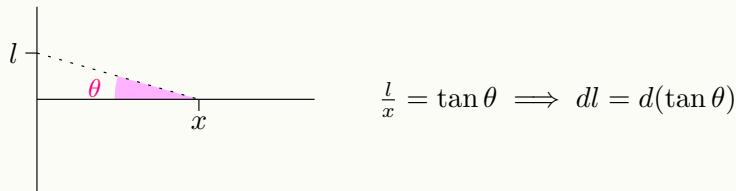
Si consideri ora una bacchetta carica  $l$  parallela all'asse  $y$ , si vuole determinare l'intensità del campo elettrico generato dalla bacchetta lungo l'asse  $x$ . La carica totale della bacchetta è  $Q$ , il contributo di carica elementare è  $dQ = \lambda dl$  dove  $\lambda$  è la densità di carica, assunta uniforme.

In questo caso i contributi elementari del campo elettrico  $d\bar{E}$  su un punto avranno, visualizzati insieme come vettori, una forma triangolare, e la formulazione del campo totale è la stessa.

$$\bar{E} = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \int_l \frac{dl}{r^2} \cos\theta$$



Sebbene la formula del campo elettrico coincida con quella nel caso dell'anello carico, adesso la distanza  $r$  dalla sorgente di carica e l'angolo  $\theta$  formato dall'asse delle  $x$  e la retta congiungente di  $x$  e la sorgente non sono indipendenti.



La derivata della tangente è  $\cos^{-2} \theta$ , quindi

$$dl = \frac{x}{\cos^2 \theta} d\theta \quad \text{allora} \quad r \cos \theta = x \implies r^2 = \frac{x^2}{\cos^2 \theta}$$

$$\bar{E} = \frac{\lambda}{4\pi\varepsilon_0} \int \frac{x}{\cos^2 \theta} d\theta \frac{\cos^3 \theta}{x^2} = \frac{\lambda}{x4\pi\varepsilon_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} \cos \theta d\theta$$

$\theta_0$  è l'angolo quando la sorgente di carica è l'estremità della bacchetta e dipende da  $x$ .

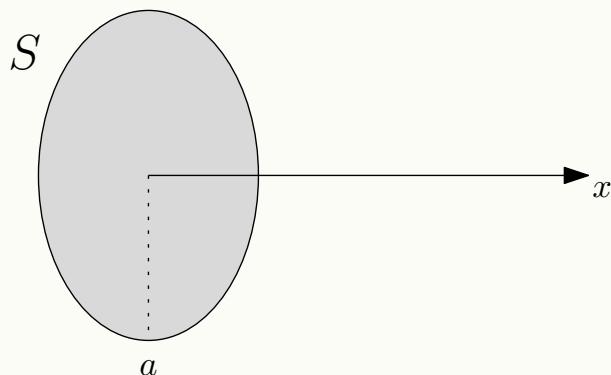
$$\bar{E} = \frac{\lambda}{x4\pi\varepsilon_0} 2 \sin(\theta_0(x))$$

Se la bacchetta è infinita,  $\theta_0$  tende a 90 gradi.

$$\frac{\lambda}{x4\pi\varepsilon_0} 2 \sin(\pi/2) = \frac{2\lambda}{x4\pi\varepsilon_0}$$

### Campo generato da un disco

Si consideri il disco  $S$  di raggio  $a$  e carica totale  $Q$  mostrato in figura.



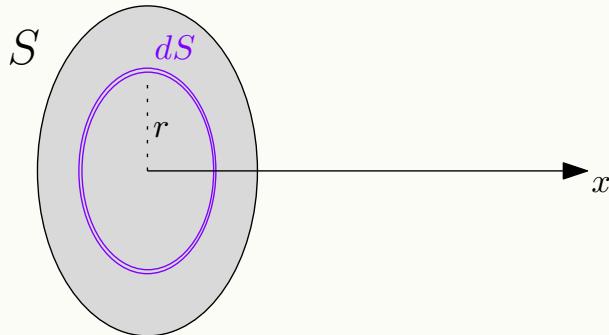
La carica infinitesima  $dQ$  è data da  $\lambda dS$ . Il campo elettrico sarà

$$\bar{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \iint_S \frac{\lambda dS}{r^2} \hat{r}$$

È possibile considerare ogni contributo infinitesimo  $dS$  come un anello infinitesimo di raggio  $r$

$$dS = (2\pi r)dr$$

e l'anello infinitesimo  $dS$  genera il campo elettrico infinitesimo  $d\bar{E}$ .



Il campo generato da un anello carico è noto, si ha

$$dE = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} dQ \frac{x}{(x^2 + y^2)^{3/2}}$$

Dove  $dQ$  è la carica infinitesimale che può essere scritta, usando la densità  $\sigma$  come

$$dQ = (\sigma 2\pi y dy)$$

$$dE = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sigma 2\pi y dy \frac{x}{(x^2 + y^2)^{3/2}}$$

Si assume che  $\sigma$  sia uniforme. A questo punto sarà necessario integrare ogni anello sul raggio  $a$  del disco

$$E = \int_0^a dE = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sigma 2\pi x \int_0^a \frac{y}{(x^2 + y^2)^{3/2}} dy$$

Si risolve per sostituzione

$$t = x^2 + y^2 \implies 2ydy = 2t \quad \begin{cases} y = 0 \implies t = x^2 \\ y = a \implies t = x^2 + a^2 \end{cases}$$

$$E = \frac{1}{2\epsilon_0} \sigma x \int_{x^2}^{x^2 + a^2} \frac{t^{-3/2}}{2} dt = \frac{1}{2\epsilon_0} \sigma x \left( \frac{1}{\sqrt{x^2}} - \frac{1}{\sqrt{x^2 + a^2}} \right)$$

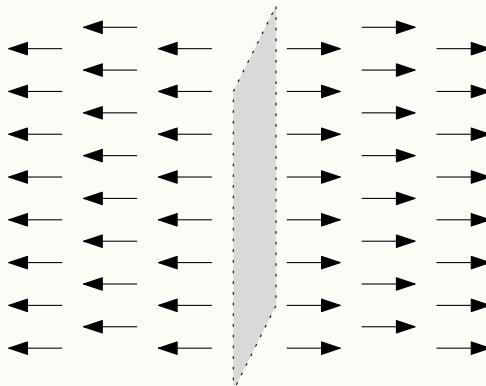
$$E = \frac{1}{2\epsilon_0} \sigma x \left( \frac{1}{|x|} - \frac{1}{\sqrt{x^2 + a^2}} \right)$$

### Piano Carico

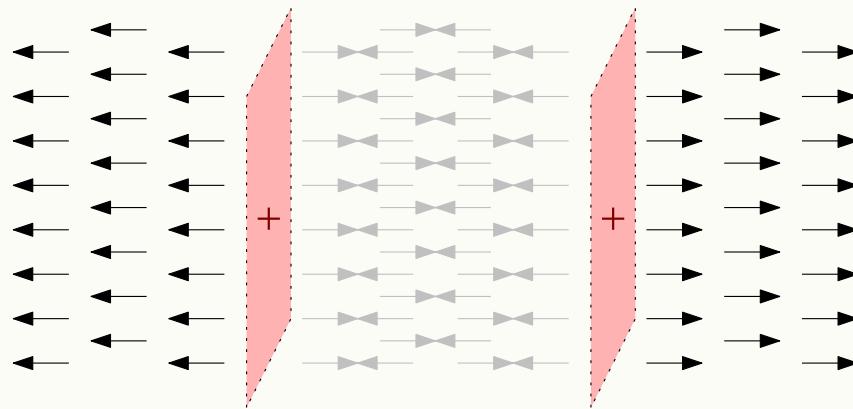
Considerando il risultato appena ottenuto, è possibile fare il limite del campo elettrico generato da un disco per il raggio  $a$  che tende all'infinito, ossia facendo tendere il disco ad un piano, in particolare, parallelo agli assi  $y, z$ .

$$\lim_{a \rightarrow \infty} \frac{1}{2\epsilon_0} \sigma x \left( \frac{1}{|x|} - \frac{1}{\sqrt{x^2 + a^2}} \right) = \frac{1}{2\epsilon_0} \sigma x \lim_{a \rightarrow \infty} \left( \frac{1}{|x|} - \frac{1}{\sqrt{x^2 + a^2}} \right) = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \cdot \frac{x}{|x|} = \pm \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$$

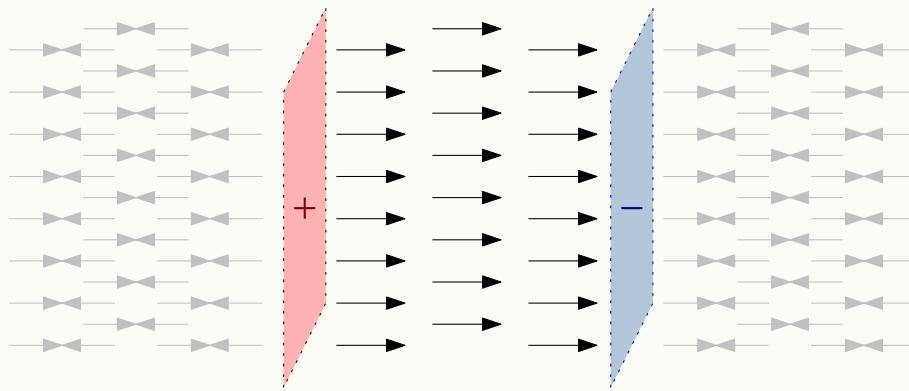
Il campo elettrico generato da un piano carico infinito è **uniforme**, tale risultato è di notevole importanza.



Se vengono posti in vicinanza due piani carichi (di carica eguale), in ogni punto le forze si sommeranno vettorialmente, nello spazio compreso fra i due piani, le forze saranno uguali ed opposte e si annulleranno.



Considerano due piani di cariche opposte ma identiche in modulo, si avrà l'effetto opposto, il campo elettrico si annullerà nello spazio non compreso fra i due piani.



In particolare, quest'ultima configurazione è alla base del funzionamento del **condensatore**, ossia un componente elettrico composto da due lastre parallele, che se caricate permettono di accumulare energia sotto forma di campo elettrico.

Riconsiderando il disco finito carico, risulta naturale porsi una domanda, per  $x \rightarrow \infty$  (ci si allontana indefinitamente dal disco) che valore assume il campo elettrico? Essendo il campo elettrico del disco

$$E = \frac{1}{2\epsilon_0} \sigma x \left( \frac{1}{|x|} - \frac{1}{\sqrt{x^2 + a^2}} \right)$$

❖ ❖ ❖ ❖ ❖ ❖ ❖ ❖ ❖ ❖ ❖

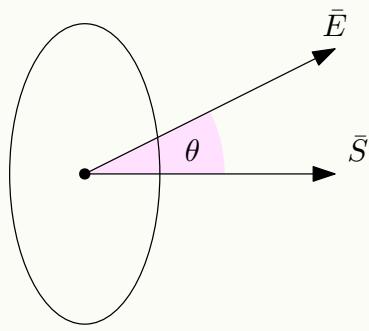
## 4.2 La Legge di Gauss

Tale sezione si occuperà di esporre una proprietà dei campi vettoriali che dipendono dall'inverso del quadrato della distanza (proprio come il campo elettrico).

**Definizione (Flusso) :** Sia  $S$  una superficie, e sia  $\bar{S}$  il vettore normale a tale superficie, di modulo uguale all'area di  $S$ . Il flusso del campo  $\bar{E}$  attraverso  $S$  è dato da

$$\phi = \bar{E} \cdot \bar{S} = ES \cos \theta$$

Se  $\bar{S}$  è ortogonale al campo  $\bar{E}$  ( $\theta = \pi/2$ ), allora il flusso è nullo. Il flusso si misura in  $\frac{Nm^2}{C}$ .



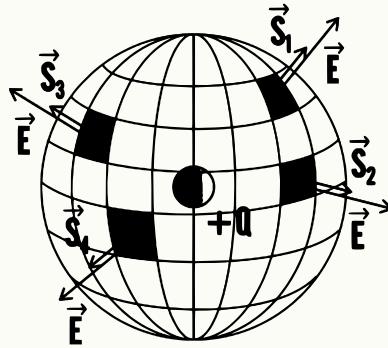
Il campo elettrico  $\bar{E}$ , a meno che non sia uniforme, varia in ogni punto infinitesimo, il flusso va quindi espresso per una superficie infinitesima  $dS$

$$d\phi = d\bar{S}$$

Data una superficie finita  $S$ , il flusso totale del campo elettrico su di essa è dato dall'integrale del flusso infinitesimo su tutta la superficie

$$\phi = \int_S d\phi = \int_S \bar{E} d\bar{S}$$

Esiste una proprietà interessante del campo elettrico, quando si calcola il flusso per una superficie chiusa.

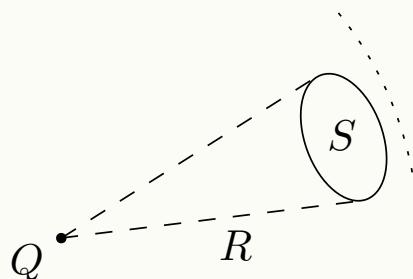


**Teorema (Legge di Gauss) :** Sia  $S$  una superficie chiusa, e sia  $\bar{E}$  il campo elettrico generato da una carica puntiforme  $Q$  interna alla superficie. Si ha che

$$\oint_S d\phi = \frac{Q}{\epsilon_0}$$

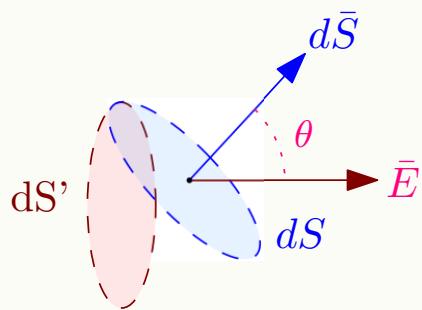
**Dimostrazione :** Data una superficie infinitesima  $dS$ , si considera l'angolo solido  $\Omega$  formato da questa ed il punto in cui è presente la carica  $Q$ . In particolare, l'angolo solido (misurato in steradiani) vale

$$\Omega = \frac{S}{R^2}$$



Per superfici infinitesime  $dS$ , è possibile approssimare la superficie alla sua proiezione lungo la direzione radiale di  $\bar{E}$ , si considera quindi  $S' = S \cos \theta$ , si ha quindi

$$d\phi = \bar{E} d\bar{S} = \bar{E} dS \cos \theta = \bar{E} d\bar{S}'$$



L'angolo solido infinitesimo ha quindi espressione

$$d\Omega = \frac{dS'}{r^2} \implies dS' = r^2 d\Omega$$

ma allora si può esprimere il flusso come segue

$$d\phi = \bar{E} d\bar{S}' = \bar{E} r^2 d\Omega$$

Scrivendo il campo elettrico in forma esplicita si ha

$$d\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r^2} r^2 d\Omega = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} d\Omega$$

Il valore del flusso non dipende più dalla distanza  $r$

Si ha quindi che

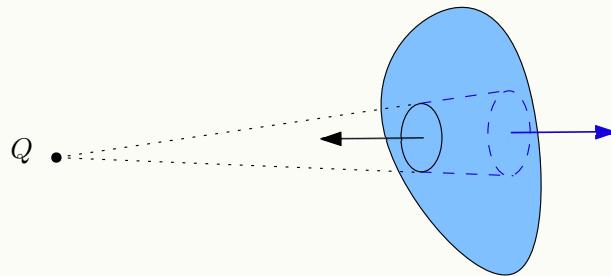
$$\phi = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \oint_S d\Omega$$

L'integrale completo dell'angolo solido è uguale a  $4\pi$  quindi:

$$\phi = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} 4\pi = \frac{Q}{\epsilon_0}$$

■

Si può considerare anche il caso in cui la carica sorgente del campo è esterna alla superficie, tale caso è banale in quanto il campo elettrico "entra" nella superficie tante volte quante ne "esce", ogni flusso infinitesimo si annulla.



Il flusso su una superficie chiusa del campo generato da una carica esterna alla superficie è nullo.

$$\phi = 0$$

Piuttosto che suddividere i casi in cui la carica è esterna o interna è possibile scrivere la legge di Gauss in maniera più formale, indicando con  $\tau_S$  il volume carico (con densità di carica  $\rho$ ) di cui  $S$  è la frontiera.

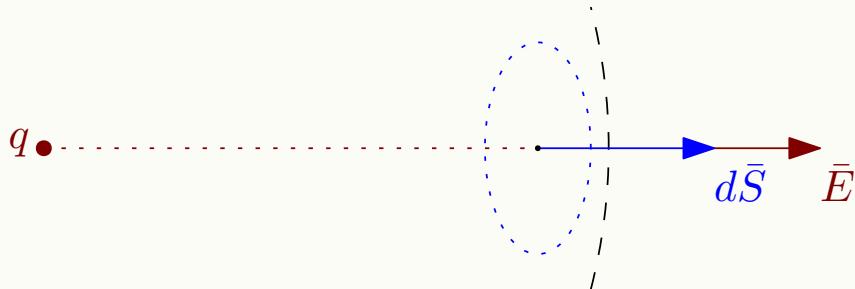
$$\oint_S \bar{E} d\bar{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \int_{\tau_S} \rho d\tau_S$$

Questa è nota come **prima equazione di Maxwell**.

### 4.2.1 Alcune Applicazioni

In questa sezione verrà utilizzata la legge di Gauss per ricavare la formula del campo elettrico in alcune situazioni di simmetria.

Si consideri il campo generato da una carica puntiforme  $q$ , è noto il valore del flusso  $\phi$  ma non del campo  $\bar{E}$ . Si considera il flusso su una superficie sferica con centro nella carica  $q$ , è chiaro che in questa situazione ogni superficie orientata infinitesima  $d\bar{S}$  è normale al campo  $\bar{E}$ .



In ogni punto il flusso infinitesimo è  $d\phi = \bar{E}d\bar{S} = EdS \cos(0) = EdS$  Inoltre data la simmetria sferica, il campo  $\bar{E}$  dipende esclusivamente dalla distanza  $r$  dalla sorgente, quindi

$$\phi = \oint \bar{E}d\bar{S} = \bar{E} \oint d\bar{S}$$

L'integrale di superficie  $\oint d\bar{S}$  equivale alla superficie di una sfera, ossia  $4\pi r^2$ , quindi

$$\phi = E4\pi r^2$$

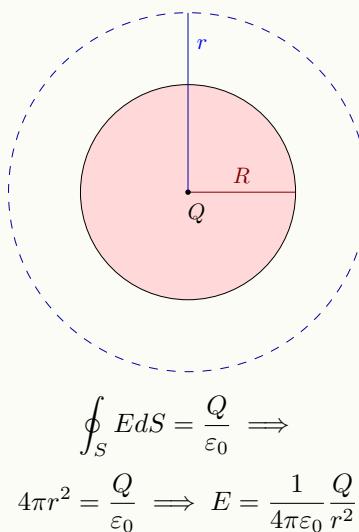
Inoltre, sappiamo per la legge di Gauss che

$$\phi = \frac{q}{\varepsilon_0}$$

in conclusione

$$E4\pi r^2 = \frac{q}{\varepsilon_0} \implies E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{r^2}$$

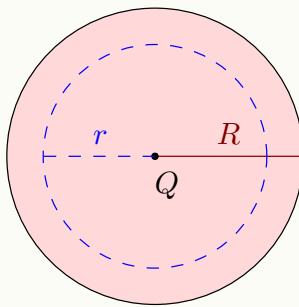
Si consideri ora un volume sferico  $\tau$  di raggio  $R$  elettricamente carico, la cui densità di carica  $\rho$  è uniforme e la carica è  $Q = \tau\rho = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho$ . Si vuole trovare l'espressione del campo elettrico  $E$  avendo nota la legge di Gauss. Si considera una superficie Gaussiana (sferica) con centro nel centro di  $\tau$  e raggio  $r \geq R$ .



In questo caso il campo elettrico della sfera risulta identico al campo di una carica puntiforme!

In situazioni di simmetria sferica il campo elettrico è identico a quello di una carica puntiforme

Si vuole adesso analizzare il caso in cui la superficie ha raggio minore o uguale al raggio della sfera carica  $R \geq r$ .



Sappiamo per la legge di Gauss che il contributo del volume esterno ad  $S$  è nullo, andrà quindi considerato esclusivamente il volume compreso da  $S$ .

$$\frac{1}{\varepsilon_0} \int_{\tau_S} \rho d\tau_S = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{4}{3} r^3$$

Quindi

$$E 4\pi r^2 = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{4}{3} r^3$$