

Capitolo 2

Termodinamica

Laboratorio di Costruzione dell'Architettura
Controllo Ambientale degli Edifici

Docente: Riccardo Zamolo (rzamolo@units.it)



A.A. 2024/2025

Sistema (termodinamico) e massa/volume di controllo

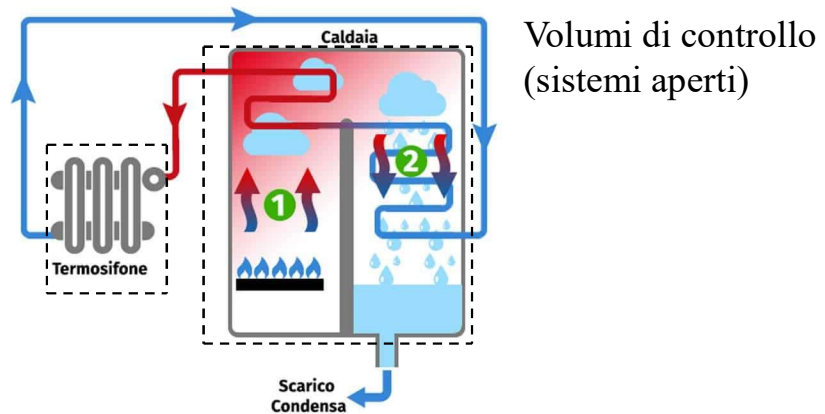
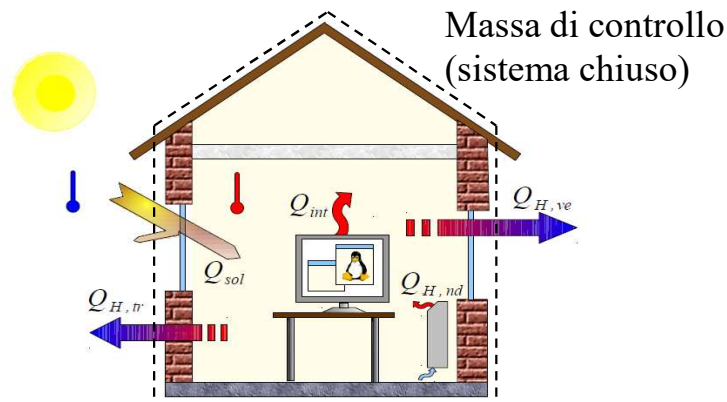
Sistema termodinamico: **quantità di materia** o **regione di spazio** delimitata da superficie (**contorno**) che lo separa dall'**ambiente** esterno. Il contorno può essere:

- **reale** o **astratto** a seconda che coincida con una superficie fisica o meno
- **rigido** o **deformabile** nel tempo

Un sistema è **chiuso** se non c'è scambio di massa con l'ambiente attraverso il contorno: si considera quindi una **fissata quantità di materia** ed il sistema è detto anche **massa di controllo**.

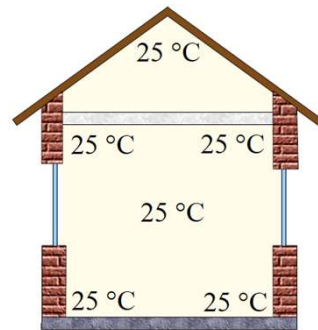
Un sistema è **aperto** se c'è scambio di massa con l'ambiente attraverso il contorno: si considera quindi una **regione di spazio** ed il sistema è detto anche **volume di controllo**.

In ogni caso ci può sempre essere **scambio di calore** e/o **lavoro** attraverso il contorno.



Equilibrio termodinamico e proprietà di un sistema

La termodinamica tratta sistemi in stato di **equilibrio termodinamico**, ossia non soggetti a cambiamenti di tipo termico, meccanico, chimico o elettrico. All'**equilibrio termodinamico** non ci possono essere quindi **flussi termici** (contorno isolato / adiabatico) e la **temperatura (ed ogni altra proprietà) sono le stesse** in ogni punto:



Questa immagine serve solo a visualizzare il concetto di equilibrio termico. Come vedremo, in un'**edificio reale** la distribuzione di temperatura non sarà **mai uniforme**: la termodinamica classica, insieme alla trasmissione del calore, sarà comunque in grado di modellare bene anche tale situazione (vedi slide successive).

In tale condizione, il sistema è completamente definito da un **insieme di proprietà (stato)**.

Le proprietà di un sistema possono essere:

- **intensive** quando **non dipendono** dalle **dimensioni** del sistema, ad es. temperatura T , pressione p , densità $\rho = m/V, \dots$
- **estensive** quando **dipendono** dalle **dimensioni** del sistema, ad es. massa m , volume V , energia $U, \dots$

Le proprietà estensive sono spesso riferite all'**unità di massa** e sono dette **proprietà specifiche**, ad es. volume specifico $v = V/m$, energia specifica $u = U/m, \dots$

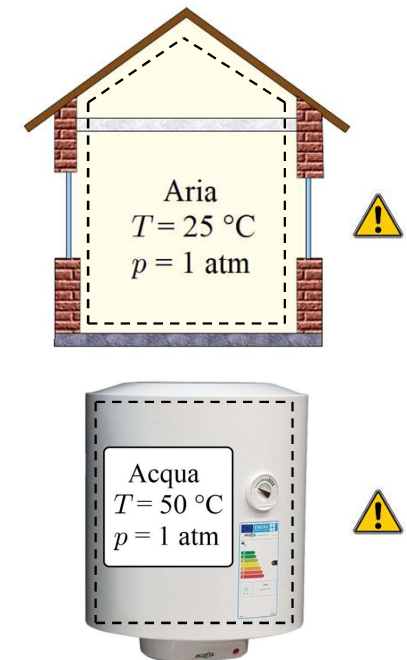
Proprietà e stato di un sistema in equilibrio termodinamico

Quante proprietà sono necessarie per descrivere completamente un **sistema** in **equilibrio termodinamico**, ossia per individuarne lo **stato**?

*Nel caso di un **sistema semplice comprimibile**, come ad esempio aria, sono necessarie **due** proprietà **intensive indipendenti**.*

Esempi che ci interesseranno:

- gas (aria, ad esempio): qualsiasi coppia tra **temperatura T** , **pressione p** e **volume specifico $v = V/m$** , o in alternativa a v , la **densità $\rho = m/V = 1/v$**
 - acqua liquida: come i gas, in generale. Tuttavia, per le sue caratteristiche, si è soliti trattare l'acqua liquida come **fluido incompressibile**, ossia con **volume specifico**, e quindi anche **densità, costanti**. Quindi le due proprietà intensive indipendenti sono **temperatura T** e **pressione p** .
- ⚠ acqua in cambio di fase: **temperatura T** e **volume specifico v** , poiché temperatura e pressione sono legate tra di loro e quindi **non indipendenti** (la temperatura di ebollizione cambia a quote diverse, ossia a pressioni diverse).

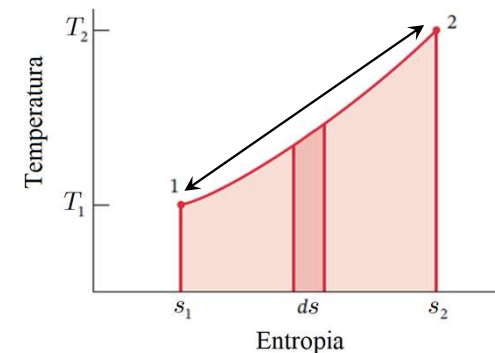
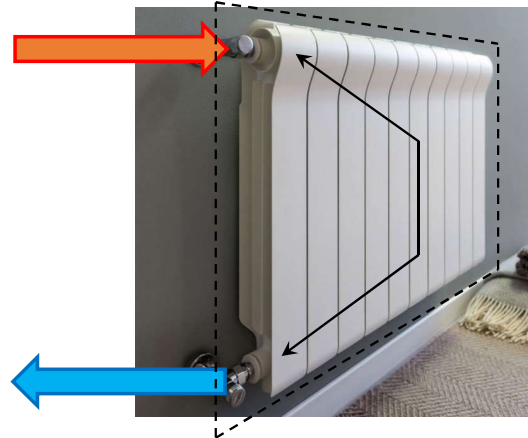
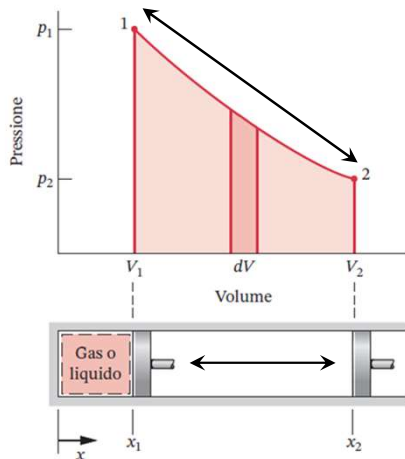


Trasformazioni termodinamiche

La **termodinamica** tratta sistemi in **equilibrio termodinamico**. Quindi qualsiasi variazione nel tempo o nello spazio delle proprietà è esclusa? **NO**, poiché si considerano **trasformazioni quasi-statiche**, ossia che avvengono in maniera sufficientemente lenta da permettere al sistema di evolvere per **successivi stati di equilibrio**.

Il concetto di trasformazione quasi-statica è **ideale** e permette di descrivere con **sufficiente semplicità** i fenomeni reali cogliendone gli **aspetti essenziali**. Buona parte dei **processi reali** si avvicina a questo tipo di trasformazione con errori spesso **molto piccoli**.

L'evoluzione di una **trasformazione quasi-statica** che porta il sistema da uno stato ad un altro può essere quindi diagrammata in opportuni grafici poiché si possono conoscere i valori di **tutte le proprietà** per **qualsiasi stato intermedio**, essendo ognuno di equilibrio. Una trasformazione quasi-statica è **internamente reversibile**: è possibile riportare il sistema allo stato iniziale ripassando esattamente per gli stessi stati intermedi.



Forme di energia nei sistemi chiusi

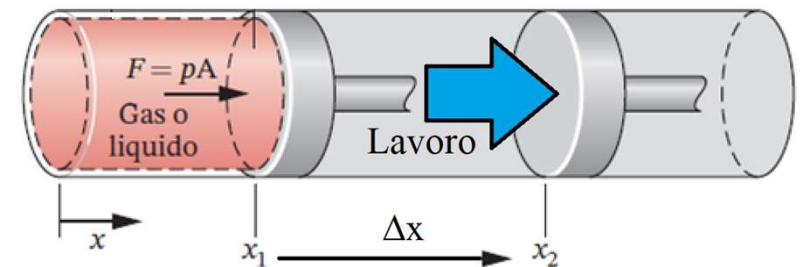
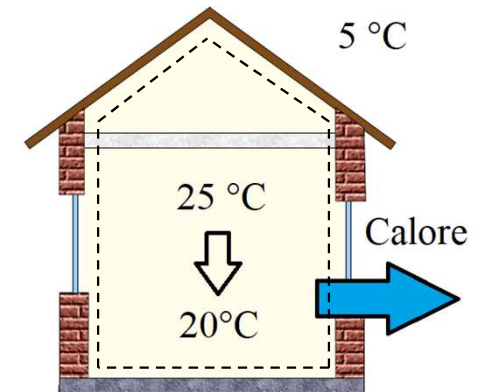
Lo studio dei **sistemi chiusi**, ossia quelli senza scambio di massa con l'ambiente, è propedeutico allo studio dei **sistemi aperti** dove vi sono invece portate di massa entranti e/o uscenti e che saranno di maggiore interesse per questo corso: un sistema aperto potrà infatti essere studiato seguendo l'evoluzione nel tempo di una massa prefissata, riconducendosi quindi ai principi dei sistemi chiusi.

Forme di energia [Joule = J = N · m], oppure [J/kg] se specifica:

- **energia interna** $U, u = U/m$ associata a energia **microscopica** (cinetica e potenziale) delle molecole del sistema. Tipicamente associata alla **temperatura** (energia interna sensibile) o all'energia di **cambiamento di fase** (energia interna latente), energia chimica o nucleare.
- **calore** $Q, q = Q/m$ associato a scambio di energia con l'ambiente per effetto di **differenze di temperatura** (trasformazione quasi-statica $\Rightarrow$ piccole differenze di temperatura, al limite infinitesime).
- **lavoro** $L, l = L/m$ associato a scambio di **energia meccanica** con l'ambiente.

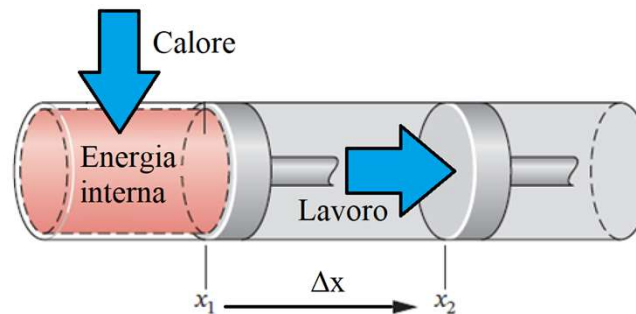
$$L = \text{forza} \times \text{spostamento} = \bar{F} \cdot \Delta x = \bar{p} \cdot A \cdot \Delta x = \bar{p} \cdot \Delta V \quad [\text{J}]$$

$$l = \frac{L}{m} = \bar{p} \cdot \Delta v \quad \left[\frac{\text{J}}{\text{kg}} \right]$$



Primo principio della termodinamica per sistemi chiusi

Il primo principio della termodinamica riguarda in termini molto generali la **conservazione dell'energia** nelle forme appena viste per una qualsiasi trasformazione, anche non quasi-statica:



Calore = Lavoro + Variazione di Energia interna

In termini **finiti** relativi all'evoluzione tra due stati 1 e 2:

$$Q = L + \Delta U$$

$$q = l + \Delta u$$

In termini **infinitesimi** relativi a due stati di quasi equilibrio successivi (solo in termini specifici per comodità):

$$\delta q = \delta l + du = p \cdot dv + du$$

Convenzione segni/direzioni:

- **Calore** positivo se **entrante** nel sistema
- **Lavoro** positivo se fatto **verso l'ambiente**

Energia interna U è funzione di stato: non dipende dal percorso seguito $\Rightarrow du$

Calore e lavoro invece dipendono dal percorso: δq e δl non sono differenziali esatti

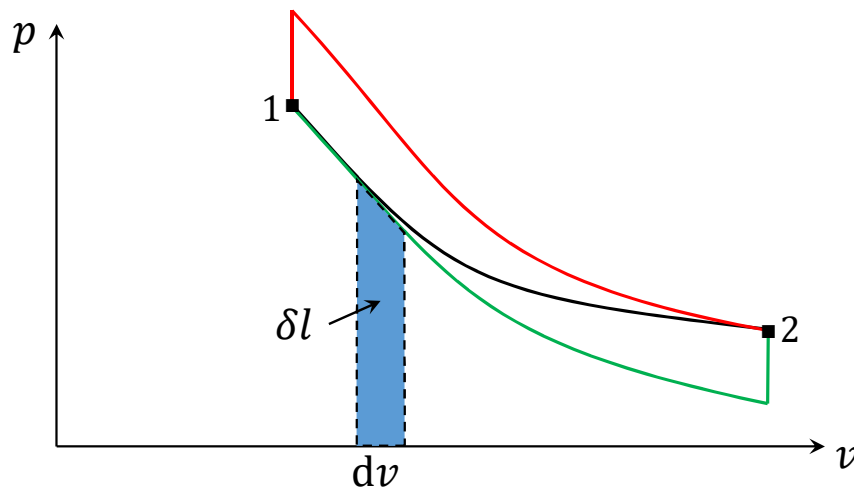
Primo principio della termodinamica per sistemi chiusi

Il **lavoro** (infinitesimo) fatto **verso l'ambiente** è $\delta l = p \cdot dv$. Il lavoro totale fatto nella trasformazione si ottiene quindi sommando ciascun piccolo contributo infinitesimo δl lungo il percorso della trasformazione che porta dallo stato iniziale 1 a quello finale 2:

$$l = \int_1^2 \delta l = \int_1^2 p \cdot dv$$

ed è quindi rappresentato **dall'area sottesa dalla trasformazione** nel piano $p - v$ (pressione - volume specifico).

Il **lavoro** verso l'ambiente **dipende** quindi dal **percorso** scelto per andare dallo stato iniziale 1 a quello finale 2:



La somma dei contributi infinitesimi per il **calore** vale:

$$q = \int_1^2 \delta q$$

mentre per l'**energia interna** si ha:

$$\Delta u = \int_1^2 du = u_2 - u_1$$

ricordando che il bilancio di primo principio è $q = l + \Delta u$.

Primo principio della termodinamica per sistemi chiusi

Tornerà molto utile definire una nuova grandezza energetica detta **entalpia** (specifica), che è una funzione di stato, che combina l'**energia interna** con il prodotto di **pressione** per **volume** (specifico):

$$h = u + p \cdot v$$

Tale definizione risulterà **molto comoda** nel caso del primo principio per **sistemi aperti**.

Il differenziale dell'entalpia è quindi dato da (derivata del prodotto):

$$dh = du + d(p \cdot v) = du + p \cdot dv + v \cdot dp$$

che sostituito nella precedente forma infinitesima del **primo principio** permette di esprimerlo in **funzione dell'entalpia h** e non più dell'**energia interna u** :

$$\delta q = \underbrace{du + p \cdot dv}_{\text{In funzione di } u} = \underbrace{dh - v \cdot dp}_{\text{In funzione di } h}$$

Entrambe le precedenti forme sono **del tutto equivalenti**.

Scale di temperatura

- Scala **Celsius** (°C): assegna **0 °C** al **punto di fusione** dell'acqua solida e **100 °C** al **punto di ebollizione** dell'acqua liquida, entrambe ad una pressione di 1 atm = 101,300 Pa.
- Scala **termodinamica** o **Kelvin** (K): si basa sulla **temperatura assoluta** che assegna **0 K** alla **minima temperatura raggiungibile**, corrispondente alla minima energia cinetica della materia. La **differenza** di temperatura tra punto di fusione e di ebollizione dell'acqua ad 1 atm viene mantenuta per semplicità pari a **100 K**, come nella scala Celsius tale differenza è 100 °C. Misure sperimentali permettono poi di stabilire che 0 °C corrispondono a circa **273 K** e di conseguenza 100 °C corrispondono a **373 K**.

Conversione tra Celsius e Kelvin:

$$\text{Da Celsius a Kelvin: } T [\text{K}] = T [^{\circ}\text{C}] + 273$$

$$\text{Da Kelvin a Celsius: } T [^{\circ}\text{C}] = T [\text{K}] - 273$$

Quando usare una o l'altra:

- **indifferente** quando si hanno **differenze** di temperatura, poiché $\Delta T [\text{K}] = \Delta T [^{\circ}\text{C}]$
- **Kelvin** quando c'è dipendenza dalla **natura termodinamica** o **assoluta** del fenomeno. Es.: equazione di stato ($pv = RT$), rendimento ciclo termodinamico ($\eta = 1 - \frac{T_1}{T_2}$), potere emissivo nell'irraggiamento ($E = \sigma T^4$)

Calori specifici

Il primo principio ci permette di ottenere delle utili relazioni per i **calori specifici**.

Il **calore specifico** è la quantità di energia, fornita sotto forma di **calore** al sistema, necessaria ad **innalzare la temperatura** T di **1 °C** (o **1 K**), per **unità di massa** del sistema (da cui il nome «specifico»):

$$c = \frac{\delta q}{dT} \approx \frac{q}{\Delta T} \quad \left[\frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \right]$$

Sappiamo che il calore dipende dal percorso, quindi anche il calore specifico dipenderà dal tipo di trasformazione scelta per innalzare la temperatura T :

- trasformazione a **volume costante** ($v = \text{cost}$, $dv = 0$): $c_v = \left(\frac{\delta q}{dT} \right)_v = \left(\frac{du}{dT} \right)_v$
- trasformazione a **pressione costante** ($p = \text{cost}$, $dp = 0$): $c_p = \left(\frac{\delta q}{dT} \right)_p = \left(\frac{dh}{dT} \right)_p$
- trasformazione a **temperatura costante** ($T = \text{cost}$, $dT = 0$): $c_T = \infty$.



Qua andrebbe usato il simbolo delle derivate parziali poiché h e u , funzioni di stato, dipenderanno da due proprietà intensive indipendenti.

Fluidi incompressibili

Nei fluidi incompressibili il **volume specifico** v (e quindi anche la **densità** ρ) è **molto poco influenzato** da **pressione** p e **temperatura** T e si può quindi considerare costante, ossia $dv = 0$. E' il caso tecnicamente molto comune dell'**acqua liquida**, ($\rho = 1000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$, $v = 0.001 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$), per esempio.

Nei fluidi incompressibili l'**energia interna**, associata all'energia microscopica (cinetica e potenziale) delle molecole del sistema, **dipende solo dalla temperatura** (componente cinetica) poiché la componente potenziale di legame tra le molecole è «bloccata» per effetto del vincolo di incompressibilità: $u = u(T)$.

Dal primo principio con $dv = 0$ si ottiene $\delta q = du$, ossia il **calore** fornito coincide con la **variazione di energia interna**. Essendo u funzione di stato (della sola temperatura) e quindi **indipendente dal percorso**, anche il **calore** scambiato **non dipenderà dal tipo di trasformazione** scelta ma solo dalle temperature iniziale e finale. Di conseguenza i calori specifici c_p e c_v saranno uguali e basterà definire un unico calore specifico c : $c_p = c_v = c$.

Nell'ipotesi di c **costante**, molto valida per l'**acqua liquida** ($c = 4190 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$) nei range di nostro interesse, si avrà quindi:

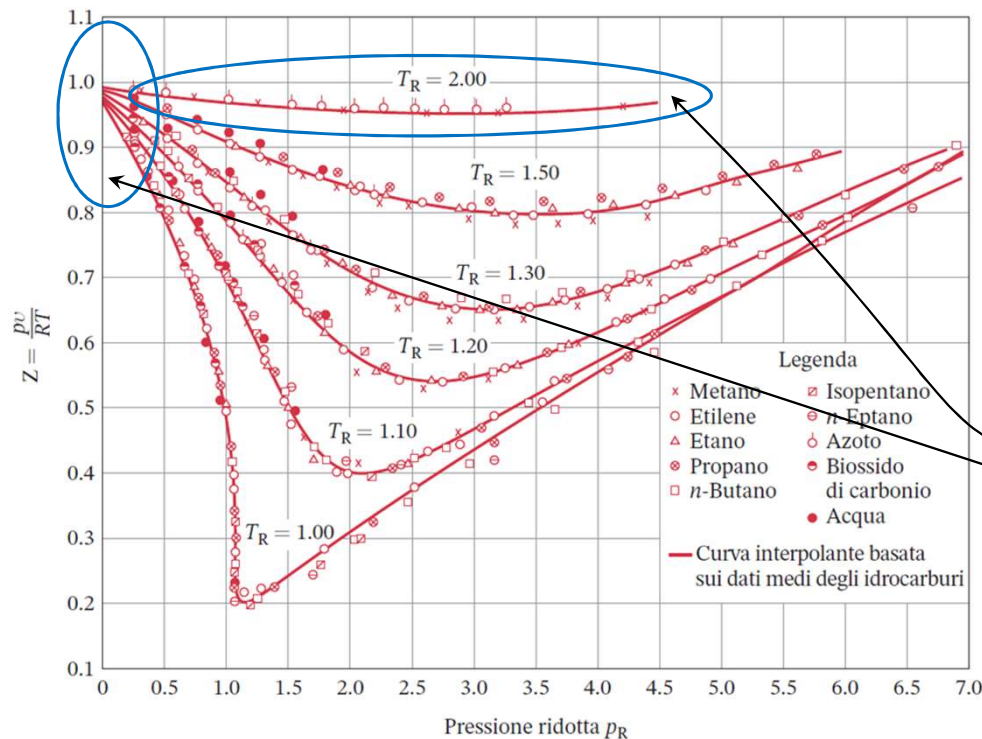
$$c = \frac{\Delta u}{\Delta T} \Rightarrow \Delta u = c \cdot \Delta T$$

Mentre per l'entalpia con $dv = 0$:

$$dh = du + v \cdot dp \Rightarrow \Delta h = \Delta u + v \cdot \Delta p = c \cdot \Delta T + v \cdot \Delta p$$

Relazioni $p - v - T$ per i gas

Sperimentalmente si misurano i seguenti andamenti del **fattore di comprimibilità** $Z = pv/RT$ [–] per più gas:



dove $R = \bar{R}/M$ è una costante che dipende dal **tipo di gas** di **massa molare** M , ed $\bar{R} = 8.31 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$ è la **costante universale dei gas**.

Ad esempio, per l'aria composta da:

- 20% di ossigeno (O_2 , massa molare 32 g/mol)
- 80% di azoto, (N_2 , massa molare 28 g/mol)

si ha $M = 29$ g/mol ed una costante $R = \bar{R}/M = 287 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$

Per «basse» pressioni e «alte» temperature:

$$Z \approx 1 \Rightarrow \begin{cases} pv = RT \\ \text{oppure: } p = \rho RT \end{cases}$$



La temperatura T qua va intesa in **Kelvin** [K]!

detta **equazione di stato**.

Modello di gas ideale

Modello semplificato, ma di **significativa importanza** nelle **applicazioni pratiche**, di **gas** per il quale si assume valida l'**equazione di stato** $pv = RT$ e per il quale si assume che l'**energia interna** u sia solo funzione della temperatura T :

$$pv = RT$$

$$u = u(T)$$

Sotto tali ipotesi, anche l'**entalpia** h sarà solo funzione della temperatura, per definizione diretta:

$$h = u + pv = u(T) + RT = h(T)$$

Essendo sia u che h **funzioni** della sola **temperatura** T , i **calori specifici** si ricavano tenendo conto solo di variazioni di T :

$$c_p = \frac{dh}{dT}, \quad c_v = \frac{du}{dT} \Rightarrow c_p = c_v + R$$

Il **rapporto** $k = c_p/c_v$ tra calori specifici può essere messo in relazione ai **gradi di libertà** delle **molecole** costituenti il gas. Per gas biatomici come l'**aria** (O_2 , N_2), il **rapporto** $k = 1.4$ è **costante** per un larghissimo intervallo di temperature e pressioni di comune impiego tecnico. Per molti gas come l'**aria** è anche molto comune e accurata l'approssimazione di c_p e c_v **costanti** (aria: $c_p = 1000 \frac{J}{kg \cdot K}$). In caso (frequente) di c_p e c_v costanti:

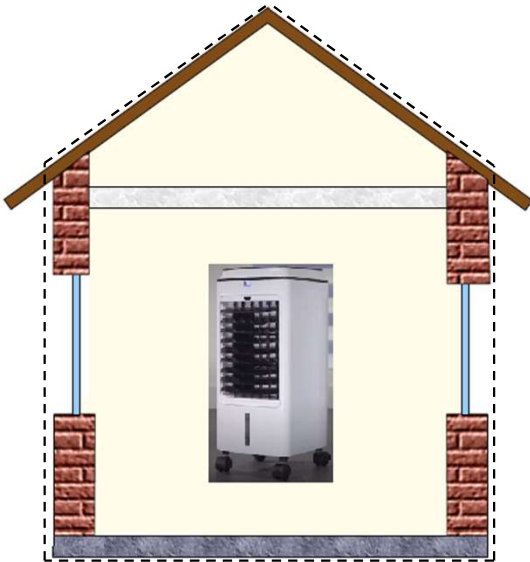
$$\Delta h = c_p \cdot \Delta T$$

$$\Delta u = c_v \cdot \Delta T$$

 La temperatura T può essere messa indifferentemente in K o °C perché si tratta di differenze di temperatura

Esercizio 1 (I principio, condizionatore portatile)

D'estate sono ricorrenti le pubblicità di **ipotetici condizionatori portatili** che, alimentati solo da corrente elettrica e **senza ulteriori collegamenti**, dovrebbero **raffreddare** gli ambienti. Dimostrare che, nell'ipotesi estrema di consumo nullo di corrente elettrica e di ambiente **perfettamente isolato termicamente** dall'esterno (contorno adiabatico), tali dispositivi **non possono funzionare** come pubblicizzato.



Esercizio 2 (gas ideale)

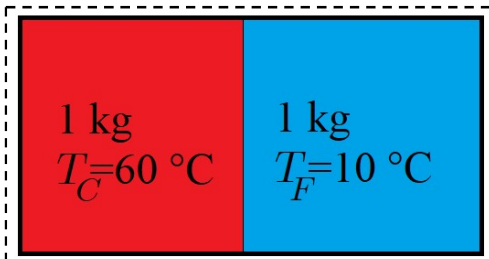
Aria come **gas ideale** ($R = 287 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$) e **calori specifici costanti** ($c_p = 1000 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$ $c_v = 710 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$), calcolare:

- la densità ρ a temperatura ambiente $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ e pressione ambiente $p = 1 \text{ atm} = 101,000 \text{ Pa}$.
- il calore necessario a riscaldare 1 kg di aria, chiusa in un contenitore rigido, da $T_1 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ a $T_2 = 50 \text{ }^\circ\text{C}$

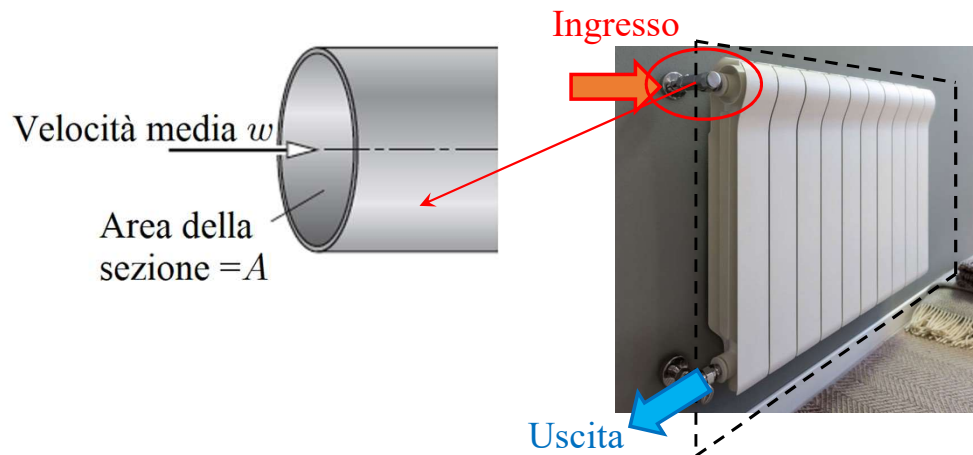
Esercizio 3 (I principio, mix acqua)

1 kg di **acqua** calda a temperatura $T_C = 60\text{ °C}$ viene messo a contatto con 1 kg di **acqua** a fredda a $T_F = 10\text{ °C}$ in un contenitore **rigido e perfettamente isolato termicamente** dall'esterno (adiabatico). L'acqua calda si raffredderà e quella fredda si riscalerà e raggiungeranno la **stessa temperatura finale**. Nell'ipotesi di acqua trattata come **fluido incompressibile** con calore specifico costante ($c = 4190 \frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$), calcolare la **temperatura finale**.

Suggerimento: scrivere il primo principio in termini di **energia interna totale (estensiva) U** che, essendo estensiva, si ottiene sommando le energie delle due masse.



Sistemi aperti: portate e conservazione della massa



- **Portata volumetrica** $\dot{V}$ attraverso una sezione:

$$\dot{V} = \frac{\Delta V}{\Delta t} = w \cdot A \quad \left[\frac{\text{m}^3}{\text{s}} \right]$$

- **Portata massica** $\dot{m}$ attraverso una sezione:

$$\dot{m} = \frac{\Delta m}{\Delta t} = \rho \cdot \dot{V} = \frac{\dot{V}}{v} \quad \left[\frac{\text{kg}}{\text{s}} \right]$$

Conservazione (o bilancio) della massa in condizioni **stazionarie** per un sistema aperto ad **un ingresso** ed **una uscita**:

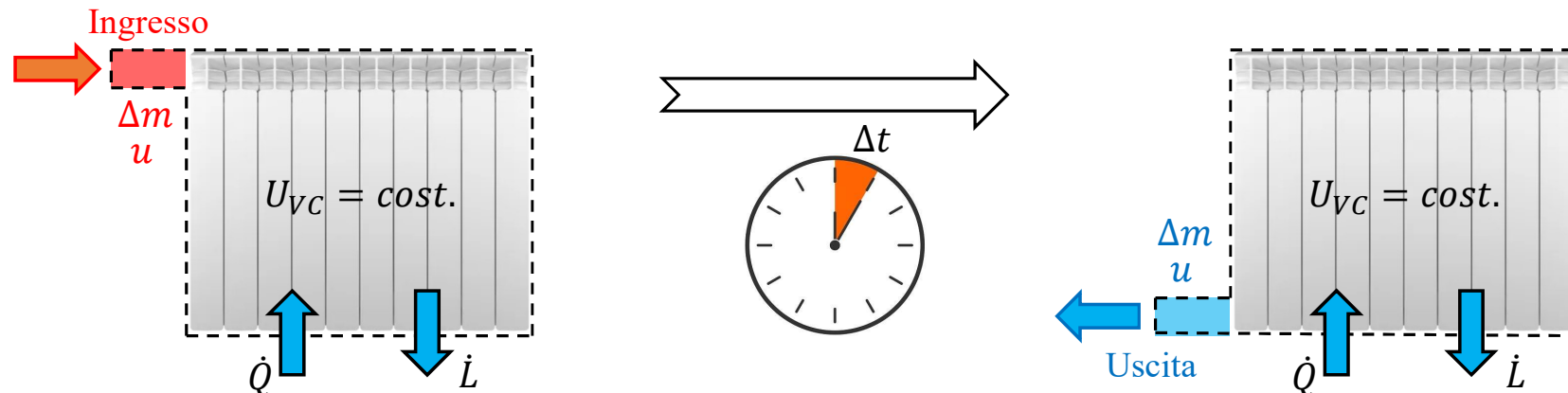
$$\dot{m}_{\text{ingresso}} = \dot{m}_{\text{uscita}}$$

In caso di **più ingressi** e/o **uscite**:

$$\sum_{\text{ingressi}} \dot{m}_i = \sum_{\text{uscite}} \dot{m}_u \quad \left[\frac{\text{kg}}{\text{s}} \right]$$

Sistemi aperti: conservazione dell'energia (I principio), parte 1

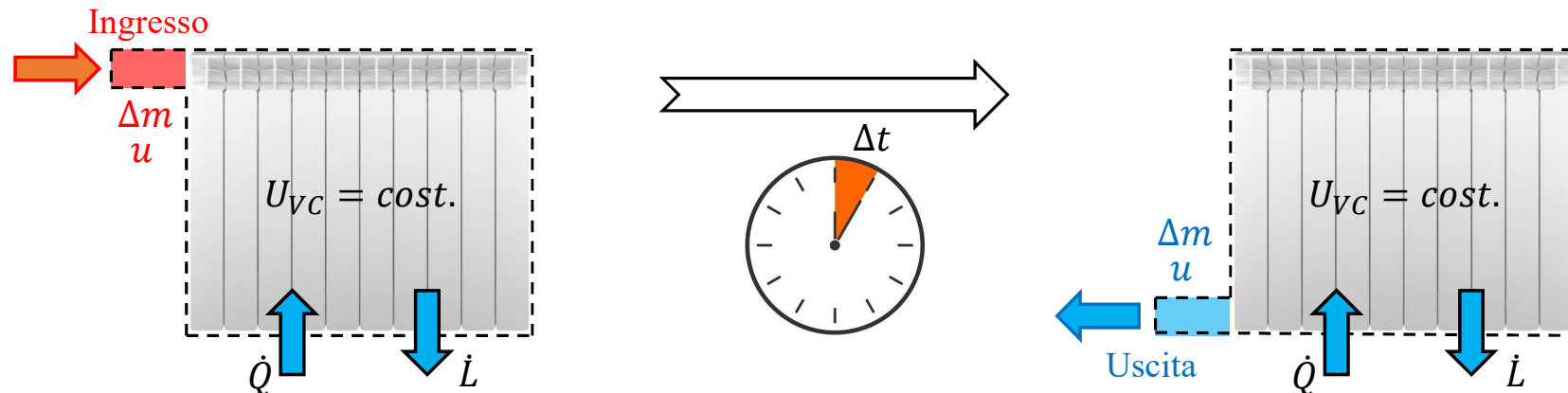
Si tratta il **sistema aperto** (volume di controllo) seguendo l'**evoluzione nell'intervallo di tempo Δt** di una **massa costante** (massa di controllo) di fluido che fluisce tra **un ingresso** ed **una uscita**, trattato quindi come un **sistema chiuso**:



Grandezze in gioco, **regime stazionario** (quantità riferite al volume di controllo costanti nel tempo):

- **Potenza** $\dot{L} = \frac{\Delta L}{\Delta t}$ [Watt = W = $\frac{J}{s}$], ossia **lavoro** ΔL [J] scambiato nell'intervallo di **tempo** Δt [s], dal sistema verso l'ambiente
- **Potenza termica** $\dot{Q} = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$ [W], ossia **calore** ΔQ [J] scambiato nell'intervallo di **tempo** Δt [s], dall'ambiente verso il sistema
- **Energia interna** specifica u [J/kg] delle masse entranti ed uscenti $\Delta m = \dot{m} \cdot \Delta t$
- **Energia interna** U_{VC} [J] del sistema **escluse le masse entranti ed uscenti**: è **costante nel tempo** poiché in regime stazionario

Sistemi aperti: conservazione dell'energia (I principio), parte 2



Applichiamo il **primo principio** all'evoluzione del sistema (**chiuso**) nell'intervallo di tempo Δt in termini di grandezze estensive [J]:

$$\Delta Q = \Delta L + \Delta U$$

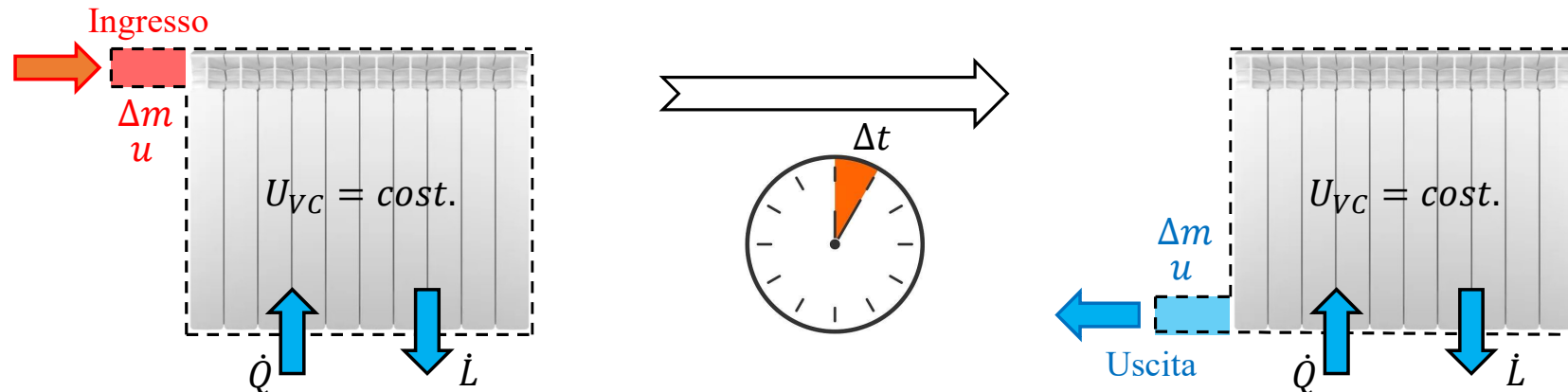
Per quanto riguarda **calore** e **lavoro**, esprimiamo tutto in funzione delle rispettive **potenze**:

$$\begin{aligned} \Delta Q &= \dot{Q} \cdot \Delta t \\ \Delta L &= \dot{L} \cdot \Delta t \end{aligned} \quad [W \cdot s = J]$$

e la variazione di **energia interna** ΔU riguarda solo quella delle **masse entranti** ed **uscenti** poiché $U_{VC} = cost$:

$$\Delta U = (u \cdot \Delta m)_{uscita} - (u \cdot \Delta m)_{ingresso} \quad [J/kg \cdot kg = J]$$

Sistemi aperti: conservazione dell'energia (I principio), parte 3



Le **masse entranti** ed **uscenti** sono $\Delta m = \dot{m} \cdot \Delta t$, quindi la variazione di energia interna ΔU [J] sarà:

$$\Delta U = (u \cdot \dot{m} \cdot \Delta t)_{\text{uscita}} - (u \cdot \dot{m} \cdot \Delta t)_{\text{ingresso}}$$

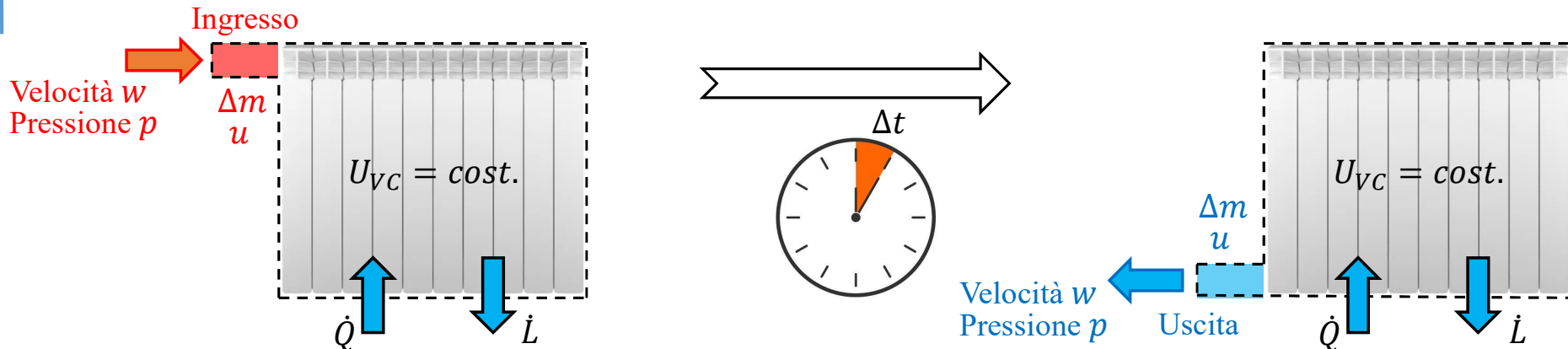
Dividendo tutti i termini per Δt , il **primo principio** $\Delta Q = \Delta L + \Delta U$ diventa:

$$\dot{Q} = \dot{L} + (u \cdot \dot{m})_{\text{uscita}} - (u \cdot \dot{m})_{\text{ingresso}} \quad [\text{J/s} = \text{W}]$$

Ricordando la **conservazione della massa** ($\dot{m}_{\text{uscita}} = \dot{m}_{\text{ingresso}}$), il **primo principio** può essere anche scritto come:

$$\dot{Q} = \dot{L} + \dot{m} \cdot (u_{\text{uscita}} - u_{\text{ingresso}})$$

Sistemi aperti: conservazione dell'energia (I principio), parte 4



La **potenza** $\dot{L}$ scambiata **verso l'ambiente** deve tenere conto anche di quella scambiata all'ingresso e all'uscita sotto forma di **potenza di pulsione** $\dot{L}_p$, ossia la potenza della pressione p nello **spostamento dei contorni** del sistema **sia all'ingresso che all'uscita** (analogo al lavoro della forza di pressione $F = p \cdot A$ nel sistema chiuso con pistone mobile di area A):

$$(\dot{L}_p)_{\text{uscita}} = \text{forza} \times \text{velocità} = +(p \cdot A \cdot w)_{\text{uscita}} \quad [+ \text{ perché forza pressione interna concorde con velocità } w]$$

$$(\dot{L}_p)_{\text{ingresso}} = -(p \cdot A \cdot w)_{\text{ingresso}} \quad [- \text{ perché forza pressione interna discorde con velocità } w]$$

Il prodotto area $\times$ velocità $= A \cdot w =$ **portata volumetrica** $\dot{V}$ che si scrive $\dot{V} = v \cdot \dot{m}$, quindi la **potenza di pulsione** è:

$$\dot{L}_p = (\dot{L}_p)_{\text{uscita}} + (\dot{L}_p)_{\text{ingresso}} = \dot{m} \cdot [(p \cdot v)_{\text{uscita}} - (p \cdot v)_{\text{ingresso}}]$$

Sistemi aperti: conservazione dell'energia (I principio), parte 5

La **potenza** $\dot{L}$ scambiata **verso l'ambiente** si compone quindi di **potenza di pulsione** $\dot{L}_p$ e **potenza tecnica** $\dot{L}_t$, detta anche **potenza all'albero** poiché è quella tipicamente ottenuta dal sistema (es. turbina) oppure fornita al sistema (es. pompa) in **forma meccanica**:

$$\dot{L} = \dot{L}_p + \dot{L}_t$$

che inserita nel **primo principio** scritto nell'ultima forma $\dot{Q} = \dot{L} + \dot{m} \cdot (u_{\text{uscita}} - u_{\text{ingresso}})$ fornisce la forma «**definitiva**»:

$$\dot{Q} - \dot{L}_t = \dot{m} \cdot \left[\underbrace{(u + p \cdot v)}_{\text{Entalpia } h}_{\text{uscita}} - \underbrace{(u + p \cdot v)}_{\text{Entalpia } h}_{\text{ingresso}} \right] = \dot{m} \cdot (h_{\text{uscita}} - h_{\text{ingresso}})$$

In caso di **più ingressi** e/o **uscite**:

$$\dot{Q} - \dot{L}_t = \sum_{\text{uscite}} \dot{m}_u \cdot h_u - \sum_{\text{ingressi}} \dot{m}_i \cdot h_i \quad \left[\frac{\text{J}}{\text{s}} = \frac{\text{kg}}{\text{s}} \cdot \frac{\text{J}}{\text{kg}} = \frac{\text{J}}{\text{s}} = \text{W} \right]$$

Nel caso generale (più di carattere ingegneristico) all'**entalpia specifica** h [J/kg] vanno aggiunte altre forme di energia come **energia cinetica specifica** $e_c = \frac{1}{2} w^2$ ed **energia potenziale specifica** $e_p = g \cdot z$ [J/kg] che però, nelle applicazioni di **questo corso**, potranno essere **quasi sempre trascurate**.

Primo principio e proprietà dei fluidi: riassunto

Tabella riassuntiva delle forme assunte dal **primo principio** (conservazione dell'energia) per sistemi **chiusi** e **aperti**. Nel caso di sistema aperto si assume un **regime stazionario**, un **ingresso** ed un'uscita e si **trascurano le variazioni di energia cinetica e potenziale**, poiché sono le ipotesi che ci interesseranno maggiormente in questo corso.

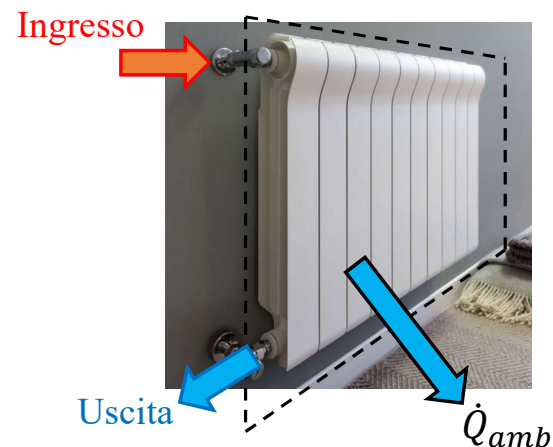
Forma	Sistema chiuso	Sistema aperto
Estensiva	$Q - L = \Delta U$ [J]	$\dot{Q} - \dot{L}_t = \dot{m} \cdot (h_{uscita} - h_{ingresso})$ [W]
Intensiva	$q - l = \Delta u$ [J/kg]	$q - l_t = h_{uscita} - h_{ingresso} = \Delta h$ [J/kg]

Tabella riassuntiva delle **proprietà intensive** principali (**energia interna u** , **entalpia h**) di un fluido nei casi di nostro interesse, ossia **fluido incompressibile** (es. acqua liquida) e **gas ideale** (es. aria) con **calori specifici costanti**:

	Fluido incompressibile	Gas ideale
Modello	$v = cost.$ $u = u(T)$ $c_p = c_v = c$ [J/(kg · K)]	$pv = RT$ $u = u(T)$ $c_p = c_v + R$ [J/(kg · K)]
Energia interna	$\Delta u = c \cdot \Delta T$ [J/kg]	$\Delta u = c_v \cdot \Delta T$ [J/kg]
Entalpia	$\Delta h = \Delta u + v \cdot \Delta p$ [J/kg]	$\Delta h = c_p \cdot \Delta T$ [J/kg]

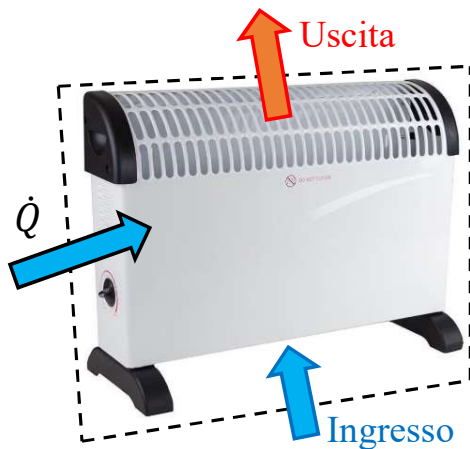
Esercizio 4 (I principio, radiatore acqua)

Una **portata** $\dot{m} = 144 \text{ kg/h}$ di **acqua**, trattata come fluido **incomprimibile** con calore specifico costante ($c = 4190 \frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$), circola in un **radiatore**, entrando ad una temperatura $T_{in} = 70 \text{ }^\circ\text{C}$ ed uscendo a $T_{out} = 40 \text{ }^\circ\text{C}$ alla stessa pressione dell'ingresso. Calcolare la **potenza termica** $\dot{Q}_{amb}$ ceduta all'ambiente, in [kW].



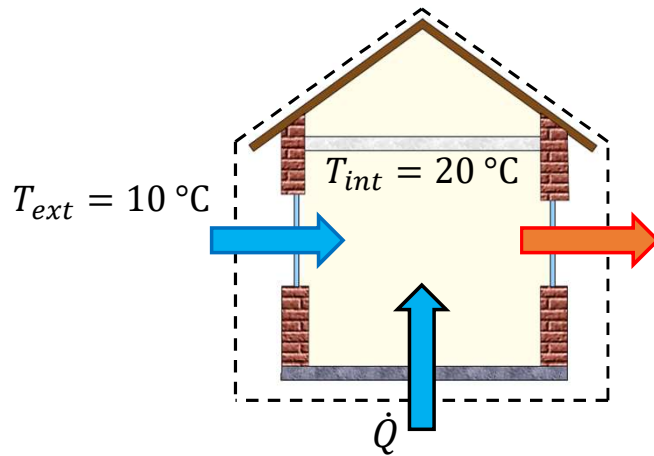
Esercizio 5 (I principio, termoconvettore aria)

Una **portata** $\dot{V} = 250 \text{ m}^3/\text{h}$ di **aria**, trattata come **gas ideale** ($\rho = 1.2 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$) con **calori specifici costanti** ($c_p = 1 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$), viene **riscaldata** in un termoconvettore (stufa) elettrico di **potenza elettrica** $\dot{Q}_{el} = 2 \text{ kW}$, ceduta completamente sotto forma di **potenza termica** $\dot{Q}$ all'aria. Se l'aria entra ad una temperatura $T_{in} = 15 \text{ }^\circ\text{C}$, quale sarà la temperatura d'uscita?



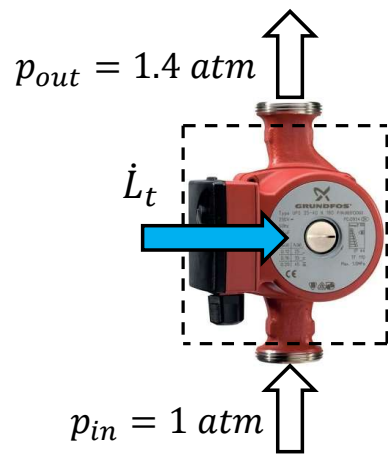
Esercizio 6 (I principio, ventilazione ambiente)

Un ambiente viene **ventilato** attraverso due finestre con una **portata** $\dot{V} = 1000 \text{ m}^3/\text{h}$ di **aria**, trattata come **gas ideale** ($\rho = 1.2 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$) con **calori specifici costanti** ($c_p = 1000 \frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$). L'aria **entra alla temperatura esterna** $T_{ext} = 10 \text{ }^\circ\text{C}$ ed **esce alla temperatura interna** $T_{int} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$. Qual è la **potenza termica** $\dot{Q}$ da fornire all'ambiente in maniera tale da mantenere costante la temperatura interna?



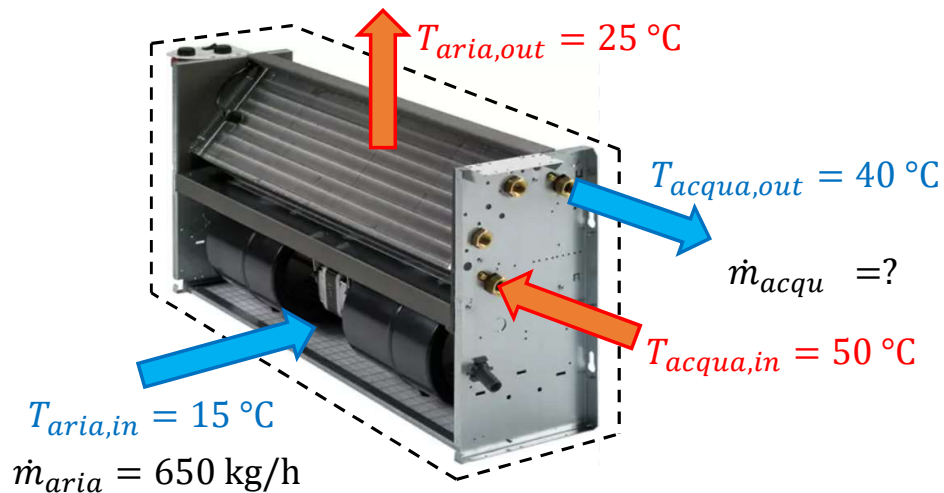
Esercizio 7 (I principio, pompa)

Una **pompa** elabora una **portata** $\dot{m} = 30 \text{ l/min}$ di **acqua**, trattata come fluido **incomprimibile** ($\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$), entrando ad una pressione $p_{in} = 1 \text{ atm}$ ed uscendo ad una pressione $p_{out} = 1.4 \text{ atm}$ alla stessa temperatura d'ingresso. Calcolare qual è il **lavoro tecnico** $\dot{L}_t$ che la pompa deve fornire al fluido.



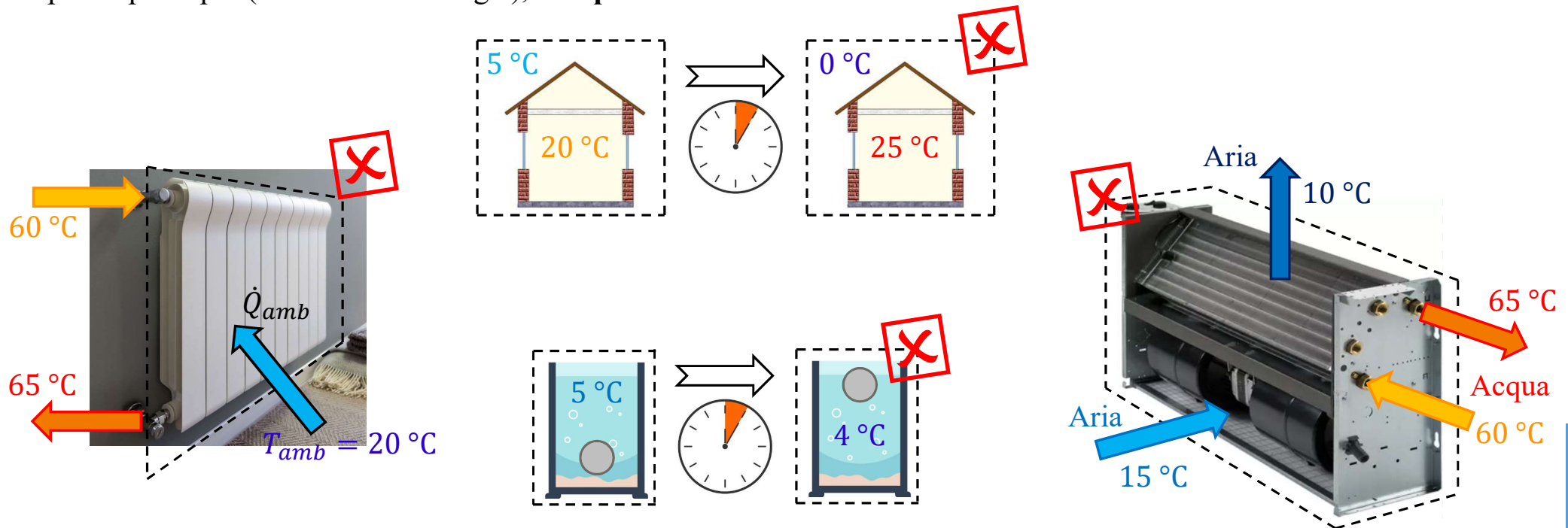
Esercizio 8 (I principio, ventilconvettore)

Un **ventilconvettore** elabora una **portata** $\dot{m}_{aria} = 650 \text{ kg/h}$ di **aria**, trattata come **gas ideale** con **calori specifici costanti** ($c_p = 1000 \frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$), **riscaldandola** da $T_{aria,in} = 15 \text{ °C}$ a $T_{aria,out} = 25 \text{ °C}$. L'aria viene riscaldata da una portata d'**acqua**, trattata come fluido **incomprimibile** con calore specifico costante ($c = 4190 \frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$), che entra a temperatura $T_{acqua,in} = 50 \text{ °C}$ ed esce a $T_{acqua,out} = 40 \text{ °C}$ alla stessa pressione dell'ingresso. Quale sarà la **portata d'acqua** $\dot{m}_{acqua}$? Trascurare la **potenza del ventilatore** e la **potenza termica** scambiata attraverso le superfici laterali del ventilconvettore.



Secondo principio della termodinamica

Il **primo principio** della termodinamica riguardava la **conservazione dell'energia**, nelle varie forme viste, per **qualsiasi trasformazione**. Il primo principio però **non dice nulla** sulla **realizzabilità** di una **trasformazione**, poiché nella realtà esse avvengono secondo una **direzione privilegiata**. Per esempio, sappiamo che i seguenti processi, sebbene rispettino il primo principio (conservano l'energia), **non possono avvenire**:



Secondo principio della termodinamica e cicli

La **direzione privilegiata** dei **processi reali** porta sempre ad un **flusso di calore** diretto dalla **temperatura maggiore a quella minore** (e mai viceversa) e/o ad una trasformazione di **lavoro** in **calore** (e mai viceversa).

Ciononostante, esistono i **cicli inversi** (es. frigoriferi) che trasferiscono **calore** da una **sorgente fredda** ad una **calda**, come pure i **cicli diretti** (es. motore) che convertono in **lavoro** parte del **calore** proveniente da una sorgente **calda**.

Il secondo principio della termodinamica fornisce le basi per determinare la «**qualità**» dell'**energia** ed i **limiti teorici** utili a caratterizzare queste macchine che operano in **maniera ciclica** attraverso **trasformazioni termodinamiche chiuse** detti **cicli**.

- **Secondo principio della termodinamica** (enunciato di Clausius):

*Non è possibile trasferire (ciclicamente) **calore** da una sorgente **fredda** ad una **calda** senza altri effetti.*

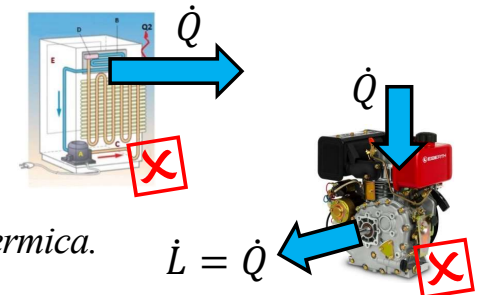
- **Secondo principio della termodinamica** (enunciato di Kelvin-Planck):

*Non è possibile trasformare (ciclicamente) in **lavoro** tutto il **calore** proveniente da un'**unica sorgente termica**.*

I due enunciati, **equivalenti**, stabiliscono che i cicli che **non seguono le direzioni privilegiate** possono comunque avvenire, ma a discapito di altri «**effetti collaterali**»:

- **spendere del lavoro** per trasferire calore da una sorgente fredda ad una calda (frigoriferi, pompe di calore)
- **cedere calore** ad una sorgente (fredda) per trasformare calore in lavoro (motori termici)

Il secondo enunciato evidenzia anche il fatto che **calore** e **lavoro non sono equivalenti** in termini di **qualità** energetica.



Efficienze di motori termici e macchine frigorifere

L'**efficienza** permette di **quantificare** questi «effetti collaterali» necessariamente presenti in queste macchine:

$$\text{efficienza} = \frac{\text{energia utile}}{\text{energia spesa}} \quad [\text{adimensionale}]$$

Ciclo inverso (estate) Macchina Frigorifera	Ciclo inverso (inverno) Pompa di Calore	Ciclo diretto Motore termico
Unità esterna Unità interna $\dot{Q}_{out} = \dot{Q}_{in} + \dot{L}$ $\dot{Q}_{in}$ $\dot{L}$	Unità esterna Unità interna $\dot{Q}_{in}$ $\dot{Q}_{out} = \dot{Q}_{in} + \dot{L}$ $\dot{L}$	$\dot{Q}_{in}$ $\dot{Q}_{out}$ $\dot{L} = \dot{Q}_{in} - \dot{Q}_{out}$
Coefficient Of Performance (COP):	Coefficient Of Performance (COP):	Rendimento termico
$COP_F = \frac{\dot{Q}_{in}}{\dot{L}}$	$COP_{PdC} = \frac{\dot{Q}_{out}}{\dot{L}} = 1 + \frac{\dot{Q}_{in}}{\dot{L}}$	$\eta = \frac{\dot{L}}{\dot{Q}_{in}} = 1 - \frac{\dot{Q}_{out}}{\dot{Q}_{in}}$
2 – 6	2 – 4 (> 1)	0.25 – 0.6 (< 1)

Efficienze di stufe elettriche

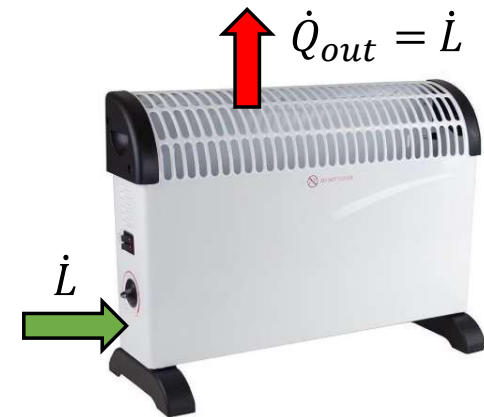
L'**efficienza** di dispositivi come **stufe elettriche** è una grandezza superflua in quanto **sempre unitaria** (100 %), ossia è **sempre possibile trasformare totalmente lavoro in calore** (ma non il contrario):

$$\text{efficienza}_{\text{stufa}} = \frac{\text{energia utile}}{\text{energia spesa}} = \frac{\dot{Q}_{out}}{\dot{L}} = \frac{\dot{L}}{\dot{L}} = 1$$

Il **calore** è infatti una forma di energia di **minor qualità** rispetto al **lavoro** (es. meccanico, elettrico).

Le pubblicità di ipotetiche stufe elettriche ad «alta efficienza» o «basso consumo» sono quindi solo trovate commerciali prive di alcun significato fisico: **tutte le stufe elettriche**, dalla più economica alla più costosa, hanno **tutte efficienza del 100 %**.

Le **stufe elettriche** si differenziano quindi dalle **pompe di calore** nelle quali vi è un fluido frigorigeno che segue un **ciclo termodinamico** e hanno efficienza (COP) > 1 , a differenza delle stufe elettriche.



Ciclo di Carnot

Il ciclo di Carnot è un **ciclo ideale** (difficilmente realizzabile tecnicamente) e **reversibile** (composto da trasformazioni reversibili) che opera tra una **sorgente calda** a temperatura T_C ed una **fredda** a temperatura T_F .

Sebbene non abbia importanza pratica diretta, è utile perché **fornisce un limite superiore all'efficienza** dei **motori termici** e delle **macchine frigorifere**, mettendo in luce la dipendenza dalle sole temperature T_C e T_F .

Essendo un ciclo reversibile che si svolge tra **due sole sorgenti termiche a temperatura fissata**, gli **scambi di calore** dovranno avvenire alle temperature T_C e T_F delle sorgenti, ossia saranno **trasformazioni isoterme** ($T = \text{cost.}$).

Non essendoci **altre sorgenti a temperatura diversa**, le altre trasformazioni saranno **necessariamente adiabatiche** ($Q = 0$).

E' composto quindi da 4 trasformazioni:

- 1-2: **fornitura di calore** Q_{in} a temperatura costante T_C
- 2-3: **espansione adiabatica**, ossia senza scambio di calore ($Q_{2-3} = 0$)
- 3-4: **cessione di calore** Q_{out} a temperatura costante T_F
- 4-1: **compressione adiabatica**, ossia senza scambio di calore ($Q_{4-1} = 0$)

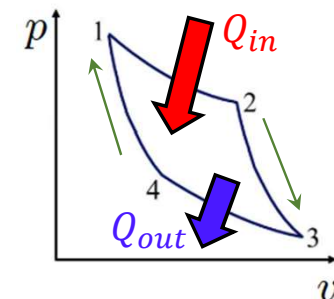
mentre il **lavoro** viene scambiato con l'ambiente **durante tutte e 4 le trasformazioni**.

Si dimostra che vale la seguente equazione che mette in relazione **calore scambiato** con le **temperature** delle sorgenti:

$$\frac{Q_{in}}{T_C} = \frac{Q_{out}}{T_F}$$



Le temperature T qui vanno intese in **Kelvin [K]**!



Essendo un **ciclo reversibile**, tale relazione vale anche per il **ciclo inverso**, dove i **calori cambiano semplicemente segno**.

Teoremi di Carnot

Dagli enunciati del **secondo principio della termodinamica** è possibile derivare due teoremi (o corollari) che delineano i **limiti teorici massimi** per l'**efficienza** dei cicli diretti (**rendimento termico**) ed inversi (**COP**):

- *Tutti i **cicli reversibili** operanti tra le **stesse due temperature** hanno la **stessa efficienza***
- *L'**efficienza** di un **ciclo irreversibile** è sempre **inferiore** a quello di un **ciclo reversibile** operante tra le **stesse due temperature***

Il primo teorema dice sostanzialmente che, a parità delle due temperature, l'**efficienza** di un ciclo reversibile **non dipende** né dal **tipo di fluido** né dalla **serie di trasformazioni** utilizzate per il ciclo.

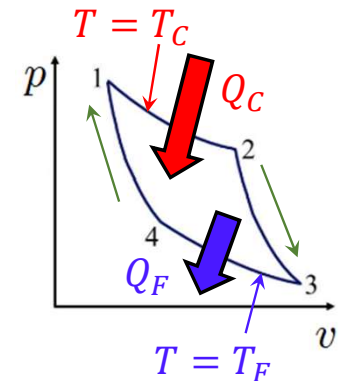
Il secondo teorema dice che, come intuibile, eventuali **irreversibilità** vanno a **diminuire l'efficienza** di un ciclo.

In conclusione, quindi, i due teoremi stabiliscono che l'**efficienza teorica massima** di qualsiasi ciclo (reversibile o irreversibile) operante tra **due temperature** T_C e T_F è quella del **ciclo reversibile di Carnot** che opera tra le due stesse temperature, per il quale:

$$\frac{Q_C}{T_C} = \frac{Q_F}{T_F}$$



Le temperature T qua vanno intese in **Kelvin [K]**!

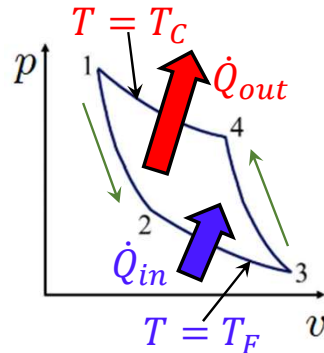


Efficienze massime teoriche, cicli inversi

Ciclo Carnot inverso:

$$\frac{\dot{Q}_{out}}{T_C} = \frac{\dot{Q}_{in}}{T_F}$$

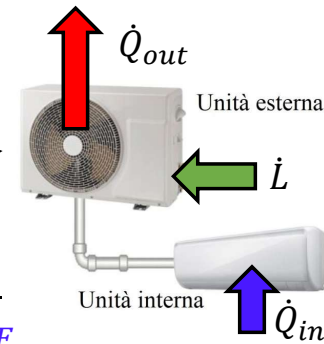
$$\dot{L} = \dot{Q}_{out} - \dot{Q}_{in}$$



⚠ Le temperature T qua vanno intese in **Kelvin** [K]!

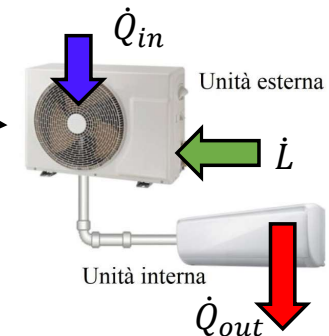
- **Macchina Frigorifera** (estate)

$$COP_{F,max} = \frac{\dot{Q}_{in}}{\dot{L}} = \frac{\dot{Q}_{in}}{\dot{Q}_{out} - \dot{Q}_{in}} = \frac{T_F}{T_C - T_F}$$



- **Pompa di Calore** (inverno)

$$COP_{PdC,max} = 1 + \frac{\dot{Q}_{in}}{\dot{L}} = 1 + \frac{T_F}{T_C - T_F}$$



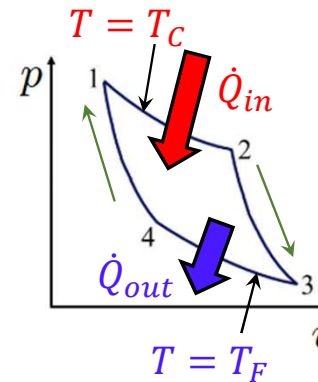
Sia $COP_{F,max}$ che $COP_{PdC,max}$ **peggiorano** al **diminuire** di T_F e all'**umentare** di T_C .

Efficienze massime teoriche, cicli diretti

Ciclo Carnot diretto:

$$\frac{\dot{Q}_{in}}{T_C} = \frac{\dot{Q}_{out}}{T_F}$$

$$\dot{L} = \dot{Q}_{in} - \dot{Q}_{out}$$

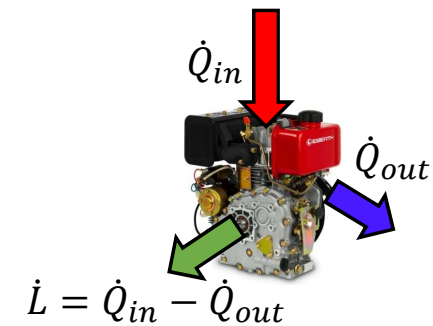


⚠ Le temperature T qua vanno intese in **Kelvin [K]**!

- Motore termico**

$$\eta_{max} = \frac{\dot{L}}{\dot{Q}_{in}} = \frac{\dot{Q}_{in} - \dot{Q}_{out}}{\dot{Q}_{in}} = 1 - \frac{\dot{Q}_{out}}{\dot{Q}_{in}} = 1 - \frac{T_F}{T_C}$$

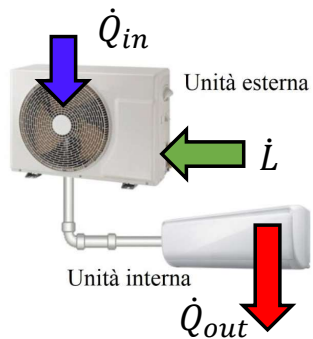
η_{max} **migliora** al **diminuire** di T_F e all'**aumentare** di T_C .



Esercizio 9 (pompa di calore)

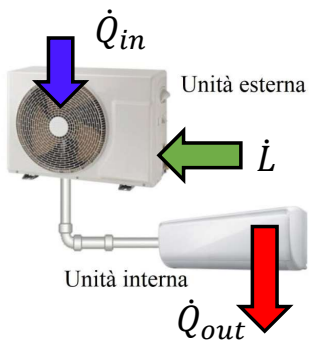
Una **pompa di calore** riscalda un ambiente a $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ prelevando calore dall'ambiente esterno a $T = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$.
Calcolare:

- l'**efficienza teorica massima** ($COP_{P_{dD}}$) in tali condizioni
- la **potenza elettrica consumata** nel caso reale in cui l'**efficienza effettiva** è il 60 % di quella **teorica massima**, quando l'apporto termico da fornire sia $\dot{Q}_{out} = 8\text{ kW}$
- in quest'ultimo caso, quanti kW di potenza elettrica si «guadagnano» rispetto al caso in cui si volesse riscaldare lo stesso ambiente con una **stufa elettrica**?

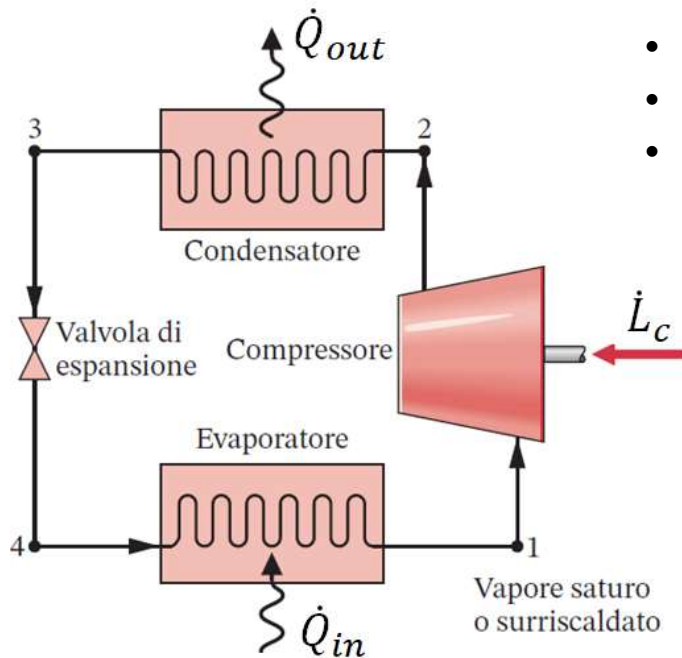


Esercizio 10 (efficienza pompa di calore)

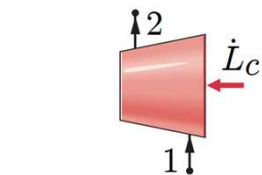
Una **pompa di calore** riscalda un ambiente a $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ prelevando calore dall'ambiente esterno a temperatura T_{ext} . Quale è la **minima temperatura esterna** T_{ext} , in $^{\circ}\text{C}$, che garantisce un'**efficienza teorica massima** $COP_{PdC,max}$ maggiore di 10?



Cicli inversi reali (macchine frigorifere, pompe di calore)

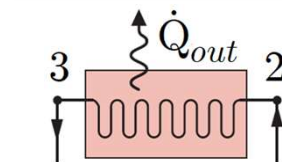


- Fluido **frigorigeno** o **refrigerante** che cambia fase (liquido-vapore)
- Refrigeranti tipici: idrocarburi fluorurati (**HFC**) come R134a e R32
- Ciclo termodinamico si **discosta** dal ciclo di **Carnot** → **COP minore** (2-4)



Compressore

$$\dot{L}_c = \dot{m}(h_2 - h_1)$$



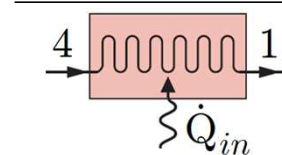
Condensatore
(vapore → liquido)

$$\dot{Q}_{out} = \dot{m}(h_2 - h_3)$$



Valvola espansione
(laminazione)

$$h_4 = h_3$$

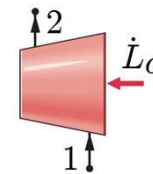
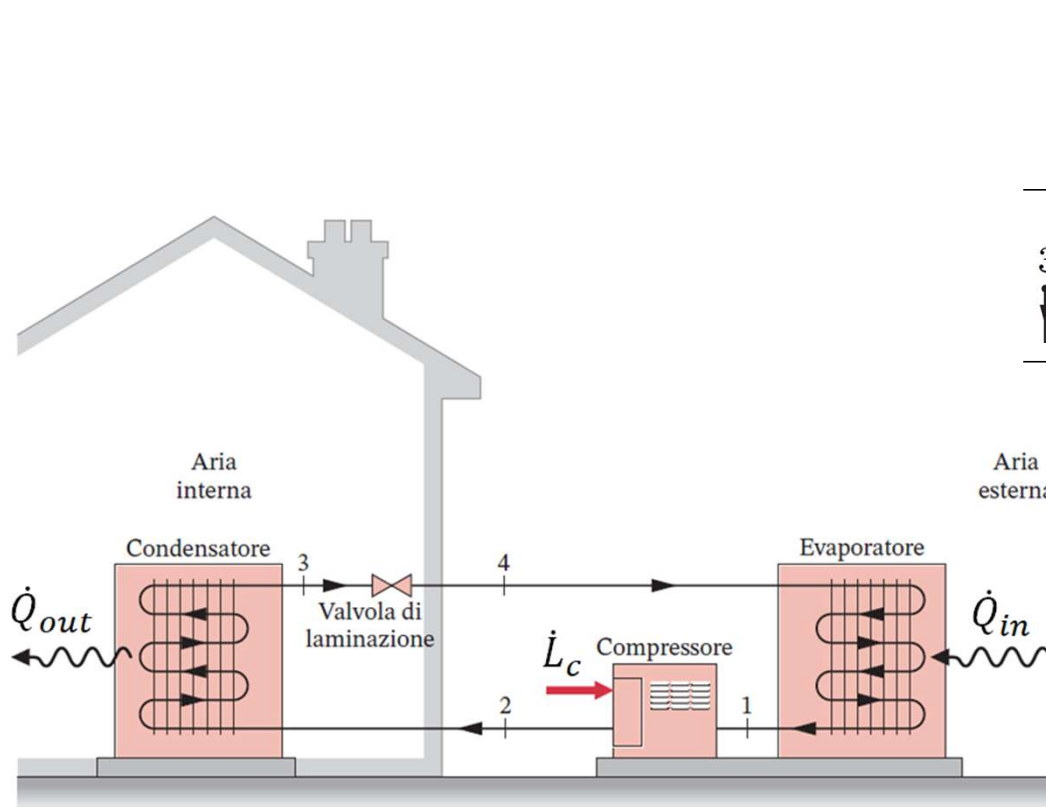


Evaporatore
(liquido → vapore)

$$\dot{Q}_{in} = \dot{m}(h_1 - h_4)$$

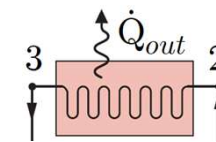
$$COP_F = \frac{\dot{Q}_{in}}{\dot{L}_c} = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1}$$

Cicli inversi reali (pompe di calore)



Compressore

$$\dot{L}_c = \dot{m}(h_2 - h_1)$$



Condensatore
(vapore → liquido)

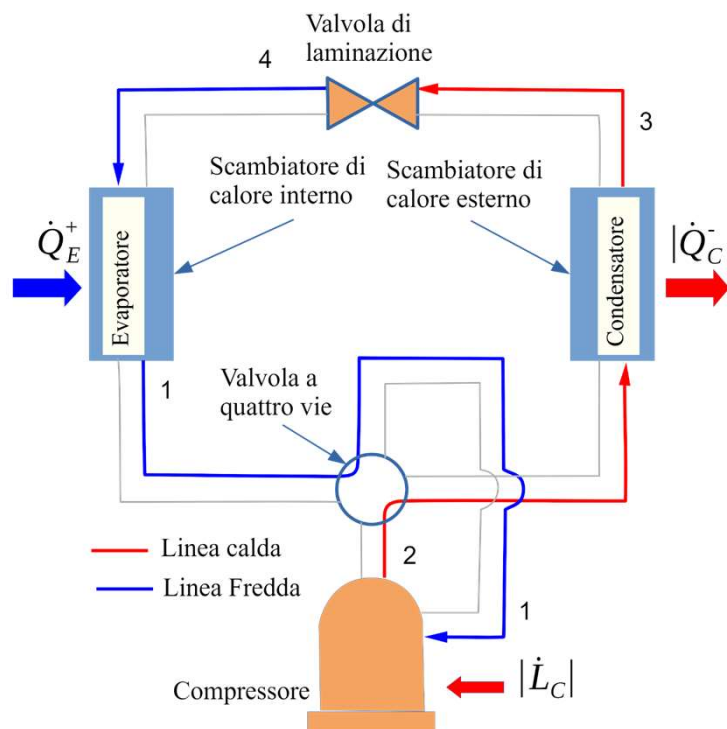
$$\dot{Q}_{out} = \dot{m}(h_2 - h_3)$$

$$\begin{aligned} COP_{PdC} &= \frac{\dot{Q}_{out}}{\dot{L}_c} = \frac{h_2 - h_3}{h_2 - h_1} \\ &= 1 + \frac{\dot{Q}_{in}}{\dot{L}} > 1 \end{aligned}$$

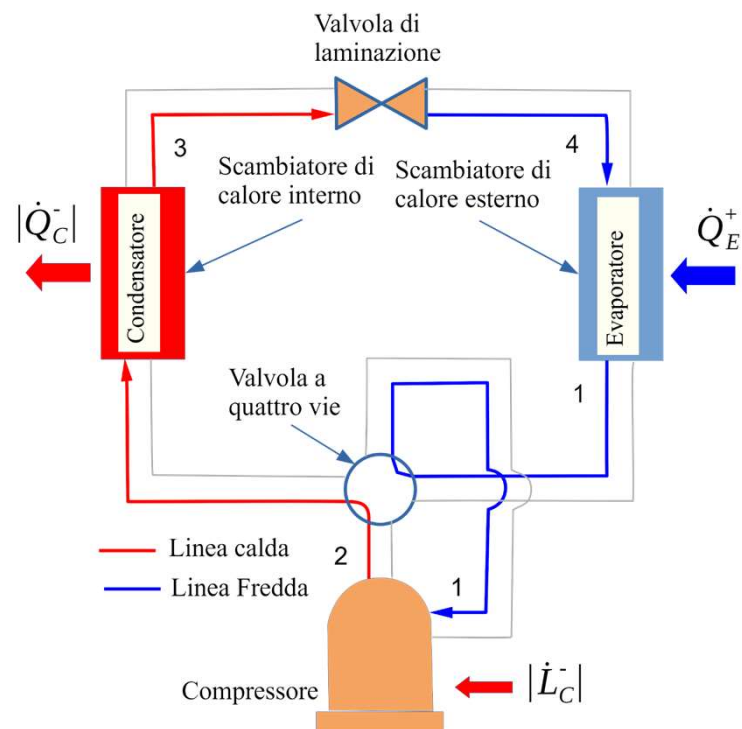
Cicli inversi reali

I sistemi in commercio permettono di utilizzare le macchine **sia come frigoriferi che come pompe di calore**:

Raffrescamento estivo (macchina frigorifera)



Riscaldamento invernale (pompa di calore)



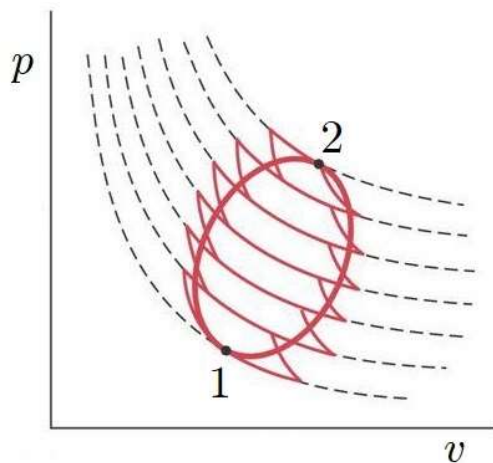
Entropia

In un ciclo di Carnot si aveva $\frac{Q_C}{T_C} + \frac{-Q_F}{T_F} = 0$, che, tenendo conto della **convenzione sul segno del calore** (Q **positivo** se **entrante**, **negativo** se **uscente**) può essere anche scritto come:

$$\sum_i \frac{Q_i}{T_i} = 0$$

Qualsiasi **ciclo reversibile** può essere approssimato da un **gran numero** di **piccoli cicli** di **Carnot**. Sommando i contributi di **tutti gli scambi di calore** ΔQ divisi per le rispettive **temperature** T otteniamo:

$$\sum \frac{\Delta Q}{T} = 0 \quad \Rightarrow \quad \oint \frac{\delta Q}{T} = 0$$



che, valendo per **qualsiasi ciclo**, indica che la quantità $\frac{\delta Q}{T}$ è un **differenziale esatto**, ossia la somma dei contributi lungo un percorso **non dipende dal percorso** seguito ma **solo dallo stato iniziale** e da **quello finale**. Ciò permette di definire una **grandezza di stato** (come p, v, T, u, h) detta **entropia** S :

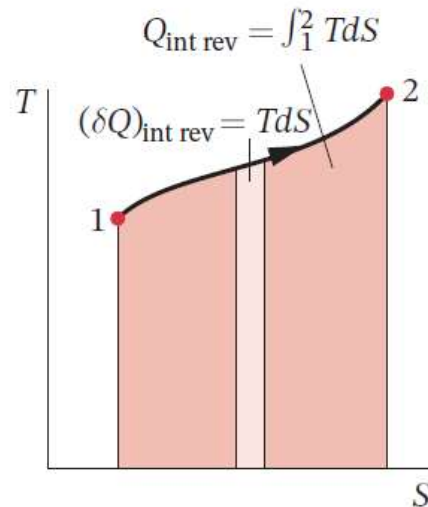
$$\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 dS = S_2 - S_1 \quad \left[\frac{\text{J}}{\text{K}} \right]$$

Entropia

L'entropia ha un'utilità molto pratica perché permette di **visualizzare graficamente** il **calore scambiato** in una **trasformazione reversibile**. Infatti, dalla definizione del differenziale $dS = \frac{\delta Q}{T}$:

$$\delta Q = T \cdot dS \quad \Rightarrow \quad Q = \int_1^2 \delta Q = \int_1^2 T \cdot dS$$

che quindi rappresenta **l'area sottesa dalla curva della trasformazione** nel **piano $T - S$** :



Ciclo di Carnot (diretto)
nel piano $T - S$

