

Fisica

Note di corso



Università
di Catania

Università degli Studi di Catania
Dipartimento di Matematica e Informatica
Corso di Laurea triennale in Informatica (L-31)

Autori

Emanuele Galiano
Andrea Leone
Sofia Lo Vecchio

Anno accademico

Anno Accademico 2025/2026

Prefazione

Queste dispense sono nate come appunti personali per il corso di Fisica tenuto presso il Dipartimento di Matematica e Informatica dell'Università di Catania tenuto dal Prof. Marco Ruggieri nell'anno accademico 2025/2026. L'obiettivo principale di questo materiale è stato fornire una risorsa personale di studio sulla parte teorica del corso, raggruppando concetti chiave, definizioni, teoremi, immagini ed esempi in unico documento.

Questo file non deve essere visto come un testo ufficiale o completo sull'argomento, in quanto potrebbero esserci errori, omissioni o imprecisioni. Invito pertanto chi legge questo documento a consultare le dispense ufficiali del corso proposte dal docente ed eventuali testi di riferimento consigliati. Inoltre, invito chiunque noti errori o abbia suggerimenti a contattarmi via email:

- **Email personale:** galianoo.emanuele@gmail.com,
- **Email universitaria:** emanuele.galiano@studium.unict.it;

oppure se ancora presente online, aprire una **issue** o una **pull request** nel repository GitHub associato a queste dispense:

<https://github.com/emanuelegaliano/Fisica>

In particolare, all'interno del repository GitHub sono presenti il codice open-source dei sorgenti \LaTeX utilizzati per generare queste dispense, oltre a tutti i file di supporto come immagini, bibliografia e altro materiale utile.

Licenza

Questo documento, intitolato Fisica, è distribuito sotto licenza **Creative Commons Attribution–ShareAlike 4.0 International (CC BY-SA 4.0)**.

La presente licenza è stata scelta con l'obiettivo di favorire la diffusione, la condivisione e il riutilizzo del materiale didattico, garantendo al contempo il riconoscimento dell'autore originale e la preservazione della natura open delle opere derivate.

Diritti concessi

In conformità con i termini della licenza Creative Commons BY-SA 4.0, è consentito a chiunque di:

- copiare e ridistribuire il materiale in qualsiasi mezzo o formato;
- adattare, modificare e trasformare il materiale;
- utilizzare il materiale anche per scopi commerciali.

Tali diritti sono concessi a titolo gratuito e non possono essere revocati, purché siano rispettate le condizioni indicate nella sezione seguente.

Condizioni

L'utilizzo del materiale è subordinato al rispetto delle seguenti condizioni:

- **Attribuzione (BY):** deve essere fornita un'adeguata attribuzione dell'opera, citando l'autore originale, il titolo del documento e la fonte. L'attribuzione deve essere effettuata in modo ragionevole e non tale da suggerire che l'autore originale approvi l'uso o le modifiche apportate.
- **Condividi allo stesso modo (SA):** nel caso in cui il materiale venga modificato, trasformato o utilizzato per creare opere derivate, tali opere devono essere distribuite sotto la *stessa licenza* Creative Commons Attribution–ShareAlike 4.0 International.

Non è consentito applicare termini legali o misure tecnologiche che limitino giuridicamente altri utenti dall'esercitare i diritti concessi dalla licenza.

Assenza di garanzia

Il materiale è fornito “così com’è”, senza garanzie di alcun tipo, esplicite o implicite. In particolare, l’autore non garantisce l’accuratezza, la completezza o l’assenza di errori nel contenuto del documento e declina ogni responsabilità per eventuali danni derivanti dall’uso del materiale.

Testo completo della licenza

Il testo legale completo della licenza Creative Commons Attribution–ShareAlike 4.0 International è disponibile al seguente indirizzo:

<https://creativecommons.org/licenses/by-sa/4.0/>

Copyright © 2026 Emanuele Galiano
Andrea Leone
Sofia Lo Vecchio

Indice

Licenza	v
Diritti concessi	v
Condizioni	v
Assenza di garanzia	vi
Testo completo della licenza	vi
1 Cinematica	1
1.1 Sistema di riferimento e posizione	1
1.1.1 Vettori	1
1.1.2 Sistema di riferimento	2
1.1.3 Posizione e vettore posizione	2
1.2 Traiettoria, legge oraria e velocità	3
1.2.1 Traiettoria	3
1.2.2 Legge oraria del moto	3
1.2.3 Velocità media e velocità istantanea	3
1.3 Spostamento e accelerazione	3
1.3.1 Spostamento	3
1.3.2 Accelerazione media	4
1.3.3 Accelerazione istantanea	4
1.4 Moti rettilinei	4
1.4.1 Moto rettilineo uniforme (MRU)	5
1.4.2 Moto rettilineo uniformemente accelerato (MRUA)	6
1.5 Moto balistico e moto parabolico	8
1.5.1 Sistema di riferimento e condizioni iniziali	8
1.5.2 Derivazione delle leggi orarie	9
1.5.3 Equazione della traiettoria	9
1.5.4 Tempo di volo, gittata e altezza massima	10
1.5.5 Esempio: lancio parabolico	10
1.6 Moto circolare uniforme	11
1.6.1 Descrizione geometrica del moto	11
1.6.2 Velocità angolare	11
1.6.3 Velocità tangenziale	11
1.6.4 Accelerazione centripeta	12
1.6.5 Esempio: moto circolare uniforme	12

2 Dinamica del punto materiale	15
2.1 Il concetto di forza	15
2.2 I principi della dinamica	16
2.2.1 Primo principio della dinamica	16
2.2.2 Secondo principio della dinamica	16
2.2.3 Terzo principio della dinamica	17
2.3 Forze nella meccanica classica	17
2.3.1 Forza peso	17
2.3.2 Forza elastica (legge di Hooke)	19
2.3.3 Forza viscosa	21
2.3.4 Forza normale	22
2.3.5 Forza di attrito	22
2.4 Pendolo semplice	24
2.4.1 Forze agenti e direzione del moto	24
2.4.2 Equazione del moto	25
2.4.3 Approssimazione per piccole oscillazioni	26
2.4.4 Soluzione dell'equazione del moto	26
2.4.5 Condizioni iniziali e leggi orarie	26
2.5 Lavoro	27
2.5.1 Esempi qualitativi: peso e attrito	27
2.5.2 Generalizzazione: forze non costanti	27
2.5.3 Lavoro della forza peso: lancio verso l'alto e caduta verso il basso	28
2.5.4 Ricavare il lavoro usando la legge oraria	28
2.5.5 Lavoro della forza peso nel pendolo	28
2.6 Teorema del lavoro e dell'energia cinetica	29
2.6.1 Energia cinetica	29
2.6.2 Enunciato del teorema	29
2.7 Legge di conservazione dell'energia meccanica	31
2.7.1 Forze conservative	31
2.7.2 Energia meccanica	31
2.7.3 Energia potenziale della forza peso	32
2.7.4 Energia potenziale della forza elastica	32
2.7.5 Applicazioni della conservazione dell'energia meccanica	32
2.8 Impulso della forza e quantità di moto	34
2.8.1 Quantità di moto	34
2.8.2 Impulso della forza	34
2.8.3 Forma generale del secondo principio della dinamica	34
2.8.4 Conservazione della quantità di moto	35
2.8.5 Urto di una biglia contro una parete	35
2.8.6 Urto elastico tra due particelle	37
2.8.7 Urto elastico con entrambe le particelle in movimento	39
2.8.8 Urto perfettamente anelastico	40
2.9 Legge della gravitazione universale di Newton	41
2.9.1 Dimostrazione della conservatività della forza di gravitazione universale	41

2.9.2	Energia potenziale gravitazionale	43
2.9.3	Forza peso come caso particolare	43
2.9.4	Velocità di fuga	43
3	Termodinamica	45
3.1	Sistema termodinamico	45
3.1.1	Equilibrio di un sistema	45
3.1.2	Variabili termodinamiche	45
3.2	Temperatura empirica	46
3.2.1	Scala termometrica	46
3.2.2	Scale termometriche comuni	46
3.3	Gas ideale (o perfetto)	47
3.4	Calore	47
3.4.1	Principio Zero	48
3.4.2	Sistema termodinamico	48
3.4.3	Equilibrio termodinamico	48
3.5	Trasformazioni termodinamiche	49
3.5.1	Trasformazione quasi-statica	49
3.5.2	Trasformazione reversibile	49
3.5.3	Trasformazione irreversibile	49
3.5.4	Trasformazione ciclica	49
3.5.5	Trasformazione spontanea	49
3.5.6	Variabili	50
3.6	Trasformazioni del gas ideale	50
3.6.1	Temperatura costante	50
3.6.2	Pressione costante	50
3.6.3	Volume costante	51
3.6.4	Equazione di stato dei gas perfetti	51
3.6.5	Energia cinetica	52
3.6.6	Da forma differenziale a forma finita	53
3.6.7	Equilibrio termico tra due solidi	53
3.6.8	Approfondimento: legame tra energia cinetica e temperatura	54
3.7	Lavoro in una trasformazione termodinamica	57
3.7.1	Lavoro elementare vs finito	57
3.7.2	Lavoro dipendente dal percorso	58
3.8	Primo principio della Termodinamica	58
3.8.1	Esperienza di Joule (1849)	59
3.9	Energia interna	60
3.9.1	Introduzione dell'energia interna	60
3.9.2	Definizione di energia interna	61
3.9.3	Casi studio	62
3.9.4	Energia interna di un corpo solido	64
3.9.5	Energia interna di un gas perfetto	65
3.10	Calore molare nei gas perfetti	67
3.10.1	Calore molare a volume costante	67

3.10.2	Calore molare a pressione costante	68
3.10.3	Trasformazione adiabatica reversibile	69
3.11	Secondo principio della termodinamica	70
3.11.1	Enunciale di Clausius	71
3.11.2	Enunciato di Kelvin-Planck	71
3.11.3	Equivalenza degli enunciati di Clausius e Kelvin-Planck	72
3.12	Ciclo di Carnot	72
3.12.1	Macchina termica reversibile a gas perfetto	72
3.12.2	Rendimento di una macchina termica	73
3.12.3	Rendimento	73
3.12.4	Teorema di Carnot	74
3.13	Entropia	74
3.13.1	Cicli reversibili	74
3.13.2	Definizione di entropia	75
3.13.3	Entropia e Secondo principio della Termodinamica	75
3.13.4	Secondo Principio espresso in termini di Entropia	76
3.13.5	Sistema + ambiente	76
3.13.6	Entropia dell'Universo	77
3.13.7	Calcolo dell'entropia in casi notevoli	77
3.13.8	Entropia di un corpo solido	78
3.13.9	Entropia di un gas perfetto	79
3.14	Entropia e Disordine	80
3.14.1	Entropia e probabilità termodinamica	80
3.14.2	Microstati e macrostati	80
3.14.3	Esperimento con molecole	81
3.14.4	Equazione di Gibbs	84
3.14.5	Entropia e informazione	84
3.14.6	Entropia e buchi neri (non per orale)	85
3.15	Irraggiungibilità dello zero assoluto	85
3.15.1	Terzo principio della Termodinamica	85
3.15.2	Zero assoluto	86
3.15.3	Calore specifico vicino allo zero	86
4	Elementi di Onde	87
5	Cenni di Meccanica Quantistica	89

Capitolo 1

Cinematica

La **cinematica** è il ramo della meccanica che si occupa dello studio del **moto dei corpi**, descrivendone le caratteristiche geometriche e temporali *senza analizzare le cause fisiche* che lo producono. In altre parole, la cinematica si concentra sullo studio di *come* un corpo si muove, prescindendo dalle forze o dalle interazioni responsabili del moto stesso.

Per poter descrivere quantitativamente il movimento di un corpo è necessario introdurre alcuni **concetti fondamentali**, quali il **sistema di riferimento**, la **posizione**, la **traiettoria**, la **velocità** e l'**accelerazione**. Tali grandezze permettono di costruire una descrizione matematica completa del moto, valida indipendentemente dalla natura fisica del corpo considerato.

Nello studio della cinematica, i corpi reali vengono spesso schematizzati come *punti materiali*, ovvero oggetti dotati di massa ma privi di estensione spaziale. Questa approssimazione risulta lecita quando le dimensioni del corpo sono trascurabili rispetto alle distanze percorse o quando la forma e la rotazione del corpo non influenzano in modo significativo il moto analizzato.

In questo capitolo verranno introdotti i concetti fondamentali della **cinematica del punto materiale**, partendo dalla definizione di sistema di riferimento e di posizione, per poi analizzare le grandezze cinematiche principali e le loro relazioni matematiche.

1.1 Sistema di riferimento e posizione

1.1.1 Vettori

Un vettore è caratterizzato da **modulo**, **direzione** e **verso**. Il **modulo** del vettore posizione \vec{r} , indicato con $|\vec{r}|$, rappresenta la distanza del punto materiale dall'origine del sistema di riferimento ed è dato da:

$$|\vec{r}| = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$$

Tra le operazioni fondamentali sui vettori si ricordano:

- **Somma vettoriale:** $\vec{a} + \vec{b}$
- **Differenza vettoriale:** $\vec{a} - \vec{b}$
- **Moltiplicazione per uno scalare:** $\lambda \vec{a}$
- **Prodotto scalare:**

$$\vec{a} \cdot \vec{b} = |\vec{a}| |\vec{b}| \cos \theta$$

Il prodotto scalare è una grandezza *scalare* e risulta particolarmente utile nello studio delle grandezze cinematiche e dinamiche.

1.1.2 Sistema di riferimento

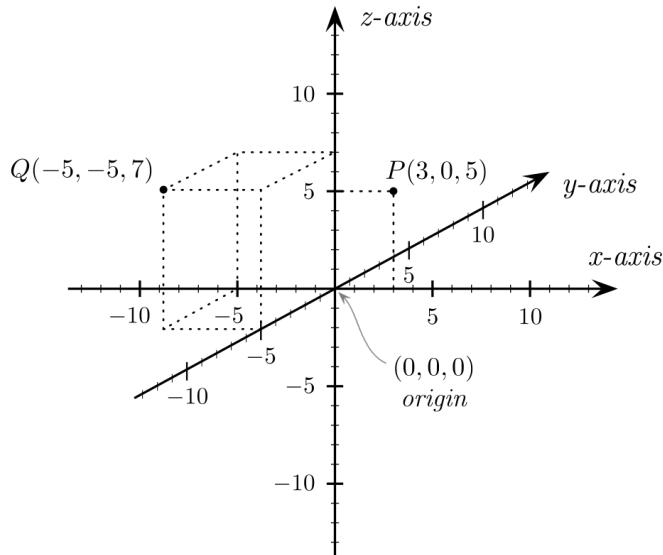


Figura 1.1: Esempio di sistema di riferimento cartesiano tridimensionale.

La descrizione del moto di un corpo non può prescindere dalla scelta di un **sistema di riferimento**. Un sistema di riferimento è costituito da:

- un **osservatore**;
- un **sistema di coordinate spaziali**;
- un **orologio** per la misura del tempo.

Ogni misura di posizione, velocità o accelerazione è sempre *relativa al sistema di riferimento adottato*. Di conseguenza, lo stesso fenomeno fisico può essere descritto in modo differente se osservato da sistemi di riferimento diversi.

Nel caso più semplice si utilizza un **sistema di riferimento cartesiano**. Nel moto unidimensionale è sufficiente introdurre un solo asse orientato, generalmente indicato con l'asse x , dotato di un'origine e di un verso positivo.

1.1.3 Posizione e vettore posizione

La **posizione** di un punto materiale è individuata, in generale, da un *vettore*, detto **vettore posizione**. Esso è definito come il vettore che congiunge l'origine del sistema di riferimento con la posizione occupata dal punto materiale all'istante di tempo considerato.

Indicando con $\vec{r}(t)$ il vettore posizione, si ha:

$$\vec{r} = \vec{r}(t)$$

Nel caso tridimensionale, il vettore posizione può essere espresso in coordinate cartesiane come:

$$\vec{r}(t) = x(t) \hat{i} + y(t) \hat{j} + z(t) \hat{k}$$

dove $x(t)$, $y(t)$ e $z(t)$ sono le coordinate del punto materiale lungo i tre assi cartesiani, mentre \hat{i} , \hat{j} e \hat{k} sono i **versori** associati agli assi.

1.2 Traiettoria, legge oraria e velocità

1.2.1 Traiettoria

La **traiettoria** di un punto materiale è il *luogo geometrico* dei punti occupati dal corpo durante il suo moto in un dato sistema di riferimento. Essa rappresenta l'insieme delle posizioni assunte dal vettore posizione $\vec{r}(t)$ al variare del tempo.

Se la traiettoria è una linea retta si parla di *moto rettilineo*, mentre se è una curva il moto è detto *curvilineo*. La forma della traiettoria dipende dalla scelta del sistema di riferimento.

1.2.2 Legge oraria del moto

Per descrivere completamente un moto non è sufficiente conoscere la traiettoria, ma è necessario sapere *come la posizione varia nel tempo*. A tal fine si introduce la **legge oraria del moto**, definita come la relazione matematica:

$$\vec{r} = \vec{r}(t)$$

Nel caso di un moto unidimensionale lungo l'asse x , la legge oraria si riduce a:

$$x = x(t)$$

1.2.3 Velocità media e velocità istantanea

La **velocità media** è definita come il rapporto tra lo spostamento del punto materiale e l'intervallo di tempo impiegato:

$$\vec{v}_m = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}$$

Nel limite in cui l'intervallo di tempo tende a zero si ottiene la **velocità istantanea**, definita come:

$$\boxed{\vec{v}(t) = \frac{d\vec{r}}{dt}}$$

La velocità istantanea è un vettore tangente alla traiettoria in ogni punto e rappresenta una delle grandezze fondamentali della cinematica.

1.3 Spostamento e accelerazione

1.3.1 Spostamento

Nel descrivere il moto di un punto materiale è importante distinguere tra **posizione** e **spostamento**. Lo **spostamento** è una grandezza vettoriale che descrive la variazione della posizione del punto materiale tra due istanti di tempo t_1 e t_2 .

Indicando con $\vec{r}(t_1)$ e $\vec{r}(t_2)$ i vettori posizione agli istanti iniziale e finale, il vettore spostamento $\Delta\vec{r}$ è definito come:

$$\Delta\vec{r} = \vec{r}(t_2) - \vec{r}(t_1)$$

Lo spostamento dipende *solo* dalla posizione iniziale e finale del punto materiale e non dal percorso seguito durante il moto. Per questo motivo, due moti differenti possono avere lo stesso spostamento.

Nel caso di un moto unidimensionale lungo l'asse x , lo spostamento si riduce a una grandezza scalare:

$$\Delta x = x(t_2) - x(t_1)$$

È importante non confondere lo spostamento con la **distanza percorsa**, che rappresenta invece la lunghezza totale della traiettoria seguita dal punto materiale ed è una grandezza *scalare*.

1.3.2 Accelerazione media

Così come la velocità descrive la variazione della posizione nel tempo, l'**accelerazione** descrive la variazione della velocità nel tempo. L'**accelerazione media** è definita come il rapporto tra la variazione della velocità e l'intervallo di tempo in cui tale variazione avviene:

$$\vec{a}_m = \frac{\Delta\vec{v}}{\Delta t}$$

dove:

$$\Delta\vec{v} = \vec{v}(t_2) - \vec{v}(t_1)$$

L'accelerazione media è una grandezza **vettoriale** e può essere diversa da zero anche quando il modulo della velocità rimane costante, come accade nel moto circolare.

1.3.3 Accelerazione istantanea

Nel limite in cui l'intervallo di tempo tende a zero, si definisce l'**accelerazione istantanea** come:

$$\boxed{\vec{a}(t) = \frac{d\vec{v}}{dt}}$$

Poiché la velocità è a sua volta la derivata temporale del vettore posizione, l'accelerazione può essere espressa anche come:

$$\boxed{\vec{a}(t) = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2}}$$

L'accelerazione istantanea fornisce una descrizione completa delle variazioni del moto, poiché tiene conto sia delle variazioni del *modulo* della velocità sia delle variazioni della sua *direzione*. Essa rappresenta una delle grandezze fondamentali della cinematica ed è alla base dello studio della dinamica.

1.4 Moti rettilinei

I **moti rettilinei** sono quei moti in cui la traiettoria del punto materiale è una *linea retta*. In questi casi, il moto può essere descritto completamente mediante una sola coordinata spaziale,

generalmente indicata con x .

Tra i moti rettilinei rivestono particolare importanza il **moto rettilineo uniforme** e il **moto rettilineo uniformemente accelerato**, che rappresentano modelli fondamentali della cinematica.

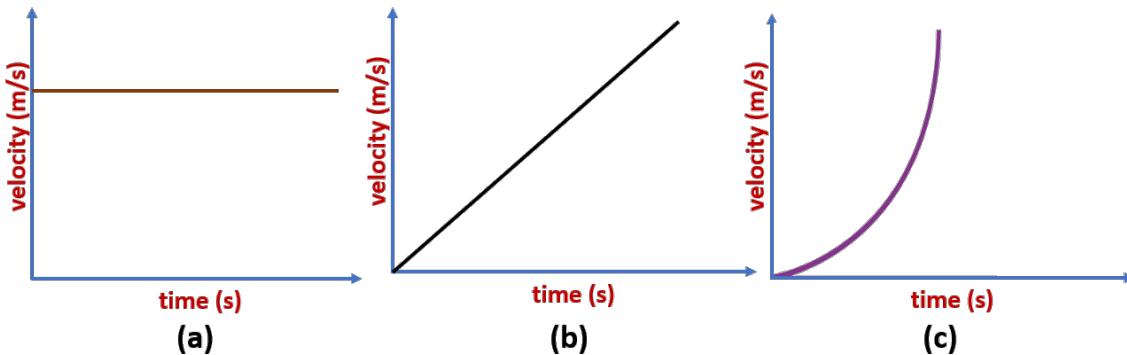


Figura 1.2: Grafici velocità–tempo per diversi tipi di moto: (a) **moto rettilineo uniforme**, caratterizzato da velocità costante nel tempo e accelerazione nulla; (b) **moto rettilineo uniformemente accelerato**, in cui la velocità varia linearmente nel tempo a causa di un’accelerazione costante; (c) **moto con accelerazione variabile**, nel quale la velocità cresce in modo non lineare nel tempo.

1.4.1 Moto rettilineo uniforme (MRU)

Il **moto rettilineo uniforme** è caratterizzato da una **velocità costante nel tempo**. Di conseguenza:

- l’accelerazione è nulla;
- il corpo percorre spazi uguali in tempi uguali.

Derivazione della legge oraria. Nel moto rettilineo uniforme la velocità è costante nel tempo. In forma differenziale, il legame tra posizione e velocità è espresso dalla relazione:

$$d\vec{r} = \vec{v} dt$$

Integrando entrambi i membri tra un istante iniziale t_0 e un generico istante t , si ottiene:

$$\int_{\vec{r}(t_0)}^{\vec{r}(t)} d\vec{r} = \int_{t_0}^t \vec{v} dt$$

Poiché la velocità \vec{v} è costante, essa può essere portata fuori dall’integrale:

$$\int_{\vec{r}(t_0)}^{\vec{r}(t)} d\vec{r} = \vec{v} \int_{t_0}^t dt \quad \Rightarrow \quad \vec{r}(t) - \vec{r}(t_0) = \vec{v}(t - t_0)$$

Da cui segue l'espressione della legge oraria vettoriale del moto rettilineo uniforme:

$$\vec{r}(t) = \vec{r}(t_0) + \vec{v}(t - t_0)$$

Nel caso di moto unidimensionale lungo l'asse x , ponendo $t_0 = 0$ e indicando con x_0 la posizione iniziale, la legge oraria assume la forma scalare:

$$x(t) = x_0 + vt$$

dove:

- x_0 è la posizione iniziale;
- v è la velocità costante;
- t è il tempo.

Nel moto rettilineo uniforme la velocità istantanea coincide in ogni istante con la velocità media, infatti:

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

poiché lo spostamento è direttamente proporzionale all'intervallo di tempo considerato.

Esempio: MRU

Un punto materiale si muove con velocità costante $v = 2 \text{ m/s}$ e posizione iniziale $x_0 = 1 \text{ m}$. Determinare la posizione al tempo $t = 4 \text{ s}$.

Soluzione. Applicando la legge oraria:

$$x(4) = 1 + 2 \cdot 4 = 9 \text{ m}$$

1.4.2 Moto rettilineo uniformemente accelerato (MRUA)

Il **moto rettilineo uniformemente accelerato** è caratterizzato da una **accelerazione costante**. In questo tipo di moto la velocità varia linearmente nel tempo, mentre la posizione varia quadraticamente.

Le equazioni fondamentali del MRUA sono:

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

dove:

- x_0 è la posizione iniziale;
- v_0 è la velocità iniziale;
- a è l'accelerazione costante.

Derivazione della legge oraria. Nel moto rettilineo uniformemente accelerato l'accelerazione è costante. La relazione fondamentale tra velocità e accelerazione è:

$$a = \frac{dv}{dt}$$

Scritta in forma differenziale, essa diventa:

$$dv = a dt$$

Integrando tra un istante iniziale t_0 e un generico istante t , si ottiene:

$$\int_{v(t_0)}^{v(t)} dv = \int_{t_0}^t a dt$$

Poiché l'accelerazione a è costante:

$$v(t) - v(t_0) = a(t - t_0)$$

Indicando con $v_0 = v(t_0)$ la velocità iniziale e ponendo, senza perdita di generalità, $t_0 = 0$, si ricava la legge oraria della velocità:

$$v(t) = v_0 + at$$

Per ottenere la legge oraria della posizione, si utilizza la relazione fondamentale:

$$v = \frac{dx}{dt}$$

ovvero, in forma differenziale:

$$dx = v(t) dt = (v_0 + at) dt$$

Integrando tra $t_0 = 0$ e t , si ottiene:

$$\int_{x_0}^{x(t)} dx = \int_0^t (v_0 + at) dt$$

da cui:

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

e quindi la legge oraria del MRUA:

$$x(t) = x_0 + v_0 t + \frac{1}{2} a t^2$$

Esempio: MRUA

Un punto materiale parte dalla posizione $x_0 = 0$ con velocità iniziale $v_0 = 2 \text{ m/s}$ ed è soggetto a un'accelerazione costante $a = 1 \text{ m/s}^2$. Determinare la posizione al tempo $t = 3 \text{ s}$.

Soluzione. Utilizzando la legge oraria:

$$x(3) = 0 + 2 \cdot 3 + \frac{1}{2} \cdot 1 \cdot 3^2 = 6 + 4.5 = 10.5 \text{ m}$$

1.5 Moto balistico e moto parabolico

Il **moto balistico**, detto anche **moto parabolico**, è un caso di *moto curvilineo nel piano*. Esso descrive il movimento di un punto materiale soggetto unicamente alla forza di gravità, trascurando la resistenza dell'aria. In tali condizioni l'accelerazione è costante e diretta verticalmente verso il basso.

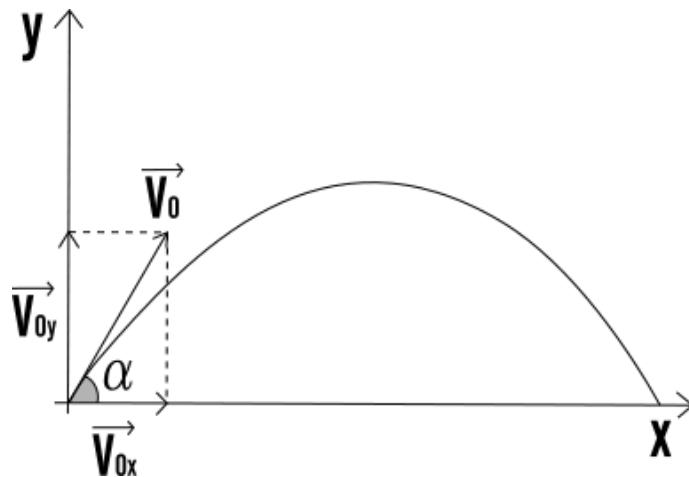


Figura 1.3: Moto balistico: un punto materiale viene lanciato con velocità iniziale \vec{v}_0 che forma un angolo α con l'orizzontale. La traiettoria seguita è una parabola.

Il moto balistico può essere interpretato come la **composizione di due moti indipendenti**:

- un moto rettilineo uniforme lungo la direzione orizzontale;
- un moto rettilineo uniformemente accelerato lungo la direzione verticale.

1.5.1 Sistema di riferimento e condizioni iniziali

Si consideri un sistema di riferimento cartesiano con asse x orizzontale e asse y verticale, con origine nel punto di lancio. La velocità iniziale \vec{v}_0 forma un angolo α con l'orizzontale ed è scomposta nelle componenti:

$$\vec{v}_0 = (v_{0x}, v_{0y}) = (v_0 \cos \alpha, v_0 \sin \alpha)$$

L'unica accelerazione agente è quella di gravità:

$$\vec{a} = (0, -g), \quad g \simeq 9,81 \text{ m/s}^2$$

1.5.2 Derivazione delle leggi orarie

Le componenti dell'accelerazione sono:

$$a_x = 0, \quad a_y = -g$$

Dalla relazione fondamentale della cinematica:

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

si ottengono, separatamente lungo i due assi:

$$\begin{aligned}\frac{dv_x}{dt} &= 0 \\ \frac{dv_y}{dt} &= -g\end{aligned}$$

Integrando rispetto al tempo:

$$\begin{aligned}v_x(t) &= v_{0x} \\ v_y(t) &= v_{0y} - gt\end{aligned}$$

Per determinare le leggi orarie della posizione si utilizza la relazione:

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$$

che lungo i due assi diventa:

$$\begin{aligned}\frac{dx}{dt} &= v_{0x} \\ \frac{dy}{dt} &= v_{0y} - gt\end{aligned}$$

Integrando e ponendo $x_0 = 0$ e $y_0 = 0$, si ottengono le leggi orarie del moto balistico:

$$\begin{aligned}x(t) &= v_{0x} t \\ y(t) &= v_{0y} t - \frac{1}{2}gt^2\end{aligned}$$

1.5.3 Equazione della traiettoria

Dalla legge oraria del moto orizzontale si ricava:

$$t = \frac{x}{v_{0x}}$$

Sostituendo nella legge oraria verticale:

$$y = \frac{v_{0y}}{v_{0x}} x - \frac{g}{2v_{0x}^2} x^2$$

Esplicitando le componenti della velocità iniziale:

$$y = x \tan \alpha - \frac{g}{2v_0^2 \cos^2 \alpha} x^2$$

Tale equazione rappresenta una **parabola** con concavità rivolta verso il basso, da cui il nome di *moto parabolico*.

1.5.4 Tempo di volo, gittata e altezza massima

Il tempo di volo t_f si ottiene imponendo $y(t_f) = 0$:

$$v_{0y}t_f - \frac{1}{2}gt_f^2 = 0 \quad \Rightarrow \quad t_f = \frac{2v_0 \sin \alpha}{g}$$

La **gittata** del moto è:

$$R = x(t_f) = v_{0x}t_f = \frac{v_0^2}{g} \sin(2\alpha)$$

L'**altezza massima** raggiunta dal punto materiale è:

$$h_{\max} = \frac{v_0^2 \sin^2 \alpha}{2g}$$

La gittata risulta massima per un angolo di lancio:

$$\alpha = 45^\circ$$

Quota massima come caso di MRUA. Il moto verticale del punto materiale è un moto rettilineo uniformemente accelerato con accelerazione $-g$. La legge oraria della velocità lungo l'asse y è:

$$v_y(t) = v_0 - gt$$

La quota massima viene raggiunta quando $v_y = 0$:

$$t = \frac{v_0}{g}$$

Sostituendo nella legge oraria della posizione:

$$y(t) = v_0t - \frac{1}{2}gt^2$$

si ottiene:

$$y_{\max} = \frac{v_0^2}{2g}$$

1.5.5 Esempio: lancio parabolico

Un punto materiale viene lanciato dal suolo con velocità iniziale $v_0 = 20 \text{ m/s}$ e angolo $\alpha = 30^\circ$. Determinare la gittata del moto.

Soluzione. Applicando la formula della gittata:

$$R = \frac{20^2}{9,81} \sin(60^\circ) \approx 35,3 \text{ m}$$

1.6 Moto circolare uniforme

Il **moto circolare uniforme** è un particolare caso di *moto curvilineo* in cui un punto materiale si muove lungo una **circonferenza** di raggio costante R con **velocità di modulo costante**.

Sebbene il modulo della velocità rimanga costante, il moto non è uniforme in senso vettoriale, poiché la *direzione* della velocità cambia continuamente nel tempo. Ne segue che l'accelerazione del punto materiale non è nulla.

1.6.1 Descrizione geometrica del moto

Si consideri un punto materiale che si muove su una circonferenza di raggio R e centro O . La posizione del punto è individuata dall'angolo $\theta(t)$ formato dal raggio vettore con un asse di riferimento fissato.

La lunghezza dell'arco di circonferenza percorso è legata all'angolo dalla relazione geometrica:

$$s = R\theta$$

1.6.2 Velocità angolare

Si definisce **velocità angolare** ω come la derivata temporale dell'angolo:

$$\omega = \frac{d\theta}{dt}$$

Nel moto circolare uniforme la velocità angolare è **costante**. L'equazione differenziale:

$$\frac{d\theta}{dt} = \omega$$

integrandola tra t_0 e t fornisce:

$$\theta(t) - \theta(t_0) = \omega(t - t_0)$$

Indicando con $\theta_0 = \theta(t_0)$ l'angolo iniziale, si ottiene la legge oraria angolare:

$$\boxed{\theta(t) = \theta_0 + \omega(t - t_0)}$$

Ponendo $t_0 = 0$:

$$\boxed{\theta(t) = \theta_0 + \omega t}$$

La velocità angolare è legata al **periodo** T del moto (tempo necessario per compiere un giro completo) dalla relazione:

$$\omega = \frac{2\pi}{T}$$

1.6.3 Velocità tangenziale

La **velocità tangenziale** \vec{v} è sempre tangente alla traiettoria circolare e perpendicolare al raggio vettore.

Il suo modulo si ottiene derivando l'arco di circonferenza rispetto al tempo:

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

Usando la relazione $s = R\theta$:

$$v = R \frac{d\theta}{dt}$$

Poiché $\omega = \frac{d\theta}{dt}$, segue:

$$v = R\omega$$

Il modulo della velocità è costante, mentre la direzione varia continuamente.

1.6.4 Accelerazione centripeta

Nel moto circolare uniforme l'accelerazione è dovuta esclusivamente al cambiamento di direzione della velocità. Consideriamo due istanti molto vicini t_1 e t_2 e le corrispondenti velocità \vec{v}_1 e \vec{v}_2 , di uguale modulo v ma direzione diversa.

La variazione di velocità è:

$$\Delta\vec{v} = \vec{v}_2 - \vec{v}_1$$

Dal triangolo delle velocità si ricava, per piccoli angoli $\Delta\theta$:

$$|\Delta\vec{v}| \simeq v \Delta\theta$$

Il modulo dell'accelerazione è definito come:

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

Sostituendo:

$$|\vec{a}| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} v \frac{\Delta\theta}{\Delta t}$$

Nel limite $\Delta t \rightarrow 0$:

$$|\vec{a}| = v \frac{d\theta}{dt} = v\omega$$

Usando la relazione $v = R\omega$, si ottiene:

$$a_c = R\omega^2 = \frac{v^2}{R}$$

L'accelerazione è detta **centripeta** ed è sempre diretta verso il centro della circonferenza.

Poiché la velocità angolare è costante, l'**accelerazione tangenziale è nulla**.

1.6.5 Esempio: moto circolare uniforme

Un punto materiale si muove di moto circolare uniforme su una circonferenza di raggio $R = 2$ m con velocità angolare $\omega = 3$ rad/s.

Determinare il modulo della velocità e dell'accelerazione centripeta.

Soluzione. La velocità tangenziale vale:

$$v = R\omega = 2 \cdot 3 = 6 \text{ m/s}$$

L'accelerazione centripeta risulta:

$$a_c = R\omega^2 = 2 \cdot 3^2 = 18 \text{ m/s}^2$$

Riferimenti

- Capitolo 1 del libro *Fisica. Meccanica e Termodinamica* [1].
- Materiale visto a lezione.
- Figura 1.1 da Wikipedia Commons: https://commons.wikimedia.org/wiki/Main_Page.
- Figura 1.2: <https://seo-fe.vedantu.com/physics/velocity-time-graph>.
- Figura 1.3 da Youmath: <https://www.youmath.it/lezioni/fisica/cinematica/2956-moto-parabolico-moto-del-proiettile.html>.

Capitolo 2

Dinamica del punto materiale

La dinamica del punto materiale studia il moto dei corpi materiali sotto l'azione di forze esterne. A differenza della cinematica, che descrive il movimento prescindendo dalle cause che lo generano, la dinamica si propone di individuare e analizzare le *interazioni fisiche* responsabili delle variazioni dello stato di moto dei corpi.

Nello studio della dinamica, i corpi reali vengono spesso schematizzati come **punti materiali**, ossia oggetti dotati di massa ma privi di dimensioni spaziali apprezzabili rispetto al fenomeno considerato. Tale modello consente di semplificare l'analisi del moto, concentrandosi esclusivamente sugli effetti delle forze applicate al corpo.

L'obiettivo fondamentale della dinamica è stabilire una relazione quantitativa tra le **forze agenti** su un corpo e il suo **moto**, in particolare attraverso lo studio delle variazioni della velocità nel tempo. Questo legame è formalizzato dai *principi della dinamica*, enunciati da Newton, che costituiscono il fondamento della meccanica classica.

2.1 Il concetto di forza

In dinamica, il concetto centrale è quello di **forza**. In modo intuitivo, una forza rappresenta un'interazione tra corpi capace di modificare lo stato di moto di un corpo oppure di deformarlo. Dal punto di vista fisico, una forza è dunque la causa delle variazioni del moto osservate sperimentalmente.

La forza è una **grandezza vettoriale**, caratterizzata da:

- un **modulo**, che ne misura l'intensità;
- una **direzione**;
- un **verso**;
- un **punto di applicazione**.

Per descrivere correttamente l'azione di una forza su un corpo è necessario specificare tutte queste caratteristiche.

Nel Sistema Internazionale, l'unità di misura della forza è il **newton (N)**, definito come la forza che, applicata a un corpo di massa pari a 1 kg, gli imprime un'accelerazione di 1 m/s^2 .

Quando su un corpo agiscono più forze contemporaneamente, l'effetto complessivo sul moto è determinato dalla **forza risultante**, ottenuta come somma vettoriale di tutte le forze applicate:

$$\vec{F}_{\text{tot}} = \sum_i \vec{F}_i$$

È la forza totale agente sul corpo a determinare le eventuali variazioni del suo stato di moto.

2.2 I principi della dinamica

I principi della dinamica, formulati da Isaac Newton, costituiscono il fondamento della meccanica classica. Essi stabiliscono le leggi che governano il moto dei corpi in relazione alle forze che agiscono su di essi e risultano validi, con ottima approssimazione, per sistemi macroscopici che si muovono a velocità molto inferiori a quella della luce.

2.2.1 Primo principio della dinamica

Il primo principio della dinamica, noto anche come **principio di inerzia**, afferma che:

Un corpo permane nel suo stato di quiete o di moto rettilineo uniforme finché una forza esterna risultante non interviene a modificarne lo stato.

Questo principio introduce il concetto di **inerzia**, ossia la tendenza dei corpi a opporsi alle variazioni del proprio stato di moto. In assenza di forze esterne, oppure quando la forza risultante agente su un corpo è nulla, il corpo non subisce alcuna accelerazione.

*Il primo principio permette di identificare i sistemi di riferimento **inerziali**: sono tali quei sistemi nei quali un corpo non soggetto a forze si muove di moto rettilineo uniforme.*

2.2.2 Secondo principio della dinamica

Il secondo principio della dinamica stabilisce una relazione quantitativa tra la forza risultante applicata a un corpo e l'accelerazione che esso acquista. Esso afferma che:

L'accelerazione di un corpo è direttamente proporzionale alla forza risultante che agisce su di esso ed è inversamente proporzionale alla sua massa.

In forma matematica, il secondo principio si esprime come:

$$\vec{F}_{\text{tot}} = m\vec{a}$$

dove \vec{F}_{tot} è la forza risultante agente sul corpo, m è la massa del corpo e \vec{a} è l'accelerazione prodotta.

La massa rappresenta una misura dell'inerzia del corpo: a parità di forza applicata, un corpo di massa maggiore subisce un'accelerazione minore. In generale, il problema fondamentale della dinamica consiste nel determinare il **moto di un corpo**, ossia la sua legge oraria $\vec{x}(t)$, a partire dalla conoscenza delle forze agenti su di esso. Poiché l'accelerazione è la derivata seconda della posizione rispetto al tempo, il secondo principio della dinamica conduce, in generale, a

un'equazione differenziale del secondo ordine. La determinazione del moto richiede quindi la risoluzione di tale equazione, una volta assegnate le condizioni iniziali.

Il secondo principio della dinamica mette in relazione le grandezze fondamentali della meccanica classica: forza, massa e accelerazione. Esso costituisce la base per l'analisi quantitativa del moto dei corpi sotto l'azione di forze esterne.

2.2.3 Terzo principio della dinamica

Il terzo principio della dinamica, detto **principio di azione e reazione**, afferma che:

Se un corpo A esercita una forza su un corpo B, allora il corpo B esercita simultaneamente su A una forza uguale in modulo e direzione, ma opposta in verso.

Le due forze di azione e reazione costituiscono una coppia e agiscono sempre su *corpi diversi*. Per questo motivo, esse non si annullano a vicenda e non violano il secondo principio della dinamica.

Il terzo principio evidenzia che le forze sono sempre il risultato di un'interazione reciproca tra corpi e che non esistono forze isolate.

2.3 Forze nella meccanica classica

In generale, la forza agente su un punto materiale può dipendere dalla posizione del corpo nello spazio. In tal caso, il secondo principio della dinamica assume la forma di un'equazione differenziale in cui la forza non è costante, rendendo la determinazione analitica della legge oraria più complessa. Nei casi più semplici, come quello della forza peso, la forza può essere invece considerata costante, permettendo una integrazione diretta delle equazioni del moto.

Nello studio della dinamica del punto materiale, alcune forze compaiono in modo ricorrente e permettono di costruire modelli semplici ma molto efficaci. In questa sezione introduciamo le forze fondamentali e, quando possibile, ricaviamo le corrispondenti **leggi orarie** a partire dal secondo principio della dinamica.

2.3.1 Forza peso

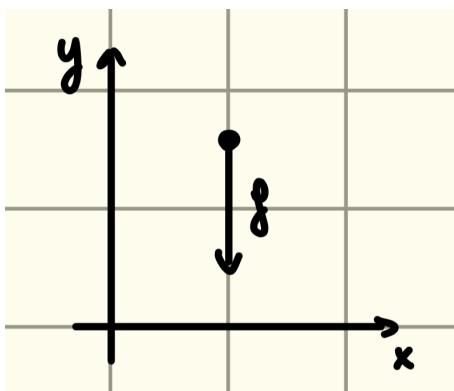


Figura 2.1: Rappresentazione della forza peso \vec{P} agente su un punto materiale di massa m .

La **forza peso** è la forza gravitazionale esercitata dalla Terra su un corpo di massa m . In prossimità della superficie terrestre può essere considerata costante in modulo e direzione:

$$\vec{P} = m\vec{g},$$

dove \vec{g} è l'accelerazione di gravità che vale $\approx 9.81 \text{ m/s}^2$ (diretta verticalmente verso il basso).

Applicando il secondo principio della dinamica:

$$m\vec{a} = \vec{P} = m\vec{g} \quad \Rightarrow \quad \vec{a} = \vec{g}.$$

Si ottiene quindi un risultato fondamentale: L'accelerazione di un corpo soggetto alla sola forza peso è **costante** ed è **indipendente dalla massa** del corpo.

2.3.1.1 Derivazione delle leggi orarie

Scegliamo un sistema di riferimento con asse y verticale e verso positivo verso l'alto. Consideriamo un punto materiale soggetto unicamente alla forza peso. In prossimità della superficie terrestre, tale forza può essere considerata costante e diretta verso il basso:

$$\vec{P} = (0, -mg, 0).$$

Applicando il secondo principio della dinamica,

$$\sum \vec{F} = m\vec{a},$$

si ottiene che l'accelerazione del punto materiale è costante e pari a:

$$\vec{a} = (0, -g, 0),$$

dove g è il modulo dell'accelerazione di gravità. Dividendo in componenti si ha:

$$\begin{cases} m \frac{d^2x(t)}{dt^2} = 0, \\ m \frac{d^2y(t)}{dt^2} = -mg, \\ m \frac{d^2z(t)}{dt^2} = 0. \end{cases} \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} \frac{d^2x(t)}{dt^2} = 0, \\ \frac{d^2y(t)}{dt^2} = -g, \\ \frac{d^2z(t)}{dt^2} = 0. \end{cases}$$

Componente x (moto rettilineo uniforme).

$$\frac{d^2x(t)}{dt^2} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{dx(t)}{dt} = v_x(t) = v_{x0} \quad \Rightarrow \quad x(t) = x_0 + v_{x0} t.$$

Componente z (moto rettilineo uniforme).

$$\frac{d^2z(t)}{dt^2} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{dz(t)}{dt} = v_z(t) = v_{z0} \quad \Rightarrow \quad z(t) = z_0 + v_{z0} t.$$

Componente y (moto uniformemente accelerato).

$$\frac{d^2y(t)}{dt^2} = -g \implies \frac{dy(t)}{dt} = v_y(t) = v_{y0} - g t$$

e integrando ulteriormente:

$$y(t) = y_0 + v_{y0} t - \frac{1}{2} g t^2.$$

In forma vettoriale, le leggi orarie del moto possono essere raccolte come:

$$\vec{x}(t) = \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} v_{x0} \\ v_{y0} \\ v_{z0} \end{pmatrix} t + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ -g \\ 0 \end{pmatrix} t^2.$$

Caso particolare: forza costante lungo un asse

Consideriamo un punto materiale soggetto a una forza costante diretta lungo l'asse x :

$$\vec{F} = (F, 0, 0) = \text{costante}.$$

Applicando il secondo principio della dinamica si ha:

$$F_x = F = ma_x = m \frac{d^2x(t)}{dt^2} \implies \frac{d^2x(t)}{dt^2} = \frac{F}{m}.$$

Integrando rispetto al tempo:

$$\begin{aligned} \frac{d^2x(t)}{dt^2} = \frac{dv_x(t)}{dt} = \frac{F}{m} &\implies \int_{v_{x0}}^{v_x(t)} dv_x = \int_0^t \frac{F}{m} dt \\ v_x(t) - v_{x0} = \frac{F}{m} t &\implies v_x(t) = v_{x0} + \frac{F}{m} t. \end{aligned}$$

Poiché $v_x(t) = \frac{dx(t)}{dt}$, integrando nuovamente:

$$\begin{aligned} \int_{x_0}^{x(t)} dx &= \int_0^t \left(v_{x0} + \frac{F}{m} t \right) dt \\ x(t) - x_0 = v_{x0} t + \frac{1}{2} \frac{F}{m} t^2 &\implies x(t) = x_0 + v_{x0} t + \frac{1}{2} \frac{F}{m} t^2. \end{aligned}$$

Questo risultato mostra esplicitamente che, nel caso di forza costante, il moto è **uniformemente accelerato** e che le leggi del moto derivano direttamente dal secondo principio della dinamica.

2.3.2 Forza elastica (legge di Hooke)

La **forza elastica** è una **forza di richiamo**: tende a riportare il punto materiale verso la **posizione di equilibrio**. Essa è la forza esercitata dalla molla quando questa viene deformata (allungata o compressa).

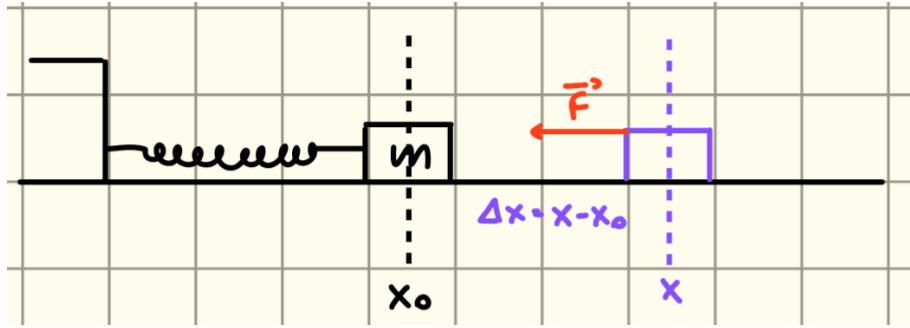


Figura 2.2: Sistema massa–molla su piano orizzontale: una massa m è collegata a una molla ideale e può muoversi lungo l'asse x . La posizione di equilibrio è indicata con x_0 ; per uno spostamento $\Delta x = x - x_0$ la molla esercita una forza elastica diretta verso la posizione di equilibrio.

Nel caso unidimensionale (moto lungo l'asse x), indicando con x_0 la posizione di equilibrio e con $\Delta x = x - x_0$ lo spostamento dall'equilibrio, la legge di Hooke afferma che:

$$F_e = -k \Delta x = -k(x - x_0),$$

dove k è la **costante elastica** della molla. Il segno meno indica che la forza è sempre opposta allo spostamento: se $\Delta x > 0$ la forza è diretta verso sinistra, se $\Delta x < 0$ è diretta verso destra.

Derivazione della legge oraria (moto armonico). Applichiamo il secondo principio della dinamica lungo l'asse x :

$$\sum F_x = m \frac{d^2x(t)}{dt^2}.$$

Se l'unica forza lungo x è la forza elastica, allora:

$$-k(x(t) - x_0) = m \frac{d^2x(t)}{dt^2}.$$

Portando tutto a primo membro:

$$\frac{d^2x(t)}{dt^2} + \frac{k}{m}(x(t) - x_0) = 0.$$

È spesso comodo riscrivere l'equazione in termini dello spostamento dall'equilibrio $\Delta x(t) = x(t) - x_0$:

$$\frac{d^2\Delta x(t)}{dt^2} + \omega^2 \Delta x(t) = 0, \quad \text{con } \omega = \sqrt{\frac{k}{m}}.$$

Questa è l'equazione del moto **armonico** (moto periodico).

Una soluzione generale può essere scritta come:

$$\Delta x(t) = A \cos(\omega t + \varphi),$$

dove A è l'ampiezza dell'oscillazione e φ è la fase iniziale. Di conseguenza:

$$x(t) = x_0 + A \cos(\omega t + \varphi).$$

Il moto è periodico con periodo:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}.$$

Caso particolare: se il corpo viene lasciato da fermo con elongazione iniziale L rispetto all'equilibrio, cioè $\Delta x(0) = L$ e $v(0) = 0$, allora $\varphi = 0$ e:

$$\Delta x(t) = L \cos(\omega t), \quad x(t) = x_0 + L \cos(\omega t).$$

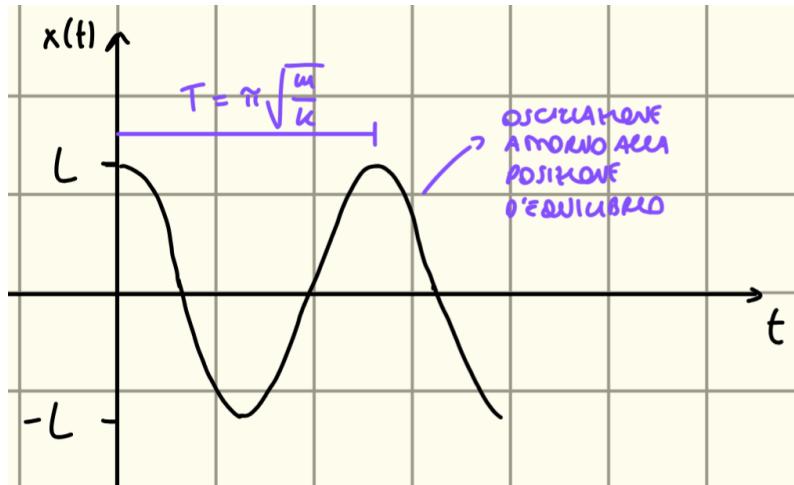


Figura 2.3: Andamento temporale dello spostamento $\Delta x(t)$ nel moto armonico: l'oscillazione è periodica attorno alla posizione di equilibrio, con ampiezza L e periodo $T = 2\pi\sqrt{m/k}$.

2.3.3 Forza viscosa

La **forza viscosa** è una forza dissipativa che si manifesta quando un corpo si muove all'interno di un fluido (aria, acqua, ecc.). Essa è diretta in verso opposto alla velocità del corpo e, nel regime di basse velocità, è proporzionale al modulo della velocità stessa:

$$\vec{F}_v = -\beta \vec{v},$$

dove β è una costante positiva che dipende dalle proprietà del fluido e dalle dimensioni del corpo.

Velocità limite. Consideriamo un corpo che si muove verticalmente sotto l'azione della forza peso e della forza viscosa. Scegliamo l'asse y orientato verso il basso. Le forze agenti lungo y sono:

$$\vec{P} = m\vec{g}, \quad \vec{F}_v = -\beta\vec{v}.$$

Dopo un certo intervallo di tempo, il corpo raggiunge una **velocità limite** v_L , che rimane costante. In tale condizione l'accelerazione è nulla e la forza risultante si annulla:

$$\vec{a} = 0 \implies \vec{P} + \vec{F}_v = 0.$$

Proiettando lungo l'asse y :

$$mg - \beta v_L = 0 \implies v_L = \frac{mg}{\beta}.$$

La velocità limite non dipende dalla quota iniziale del corpo, ma solo dai parametri fisici del sistema.

Equazione del moto e legge della velocità. Prima di raggiungere la velocità limite, il corpo è accelerato. Applicando il secondo principio della dinamica lungo l'asse y si ottiene:

$$m \frac{dv_y(t)}{dt} = mg - \beta v_y(t).$$

Questa è un'equazione differenziale del primo ordine. La sua soluzione, imponendo la condizione iniziale $v_y(0) = 0$, è:

$$v_y(t) = v_L (1 - e^{-\alpha t}), \quad \text{con } \alpha = \frac{\beta}{m}.$$

Il parametro α indica la rapidità con cui il corpo raggiunge la velocità limite:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} v_y(t) = v_L, \quad v_y(0) = 0.$$

La presenza della forza viscosa modifica profondamente il moto rispetto al caso della sola forza peso: l'accelerazione non è costante e il moto non è uniformemente accelerato. La forza viscosa introduce inoltre una dissipazione di energia meccanica.

2.3.4 Forza normale

La **forza normale** \vec{N} è una forza vincolare esercitata da una superficie su un corpo a contatto con essa. Essa è diretta perpendicolarmente alla superficie di contatto e impedisce al corpo di attraversarla.

In molte situazioni di interesse, come nel caso di un corpo appoggiato su un piano orizzontale, l'accelerazione lungo la direzione verticale è nulla. Applicando il secondo principio della dinamica lungo l'asse verticale si ha:

$$\sum F_y = 0 \implies N - mg = 0 \implies N = mg.$$

2.3.5 Forza di attrito

La **forza di attrito** si oppone al moto relativo, o alla tendenza al moto, tra due superfici a contatto. Essa agisce lungo la superficie di contatto ed è diretta in verso opposto alla velocità relativa o alla forza che tende a mettere il corpo in movimento.

2.3.5.1 Attrito statico

Quando il corpo è fermo rispetto alla superficie di contatto, l'attrito è di tipo statico. Il modulo della forza di attrito statico si adatta al valore necessario a mantenere il corpo in quiete, fino a un valore massimo:

$$|\vec{F}_s| \leq \mu_s N,$$

dove μ_s è il coefficiente di attrito statico e N è il modulo della forza normale.

2.3.5.2 Attrito dinamico

Quando il corpo è in movimento rispetto alla superficie, l'attrito è di tipo dinamico. In questo caso il modulo della forza di attrito è costante e vale:

$$|\vec{F}_d| = \mu_d N,$$

dove μ_d è il coefficiente di attrito dinamico, in genere minore del coefficiente di attrito statico ($\mu_d < \mu_s$). La forza di attrito dinamico è sempre diretta in verso opposto alla velocità del corpo.

Esempio: piano inclinato

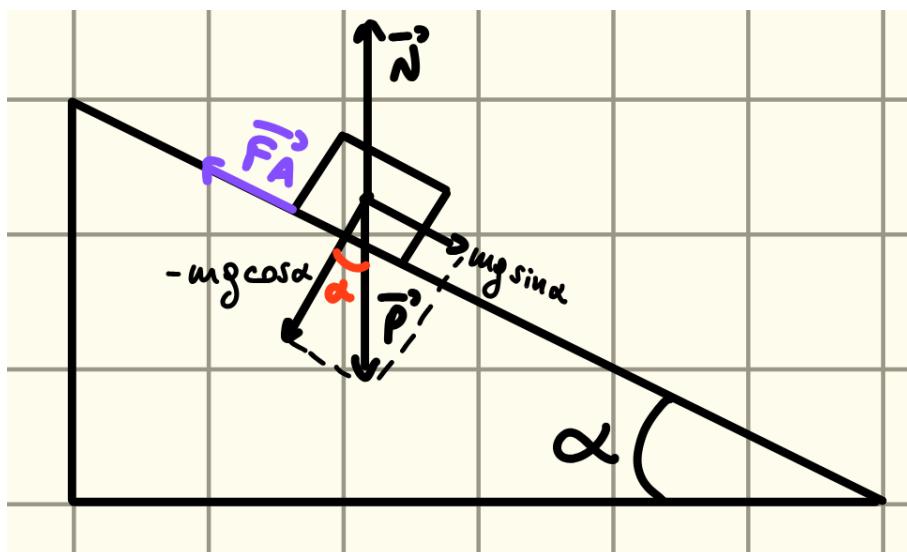


Figura 2.4: Punto materiale di massa m su un piano inclinato di angolo α . Sono rappresentate la forza peso, la reazione normale e la componente tangenziale della forza peso lungo il piano.

Consideriamo un punto materiale di massa m appoggiato su un piano inclinato di angolo α rispetto all'orizzontale. Sul corpo agiscono la forza peso \vec{P} , la forza normale \vec{N} e la forza di attrito.

Scomponiamo la forza peso nelle componenti perpendicolare e parallela al piano. Lungo la direzione perpendicolare al piano il corpo non accelera, quindi vale la condizione di equilibrio:

$$N - mg \cos \alpha = 0 \implies N = mg \cos \alpha.$$

La componente della forza peso parallela al piano vale invece:

$$P_{\parallel} = mg \sin \alpha,$$

ed è la forza responsabile del moto lungo il piano.

Condizione di distacco. La forza di attrito statico può assumere valori fino a un massimo:

$$F_s^{\max} = \mu_s N = \mu_s mg \cos \alpha.$$

Il corpo rimane in quiete se la componente tangenziale della forza peso non supera tale valore, cioè se:

$$mg \sin \alpha \leq \mu_s mg \cos \alpha \implies \tan \alpha \leq \mu_s.$$

L'angolo α_c tale che $\tan \alpha_c = \mu_s$ prende il nome di **angolo critico di distacco**. Per $\alpha > \alpha_c$ il corpo inizia a muoversi lungo il piano.

Calcolo dell'accelerazione (attrito dinamico). Supponiamo ora che il corpo sia in moto lungo il piano e che agisca l'attrito dinamico. Il modulo della forza di attrito dinamico è:

$$F_d = \mu_d N = \mu_d mg \cos \alpha,$$

diretta in verso opposto al moto.

Applicando il secondo principio della dinamica lungo la direzione del piano inclinato si ottiene:

$$mg \sin \alpha - \mu_d mg \cos \alpha = ma.$$

Da cui segue l'accelerazione del corpo:

$$a = g \sin \alpha - \mu_d g \cos \alpha = g \sin \alpha \left(1 - \frac{\mu_d}{\tan \alpha} \right).$$

Legge oraria del moto. Poiché l'accelerazione è costante, il moto lungo il piano è uniformemente accelerato. Supponendo che il corpo parta da fermo, la legge oraria lungo la direzione del piano è:

$$x(t) = x_0 - \frac{1}{2} at^2 = x_0 - \frac{1}{2} g \sin \alpha \left(1 - \frac{\mu_d}{\tan \alpha} \right) t^2.$$

Questo esempio mostra come, una volta individuate correttamente le forze agenti sul corpo e le loro componenti lungo la direzione del moto, il secondo principio della dinamica permetta di determinare completamente l'evoluzione temporale del sistema.

2.4 Pendolo semplice

Il **pendolo semplice** è un sistema costituito da un punto materiale di massa m collegato a un filo ideale (inesistente massa e inestensibile) di lunghezza ℓ , fissato a un estremo. Il moto del punto materiale avviene su un arco di circonferenza in un piano verticale.

Sul corpo agiscono due forze:

- la forza peso \vec{P} ;
- la tensione del filo \vec{T} , che rappresenta una forza vincolare.

Indichiamo con θ l'angolo che il filo forma con la verticale. Per convenzione, $\theta > 0$ se il corpo si trova a destra della verticale e $\theta < 0$ se si trova a sinistra.

2.4.1 Forze agenti e direzione del moto

La tensione del filo è sempre diretta lungo il filo e impedisce al corpo di allontanarsi dal centro della traiettoria. Di conseguenza, essa non contribuisce al moto lungo la direzione tangenziale.

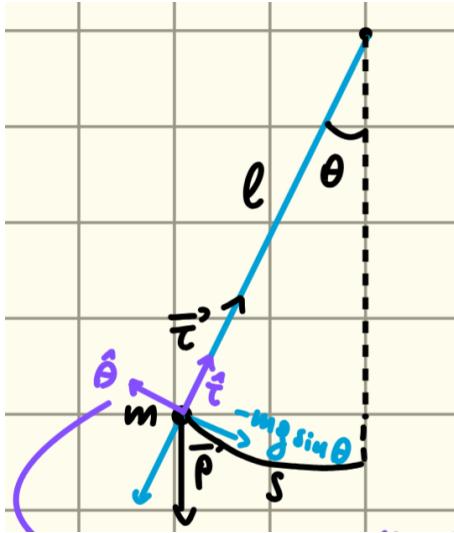


Figura 2.5: Pendolo semplice: un punto materiale di massa m è vincolato a muoversi lungo una circonferenza di raggio ℓ , collegato a un filo inestensibile. Sono indicati l'angolo θ rispetto alla verticale, la tensione del filo e la forza peso.

Il moto del pendolo è quindi dovuto esclusivamente alla **componente tangenziale della forza peso**. Scomponendo \vec{P} lungo le direzioni radiale e tangenziale si ottiene che:

$$P_t = -mg \sin \theta,$$

dove il segno meno indica che la forza è diretta in verso opposto all'aumento di θ .

2.4.2 Equazione del moto

Poiché il corpo si muove lungo una circonferenza di raggio ℓ , la coordinata naturale del moto è l'arco $s = \ell\theta$. L'accelerazione tangenziale vale:

$$a_t = \frac{d^2 s}{dt^2} = \ell \frac{d^2 \theta(t)}{dt^2}.$$

Applicando il secondo principio della dinamica lungo la direzione tangenziale:

$$-mg \sin \theta = ma_t = m\ell \frac{d^2 \theta(t)}{dt^2}.$$

Dividendo per m e riordinando si ottiene l'equazione del moto del pendolo:

$$\frac{d^2 \theta(t)}{dt^2} + \frac{g}{\ell} \sin \theta(t) = 0.$$

Questa equazione differenziale è non lineare e, in generale, non ammette una soluzione analitica semplice.

2.4.3 Approssimazione per piccole oscillazioni

Se l'angolo θ è sufficientemente piccolo (tipicamente $|\theta| \lesssim 10^\circ$), è possibile utilizzare l'approssimazione:

$$\sin \theta \simeq \theta.$$

In questo caso l'equazione del moto diventa:

$$\frac{d^2\theta(t)}{dt^2} + \frac{g}{\ell} \theta(t) = 0,$$

che è l'equazione del **moto armonico semplice**.

Nota sull'approssimazione. L'approssimazione nasce dal fatto che la serie di Taylor di $\sin \theta$ attorno a $\theta = 0$ può essere approssimata come $\sin \theta \approx \theta$ per angoli piccoli, poiché i termini di ordine superiore diventano trascurabili. Per angoli maggiori, l'errore introdotto dall'approssimazione aumenta, rendendo la soluzione meno accurata.

2.4.4 Soluzione dell'equazione del moto

Poiché il moto è oscillatorio, cerchiamo una soluzione del tipo:

$$\theta(t) = A \cos(\omega t + \varphi).$$

Derivando due volte rispetto al tempo:

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} = -\omega^2 A \cos(\omega t + \varphi).$$

Sostituendo nell'equazione del moto si ottiene:

$$-\omega^2 A \cos(\omega t + \varphi) + \frac{g}{\ell} A \cos(\omega t + \varphi) = 0,$$

da cui segue la condizione:

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{\ell}}.$$

La pulsazione ω determina il periodo del moto:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{\ell}{g}}.$$

2.4.5 Condizioni iniziali e leggi orarie

Se il pendolo viene lasciato da fermo con angolo iniziale θ_{\max} , si ha:

$$\theta(0) = \theta_{\max}, \quad \frac{d\theta}{dt}(0) = 0.$$

In questo caso la legge oraria diventa:

$$\theta(t) = \theta_{\max} \cos(\omega t).$$

È possibile anche scegliere condizioni iniziali diverse, ad esempio angolo iniziale nullo e velocità angolare iniziale Ω :

$$\theta(0) = 0, \quad \frac{d\theta}{dt}(0) = \Omega.$$

La soluzione risulta allora:

$$\theta(t) = \frac{\Omega}{\omega} \sin(\omega t).$$

Il pendolo semplice, per piccole oscillazioni, rappresenta quindi un esempio fondamentale di moto armonico, del tutto analogo al sistema massa–molla.

2.5 Lavoro

Il **lavoro** di una forza misura l'effetto della forza quando il punto materiale subisce uno spostamento. Nel caso in cui la forza \vec{F} sia **costante** e lo spostamento complessivo sia $\Delta\vec{s}$, il lavoro si definisce come prodotto scalare:

$$L = \vec{F} \cdot \Delta\vec{s} = F \Delta s \cos \alpha,$$

dove α è l'angolo tra la direzione della forza e quella dello spostamento.

Da questa definizione seguono alcuni casi importanti:

- L è **massimo** se \vec{F} è parallela a $\Delta\vec{s}$ ($\alpha = 0$);
- $L = 0$ se \vec{F} è perpendicolare a $\Delta\vec{s}$ ($\alpha = \frac{\pi}{2}$);
- L è **minimo** (negativo) se \vec{F} e $\Delta\vec{s}$ sono antiparalleli ($\alpha = \pi$).

2.5.1 Esempi qualitativi: peso e attrito

La forza peso può compiere lavoro positivo o negativo a seconda del verso dello spostamento (verso il basso o verso l'alto). La forza di attrito, essendo diretta in verso opposto al moto, compie invece **lavoro negativo**:

$$L_{\text{attr}} < 0.$$

2.5.2 Generalizzazione: forze non costanti

Se la forza non è costante, la definizione si estende considerando uno spostamento infinitesimo $d\vec{s}$. Si definisce il **lavoro elementare**:

$$dL = \vec{F} \cdot d\vec{s}.$$

Il **lavoro totale** compiuto dalla forza nello spostamento da un punto A a un punto B è:

$$L_{A \rightarrow B} = \int_A^B \vec{F} \cdot d\vec{s}.$$

Questa quantità rappresenta il lavoro complessivo compiuto dalla forza per portare il punto materiale da A a B lungo una certa traiettoria.

2.5.3 Lavoro della forza peso: lancio verso l'alto e caduta verso il basso

Consideriamo un moto verticale e scegliamo l'asse y verso l'alto. La forza peso vale:

$$\vec{P} = (0, -mg, 0).$$

Lancio verso l'alto. Durante lo spostamento verso l'alto, $d\vec{s}$ è diretto verso l'alto mentre \vec{P} è verso il basso: sono antiparalleli e dunque il lavoro è negativo. Scrivendo in forma scalare lungo y :

$$dL = \vec{P} \cdot d\vec{s} = P_y dy = (-mg) dy.$$

Integrando da $y = 0$ a $y = h$:

$$L_{0 \rightarrow h} = \int_0^h (-mg) dy = -mgh < 0.$$

Caduta verso il basso. Durante la caduta, lo spostamento è verso il basso e quindi è parallelo alla forza peso: il lavoro è positivo. Se il corpo scende di un dislivello h :

$$L_{h \rightarrow 0} = +mgh > 0.$$

In sintesi, per la forza peso vale:

$$L_{\text{peso}} = mg(y_A - y_B),$$

cioè il lavoro dipende solo dalle quote iniziale e finale.

2.5.4 Ricavare il lavoro usando la legge oraria

Nel moto verticale, $d\vec{s}$ è lungo y e vale $dy = v_y(t) dt$. Pertanto:

$$dL = P_y dy = (-mg) v_y(t) dt.$$

Nel caso di lancio verso l'alto, con $v_y(t) = v_0 - gt$, si integra fino all'istante t_f in cui $v_y(t_f) = 0$:

$$L = \int_0^{t_f} (-mg) v_y(t) dt.$$

Il risultato coincide con $L = -mgh$, dove h è la quota massima raggiunta. Questo mostra che il lavoro della forza peso può essere espresso in funzione del dislivello.

2.5.5 Lavoro della forza peso nel pendolo

Nel pendolo semplice il punto materiale si muove lungo un arco di circonferenza. La tensione del filo è radiale e dunque è perpendicolare allo spostamento tangenziale: **non compie lavoro**. Il lavoro lungo la traiettoria è quindi dovuto alla sola componente tangenziale del peso.

Indicando con θ l'angolo rispetto alla verticale e con s l'arco, vale:

$$ds = \ell d\theta.$$

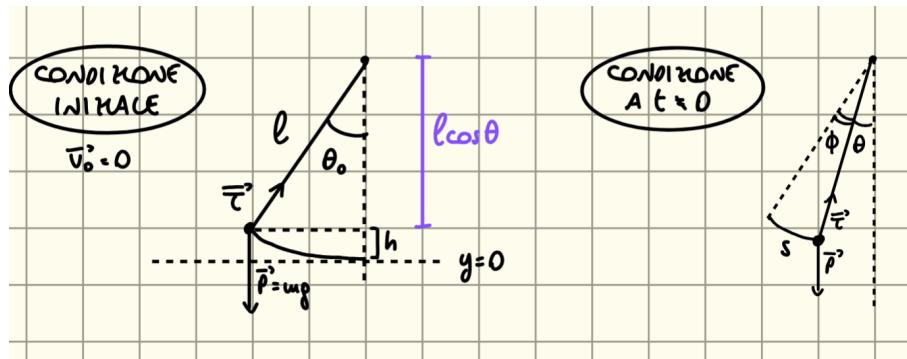


Figura 2.6: Pendolo: la tensione non compie lavoro lungo la traiettoria; il lavoro è dovuto alla componente tangenziale del peso.

La componente tangenziale della forza peso (opposta all'aumento di θ) ha modulo $mg \sin \theta$, quindi:

$$dL = \vec{P} \cdot d\vec{s} = (mg \sin \theta) ds = mg \sin \theta \ell d\theta.$$

Integrando, ad esempio, dalla posizione iniziale $\theta = \theta_0$ alla posizione finale $\theta = 0$:

$$L_{\theta_0 \rightarrow 0} = mg \ell \int_{\theta_0}^0 \sin \theta d\theta = mg \ell (\cos 0 - \cos \theta_0) = mg \ell (1 - \cos \theta_0) > 0.$$

Poiché la variazione di quota tra le due posizioni è $h = \ell(1 - \cos \theta_0)$, si ottiene ancora:

$$L_{\text{peso}} = mgh.$$

Questo evidenzia un fatto importante: il lavoro della forza peso **non dipende dalla traiettoria**, ma solo dai punti iniziale e finale (cioè dal dislivello).

2.6 Teorema del lavoro e dell'energia cinetica

2.6.1 Energia cinetica

Quando un punto materiale di massa m si muove con velocità di modulo v , gli associamo una grandezza che misura “quanto moto” possiede: l'**energia cinetica**. Essa è definita come

$$K = \frac{1}{2}mv^2.$$

Se il corpo aumenta la propria velocità, allora K aumenta; se invece rallenta, K diminuisce.

2.6.2 Enunciato del teorema

Il **teorema del lavoro e dell'energia cinetica** afferma che:

Il lavoro totale compiuto dalla forza risultante su un punto materiale nello spostamento da una posizione iniziale A a una posizione finale B è uguale alla variazione della sua energia cinetica.

In formule:

$$L_{A \rightarrow B} = K_B - K_A.$$

Di conseguenza:

- se $L_{A \rightarrow B} > 0$, allora K aumenta (il corpo accelera);
- se $L_{A \rightarrow B} < 0$, allora K diminuisce (il corpo rallenta);
- se $L_{A \rightarrow B} = 0$, allora K resta costante.

Dimostrazione. Consideriamo un lavoro elementare dL compiuto dalla forza risultante \vec{F} durante uno spostamento infinitesimo $d\vec{s}$:

$$dL = \vec{F} \cdot d\vec{s}.$$

Poiché la velocità è

$$\vec{v} = \frac{d\vec{s}}{dt} \quad \Rightarrow \quad d\vec{s} = \vec{v} dt,$$

si ottiene:

$$dL = \vec{F} \cdot \vec{v} dt.$$

Usando il secondo principio della dinamica $\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt}$:

$$dL = m \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot \vec{v} dt = m \vec{v} \cdot d\vec{v}.$$

Ora osserviamo che:

$$d(v^2) = d(\vec{v} \cdot \vec{v}) = 2 \vec{v} \cdot d\vec{v} \quad \Rightarrow \quad \vec{v} \cdot d\vec{v} = \frac{1}{2} d(v^2).$$

Quindi:

$$dL = m \left(\frac{1}{2} d(v^2) \right) = d \left(\frac{1}{2} mv^2 \right) = dK.$$

Integrando tra A e B :

$$L_{A \rightarrow B} = \int_A^B dL = \int_A^B dK = K_B - K_A,$$

che è esattamente il teorema del lavoro e dell'energia cinetica.

Osservazioni. Il teorema del lavoro e dell'energia cinetica mette in evidenza un fatto molto intuitivo: il lavoro della forza risultante misura quanto cambia la velocità del corpo. Infatti, se il lavoro totale nello spostamento $A \rightarrow B$ è positivo ($L_{A \rightarrow B} > 0$), allora l'energia cinetica aumenta e quindi aumenta anche il modulo della velocità; viceversa, se il lavoro è negativo ($L_{A \rightarrow B} < 0$), l'energia cinetica diminuisce e il corpo rallenta. Nel caso limite $L_{A \rightarrow B} = 0$ l'energia cinetica resta costante: ciò significa che il modulo della velocità non cambia.

Un aspetto importante è che il teorema vale per *qualsiasi tipo di forza*: non è necessario che la forza sia costante, né che il moto sia rettilineo. L'unica cosa che cambia da un problema all'altro è il modo in cui si calcola il lavoro $L_{A \rightarrow B}$, cioè l'integrale del prodotto scalare $\vec{F} \cdot d\vec{s}$ lungo la

traiettoria. Per questo motivo, il teorema è uno strumento molto potente: permette di collegare direttamente le forze al cambiamento di velocità, spesso evitando di risolvere esplicitamente le equazioni del moto.

Esempio 1: lavoro della forza peso. Considerando il lavoro della forza peso calcolato in precedenza:

$$L_{\text{peso}} = mg(y_A - y_B),$$

il teorema del lavoro e dell'energia cinetica si traduce in:

$$mg(y_A - y_B) = K_B - K_A.$$

Questo risultato mostra che, quando un corpo si sposta verticalmente sotto l'azione della forza peso, la variazione della sua energia cinetica dipende solo dalla differenza di quota tra i punti iniziale e finale.

2.7 Legge di conservazione dell'energia meccanica

2.7.1 Forze conservative

Una forza si dice **conservativa** se il lavoro da essa compiuto nello spostamento di un punto materiale dipende solo dalla posizione iniziale e finale e non dalla traiettoria seguita.

In questo caso, il lavoro della forza nello spostamento da A a B può essere scritto come:

$$L_{A \rightarrow B} = U_A - U_B,$$

dove U è detta **energia potenziale** associata alla forza. L'energia potenziale è una misura del lavoro che la forza può compiere in un certo punto dello spazio. Questa relazione *può essere assunta come definizione di forza conservativa*.

2.7.2 Energia meccanica

Dal teorema del lavoro e dell'energia cinetica si ha:

$$K_B - K_A = L_{A \rightarrow B}.$$

Se la forza è conservativa, allora:

$$K_B - K_A = U_A - U_B.$$

Riordinando i termini:

$$K_B + U_B = K_A + U_A.$$

Definendo l'**energia meccanica** come:

$$E = K + U,$$

si ottiene la **legge di conservazione dell'energia meccanica**:

$$E_B = E_A,$$

ovvero l'energia meccanica di un sistema soggetto a sole forze conservative rimane costante durante il moto.

2.7.3 Energia potenziale della forza peso

In prossimità della superficie terrestre, la forza peso è una forza conservativa. Il lavoro della forza peso nello spostamento verticale da una quota y_A a una quota y_B vale:

$$L_{\text{peso}} = mg(y_A - y_B).$$

Per definizione di energia potenziale:

$$L_{\text{peso}} = U_A - U_B.$$

Ne segue che l'energia potenziale associata alla forza peso può essere scritta come:

$$U(y) = mgy + C,$$

dove C è una costante arbitraria. Ponendo come riferimento $U(0) = 0$, si ottiene:

$$U(y) = mgy.$$

2.7.4 Energia potenziale della forza elastica

Anche la forza elastica è una forza conservativa. In una dimensione, la forza elastica è data da:

$$F_e = -kx.$$

Il lavoro della forza elastica nello spostamento dalla posizione 0 alla posizione x è:

$$L_{0 \rightarrow x} = \int_0^x \vec{F}_e \cdot d\vec{x} = \int_0^x (-kx) dx = -\frac{1}{2}kx^2.$$

Poiché:

$$L_{0 \rightarrow x} = U(0) - U(x),$$

ponendo $U(0) = 0$ si ottiene:

$$U(x) = \frac{1}{2}kx^2.$$

2.7.5 Applicazioni della conservazione dell'energia meccanica

Lancio verticale verso l'alto. Consideriamo un punto materiale lanciato verticalmente verso l'alto con velocità iniziale v_0 . Applicando la conservazione dell'energia meccanica tra l'istante iniziale e il punto di massima quota:

$$E_i = E_f \implies K_i + U_i = K_f + U_f.$$

Poiché nel punto più alto la velocità è nulla:

$$\frac{1}{2}mv_0^2 = mgh,$$

da cui:

$$h = \frac{v_0^2}{2g}.$$

Caduta libera. Consideriamo un punto materiale che cade da un'altezza h . All'istante iniziale:

$$K_i = 0, \quad U_i = mgh,$$

mentre al suolo:

$$U_f = 0, \quad K_f = \frac{1}{2}mv_f^2.$$

Dalla conservazione dell'energia:

$$mgh = \frac{1}{2}mv_f^2 \quad \Rightarrow \quad v_f = \sqrt{2gh}.$$

Moto parabolico. Nel moto parabolico, se si trascurano gli attriti, agisce solo la forza peso, che è conservativa. Pertanto l'energia meccanica si conserva.

Se il punto materiale parte e arriva alla stessa quota:

$$U_i = U_f \quad \Rightarrow \quad K_i = K_f \quad \Rightarrow \quad |v_i| = |v_f|.$$

Pendolo semplice. Consideriamo un pendolo semplice di lunghezza ℓ , lasciato partire da un angolo iniziale θ_0 . Applicando la conservazione dell'energia meccanica tra la posizione iniziale e la posizione più bassa della traiettoria:

$$E_i = E_f.$$

L'energia potenziale iniziale è:

$$U_i = mgh, \quad h = \ell(1 - \cos \theta_0),$$

mentre l'energia cinetica iniziale è nulla. Nella posizione più bassa:

$$U_f = 0, \quad K_f = \frac{1}{2}mv^2.$$

Dalla conservazione dell'energia:

$$mgh = \frac{1}{2}mv^2,$$

da cui:

$$v = \sqrt{2g\ell(1 - \cos \theta_0)}.$$

Questo risultato è valido per qualunque valore dell'angolo iniziale θ_0 e mostra che, durante il moto, l'energia cinetica viene continuamente convertita in energia potenziale e viceversa, in

modo tale che la loro somma rimanga costante.

2.8 Impulso della forza e quantità di moto

2.8.1 Quantità di moto

Si definisce **quantità di moto** di un punto materiale la grandezza vettoriale:

$$\vec{p} = m\vec{v}.$$

La quantità di moto è direttamente proporzionale alla massa del corpo e alla sua velocità e rappresenta una misura dello stato di moto del punto materiale.

2.8.2 Impulso della forza

Partendo dal secondo principio della dinamica, nella forma:

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt},$$

si moltiplica entrambi i membri per dt :

$$\vec{F} dt = m d\vec{v}.$$

Integrando tra un istante iniziale t_i e un istante finale t_f :

$$\int_{t_i}^{t_f} \vec{F} dt = m \int_{\vec{v}_i}^{\vec{v}_f} d\vec{v} = m(\vec{v}_f - \vec{v}_i).$$

Si definisce **impulso della forza** la grandezza:

$$\vec{I} = \int_{t_i}^{t_f} \vec{F} dt.$$

Pertanto si ottiene:

$$\vec{I} = m\vec{v}_f - m\vec{v}_i = \vec{p}_f - \vec{p}_i = \Delta\vec{p}.$$

Questo risultato prende il nome di **teorema dell'impulso e della quantità di moto** (o teorema dell'impulso della forza) e afferma che:

L'impulso della forza risultante agente su un punto materiale è uguale alla variazione della sua quantità di moto.

2.8.3 Forma generale del secondo principio della dinamica

Poiché la quantità di moto è definita come $\vec{p} = m\vec{v} \Rightarrow \vec{v} = \vec{p}/m$, il secondo principio della dinamica può essere riscritto nella forma:

$$\vec{F} = m\vec{a} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = m \frac{d}{dt} \left(\frac{\vec{p}}{m} \right) = \frac{d\vec{p}}{dt}.$$

Questa espressione rappresenta la forma più generale del secondo principio della dinamica ed è valida anche nel caso in cui la massa del corpo non sia costante.

2.8.4 Conservazione della quantità di moto

Se la forza risultante agente su un punto materiale è nulla, si ha:

$$\vec{F} = 0 \implies \frac{d\vec{p}}{dt} = 0 \implies \vec{p} = \text{costante.}$$

In un sistema di più punti materiali, la quantità di moto totale è definita come:

$$\vec{P} = \sum_i \vec{p}_i.$$

Se il sistema è **isolato**, cioè se la risultante delle forze esterne è nulla ($\vec{F}_{\text{ext}} = 0$), allora:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = 0 \implies \vec{P} = \text{costante.}$$

La quantità di moto totale di un sistema isolato si conserva. Questa legge di conservazione è una conseguenza diretta dell'invarianza delle leggi fisiche per traslazioni nello spazio.

2.8.5 Urto di una biglia contro una parete

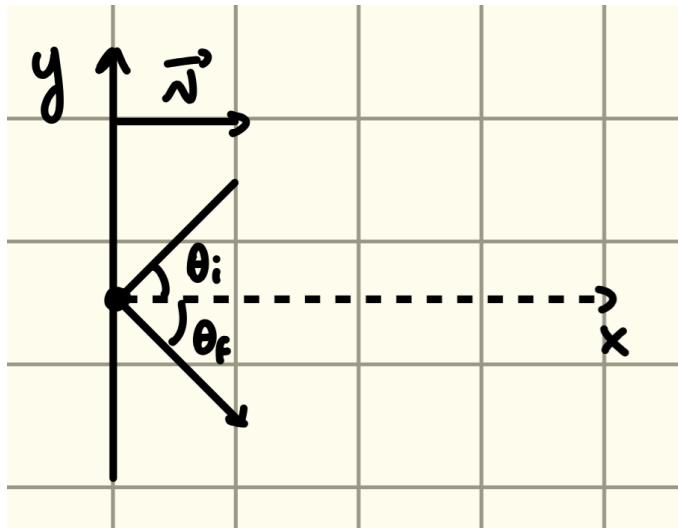


Figura 2.7: Urto di una biglia contro una parete rigida: gli angoli di incidenza e riflessione sono uguali.

Consideriamo l'urto di una biglia contro una parete rigida. Indichiamo con θ_i l'angolo di incidenza e con θ_f l'angolo di riflessione, entrambi misurati rispetto alla normale alla parete.

Si assume che la parete abbia massa infinita e sia priva di attrito. Di conseguenza, la forza esercitata dalla parete sulla biglia è diretta esclusivamente lungo la direzione perpendicolare alla parete (direzione normale), mentre non sono presenti componenti parallele alla parete.

Quantità di moto prima e dopo l'urto. Indichiamo con $\vec{p}_i = m\vec{v}_i$ la quantità di moto della biglia prima dell'urto e con $\vec{p}_f = m\vec{v}_f$ la quantità di moto dopo l'urto.

Poiché non agiscono forze di attrito, la componente parallela alla parete della forza esercitata sulla biglia è nulla. In particolare, lungo la direzione y :

$$F_y = 0 \implies \Delta p_y = 0 \implies p_{y,f} = p_{y,i} \implies v_{y,f} = v_{y,i}.$$

Urto elastico. Sperimentalmente si osserva che, nell'urto di una biglia contro una parete rigida, l'energia cinetica si conserva:

$$K_i = K_f \implies \frac{1}{2}mv_i^2 = \frac{1}{2}mv_f^2 \implies v_i = v_f.$$

Scrivendo il modulo della velocità in termini delle componenti:

$$v_i^2 = v_{x,i}^2 + v_{y,i}^2, \quad v_f^2 = v_{x,f}^2 + v_{y,f}^2,$$

e usando il fatto che $v_{y,f} = v_{y,i}$, si ottiene:

$$v_{x,f}^2 = v_{x,i}^2 \implies v_{x,f} = -v_{x,i}.$$

La componente della velocità perpendicolare alla parete cambia segno, mentre quella parallela resta invariata.

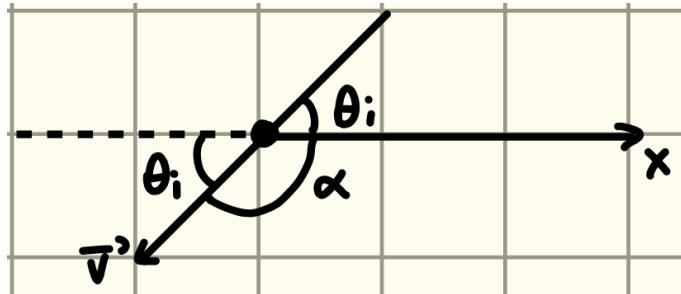


Figura 2.8: Schema dell'urto elastico di una biglia contro una parete liscia: sono indicati l'angolo di incidenza θ_i , l'angolo di riflessione θ_f (uguale a θ_i), l'asse x perpendicolare alla parete e le direzioni delle velocità prima e dopo l'urto.

Angoli di incidenza e riflessione. Dalla definizione di angolo di incidenza e riflessione si ha:

$$\cos \theta_i = \frac{v_{x,i}}{v_i}, \quad \cos \theta_f = \frac{v_{x,f}}{v_f}.$$

Poiché $v_f = v_i$ e $v_{x,f} = -v_{x,i}$:

$$\cos \theta_f = -\cos \theta_i = \cos(\pi - \theta_i).$$

Ne segue che:

$$\theta_f = \theta_i.$$

Questo risultato mostra che, nell'urto elastico contro una parete liscia, l'angolo di riflessione è uguale all'angolo di incidenza.

Impulso della forza esercitata dalla parete. L'urto avviene in un intervallo di tempo molto breve τ . L'impulso della forza esercitata dalla parete sulla biglia è:

$$\vec{I} = \vec{p}_f - \vec{p}_i.$$

Lungo la direzione perpendicolare alla parete si ha:

$$I_x = p_{x,f} - p_{x,i} = mv_{x,f} - mv_{x,i} = -2mv_{x,i} = 2mv \cos \theta_i.$$

Per definizione di impulso:

$$I_x = \int_0^\tau F_x dt.$$

Definendo la forza media lungo x come:

$$\langle F_x \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau F_x dt,$$

si ottiene:

$$\langle F_x \rangle = \frac{2mv \cos \theta_i}{\tau}.$$

La forza media esercitata dalla parete sulla biglia è quindi diretta perpendicolarmente alla parete.

Urti impulsivi e conservazione della quantità di moto. L'urto di una biglia contro una parete è un **processo impulsivo**, cioè un processo in cui la quantità di moto del punto materiale viene modificata per effetto di una forza molto intensa agente per un tempo molto breve.

Durante un processo impulsivo è possibile trascurare l'effetto delle forze esterne (come la forza peso) e considerare il sistema isolato. In tal caso:

$$\vec{F}_{\text{ext}} \simeq 0 \implies \vec{P}_{\text{tot}} = \text{costante}.$$

Urti elastici e anelastici. Gli urti si classificano in:

- **urti elastici**, nei quali si conserva l'energia cinetica totale del sistema;
- **urti anelastici**, nei quali l'energia cinetica totale non si conserva.

2.8.6 Urto elastico tra due particelle

Consideriamo un urto elastico unidimensionale tra due particelle di masse m_1 e m_2 . La particella 1 si muove inizialmente lungo l'asse x con velocità v_1 , mentre la particella 2 è inizialmente ferma:

$$v_2 = 0.$$

Dopo l'urto, le velocità delle due particelle diventano rispettivamente V_1 e V_2 . Vogliamo determinare tali velocità finali.

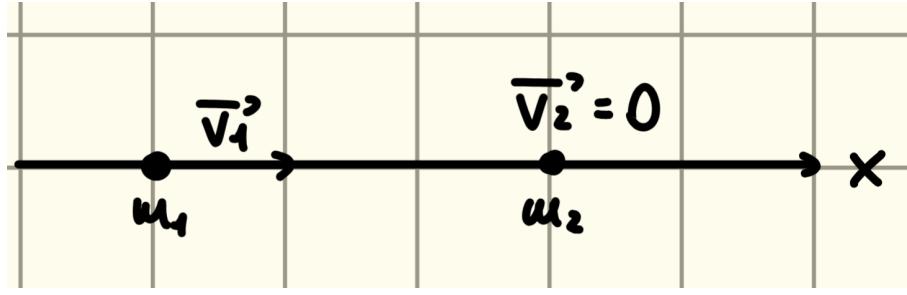


Figura 2.9: Urto elastico unidimensionale tra due particelle: la particella di massa m_1 si muove inizialmente lungo l'asse x con velocità \vec{v}_1 , mentre la particella di massa m_2 è inizialmente ferma ($\vec{v}_2 = 0$).

Equazioni di conservazione. Poiché il sistema è isolato, la quantità di moto totale si conserva:

$$p_{\text{tot}} = \text{costante} \implies m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 V_1 + m_2 V_2.$$

Dato che $v_2 = 0$, si ottiene:

$$m_1 v_1 = m_1 V_1 + m_2 V_2 \implies v_1 = V_1 + \frac{m_2}{m_1} V_2.$$

Essendo l'urto elastico, si conserva anche l'energia cinetica:

$$K_i = K_f \implies \frac{1}{2} m_1 v_1^2 = \frac{1}{2} m_1 V_1^2 + \frac{1}{2} m_2 V_2^2.$$

Dividendo per $\frac{1}{2} m_1$:

$$v_1^2 = V_1^2 + \frac{m_2}{m_1} V_2^2.$$

Risoluzione del sistema. Sostituendo l'espressione di V_1 ricavata dalla conservazione della quantità di moto:

$$V_1 = v_1 - \frac{m_2}{m_1} V_2,$$

nell'equazione dell'energia, si ottiene:

$$v_1^2 = \left(v_1 - \frac{m_2}{m_1} V_2 \right)^2 + \frac{m_2}{m_1} V_2^2.$$

Sviluppando:

$$v_1^2 = v_1^2 - 2v_1 \frac{m_2}{m_1} V_2 + \frac{m_2^2}{m_1^2} V_2^2 + \frac{m_2}{m_1} V_2^2.$$

Semplificando e raccogliendo:

$$\frac{m_2}{m_1} V_2 \left(\frac{m_2}{m_1} V_2 - 2v_1 + V_2 \right) = 0.$$

La soluzione $V_2 = 0$ corrisponde all'assenza dell'urto e viene scartata. Rimane quindi:

$$\left(\frac{m_1}{m_2} + 1 \right) V_2 = 2v_1 \implies V_2 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v_1.$$

Sostituendo in V_1 :

$$V_1 = v_1 - \frac{m_2}{m_1} V_2 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} v_1.$$

Risultati finali. Le velocità finali delle due particelle dopo l'urto elastico sono quindi:

$$V_1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} v_1, \quad V_2 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v_1.$$

Casi limite.

- $m_1 = m_2$:

$$V_1 = 0, \quad V_2 = v_1.$$

Le due particelle si scambiano la velocità.

- $m_2 \gg m_1$:

$$V_2 \simeq 0, \quad V_1 \simeq -v_1.$$

La particella 2 rimane praticamente ferma, mentre la particella 1 viene riflessa.

- $m_1 \gg m_2$:

$$V_1 \simeq v_1, \quad V_2 \simeq 2v_1.$$

La particella 1 trasferisce parte del moto alla particella 2, che viene "lanciata in avanti".

2.8.7 Urto elastico con entrambe le particelle in movimento

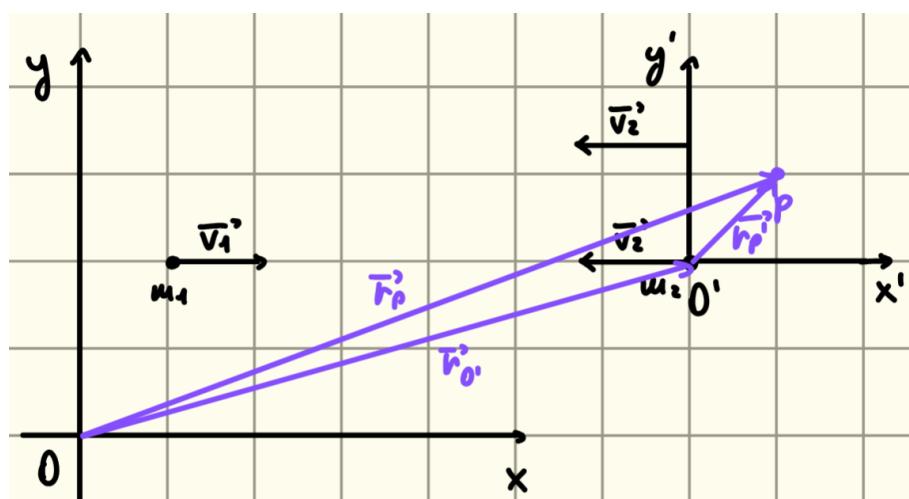


Figura 2.10: Urto elastico tra due particelle osservato in due sistemi di riferimento: a sinistra il sistema dell'osservatore, a destra il sistema solidale con la particella di massa m_2 .

Nel caso generale in cui entrambe le particelle siano inizialmente in movimento con velocità v_1 e v_2 , è conveniente considerare un sistema di riferimento solidale con la particella 2. In tale sistema, la velocità iniziale della particella 2 è nulla.

Applicando le formule precedenti e tornando poi al sistema di riferimento dell'osservatore, si ottengono le velocità finali:

$$V_1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} v_1 + \frac{2m_2}{m_1 + m_2} v_2,$$

$$V_2 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v_1 + \frac{m_2 - m_1}{m_1 + m_2} v_2.$$

Queste espressioni descrivono completamente l'urto elastico unidimensionale tra due particelle.

2.8.8 Urto perfettamente anelastico

Si ha un **urto perfettamente anelastico** quando due punti materiali, dopo una collisione, proseguono il moto come se fossero un unico punto materiale. In altre parole, dopo l'urto le due particelle hanno la stessa velocità finale.

In un urto perfettamente anelastico non si conserva l'energia cinetica totale del sistema, mentre si conserva la quantità di moto totale.

Conservazione della quantità di moto. Consideriamo due particelle di masse m_1 e m_2 che si muovono lungo una stessa direzione. Supponiamo che la particella 2 sia inizialmente ferma:

$$v_2 = 0.$$

Poiché il sistema è isolato, la quantità di moto totale si conserva:

$$\vec{p}_{\text{tot}} = \text{costante}.$$

Indicando con V la velocità comune delle due particelle dopo l'urto, si ha:

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 V + m_2 V.$$

Dato che $v_2 = 0$:

$$m_1 v_1 = (m_1 + m_2) V \implies V = \frac{m_1}{m_1 + m_2} v_1.$$

Osservazioni.

- Se $m_2 \gg m_1$, allora $V \simeq 0$: la particella 1 si arresta quasi completamente dopo l'urto.
- Se $m_1 \gg m_2$, allora $V \simeq v_1$: la velocità della particella 1 rimane praticamente invariata.

Questo tipo di urto rappresenta il caso di massima perdita di energia cinetica compatibile con la conservazione della quantità di moto.

2.9 Legge della gravitazione universale di Newton

La **legge della gravitazione universale** descrive l'interazione attrattiva tra due masse puntiformi. Essa afferma che due corpi di masse m_1 e m_2 si attraggono con una forza diretta lungo la congiungente¹ dei due corpi e di modulo inversamente proporzionale al quadrato della loro distanza.

Indicando con \vec{r}_{12} il vettore posizione che va dal corpo 2 al corpo 1, con modulo $r_{12} = |\vec{r}_{12}|$ e versore \hat{r} , la forza esercitata da m_2 su m_1 è:

$$\vec{F}_{12} = -G \frac{m_1 m_2}{r_{12}^2} \hat{r}.$$

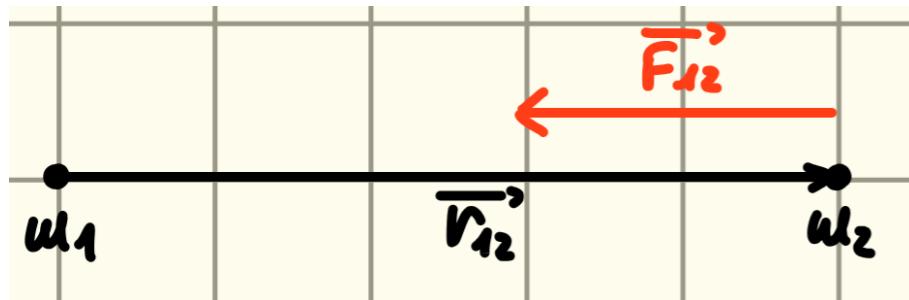


Figura 2.11: Due masse puntiformi m_1 e m_2 separate da una distanza r_{12} si attraggono con una forza di gravitazione universale \vec{F}_{12} .

La forza di gravitazione universale presenta le seguenti caratteristiche:

- è sempre **attrattiva**;
- decresce con il **quadrato della distanza**;
- è una **forza conservativa**;
- la formula vale anche per corpi sferici omogenei, purché si consideri la regione esterna ai corpi.

2.9.1 Dimostrazione della conservatività della forza di gravitazione universale

Vogliamo dimostrare che la forza di gravitazione universale è una forza conservativa, cioè che il lavoro da essa compiuto dipende solo dalla posizione iniziale e finale e non dal percorso seguito.

Ipotesi.

- Siano m_1 e m_2 le masse di due corpi che si attraggono gravitazionalmente.
- Siano \vec{r}_1 e \vec{r}_2 i vettori posizione delle masse m_1 e m_2 .
- Sia $\vec{r}_{12} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ il vettore posizione relativa, con modulo $r_{12} = |\vec{r}_{12}|$ e versore \hat{r} .

¹La congiungente è la linea immaginaria che unisce i centri di massa dei due corpi

Tesi. Vogliamo dimostrare che la forza di gravitazione universale

$$\vec{F}_{12} = -G \frac{m_1 m_2}{r_{12}^2} \hat{r}$$

è una forza conservativa.

Dimostrazione. Dalla legge di gravitazione universale osserviamo che la forza \vec{F}_{12} è sempre diretta lungo il versore \hat{r} , cioè lungo la congiungente dei due corpi. Essa è quindi una forza centrale e non possiede componenti perpendicolari allo spostamento radiale.

Per verificare la conservatività della forza, calcoliamo il lavoro elementare compiuto durante uno spostamento infinitesimo $d\vec{r}$. Per definizione:

$$dL = \vec{F} \cdot d\vec{r}.$$

Nel nostro caso:

$$dL = \vec{F}_{12} \cdot d\vec{r}.$$

Il vettore posizione può essere scritto come:

$$\vec{r} = r \hat{r}.$$

Derivando:

$$d\vec{r} = d(r\hat{r}) = \hat{r} dr + r d\hat{r}.$$

Sostituendo:

$$dL = -G \frac{m_1 m_2}{r^2} \hat{r} \cdot (\hat{r} dr + r d\hat{r}) = -G \frac{m_1 m_2}{r^2} (dr + r \hat{r} \cdot d\hat{r}).$$

Poiché:

$$\hat{r} \cdot \hat{r} = 1 \implies d(\hat{r} \cdot \hat{r}) = 2\hat{r} \cdot d\hat{r} = 0 \implies \hat{r} \cdot d\hat{r} = 0,$$

segue che:

$$dL = -G \frac{m_1 m_2}{r^2} dr.$$

Integrando tra una posizione iniziale r_A e una posizione finale r_B :

$$L_{A \rightarrow B} = \int_{r_A}^{r_B} -G \frac{m_1 m_2}{r^2} dr = -G m_1 m_2 \int_{r_A}^{r_B} \frac{1}{r^2} dr.$$

Poiché:

$$\int \frac{1}{r^2} dr = -\frac{1}{r},$$

si ottiene:

$$L_{A \rightarrow B} = -G m_1 m_2 \left(-\frac{1}{r} \right) \Big|_{r_A}^{r_B}.$$

Il lavoro dipende esclusivamente dalle posizioni iniziale e finale e non dal percorso seguito. Questo dimostra che la forza di gravitazione universale è una forza conservativa.

2.9.2 Energia potenziale gravitazionale

Poiché la forza di gravitazione universale è conservativa, è possibile associare ad essa un'energia potenziale $U(r)$. Per una forza centrale di tipo gravitazionale si ha:

$$U(r) = -G \frac{m_1 m_2}{r}.$$

L'energia potenziale gravitazionale è definita a meno di una costante additiva; convenzionalmente si sceglie:

$$U(\infty) = 0.$$

Il segno negativo indica che la forza è attrattiva e che l'energia potenziale diminuisce avvicinando i due corpi.

2.9.3 Forza peso come caso particolare

La forza peso può essere ricavata come caso particolare della legge di gravitazione universale. Consideriamo un corpo di massa m posto sulla superficie terrestre. La forza gravitazionale esercitata dalla Terra (di massa M_T) sul corpo vale:

$$F = G \frac{M_T m}{R_T^2},$$

dove R_T è il raggio terrestre.

Ponendo:

$$g = G \frac{M_T}{R_T^2},$$

si ottiene:

$$F = mg,$$

che coincide con l'espressione della forza peso.

2.9.4 Velocità di fuga

La **velocità di fuga** è la velocità minima che deve essere impressa a un punto materiale affinché esso possa allontanarsi da un corpo celeste fino a distanza infinita con velocità finale nulla.

Consideriamo un corpo di massa m sulla superficie di un corpo celeste di massa M e raggio R . L'energia meccanica iniziale è:

$$E_i = \frac{1}{2}mv_0^2 - G \frac{Mm}{R}.$$

All'infinito si ha:

$$E_f = 0,$$

poiché $v_f = 0$ e $U(\infty) = 0$.

Imponendo la conservazione dell'energia meccanica:

$$E_i = E_f,$$

si ottiene:

$$\frac{1}{2}mv_0^2 - G\frac{Mm}{R} = 0.$$

Da cui:

$$v_0 = \sqrt{\frac{2GM}{R}}.$$

Questa è l'espressione della velocità di fuga, che dipende solo dalla massa e dal raggio del corpo celeste e non dalla massa del corpo lanciato.

Capitolo 3

Termodinamica

Il concetto di Termodinamica è stato introdotto nel XIX secolo, sotto la spinta di esigenze sulla comprensione dei fenomeni energetici posti dall'emergente società industriale, per costruire macchine più complesse ed efficienti.

3.1 Sistema termodinamico

*Un **sistema termodinamico** è una qualsiasi porzione di materia all'interno di un volume limitato all'interno di una superficie chiusa (non necessariamente materiale) attraverso la quale il sistema scambi eventualmente energia interagendo con altri sistemi, chiamati **ambiente** o serbatoi.*

Questo sistema è quindi rappresentabile come una distribuzione continua di materia, la cui densità e le cui caratteristiche fisiche possono variare tra le parti del sistema.

Si può definire lo **stato microscopico** di un sistema termodinamico quando sono note posizione, quantità di moto e il momento angolare di ognuna delle particelle che costituiscono il sistema. Lo stato ad ogni momento successivo verrebbe determinato risolvendo le equazioni del moto per ciascuna particella.

Lo **stato macroscopico**, invece, viene definito dai valori di un certo numero di grandezze fisiche macroscopiche dette **variabili termodinamiche**, chiamate *parametri di stato*.

3.1.1 Equilibrio di un sistema

Si dice che un **sistema termodinamico** è **in equilibrio** se i parametri di stato che lo descrivono non variano nel tempo. Da questo si ottiene che il **sistema termodinamico** è in uno stato di equilibrio.

3.1.2 Variabili termodinamiche

Le variabili termodinamiche, ossia le grandezze fisiche macroscopiche che possono essere misurate nel sistema, sono in generale tra loro dipendenti. Le **relazioni che legano due o più variabili termodinamiche sono chiamate relazioni di stato**.

3.2 Temperatura empirica

Lo strumento utilizzato per **misurare** la temperatura si chiama **termometro**, ed è uno strumento che misura la sensazione di “caldo” e “freddo”. Per rendere quantitativa questa misura, è necessario costruire dei termometri che, a contatto con dei corpi **più** caldi o freddi, alterino significativamente e in maniera riproducibile una loro proprietà fisica misurabile chiamata **grandezza termometrica**. Il valore X assunto da tale grandezza, detto **variabile termometrica**, viene preso a misura dalla temperatura del corpo con il quale il termometro è in contatto.

La temperatura così definita, viene chiamata **temperatura empirica**, si può definire più formalmente come

La grandezza misurata da un termometro con il quale il sistema di cui si vuole determinare la temperatura entra in contatto.

Un modo di fare questo è utilizzare il **mercurio**: un liquido che si espande o si contrae a seconda dello stato termico del corpo con cui è messo a contatto e questo crea un **indicatore di stato termico**.

3.2.1 Scala termometrica

Uno dei problemi che rimane da risolvere è **definire** la scala termometrica da adottare. Nel sistema internazionale, la scala utilizzata si basa su un unico **punto fisso**: la temperatura dell’acqua nel suo stato termodinamico di **punto triplo** (ovvero lo stato dove coesistono tutti e 3 gli stati della materia) per un punto generico termometro caratterizzato dalla variabile termometrica X , la sua temperatura empirica è definita dalla relazione:

$$\theta(X) = \theta_0 \frac{X}{X_0}$$

Dove X_0 è il valore della variabile termometrica nello stato di riferimento del termometro in cui esso è a contatto termico con l’acqua al punto triplo. A tale stato è assegnato convenzionalmente il valore di temperatura θ_0 (ovviamente, arbitrario). Il valore convenzionalmente scelto è $\theta_0 = 273.16$ da cui l’unità di misura della temperatura è il **Kelvin**.

3.2.2 Scale termometriche comuni

Le scale termometriche più comuni sono 3: Celsius, Kelvin e Fahrenheit.

Celsius

La **scala Celsius** è quella più utilizzata nella vita quotidiana. È nata facendo riferimento al comportamento dell’acqua a pressione atmosferica: allo stato di fusione del ghiaccio è assegnata la temperatura di **0 °C**, mentre allo stato di ebollizione dell’acqua viene assegnata la temperatura di **100 °C**. Oggi, dal punto di vista scientifico, la scala Celsius non viene più definita direttamente tramite questi due punti, ma è ricavata a partire dalla scala Kelvin. In particolare, la temperatura in gradi Celsius si ottiene sottraendo **273,15** al valore della temperatura espresso in Kelvin.

Kelvin

La **scala Kelvin** è la scala fondamentale della termodinamica ed è detta **scala assoluta**. Il suo zero corrisponde allo **zero assoluto**, cioè alla temperatura minima teoricamente raggiungibile da un sistema fisico. La scala Kelvin utilizza come riferimento il **punto triplo dell'acqua**, al quale viene assegnato il valore di **273,16 K**. Il legame con la scala Celsius è molto semplice: la temperatura in Kelvin si ottiene sommando **273,15** al valore in gradi Celsius. Per questo motivo un intervallo di **1 K** ha la stessa ampiezza di **1 °C**; cambia solo l'origine della scala.

Fahrenheit

La **scala Fahrenheit** è usata principalmente negli Stati Uniti ed è meno comune in ambito scientifico. Anche in questo caso la scala è costruita in modo convenzionale, ma sia lo zero sia l'ampiezza dell'unità di misura sono diversi rispetto alla Celsius. Il legame tra le due scale è lineare: la temperatura in gradi Fahrenheit si ottiene moltiplicando la temperatura in gradi Celsius per **9/5** e aggiungendo **32**. Di conseguenza, **0 °C** corrisponde a **32 °F** e **100 °C** corrisponde a **212 °F**.

3.3 Gas ideale (o perfetto)

Un gas si dice **ideale** se costituito da molecole non interagenti tra loro, considerate come punti materiali privi di struttura interna e che occupano un volume detto *proprio del gas*, trascurabile rispetto al volume totale occupato dal gas.

Un gas reale, approssima tanto la sua condizione di gas ideale quando la sua densità (e quindi la sua pressione) è più bassa e quanto è più alta la temperatura.

Grazie all'esperimento su un termometro a gas schematizzato, si conosce il valore empirico della pressione:

$$\theta(p) \equiv \theta_0 \frac{p}{p_{tr}}$$

Dove p_{tr} è la quantità di gas originariamente inserito nell'ampolla. Su diverse misure, si ottiene una relazione quasi lineare tra temperatura e il valore di p_{tr} .

Per il limite $p_{tr} \rightarrow 0$ gli andamenti su diversi gas convergono ad un unico valore, il che spiega che tutti i gas si comportano come gas ideali se sufficientemente rarefatti. Si definisce allora la **scala di temperatura del termometro a gas ideale** indicata con il simbolo T :

$$T(p) \equiv \lim_{p_{tr} \rightarrow 0} \left(\theta_0 \frac{p}{p_{tr}} \right)$$

Questa scala viene chiamata anche **scala termodinamica della temperatura assoluta**.

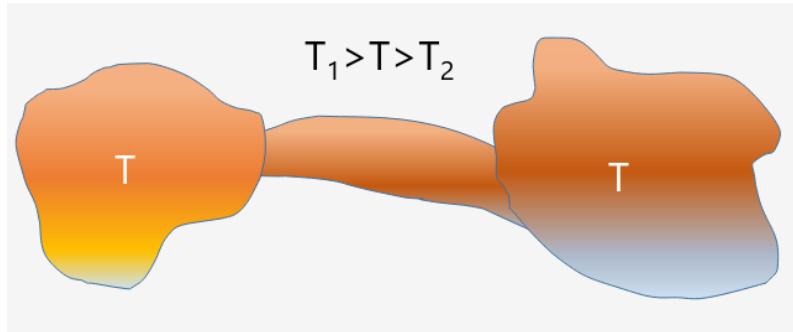
3.4 Calore

Il calore si definisce come **l'energia** che si trasferisce tra due sistemi a causa di una differenza di temperatura.

Il calore scambiato può essere misurato con un calorimetro a ghiaccio: ipotizziamo acqua e ghiaccio in equilibrio per $T = 0$ e $p = 1$ atm. Un corpo caldo a contatto con lo strumento causa lo scioglimento di una certa quantità di ghiaccio.

Da qui si definisce la **caloria**: il calore che va fornito ad un grammo di acqua per aumentare la sua temperatura da 14.5 a 15.5 gradi Celsius, con segno positivo se questo è assorbito da un sistema, negativo altrimenti.

Se due corpi hanno temperature diverse, l'energia passa spontaneamente da quello a temperatura maggiore a quello a temperatura minore finché si raggiunge l'equilibrio termico.



Dopo un certo tempo, i due sistemi raggiungeranno la stessa temperatura T , chiamata **temperatura di equilibrio**.

3.4.1 Principio Zero

Il **principio zero** della termodinamica dice che, se due corpi A e B sono, rispettivamente, in equilibrio termico con un terzo corpo C , allora A e B sono in equilibrio termico tra loro.

3.4.2 Sistema termodinamico

Un sistema macroscopico, descritto in termini di parametri di stato, può essere definito come:

1. **Sistema aperto**: un sistema che scambia sia **materia** che **energia** con l'ambiente. Un esempio è la pentola senza coperchio con acqua che bolle.
2. **Sistema chiuso**: un sistema che scambia solo **energia** con l'ambiente. Un esempio è una bottiglia d'acqua chiusa.
3. **Sistema isolato**: non scambia né energia, né materia con l'ambiente. Un esempio è un *thermos ideale*.

3.4.3 Equilibrio termodinamico

Un sistema si definisce in **equilibrio termodinamico**, quando i parametri di stato assumono lo stesso valore in ogni punto del sistema. Quindi non hanno la tendenza spontanea a cambiare.

Questo implica che il sistema è contemporaneamente in:

- **Equilibrio termico**: temperatura uniforme e nessun flusso di calore interno.
- **Equilibrio meccanico**: pressione bilanciata e nessun moto macroscopico.

- **Equilibrio chimico:** composizione stabile e nessuna reazione netta di specie.

3.5 Trasformazioni termodinamiche

Quando un sistema termodinamico cambia il suo stato, passando da uno stato di equilibrio iniziale ad uno stato di equilibrio finale, si dice che ha compiuto una **trasformazione termodinamica**.

Uno stato termodinamico di equilibrio è rappresentato da un punto nello spazio a N dimensioni (il numero di parametri di stato indipendenti necessari a descrivere lo stato del sistema) detto **spazio dei parametri termodinamici**. Se consideriamo un gas, il cui stato termodinamico è descritto univocamente dal valore della sua pressione e del suo volume, lo spazio dei parametri è un piano dove l'ascissa riporta il volume occupato del gas e l'ordinata la sua pressione.

3.5.1 Trasformazione quasi-statica

Una trasformazione si dice **quasi-statica** quando passa solo attraverso stati di equilibrio termodinamico.

Esempio: la compressione lenta di un gas in un cilindro con pistone.

3.5.2 Trasformazione reversibile

Una trasformazione si dice **reversibile** se è possibile passare dallo stato finale allo stato iniziale, ripercorrendo gli stessi stati intermedi impiegati durante la trasformazione iniziale.

Una trasformazione che non sia reversibile è detta irreversibile.

3.5.3 Trasformazione irreversibile

Una trasformazione si dice **irreversibile** se avviene per successione di stati di equilibrio, ovvero i parametri di stato possono variare *significativamente* da punto a punto all'interno del sistema in evoluzione.

In genere una trasformazione è irreversibile se:

- Avvengono fenomeni dissipativi, (dell'energia impiegata in un cambio di stato non può essere riutilizzata per la trasformazione inversa)
- La trasformazione non è quasi-statica

3.5.4 Trasformazione ciclica

Una trasformazione si dice **ciclica** se lo stato termodinamico iniziale e quello finale **coincidono**. Questo significa che, il sistema dopo aver scambiato energia con l'ambiente si riporta nello stato iniziale.

Da qui deriva che il sistema costituisce una **macchina ciclica**.

3.5.5 Trasformazione spontanea

Una trasformazione si dice **spontanea** quando, facendo parte di un sistema *isolato*, si passa da uno stato di non-equilibrio ad uno stato di equilibrio termodinamico.

3.5.6 Variabili

Nelle trasformazioni esistono diverse tipologie di variabili che influiscono sui cambiamenti. Si dividono in:

- **Intensive:** quelle variabili che non dipendono dall'estensione del sistema, come pressione, temperatura e densità.
- **Extensive:** quelle variabili che dipendono dall'estensione del sistema, come ad esempio massa, volume e numero di moli.

3.6 Trasformazioni del gas ideale

Un gas ideale può essere osservato tramite gas rarefatti (come detto prima), poiché lo approssimano bene. Grazie a questa assunzione, si possono studiare le trasformazioni di un gas quando uno dei parametri termodinamici è costante.

3.6.1 Temperatura costante

Una trasformazione a temperatura costante, ossia **isoterma**, si può definire secondo la legge

$$pV = p_0 V_0$$

ovvero, la pressione del gas è inversamente proporzionale al volume da esso occupato

$$p(V) = \frac{p_0 V_0}{V}$$

essendo rispettivamente p_0 , V_0 la pressione e il volume del gas nello stato iniziale.

3.6.2 Pressione costante

Una trasformazione a pressione costante, ossia **isobara**, si può definire secondo la legge

$$V(t) = V_0(1 + \alpha t)$$

dove V_0 è il volume del gas alla temperatura di fusione dell'acqua, α è una costante detta "Coefficiente di dilatazione termica" che vale $1/273.15$ C°.

NB: t indica la temperatura in gradi Celsius.

Questo significa che la variazione relativa del volume del gas per ogni grado centigrado di variazione di temperatura è:

$$\frac{1}{V_0} \frac{dV}{dt} = \alpha$$

ossia, per ogni grado di aumento della temperatura del gas, il suo volume si dilata di una quantità pari a $1/273.15$ volte il volume iniziale.

Dalla formula si può osservare che, per $t = -273.15$ C° $\Rightarrow T = 0$ K, anche detta temperatura di **zero assoluto**, il volume del gas ideale si annullerebbe. Questa estrapolazione non è lecita per nessun gas reale, anche molto rarefatto, perché:

1. In primo luogo perché esiste un volume proprio delle molecole, che ad un certo punto non può essere più trascurato (effetto microscopico).
2. In un secondo luogo perché le molecole, anche se debolmente, interagiscono e per una temperatura abbastanza bassa il gas diventa *liquido* (es. Elio diventa liquido a 4.1 K)

Se utilizzassimo la temperatura in Kelvin, invertendo la relazione $t : T - 1/\alpha$, otterremmo la legge in termini di temperatura assoluta:

$$V = V_0 \alpha T = \frac{V_0}{273.15}$$

$$T = \frac{V_0}{T_0} T$$

3.6.3 Volume costante

Una trasformazione a volume costante, ovvero **isocora**, si può definire tramite la legge:

$$p(t) = p_0(1 + \beta t)$$

dove p_0 è la pressione del gas alla temperatura di riferimento t_0 . La pressione cresce quindi linearmente con la temperatura e risulta, sperimentalmente, che il coefficiente di variazione della pressione β è uguale al coefficiente di dilatazione termica

$$\beta = \frac{1}{p_0} \frac{dp}{dt} = \alpha$$

3.6.4 Equazione di stato dei gas perfetti

Uno dei casi da studiare è come variano pressione, temperatura e volume di un gas ideale per una trasformazione generica:

$$\frac{pV}{T} = \frac{p_0 V_0}{T_0}$$

che esprime che per una qualsiasi trasformazione di un gas ideale, il prodotto della sua pressione per il volume diviso il valore della sua temperatura assoluta è costante.

L'equazione di stato si ottiene dall'insieme delle 3 leggi, considerando lo stato iniziale (p_0, V_0, T_0) di un gas ed un generico stato finale (p, V, T) rappresentabili in un piano dai punti A e B . Consideriamo uno stato intermedio C che abbia la stessa temperatura iniziale T_0 e la pressione p_c uguale alla pressione finale p . Per la legge di Boyle, ovvero sulle trasformazioni a temperatura costante:

$$p_c V_c = p V_C = p_0 V_0$$

Dopo questa trasformazione, si considera la trasformazione isobara (legge di Boyle) che porta dallo stato C allo stato finale B e, per la legge di Gay-Lussac, si ha

$$V = \frac{V_c}{T_C} T \Leftrightarrow V_c = \frac{V T_C}{T} = \frac{V T_0}{T}$$

(ricordando che $T_c \equiv T_0$).

Inserendo questa nell'equazione per le trasformazioni a temperatura costante di prima otteniamo

$$\frac{pVT_0}{T} = p_0V_0$$

Che è identica all'equazione di stato di un gas generico.

Sperimentalmente, se si considera una mole di gas ideale alla temperatura $T_0 = 273.15\text{ K}$ e alla pressione atmosferica $p_0 = 1,013 \cdot 10^5\text{ Pa}$, si osserva che il volume occupato dal gas, detto **volumen molare**, in queste condizioni (chiamate condizioni standard) vale $22.4 \cdot 10^{-3}\text{ m}^3$. Da qui si ricava la **costante universale del gas ideale**:

$$R \equiv \frac{p_0V_0}{T_0} = 8.314 \frac{\text{J}}{\text{K} \cdot \text{mole}}$$

E utilizzando questa costante, si può scrivere l'equazione di stato per una mole di gas ideale come

$$pV = RT$$

Per un gas contenente un generico numero n di moli, il volume occupato dal gas, nelle stesse condizioni di temperatura e pressione, è ovviamente n volte il numero molare, ossia

$$pV = nRT$$

Questa relazione esprime **l'equazione di stato per n moli di un gas ideale**.

3.6.5 Energia cinetica

Altre misure che possono essere fatte sono il numero totale di atomi nel recipiente:

$$N_{\text{tot}} = n \cdot N_A$$

dove N_A è il numero di Avogadro $6.022 \cdot 10^{23}$. Da qui, si può calcolare l'energia cinetica totale del gas come

$$K_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^{nN_A} \frac{mv_i^2}{2}$$

Si può dimostrare che vale la relazione

$$PV = \frac{2}{3}K_{\text{tot}}$$

e, osservando che l'energia cinetica media è data da

$$\langle K \rangle = \frac{1}{N_{\text{tot}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{tot}}} \frac{mv_i^2}{2} = \frac{1}{nN_A} \sum_{i=1}^{nN_A} \frac{mv_i^2}{2} = \frac{K_{\text{tot}}}{nN_A}$$

si ottiene

$$PV = \frac{2}{3}nN_A \langle K \rangle$$

Da questo risultato e dall'equazione di stato dei gas perfetti $PV = nRT$, si vede che entrambe le espressioni descrivono la stessa grandezza PV . Si possono mettere a confronto

$$nRT = \frac{2}{3}nN_A \langle K \rangle$$

e semplificando il numero di moli n si ottiene la **temperatura in funzione dell'energia cinetica media**

$$T = \frac{2}{3R} N_A \langle K \rangle$$

Si introduce la **costante di Boltzmann** definita come

$$k_B = \frac{R}{N_A} \approx 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$$

Utilizzando questa definizione, la relazione precedente può essere riscritta come

$$\langle K \rangle = \frac{3}{2}k_B T \Rightarrow T = \frac{2}{3k_B} \langle K \rangle$$

Questa relazione mostra che la **temperatura di un gas è una misura diretta dell'energia cinetica media delle particelle che lo compongono**.

3.6.6 Da forma differenziale a forma finita

Se c o C possono essere considerate costanti, integrando tra una temperatura iniziale T_1 e una finale T_2 si ottiene

$$\int_{T_1}^{T_2} \delta Q = \int_{T_1}^{T_2} mc(T) dT = mc(T_2 - T_1)$$

$$\int_{T_1}^{T_2} \delta Q = \int_{T_1}^{T_2} nC(T) dT = nC(T_2 - T_1)$$

3.6.7 Equilibrio termico tra due solidi

Considerando due solidi a temperatura iniziali diverse $T_1 > T_2$, messi a contatto in un **sistema isolato**, quindi

$$Q_1 + Q_2 = 0$$

Da qui, si riscrivono i calori dei due solidi

$$Q_1 = m_1 c_1 (T_{eq} - T_1), \quad Q_2 = m_2 c_2 (T_{eq} - T_2)$$

e, imponendo la conservazione dell'energia, si ottiene la temperatura di equilibrio

$$T_{eq} = \frac{m_1 c_1 T_1 + m_2 c_2 T_2}{m_1 c_1 + m_2 c_2}$$

che equivale a una **media pesata**.

Casi limite

Ci sono due casi limite:

1. Se uno dei due sistemi ha una capacità termica molto maggiore dell'altro $m_1c_1 \gg m_2c_2$ allora la temperatura di equilibrio rimarrà invariata rispetto al sistema 1: $T_{eq} \approx T_1$.
2. Se i due sistemi hanno una capacità termica uguale, ovvero $m_1c_1 = m_2c_2$, allora la temperatura di equilibrio si può semplificare come

$$T_{eq} = \frac{m_1c_1T_1 + m_2c_2T_2}{2m_1c_1} = \frac{m_1c_1(T_1 + T_2)}{2m_1c_1} = \frac{T_1 + T_2}{2}$$

3.6.8 Approfondimento: legame tra energia cinetica e temperatura

Consideriamo un gas ideale contenuto in un recipiente di volume V . Le molecole del gas si muovono in modo casuale e caotico, urtandosi tra loro e contro le pareti del recipiente. Questi urti sono considerati perfettamente elastici, cioè non comportano perdita di energia cinetica.

Si considera una parete piana del recipiente e un suo piccolo elemento di area ΔS . Si sceglie l'asse x **perpendicolare** alla parete. Una molecola di massa m con velocità \vec{v} ha una componente normale v_x che, se urta la parete in modo elastico, inverte il verso:

$$v_x \rightarrow -v_x$$

Da qui, la quantità di moto cambia di:

$$\Delta p_x = (-mv_x) - (mv_x) = -2mv_x$$

quindi ogni urto trasferisce alla parete un impulso pari a $2mv_x$ (in modulo).

Definiamo $N(\vec{v})$ come il numero di molecole in un volume V che hanno intensità e direzione corrispondenti alla velocità \vec{v} . La densità numerica corrispondente è:

$$n(\vec{v}) = \frac{N(\vec{v})}{V}.$$

In un tempo dt , arrivano alla parete solo le molecole che si trovano nello “strato” di spessore $v_x dt$ davanti a ΔS , cioè nel parallelepipedo di volume:

$$\Delta S v_x dt.$$

All'interno di questo volume ci sono:

$$n(\vec{v}) \Delta S v_x dt$$

molecole di quel gruppo. Non tutte però hanno v_x diretto verso la parete: in assenza di direzioni privilegiate, per simmetria statistica solo il 50% ha $v_x > 0$. Quindi il numero di urti del gruppo \vec{v} nel tempo dt è:

$$\frac{1}{2} n(\vec{v}) v_x dt \Delta S.$$

Poiché ogni urto fornisce un impulso $2mv_x$, l'impulso totale trasferito alla parete dal gruppo

\vec{v} in tempo dt è:

$$\left(\frac{1}{2} n(\vec{v}) v_x dt \right) \Delta S (2mv_x) = mn(\vec{v}) v_x^2 \Delta S dt.$$

Dalla definizione di forza media:

$$F = \frac{\Delta p}{dt} = mn(\vec{v}) v_x^2 \Delta S.$$

La pressione associata a quel gruppo è quindi:

$$p(\vec{v}) = \frac{F}{\Delta S} = mn(\vec{v}) v_x^2.$$

Sommendo su tutti i gruppi di velocità si ottiene:

$$p = m \sum_{\vec{v}} n(\vec{v}) v_x^2.$$

Definiamo ora la media pesata (sul numero di molecole) di v_x^2 :

$$\overline{v_x^2} = \frac{\sum_{\vec{v}} n(\vec{v}) v_x^2}{n}, \quad n = \sum_{\vec{v}} n(\vec{v}).$$

Allora l'espressione della pressione diventa:

$$p = mn \overline{v_x^2}.$$

Poiché il moto è casuale e isotropo, le tre componenti hanno la stessa media quadratica:

$$\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2}.$$

Inoltre:

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \Rightarrow \overline{v^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2} = 3\overline{v_x^2},$$

da cui:

$$\overline{v_x^2} = \frac{\overline{v^2}}{3}.$$

Sostituendo nella pressione:

$$p = mn \frac{\overline{v^2}}{3} \Rightarrow p = \frac{1}{3} nm \overline{v^2} = \frac{2}{3} n \left(\frac{1}{2} m \overline{v^2} \right).$$

Compare così l'energia cinetica media per molecola:

$$\langle E_c \rangle = \frac{1}{2} m \overline{v^2},$$

quindi:

$$p = \frac{2}{3} n \langle E_c \rangle.$$

Per un gas perfetto vale l'equazione di stato:

$$pV = NkT,$$

dove N è il numero di molecole e k è la costante di Boltzmann. Dividendo per V :

$$p = \frac{N}{V} kT = nkT.$$

Confrontando con la relazione cinetica:

$$p = \frac{2}{3}n\langle E_c \rangle,$$

si ottiene:

$$nkT = \frac{2}{3}n\langle E_c \rangle.$$

Per $n \neq 0$:

$$kT = \frac{2}{3}\langle E_c \rangle \Rightarrow \langle E_c \rangle = \frac{3}{2}kT.$$

Quindi:

$$\boxed{\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}kT.}$$

Variante con distribuzione di Boltzmann

Si può utilizzare la distribuzione di Boltzmann, secondo cui la probabilità di trovare una molecola con energia E è proporzionale a:

$$e^{-E/kT}.$$

Da qui la densità di probabilità nello spazio delle velocità è:

$$f(\vec{v}) = A \exp\left(-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}\right),$$

dove A è una costante di normalizzazione. La distribuzione fattorizza come:

$$f(\vec{v}) = f_x(v_x) f_y(v_y) f_z(v_z),$$

con:

$$f_x(v_x) = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right).$$

Calcoliamo la media quadratica di una componente:

$$\langle v_x^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} v_x^2 f_x(v_x) dv_x = \frac{kT}{m},$$

poiché si tratta di un integrale gaussiano. Sommando sulle tre componenti:

$$\langle v^2 \rangle = \langle v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \rangle = 3\langle v_x^2 \rangle = \frac{3kT}{m}.$$

Allora:

$$\langle E_c \rangle = \frac{1}{2}m\langle v^2 \rangle = \frac{3}{2}kT.$$

3.7 Lavoro in una trasformazione termodinamica

In una trasformazione **quasi-statica**, il sistema è sempre in equilibrio meccanico. Se il volume cambia di una quantità infinitesima dV , il lavoro elementare di espansione è:

$$\delta L = PdV$$

E si definisce di segno positivo se al lavoro compiuto dal sistema c'è un aumento di volume, negativo altrimenti (convenzione).

In generale, il lavoro fatto (o subito) dal sistema è la somma dei lavori infinitesimi dovuti agli spostamenti di tutte le superfici infinitesime che compongono la superficie S che delimita il volume del sistema, e, per un dato elemento infinitesimo di superficie, di tutti gli spostamenti infinitesimi dell'elemento considerato.

Si può quindi definire formalmente il lavoro in una trasformazione termodinamica finita (che ha uno stato iniziale e uno finale) come

$$L = \int_{V_i}^{V_f} p_e dV$$

Sappiamo anche che il lavoro può essere espresso come

$$\delta L = Fdh = (PS)dh$$

ovvero il lavoro è uguale alla pressione per la superficie per lo spostamento infinitesimale.

Lo spostamento infinitesimo dh della superficie mobile comporta una variazione infinitesima di volume pari a

$$dV = Sdh$$

Sostituendo questa relazione nell'espressione del lavoro elementare, si ottiene

$$\delta L = \int_S PdSdh = P \int_S dSdh = PdV$$

Questa formula vale per una trasformazione quasi statica che comporti una variazione di volume e viene chiamato **lavoro di espansione**.

3.7.1 Lavoro elementare vs finito

Esiste una distinzione tra il lavoro elementare, ovvero infinitesimo

$$\delta L = PdV$$

e quello finito tra due punti A, B

$$L_{AB} = \int_A^B P dV$$

3.7.2 Lavoro dipendente dal percorso

Il lavoro è dipendente dal percorso, nel senso che

$$L_{AB}^{(1)} \neq L_{AB}^{(2)}$$

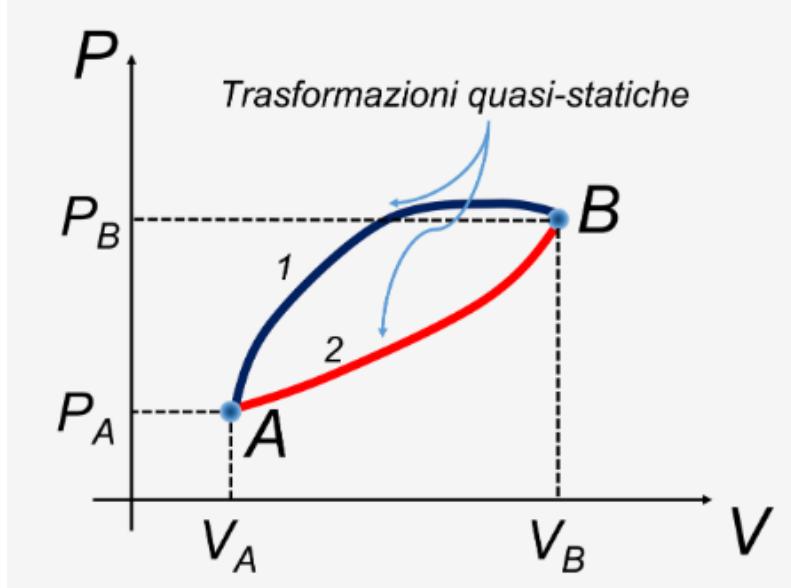
cioè, il lavoro da A a B è diverso seguendo il percorso 1 oppure il percorso 2.

Il lavoro di espansione si definisce come

$$L_{AB} = \int_A^B P dV$$

Questo valore nell'integrale dipende da **come cambia P mentre cambia V** , cioè da quale curva si sta seguendo nello spazio dei parametri $P - V$:

- Se durante l'espansione la pressione è in media **alta**, allora PdV è grande e questo implica un lavoro grande.
- Se durante l'espansione la pressione è in media **bassa**, allora PdV è piccolo e questo implica lavoro piccolo.



Nel grafico si vede subito, perché l'aria sottesa alle curve degli spostamenti è diverso, quindi cambia anche il lavoro.

3.8 Primo principio della Termodinamica

Il primo principio della termodinamica è il **principio di conservazione dell'energia** applicato ai sistemi termodinamici.

La variazione di energia interna di un sistema è **uguale al calore scambiato con l'esterno meno il lavoro compiuto dal sistema sull'esterno.**

$$dU = \delta Q - \delta L$$

3.8.1 Esperienza di Joule (1849)

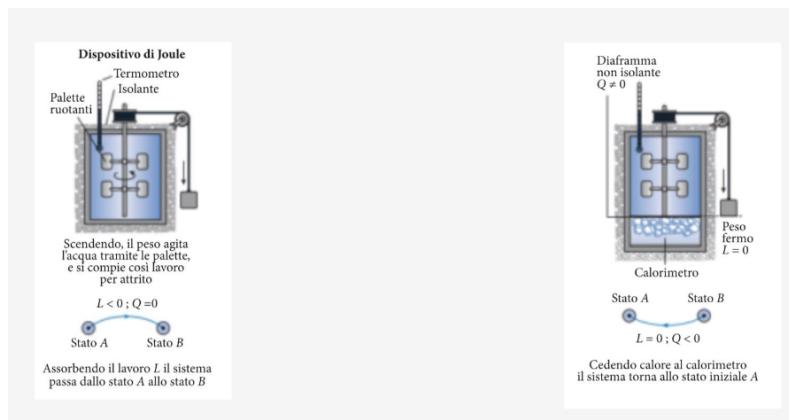
L'esperienza di Joule è un esperimento storico che mostra in modo quantitativo che il **lavoro meccanico** e il **calore** sono due modi diversi di trasferire energia, ma sono **convertibili** e possono quindi essere misurati nelle **stesse unità**.

Apparato sperimentale

Joule utilizza un **calorimetro** (un recipiente isolato termicamente, riempito d'acqua) all'interno del quale è immerso un sistema di **palette** (o un agitatore). Le palette vengono messe in rotazione da un meccanismo collegato a un **peso** che cade:

- il peso, scendendo, perde energia potenziale gravitazionale;
- questa energia viene trasformata in **lavoro meccanico** che fa ruotare le palette;
- la rotazione genera attrito viscoso nel fluido (acqua), che si traduce in un aumento di temperatura.

Poiché il calorimetro è (idealmente) isolato, l'aumento di temperatura dell'acqua è attribuibile all'energia fornita tramite il lavoro meccanico.



Osservazione fondamentale: lavoro \leftrightarrow calore

Misurando:

- il **lavoro totale** compiuto dal peso,
- l'aumento di temperatura dell'acqua e quindi il **calore assorbito** dal calorimetro,

Joule trova una proporzionalità costante tra lavoro e calore.

Storicamente, il risultato è espresso introducendo l'**equivalente meccanico della caloria**:

$$\frac{L}{Q} = J \simeq 4.186 \text{ J/cal}$$

cioè:

$$Q \text{ (cal)} \longrightarrow JQ \text{ (J)}$$

Questo significa che **una stessa quantità di energia** può essere contabilizzata come calore o come lavoro, a seconda del processo con cui viene trasferita.

Trasformazione ciclica

L'esperimento viene discusso considerando una **trasformazione ciclica**, cioè un processo in cui il sistema torna allo stato iniziale.

In una trasformazione ciclica:

- lo stato finale coincide con quello iniziale;
- la variazione di ogni funzione di stato è nulla.

Esprimendo il calore in joule, per ogni trasformazione ciclica vale:

$$Q - L = 0$$

ovvero:

$$\frac{L}{Q} = 1.$$

In un ciclo, quindi, il lavoro compiuto dal sistema e il calore scambiato si compensano esattamente.

3.9 Energia interna

3.9.1 Introduzione dell'energia interna

Consideriamo ora due trasformazioni diverse *a* e *b* che portano il sistema dallo stesso stato iniziale *A* allo stesso stato finale *B*.

Percorrendo la trasformazione *a* da *A* a *B* e tornando indietro con la trasformazione *b* da *B* ad *A*, si ottiene una trasformazione ciclica. Per il ciclo vale:

$$(Q - L)_{\text{ciclo}} = 0.$$

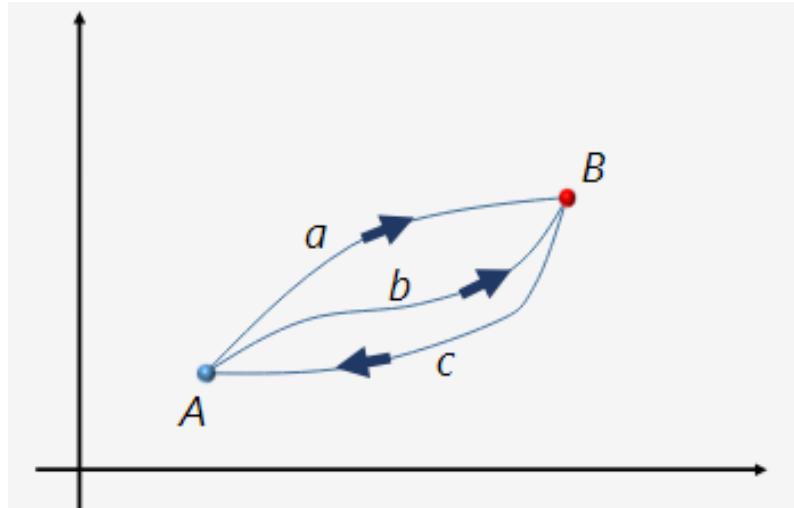
Il contributo totale sul ciclo può essere scritto come:

$$(Q - L)_a + (Q - L)_{-b} = 0.$$

Poiché percorrere una trasformazione al contrario cambia segno a calore e lavoro, si ottiene:

$$(Q - L)_a - (Q - L)_b = 0,$$

da cui segue:



$$(Q - L)_a = (Q - L)_b.$$

Questo risultato mostra che la quantità $Q - L$ **non dipende dalla trasformazione seguita**, ma solo dagli stati iniziali e finali.

3.9.2 Definizione di energia interna

Si introduce quindi una grandezza di stato U , detta **energia interna**, tale che:

$$\Delta U = U(B) - U(A) = Q - L.$$

In forma differenziale:

$$dU = \delta Q - \delta L.$$

Questa relazione costituisce il **Primo Principio della Termodinamica**.

Il primo principio della termodinamica estende il **principio di conservazione dell'energia**, da un sistema meccanico (sottoposto a forze conservative) ad uno termodinamico che viene descritto in uno spazio di parametri termodinamici e che può scambiare anche calore con l'ambiente esterno.

Questo principio, inoltre, dipende unicamente dagli stati iniziali e finali, non dal percorso della trasformazione, e vale anche se **la trasformazione non è quasi statica né irreversibile**. Nel caso di una trasformazione non quasi-statica, o irreversibile, per calcolare ΔU in una trasformazione da A a B è sufficiente considerare una qualunque trasformazione reversibile da A a B .

Un'analogia con la meccanica è l'*energia potenziale*: in meccanica, per una forza conservativa (come la gravità), il lavoro dipende solo dagli estremi:

$$W_{A \rightarrow B} = -\Delta U_{\text{pot}}$$

Si può vedere questa cosa come un **parallelismo** tra meccanica e termodinamica

- U in termodinamica è come U_{pot} in meccanica: dipende dallo stato e non dal percorso.

- Q, L sono invece il “modo” in cui l’energia viene trasferita lungo il percorso: possono cambiare, ma la variazione della funzione di stato resta la stessa.

3.9.3 Casi studio

Dall’equazione del primo principio della termodinamica

$$\Delta U = U(B) - U(A) = Q - L.$$

si possono analizzare alcuni casi limite di particolare interesse.

Caso 1: trasformazione adiabatica

Se non c’è scambio di calore con l’ambiente $Q = 0$, il primo principio diventa

$$U(B) - U(A) = -L$$

In questo caso, la variazione di energia interna è dovuta **solo al lavoro**:

- Se $L > 0$ il sistema compie lavoro sull’ambiente (ad esempio, si espande)

$$U(B) < U(A)$$

e quindi l’energia interna **diminuisce**.

- Se $L < 0$ l’ambiente compie lavoro sul sistema (ad esempio, una compressione)

$$U(B) > U(A)$$

quindi l’energia interna **aumenta**.

Si può fare un esempio con una trasformazione

Caso 2: trasformazione senza lavoro

Se il sistema non compie né subisce lavoro, $L = 0$, il primo principio si riduce a:

$$U(B) - U(A) = Q$$

in questo caso, la variazione di energia interna è dovuta **solo al calore scambiato**:

- Se $Q > 0$ il sistema **assorbe** calore:

$$U(B) > U(A)$$

e la trasformazione è **endotermica**. Questo significa che l’energia interna **aumenta**.

- Se $Q < 0$ il sistema **cede** calore:

$$U(B) < U(A)$$

e la trasformazione è **esotermica**. Questo significa che l’energia interna **diminuisce**.

Caso studio 3: trasformazione isocora

Una trasformazione **isocora** ha volume costante

$$\Delta V = 0$$

Poiché il lavoro di espansione è

$$L = \int P dV \Rightarrow L = 0$$

Il primo principio della termodinamica si riduce, per un gas perfetto, a

$$\Delta U = Q = nC_v(T_{fin} - T_{in})$$

Il che spiega che l'energia interna **dipende esclusivamente dalla temperatura**.

Poiché il volume è costante, l'equazione di stato dei gas perfetti

$$PV = nRT$$

si può riscrivere come

$$\frac{P}{T} = \frac{nR}{V}$$

Essendo n, R, V costanti, segue che

$$\frac{P}{T} = \text{costante}$$

E da questo segue che, in una trasformazione isocora, **pressione e temperatura sono direttamente proporzionali**.

Caso 4: trasformazione isoterma

Una trasformazione isoterma è una trasformazione a temperatura costante

$$T = \text{costante}$$

Per un gas perfetto, vale l'equazione di stato

$$PV = nRT$$

Poiché T è costante, durante la trasformazione si ha

$$P(V) = \frac{nRT}{V}$$

Per cui la pressione non è costante, ma inversamente proporzionale al volume.

Lavoro

Per una trasformazione quasi-statica, il lavoro elementare di espansione è

$$\delta L = P dV$$

Il lavoro totale compiuto dal sistema passando dal volume iniziale V_{in} al volume finale V_{fin} è

$$L = \int_{V_{in}}^{V_{fin}} P dV$$

Sostituendo l'espressione della pressione lungo l'isoterma:

$$L = \int_{V_{in}}^{V_{fin}} \frac{nRT}{V} dV$$

Poiché n, R, T sono costanti si ottiene

$$L = nRT \int_{V_{in}}^{V_{fin}} \frac{1}{V} dV = nRT \ln \left(\frac{V_{fin}}{V_{in}} \right)$$

In particolare, il segno del lavoro poi dipende dai due volumi:

- $V_{fin} > V_{in} \Rightarrow L > 0$ perché il gas compie lavoro sull'ambiente.
- $V_{in} < V_{fin} \Rightarrow L < 0$ perché l'ambiente compie lavoro sul gas.

Inoltre, per un gas perfetto l'energia interna dipende solo dalla temperatura e siccome in una trasformazione isoterma

$$\Delta T = 0 \Rightarrow \Delta U = 0$$

per il primo principio della termodinamica

$$\Delta U = Q - L$$

segue che

$$Q = L$$

Pertanto, il calore scambiato in una trasformazione isoterma è

$$Q = nRT \ln \left(\frac{V_{fin}}{V_{in}} \right)$$

3.9.4 Energia interna di un corpo solido

Consideriamo un **corpo solido rigido**. Con una buona approssimazione:

- Il volume e la forma sono costanti
- Non viene compiuto lavoro di espansione

Da qui

$$\Delta V \approx 0 \quad \Rightarrow \quad L \approx 0$$

Dal primo principio della termodinamica

$$\Delta U = Q - L$$

segue che, per un solido rigido,

$$\Delta U = Q$$

In una trasformazione **quasi-statica**, il calore scambiato per una variazione infinitesima di temperatura è

$$\delta Q = mc(T)dT$$

Poiché $\delta Q = dU$ si ottiene

$$dU = mc(T)dT$$

Integrazione tra due stati

Integrando tra uno stato iniziale A a una temperatura T_A e uno stato finale B a temperatura T_B :

$$T(T_B) - U(T_A) = m \int_{T_A}^{T_B} c(T)dT$$

Questa è l'espressione **generale** della variazione di energia interna di un corpo solido.

Approssimazione del calore specifico costante

Come detto in precedenza, per molti solidi e in intervalli di temperatura non troppo ampi, si può assumere

$$c(T) \approx c = \text{costante}$$

In questo caso

$$U(T_B) - U(T_A) \approx mc(T_B - T_A)$$

Ne segue che l'energia interna dipende linearmente dalla temperatura

$$U(T) = mcT + \text{costante}$$

Questo significa che, per un corpo solido rigido:

- il calore scambiato non produce lavoro meccanico,
- serve unicamente a modificare l'energia interna,
- l'energia interna aumenta all'aumentare della temperatura.

3.9.5 Energia interna di un gas perfetto

Un altro esperimento che fece Joule riguarda l'espansione libera di un gas rarefatto. Si considera un gas inizialmente confinato in un recipiente, separato da una valvola da una camera vuota. Aprendo la valvola il gas si espande **liberamente** occupando tutto il volume disponibile.

Non c'è nessuno scambio di calore con l'esterno, quindi è una trasformazione adiabatica, e non c'è nessun lavoro compiuto sull'esterno (le pareti non si spostano e il gas si espande nel vuoto). Applicando il primo principio

$$\Delta U = Q - L = 0 - 0 = 0$$

da qui

$$U_{fin} = U_{in}$$

Da questo notiamo che **l'energia interna del gas non cambia durante l'espansione libera.**

Risultato sperimentale

Sperimentalmente, Joule osserva che

$$\Delta T = 0$$

non è di fatto banale, in quanto:

- Il volume cambia.
- La pressione cambia.
- La temperatura rimane costante.

Possiamo trarre una conclusione, poiché,

$$\Delta U = 0, \quad \Delta T = 0$$

si deduce che per un **gas perfetto**, l'energia interna **dipende solo dalla temperatura** e non dal volume o dalla pressione.

Quindi

$$U = U(T)$$

Questo risultato non vale in generale, ma solo nel modello del **gas perfetto**.

Collegamento microscopico

La temperatura è legata all'energia cinetica media delle particelle

$$\langle K \rangle = \frac{3}{2} k_B T$$

Poiché l'energia interna di un gas perfetto è puramente **cinetica** (nessuna interazione potenziale tra le particelle) se T **non cambia**, allora **non cambia l'energia cinetica media** e quindi **non cambia U** .

3.10 Calore molare nei gas perfetti

3.10.1 Calore molare a volume costante

Dal primo principio della termodinamica, in forma differenziale, si ha

$$\delta Q = \delta L + dU$$

Per una trasformazione **isocora** (volume costante), il lavoro di espansione è nullo

$$\delta L = PdV = 0$$

Quindi il primo principio si riduce a

$$\delta Q = dU$$

Definizione di calore molare a volume costante

Per un **gas perfetto**, l'energia interna dipende solo dalla temperatura

$$U = U(T)$$

In una trasformazione isocora, il calore scambiato serve interamente a variare l'energia interna:

$$\delta Q = dU = nC_VdT$$

Questo porta alla **definizione di calore molare a volume costante** C_V :

$$C_V \equiv \frac{1}{n} \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_V$$

Energia interna del gas perfetto

Integrando l'espressione

$$dU = nC_VdT$$

si ottiene

$$U(T) = nC_VT + \text{costante}$$

La costante dipende dalla scelta dello zero dell'energia interna ed è fisicamente irrilevante per le variazioni.

Ne segue che, per un gas perfetto

$$\Delta U = nC_V(T_{fin} - T_{in})$$

Dipendenza di C_V dalla temperatura

In generale, C_V può dipendere dalla temperatura, come mostrato nella figura sotto (per H_2):

- A basse temperature contribuiscono solo i gradi di libertà traslazionali
- Aumentando T si attivano quelli rotazionali e vibrazionali

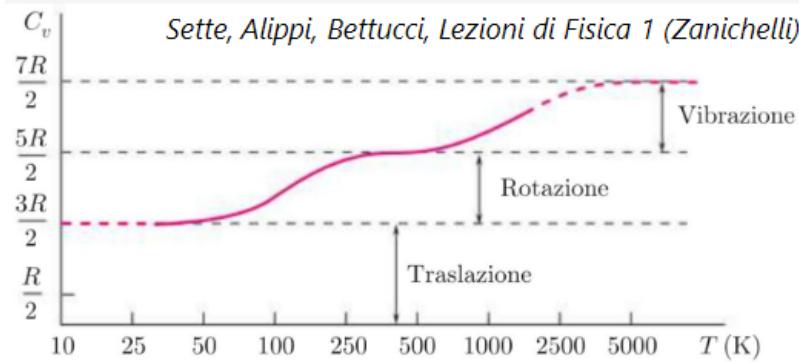


Figura 12.11

NB: Per gradi di libertà traslazionali, rotazionali e vibrazionali si intendono i moti che una particella può compiere.

Tuttavia, per un **ampio intervallo di temperatura**, si può assumere con buona approssimazione

$$C_V = \text{costante}$$

3.10.2 Calore molare a pressione costante

In una trasformazione isobara si definisce il **calore molare a pressione costante** C_P come:

$$\delta Q = nC_PdT$$

Per un gas perfetto, inoltre, l'energia interna dipende solo da T , quindi

$$dU = nC_VdT$$

Sostituendo nel primo principio:

$$nC_PdT = PdV + nC_VdT$$

Ora si usa l'equazione di stato del gas perfetto

$$PV = nRT$$

e derivando (ricordando che P, n, R sono costanti):

$$PdV = nRdT$$

Sostituendo nell'equazione di prima

$$\begin{aligned} nC_PdT &= nRdT + nC_VdT && \text{dividendo per } ndT \\ C_P &= C_V + R \end{aligned}$$

Questa relazione dice che a pressione costante, il calore fornito al gas serve a due cose:

1. Aumentare l'energia interna
2. Fornire anche l'energia necessaria al lavoro di espansione contro la pressione esterna.

Per questo C_P è sempre maggiore di C_V e la differenza vale esattamente R .

3.10.3 Trasformazione adiabatica reversibile

Una trasformazione adiabatica (come visto prima) è una trasformazione in cui non c'è scambio di calore con l'esterno ($\delta Q = 0$), se è reversibile (quasi-statica), allora in ogni istante il gas è in equilibrio e possiamo usare

$$\delta L = PdV$$

Legame tra lavoro ed energia interna

Dal primo principio, ponendo $\delta Q = 0$ abbiamo che

$$0 = PdV + dU \Rightarrow dU = -PdV$$

Per un gas perfetto, vale inoltre

$$dU = nC_VdT$$

Quindi otteniamo l'equazione dell'adiabatica reversibile

$$nC_VdT = -PdV$$

Usando l'equazione di stato

$$P = \frac{nRT}{V}$$

si può sostituire e avere

$$nC_VdT = -\frac{nRT}{V}dV$$

Semplificando n e dividendo per T si ha

$$C_V \frac{dT}{T} = -R \frac{dV}{V}$$

Usando la relazione $C_P = C_V + R \Rightarrow R = C_P - C_V$ quindi

$$C_V \frac{dT}{T} = -(C_P - C_V) \frac{dV}{V}$$

Dividendo tutto per C_V si può introdurre il termine γ :

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V}$$

Dopo si ottiene

$$\frac{dT}{T} = -(\gamma - 1) \frac{dV}{V}$$

Integrando tra stato iniziale e finale

$$\ln T = -(\gamma - 1) \ln V + \text{costante}$$

Da cui si tira fuori che

$$TV^{\gamma-1} = \text{costante}$$

Forme equivalenti

Utilizzando l'equazione di stato dei gas perfetti, sostituendo $T \propto V^{-(\gamma-1)}$ si ottiene

$$PV^\gamma = \text{costante}$$

Lavoro e variazioni di temperatura

Poiché $\delta Q = 0$:

$$\Delta U = -L$$

E siccome, per un gas perfetto

$$\Delta U = nC_V(T_{fin} - T_{in})$$

segue che

$$L = -nC_V(T_{fin} - T_{in}) = nC_V(T_{in} - T_{fin})$$

E il segno viene interpretato così:

- **Espansione adiabatica:** V aumenta, il gas compie lavoro e la temperatura diminuisce.
- **Compressione adiabatica:** V diminuisce, il gas riceve lavoro e la temperatura aumenta.

3.11 Secondo principio della termodinamica

Dal primo principio della termodinamica sappiamo che, per una trasformazione da uno stato iniziale A a uno stato finale B ,

$$Q - L = U(B) - U(A)$$

In particolare, se la trasformazione è **ciclica**, lo stato finale coincide con quello iniziale e quindi

$$\Delta U = 0 \quad \Rightarrow \quad Q = L$$

Il primo principio esprime quindi un bilancio energetico, ma **non pone alcun limite** alla possibilità di convertire calore in lavoro o lavoro in calore.

Solo dal primo principio sembrerebbe possibile:

- trasformare interamente calore in lavoro
- trasferire calore spontaneamente da un corpo freddo a uno caldo

In natura, tuttavia, questa simmetria non si verifica. Il secondo principio della termodinamica introduce questi **limiti**.

3.11.1 Enunciale di Clausius

È impossibile realizzare una trasformazione termodinamica il cui unico risultato sia il trasferimento di calore da un sistema a temperatura inferiore a uno a temperatura superiore.

In altre parole:

- Il calore **non può fluire spontaneamente** da un corpo freddo a uno caldo.
- Un tale trasferimento è possibile solo se accompagnato da un altro effetto, in particolare **l'intervento di lavoro esterno**.

Questo è il principio di funzionamento dietro a una macchina frigorifera:

1. Il calore viene sottratto alla sorgente fredda
2. Una parte di calore viene ceduta alla sorgente calda
3. Ciò è possibile solo grazie al lavoro fornito dall'esterno

Se il lavoro fosse nullo, il trasferimento di calore dalla sorgente fredda a quella calda sarebbe **impossibile**.

3.11.2 Enunciato di Kelvin-Planck

È impossibile realizzare una trasformazione termodinamica ciclica il cui unico risultato sia quello di assorbire calore da una sola sorgente e trasformarlo integralmente in lavoro.

Questo enunciato afferma che:

- Una **macchina termica ciclica** non può convertire tutto il calore assorbito in lavoro
- Una parte del calore deve necessariamente essere ceduta a una seconda sorgente.

In altre parole, non esistono macchine termiche con rendimento del 100% (macchina perpetua del secondo tipo).

3.11.3 Equivalenza degli enunciati di Clausius e Kelvin-Planck

Gli enunciati di Clausius e Kelvin-Planck si possono definire **equivalenti**, nel senso che:

- Se uno dei due fosse violato, allora anche l'altro lo sarebbe
- Entrambi esprimono lo stesso contenuto fisico del secondo principio della termodinamica, ma da due punti di vista diversi.

In particolare:

1. L'enunciato di Clausius enfatizza la **direzione privilegiata del flusso di calore**,
2. L'enunciato di Kelvin-Planck enfatizza i **limiti alla conversione del calore in lavoro**.

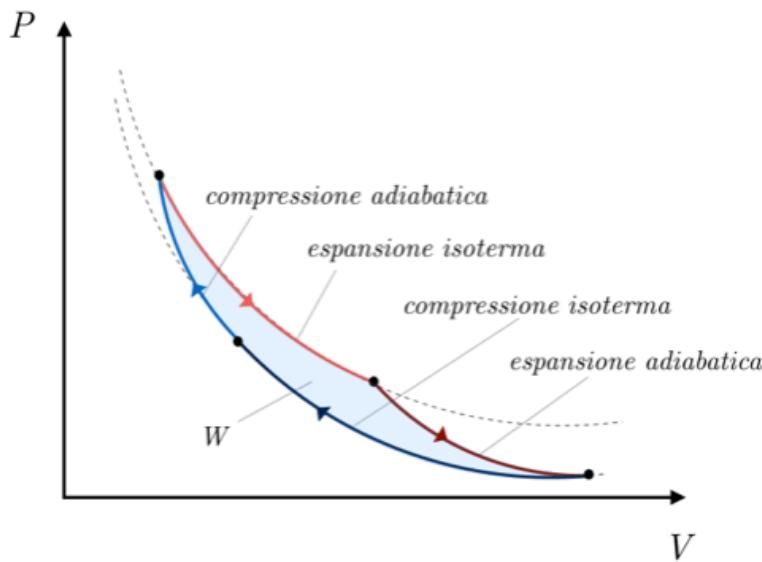
Entrambi mostrano che i processi naturali non sono simmetrici nel tempo e che non tutte le trasformazioni energeticamente possibili sono fisicamente realizzabili.

3.12 Ciclo di Carnot

3.12.1 Macchina termica reversibile a gas perfetto

Il **ciclo di Carnot** è un ciclo termodinamico **reversibile** realizzato da un gas perfetto e avviene tra due sorgenti termiche:

- sorgente calda a temperatura T_C
- sorgente fredda a temperatura T_F , con $T_C > T_F$



Nel diagramma $P - V$ il ciclo è composto da **quattro trasformazioni**:

1. **Espansione isoterma** a temperatura costante $T = T_C$ ($A \rightarrow B$).
2. **Espansione adiabatica** dove non c'è scambio di calore ($Q = 0$) e la temperatura del gas scende da T_C a T_F .

3. **Compressione isoterma** a temperatura costante $T = T_F$ ($C \rightarrow D$) dove il gas cede calore alla sorgente fredda ($Q_F < 0$).
4. **Compressione adiabatica** ($D \rightarrow A$), qui non c'è scambio di calore ($Q = 0$) e la temperatura risale da T_F a T_C , tornando allo stato iniziale.

Il ciclo di Carnot è quindi una trasformazione **ciclica e reversibile** (nel caso ideale).

3.12.2 Rendimento di una macchina termica

Consideriamo una qualunque **macchina ciclica** che lavori tra due sorgenti.

Poiché il ciclo è chiuso

$$\Delta U = 0$$

Dal primo principio segue che

$$L = Q$$

Nel caso di due sorgenti

- la macchina **assorbe** calore $Q_C > 0$ dalla sorgente calda
- la macchina **cede** calore Q_F dalla sorgente fredda

Il calore totale scambiato sul ciclo è

$$Q = Q_C + Q_F$$

Dato che $Q_F < 0$ il lavoro compiuto dalla macchina risulta

$$L = Q_C + Q_F = |Q_C| - |Q_F|$$

3.12.3 Rendimento

Il **rendimento** η di una macchina termica è definito come rapporto tra il lavoro utile prodotto e il calore assorbito dalla sorgente calda

$$\eta = \frac{L}{|Q_C|}$$

Sostituendo $L = |Q_C| - |Q_F|$:

$$L = \frac{|Q_C| - |Q_F|}{|Q_C|} = 1 - \frac{|Q_F|}{|Q_C|}$$

Per il **ciclo di Carnot**, si può dimostrare che il rendimento non dipende dal gas usato né dai dettagli del ciclo, ma solo dalle **temperature** delle due sorgenti:

$$\eta = 1 - \frac{|Q_F|}{|Q_C|} = 1 - \frac{T_F}{T_C}$$

Quindi, fissate T_C e T_F , il ciclo di Carnot rappresenta una macchina termica reversibile con rendimento determinato unicamente dal rapporto tra le temperature.

3.12.4 Teorema di Carnot

Una conseguenza del secondo principio della termodinamica è il **teorema di Carnot**:

Per una qualunque **macchina termica** che lavori tra due sorgenti a temperature T_C e T_F , con $T_C > T_F$, il rendimento è **minore o al più uguale** al rendimento di una macchina di Carnot che operi tra le stesse due temperature.

Ovvero:

$$\eta = 1 - \frac{|Q_F|}{|Q_C|} \leq 1 - \frac{T_F}{T_C}$$

L'uguaglianza in questa equazione, vale se e solo se la macchina è **reversibile**. Questo significa che nessuna macchina reale può avere un rendimento superiore a quello di Carnot e che il ciclo di Carnot rappresenta un **limite teorico superiore** al rendimento.

Disuguaglianza di Clausius

Il teorema di Carnot può essere enunciato anche in un'altra forma, quella di **Clausius**.

Per una macchina termica reale che lavora tra due sorgenti

$$\frac{|Q_C|}{T_C} - \frac{|Q_F|}{T_F} \leq 0$$

Tenendo conto dei segni dei calori ($Q_C > 0, Q_F < 0$), questa relazione può essere scritta come

$$\frac{Q_C}{T_C} + \frac{Q_F}{T_F} \leq 0$$

In forma più generale, se una trasformazione ciclica coinvolge più sorgenti termiche

$$\sum_{i=C,F} \frac{Q_I}{T_i} \leq 0$$

Questa relazione è nota come **disuguaglianza di Clausius** ed è un **enunciato alternativo del secondo principio della Termodinamica**.

3.13 Entropia

Si può dimostrare che la disuguaglianza di Clausius vale per **ogni ciclo termodinamico**. Nel caso in cui il ciclo approssimato come una successione di scambi di calore δQ con sorgenti alla temperatura T , la disuguaglianza si può scrivere in forma integrale:

$$\sum_{i=C,F} \frac{Q_I}{T_i} \leq 0 \Rightarrow \oint \frac{dQ}{T} \leq 0$$

3.13.1 Cicli reversibili

Nel caso di un ciclo reversibile allora si scrive

$$\oint \frac{dQ_{rev}}{T} = 0$$

Una conseguenza di questa equazione è il fatto che, scegliendo un ciclo formato da un percorso $A \rightarrow B$ e poi dal percorso di ritorno reversibile $B \rightarrow A$, si può scrivere

$$\int_A^B \frac{\delta Q_{rev}}{T} + \int_B^A \frac{\delta Q_{rev}}{T} = 0 \Rightarrow \int_A^B \frac{\delta Q_{rev}}{T} = - \int_B^A \frac{\delta Q_{rev}}{T}$$

Questo implica che l'integrale tra due stati, lungo un percorso reversibile è **indipendente dalla trasformazione seguita** (dipende solo dagli estremi).

3.13.2 Definizione di entropia

Poiché l'integrale

$$\int_A^B \frac{\delta Q_{rev}}{T}$$

dipende solo dagli stati A e B , si introduce una nuova funzione di stato S , chiamata **entropia**, definita tramite:

$$\int_A^B \frac{\delta Q_{rev}}{T} = S(B) - S(A)$$

Quindi l'entropia è una grandezza che:

- è una **funzione di stato**, cioè dipende solo dallo stato del sistema termodinamico
- è definita a **meno di una costante additiva**, analogamente all'energia potenziale ed all'energia interna.

3.13.3 Entropia e Secondo principio della Termodinamica

Considerando due stati A e B collegati da:

- un percorso **irreversibile I** ($A \rightarrow B$);
- un percorso **reversibile II** ($B \rightarrow A$).

Applicando la disuguaglianza di Clausius:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_I \frac{\delta Q_{irr}}{T} + \int_{II} \frac{\delta Q_{rev}}{T}$$

Poiché il tratto II va da B ad A ,

$$\int_{II} \frac{\delta Q_{rev}}{T} = - \int_A^B \frac{\delta Q_{rev}}{T}$$

ma per definizione di entropia lungo un percorso reversibile:

$$\int_A^B \frac{\delta Q_{rev}}{T} = S(B) - S(A)$$

Quindi

$$\int_{II} \frac{\delta Q_{rev}}{T} - (S(B) - S(A)) \leq 0$$

da cui segue la relazione

$$\int_A^B \frac{\delta Q_{irr}}{T} \leq S(B) - S(A) = \Delta S$$

Questa equazione dice che la variazione di entropia tra due stati è sempre **maggior o uguale** all'integrale calcolato lungo un percorso irreversibile.

Nota: trasformazione adiabatica

Nel caso di una trasformazione adiabatica, allora $\delta Q_{irr} = 0$, quindi

$$0 \leq \Delta S \Rightarrow \Delta S_{\text{adiabatica}} \geq 0$$

NB: Vale solo se la trasformazione è reversibile.

3.13.4 Secondo Principio espresso in termini di Entropia

Se un sistema è **isolato**, non può scambiare calore con l'esterno, quindi

$$\delta Q_{irr} = 0$$

E allora per qualsiasi trasformazione che avviene in un sistema isolato:

$$\Delta S_{si} \geq 0$$

dove *si* sta per “sistema isolato”.

Questo significa che:

- L'entropia di un **sistema isolato non può diminuire**.
- Ogni trasformazione **irreversibile** comporta un **aumento** dell'entropia totale.
- Una trasformazione **reversibile** non comporta variazione dell'entropia totale.

3.13.5 Sistema + ambiente

Spesso l'insieme sistema + ambiente viene considerato come sistema isolato. In tal caso l'entropia totale è la somma

$$S = S_{\text{ambiente}} + S_{\text{sistema}} \Rightarrow \Delta S_{\text{sist+amb}} \geq 0$$

Quindi le trasformazioni irreversibili fanno aumentare l'entropia totale del sistema + l'ambiente e le trasformazioni reversibili non cambiano l'entropia totale.

Nota sull'irreversibilità

Un'irreversibilità **non implica necessariamente** che l'entropia del solo sistema aumenti, potrebbe darsi che:

$$\Delta S_{\text{sist}} < 0$$

l'importante è che venga rispettato

$$\Delta S_{\text{sist+amb}} \geq 0$$

3.13.6 Entropia dell'Universo

L'universo può essere trattato come **il sistema isolato per eccellenza**. Per un sistema isolato, vale il secondo principio nella forma

$$\Delta S_{\text{universo}} \geq 0$$

Pensandolo in forma dinamica, ovvero durante un'evoluzione temporale, possiamo esprimere come

$$\frac{dS_{\text{universo}}}{dt} \geq 0$$

Il significato è che l'**entropia totale dell'universo non diminuisce**: cresce a causa delle trasformazioni irreversibili.

Si possono descrivere i due principi della termodinamica, nel contesto dell'universo, come:

1. **Primo principio**: l'energia totale dell'universo è costante.
2. **Secondo principio**: l'entropia totale dell'universo **cresce** a causa delle trasformazioni irreversibili.

Freccia del tempo dell'universo

Dato che l'entropia dell'universo cresce solamente, questo fornisce una **direzione privilegiata** all'evoluzione dei processi naturali: questa si chiama **freccia del tempo**.

In particolare, nelle **trasformazioni adiabatiche irreversibili** l'entropia può solo aumentare, e di conseguenza non può tornare allo stato iniziale. Quindi, se l'universo nel suo complesso può essere visto come un sistema isolato in cui i processi reali sono irreversibili, l'universo "non può tornare indietro".

3.13.7 Calcolo dell'entropia in casi notevoli

Per definizione, lungo una trasformazione **reversibile**:

$$dS = \frac{\delta Q_{rev}}{T}$$

Dal primo principio in forma differenziale $\delta Q_{rev} = dU + \delta L_{rev}$, quindi

$$dS = \frac{dU + \delta L_{rev}}{T}, \quad \Delta S = S(B) - S(A) = \int_A^B \frac{dU + \delta L_{rev}}{T}$$

Grazie a queste formule possiamo esprimere, per certi casi notevoli, dU e δL_{rev} in funzione delle variabili di stato.

3.13.8 Entropia di un corpo solido

Per un **corpo solido** assumiamo:

1. Dilatazione termica trascurabile $\Rightarrow dV = 0$
2. lavoro trascurabile $\Rightarrow \delta L_{rev} = 0$
3. calore specifico circa costante

Quindi:

$$dU = mcdT, \quad dS = \frac{mcdT}{T}$$

Integrando tra T_A e T_B :

$$S(B) - S(A) = mc \int_{T_A}^{T_B} \frac{dT}{T} = mc \ln \left(\frac{T_B}{T_A} \right)$$

Da questo segue che l'entropia di un solido può essere scritta come

$$S(T) = mc \ln T + k$$

dove k è una costante.

Esempio: entropia in uno scambio termico

Consideriamo due corpi a temperature iniziali T_1 e T_2 , messi in contatto termico in un **sistema isolato**. Essendo isolato $Q_1 = -Q_2$. Con calori specifici c_1, c_2 e masse m_1, m_2 :

$$Q_1 = m_1 c_1 (T_{eq} - T_1), \quad Q_2 = m_2 c_2 (T_{eq} - T_2)$$

da cui la temperatura di equilibrio

$$T_{eq} = \frac{m_1 c_1 T_1 + m_2 c_2 T_2}{m_1 c_1 + m_2 c_2}$$

Esempio: calcolo dell'entropia nello scambio termico simmetrico

Per semplicità, se

$$m_1 = m_2 = m, \quad c_1 = c_2 = c$$

allora:

$$T_{eq} = \frac{T_1 + T_2}{2}$$

Usando $S(T) = mc \ln T$, le variazioni di entropia dei due corpi sono

$$\Delta S_1 = mc \ln \left(\frac{T_{eq}}{T_1} \right), \quad \Delta S_2 = mc \ln \left(\frac{T_{eq}}{T_2} \right)$$

Quindi

$$\Delta S_{tot} = \Delta S_1 + \Delta S_2 = mc \ln \left(\frac{T_{eq}^2}{T_1 T_2} \right) = mc \ln \left(\frac{(T_1 + T_2)^2}{4T_1 T_2} \right)$$

Poiché

$$\frac{(T_1 + T_2)^2}{4T_1 T_2} \geq 1$$

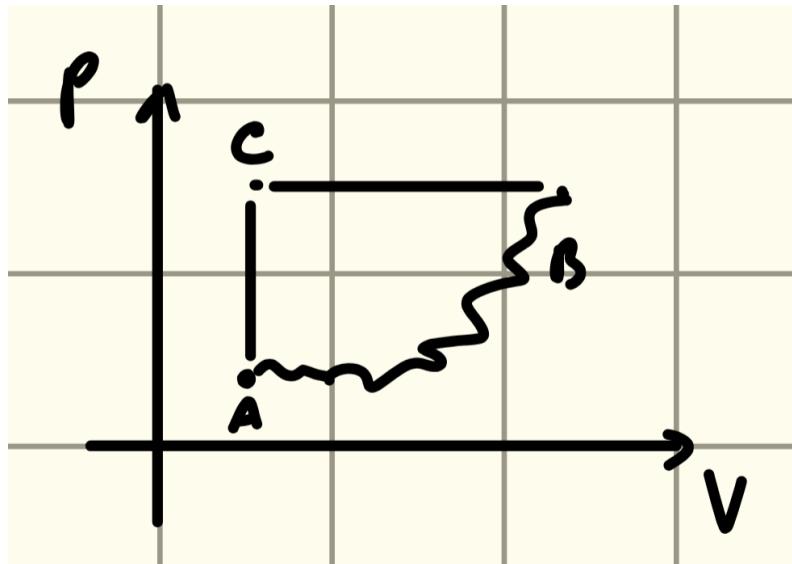
segue che $\Delta S_{tot} \geq 0$. Quindi lo scambio termico è un processo **spontaneo**.

3.13.9 Entropia di un gas perfetto

Per un gas perfetto abbiamo

$$dU = nC_V dT, \quad \delta L_{rev} = PdV = \frac{nRT}{V} dV$$

La variazione di entropia ΔS può essere calcolata anche se la trasformazione non è reversibile, in quanto l'entropia è una funzione di stato. Quindi il pedice *rev* indica unicamente la necessità di sostituire la trasformazione irreversibile con un insieme di trasformazioni reversibili.



$$\begin{aligned} \Delta S &= \int_A^B \frac{dQ_{rev}}{T} = S(B) - S(A) \\ &= [S(C) - S(A)]_{V=\text{costante}} + [S(B) - S(C)]_{T=\text{costante}} \end{aligned}$$

Da qui:

$$S(B) - S(A) = \int_A^B \frac{\delta Q_{rev}}{T}$$

(definizione di variazione di entropia)

$$= \int_A^B \frac{dU + \delta L_{\text{rev}}}{T}$$

(Primo Principio per trasformazioni reversibili)

$$= \int_A^B \frac{nC_V dT + P dV}{T}$$

(gas perfetto: $dU = nC_V dT$, $\delta L_{\text{rev}} = P dV$)

$$= nC_V \ln\left(\frac{T_B}{T_A}\right) + nR \ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right).$$

Quindi possiamo dire che la variazione di entropia in un gas perfetto, in un qualsiasi tipo di trasformazione, è

$$\Delta S = \underbrace{nC_V \ln\left(\frac{T_B}{T_A}\right)}_{\text{entropia di riscaldamento}} + \overbrace{nR \ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right)}^{\text{entropia di espansione}}$$

3.14 Entropia e Disordine

Le frasi “l’entropia misura il disordine dell’universo” e “il secondo principio comporta un aumento del disordine dell’universo” sono frasi **fiorvanti**. Disordine, infatti, è un termine qualitativo e ambiguo, mentre l’entropia in fisica ha un significato più preciso e quantitativo.

3.14.1 Entropia e probabilità termodinamica

Sarebbe più corretto legare l’entropia alla **probabilità termodinamica** W , tramite **l’equazione di Boltzmann**

$$S = k_B \ln W$$

dove W è la **probabilità termodinamica**, cioè una misura di quanti modi microscopici realizzano lo stesso stato macroscopico. Il logaritmo inoltre è una funzione **crescente**, quindi se W aumenta allora aumenta anche $\ln W$ e quindi aumenta anche l’entropia.

3.14.2 Microstati e macrostati

La probabilità termodinamica W misura il numero di modi, a livello microscopico (i microstati), in cui un certo stato macroscopico (macrostato) può essere realizzato.

Un esempio è contare quante volte il numero 7 (macrostato) può essere composto con somme di numeri naturali (microstati):

$$7 = (1, 6), (2, 5), (3, 4), (4, 3), (5, 2), (6, 1) \Rightarrow W = 6$$

Per il macrostato “somma 2” esiste un solo modo $2 = (1, 1) \Rightarrow W = 1$.

Grazie a questa interpretazione, si può formulare il secondo principio così:

Le trasformazioni spontanee sono quelle che comportano un **aumento della probabilità termodinamica**.

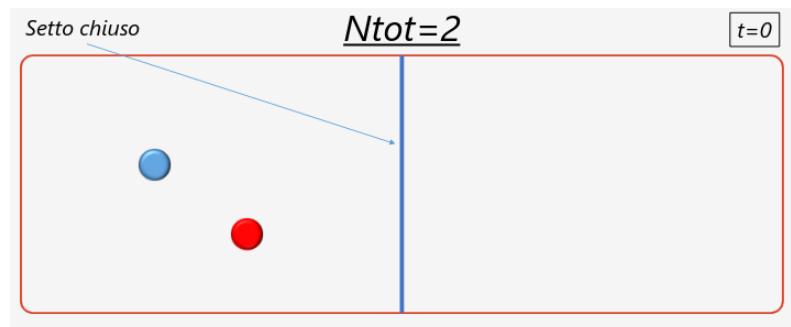
Quindi la probabilità termodinamica dell'universo aumenta a causa delle trasformazioni irreversibili, e dato che $S = k_B \ln W$ l'aumento di W si traduce nell'aumento di entropia.

3.14.3 Esperimento con molecole

Ipotizziamo un **sistema isolato** costituito da **due molecole** ($N_{tot} = 2$) contenute in una scatola divisa in due compartimenti, sinistro e destro.

Stato iniziale

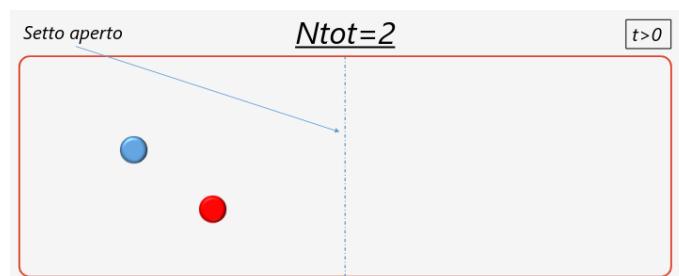
All'istante iniziale $t = 0$ il setto è **chiuso** ed entrambe le molecole si trovano nel compartimento di sinistra. Il sistema è **vincolato**: non ci sono alternative a questa configurazione.



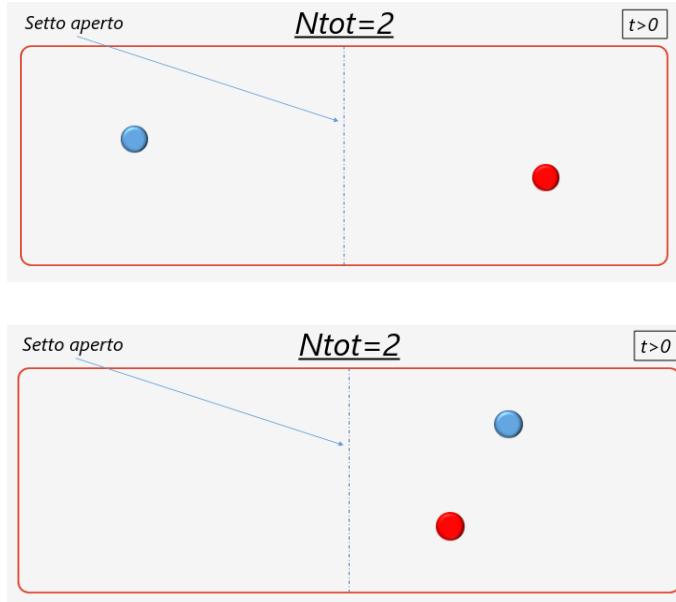
Setto aperto

Se il setto viene aperto le molecole possono muoversi liberamente e diventano possibili tre configurazioni macroscopiche:

1. Entrambe le molecole a sinistra ($N_S = 2, N_D = 0$)



2. Una molecola a destra e l'altra a sinistra ($N_S = 1, N_D = 1$)
3. Entrambe le molecole a destra ($N_S = 0, N_D = 2$)



Dal punto di vista delle **leggi microscopiche**, tutte e tre sono possibili: non esiste alcun divieto dinamico.

La differenza infatti non è nella possibilità ma nella **probabilità termodinamica W** :

- Le configurazioni sbilanciate possono essere ottenute in **un solo modo microscopico**.
- La configurazione bilanciata può essere ottenuta in **più modi microscopici**.

Quindi W è massimo per la configurazione con molecole equamente distribuite, di conseguenza l'entropia è massima per quella configurazione.

Poiché il numero totale di configurazioni è molto alto, la **varianza è molto alta**, quindi il sistema cambia facilmente la configurazione.

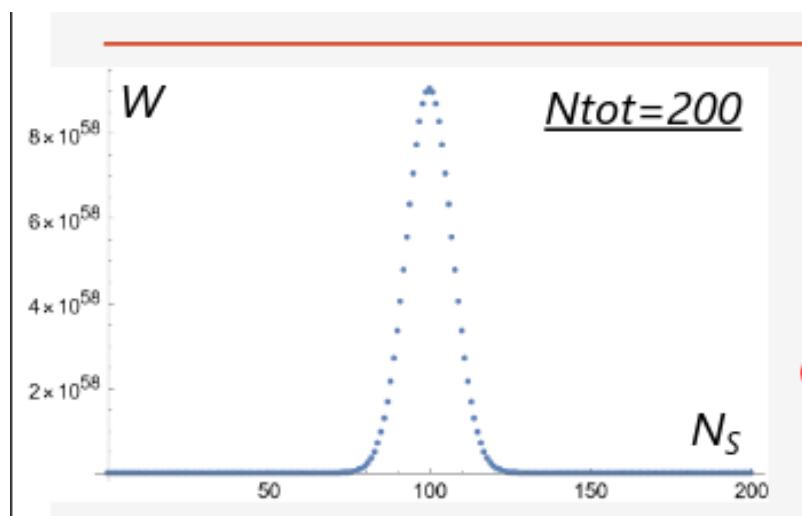
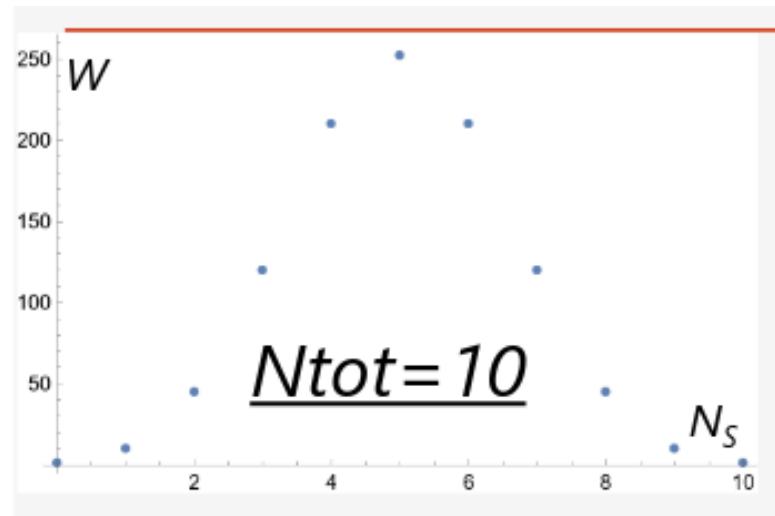
Aumento del numero di molecole

Se aumentiamo il numero totale di molecole:

- Per $N_{tot} = 10$ la configurazione simmetrica è **già molto più probabile** di quelle asimmetriche
- per $N_{tot} = 200$ la probabilità W è **fortemente centrata** attorno alla configurazione con molecole equamente distribuite.

Da questo esperimento possiamo capire che, nonostante a livello micrscopico le leggi della Natura non abbiano traccia di irreversibilità, e infatti non vietano configurazioni asimmetriche, le configurazioni con una più alta W sono quelle più probabili; queste ultime diventano altamente più probabili quando il numero di molecole diventa molto grande, e le fluttuazioni a configurazioni con W più piccola (asimmetriche) diventano molto poco probabili.

$$\text{Aumento di } W \Leftrightarrow \text{Aumento di entropia}$$



3.14.4 Equazione di Gibbs

Per descrivere in modo più generale il legame tra entropia e probabilità, non è sufficiente limitarsi ai soli **sistemi isolati**. In questi casi entra in gioco una formulazione più ampia dell'entropia nota come **equazione di Gibbs**:

$$S = -k_B \sum_{i=1}^W p_i \ln p_i$$

dove p_i è la probabilità che il sistema si trovi nel microstato i .

Questa espressione è valida anche per **sistemi non isolati** e tiene conto del fatto che i diversi microstati non sono necessariamente equiprobabili.

Nel caso particolare di un **sistema isolato**, tutti i microstati sono equiprobabili:

$$p_1 = p_2 = \dots = p_w = \frac{1}{W}$$

e la formula di Gibbs si riduce alla relazione di Boltzmann $S = k_B \ln W$. Questo mostra che la formula di Boltzmann non è altro che un caso speciale della definizione più generale di Gibbs.

Entropia ed equilibrio termico

Per un sistema termodinamico in equilibrio a temperatura T , le probabilità dei microstati non sono uguali ma seguono la **distribuzione di Boltzmann**:

$$p_i = A e^{-E_i/(k_B T)}$$

dove E_i è l'energia del microstato e A è una costante di normalizzazione.

In questo contesto, l'entropia misura **quanto è distribuita la probabilità** tra i microstati:

- Se la probabilità è concentrata in pochi microstati, l'entropia è bassa
- Se la probabilità è distribuita su molti microstati, l'entropia è alta

Da questo, possiamo trarre una conclusione: l'universo **evolve spontaneamente verso configurazioni statisticamente più probabili** perché l'entropia dell'universo è sempre crescente.

Da qui possiamo anche capire perché il termine disordine è solo una metafora, ciò che conta davvero è il **numero di microstati compatibili con un macrostato**.

3.14.5 Entropia e informazione

Un'altra formulazione molto simile è l'**entropia di Shannon**

$$S = -\alpha k_B \sum_i p_i \log_2 p_i$$

La differenza principale evidenziata è che qui compare il logaritmo in base 2, e un fattore α che normalizza.

L'entropia di Shannon quantifica la **mancanza di informazione** che abbiamo su un sistema. In particolare, più grande è l'entropia di Shannon meno sappiamo **quale microstato** stia realizzando il macrostato osservato. Quindi se un macrostato può essere realizzato da molti microstati con

probabilità distribuite, la nostra descrizione “macroscopica” contiene **meno informazioni** sul dettaglio microscopico.

3.14.6 Entropia e buchi neri (non per orale)

Un **buco nero** è un corpo celeste con un **campo gravitazionale estremamente intenso**, tanto che la sua **velocità di fuga** supera la velocità della luce. Per questo, ciò che entra in una certa regione dello spazio non può più uscire né comunicare con l'esterno.

Orizzonte degli eventi

Un buco nero è caratterizzato da una superficie critica chiamata **orizzonte degli eventi**. Il suo raggio, per un buco nero è il **raggio di Schwarzschild**:

$$r_{sh} = \frac{2GM}{c^2}$$

La regione interna all'orizzonte degli eventi **non può comunicare con l'esterno**. Non si possono avere informazioni su ciò che avviene oltre l'orizzonte, nulla può superarlo.

Temperatura

I buchi neri, sorprendentemente, hanno un'**entropia**, perché emettono una **radiazione termica** detta **radiazione di Hawking**, in modo analogo a qualsiasi corpo con temperatura $T \neq 0$. La temperatura del buco nero è data da:

$$T_{\text{buco nero}} = \frac{\hbar c^3}{8\pi GMk_B}$$

Questa formula mostra subito che **più grande è la massa M , più piccola è la temperatura**. Infatti per buchi neri astronomici, la temperatura è in genere **molto piccola** tanto che, a lungo andare, la radiazione porta alla loro **evaporazione**.

Entropia

Usando l'analogia con un sistema che scambia calore in modo reversibile ($\delta Q_{rev} = TdS$), si può associare un'entropia anche al buco nero proporzionale all'**area dell'orizzonte degli eventi**:

$$S_{\text{buco nero}} = \frac{A}{4}, \quad A = 4\pi r_{sh}^2$$

3.15 Irraggiungibilità dello zero assoluto

3.15.1 Terzo principio della Termodinamica

Sperimentalmente si osserva che, in **processi isotermi** che coinvolgono solo **stati di equilibrio interno** (cioè descrivibili completamente dai parametri termodinamici P, T, \dots e non dipendenti dalla “storia” del materiale), la variazione di entropia tende a zero quando la temperatura tende allo **zero assoluto**:

$$\lim_{T \rightarrow 0} \Delta S = 0$$

Questa osservazione viene elevata a principio fondamentale e viene chiamato **Terzo principio della Termodinamica**:

Per ogni **processo isotermo reversibile** tra due stati di equilibrio interno A e B , la variazione di entropia tende a zero quando la temperatura tende allo zero assoluto:

$$\lim_{T \rightarrow 0} [S(B, T) - S(A, T)] = 0$$

3.15.2 Zero assoluto

Lo zero assoluto viene definito come il limite inferiore della scala Kelvin ($T = 0$ K). Si può definire coerente anche con l'estrapolazione delle leggi dei gas (che portano lo zero come valore limite), ma in pratica è un valore **non raggiungibile**.

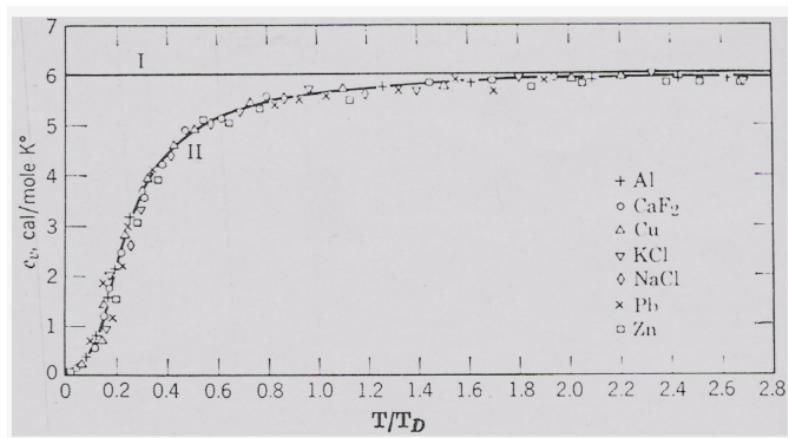
Un modo equivalente di formulare il terzo principio è

Non è possibile ridurre un sistema alla temperatura dello zero assoluto con un numero finito di operazioni.

Per scambi reversibili, il collegamento con l'entropia passa dalla relazione $\Delta Q_{rev} = T \Delta S$. Se $T \Rightarrow 0$ e contemporaneamente $\Delta S \rightarrow 0$, allora anche il calore reversibile scambiabile ΔQ_{rev} tende a zero: **diventa sempre più difficile sottrarre ulteriore calore al sistema**, perché ogni operazione di raffreddamento “rende” sempre meno.

3.15.3 Calore specifico vicino allo zero

Sperimentalmente il **calore specifico** (C_V) va a **zero** quando $T \rightarrow 0$, in accordo con il terzo principio. Ad **alta temperatura** si può spesso approssimare C_V come circa costante, mentre a **bassa temperatura** C_V diminuisce fortemente.



Quindi a temperature molto basse, il sistema “ha sempre meno modi” di assorbire energia termica, quindi serve pochissimo calore per scambiare la temperatura, e questo contribuisce al fatto che lo zero assoluto sia un limite **irraggiungibile** con procedure finite.

Capitolo 4

Elementi di Onde

[WIP]

Capitolo 5

Cenni di Meccanica Quantistica

[WIP]

Bibliografia

- [1] U. Gasparini, M. Margoni e F. Simonetto. *Fisica. Meccanica e Termodinamica*. Padova, Italy: Piccin–Nuova Libraria, 2019. ISBN: 9788829929726.