

CAPITOLO 1: NOTE PRELIMINARI

1.1 Il concetto di Fluido

La materia può essere suddivisa in soli due stati, *solido e fluido*. Risulta importante definire cosa sia un fluido, ricordando che nella comune accezione esso comprende la classe dei liquidi e dei gas.

La differenza di comportamento tra fluidi e solidi è riconducibile alle differenti strutture molecolari (aspetto *microscopico*¹).

- ✓ Nei *solidi* le molecole sono molto vicine le une alle altre e le forze di coesione molto elevate; essi hanno pertanto la proprietà di mantenere invariata la propria forma anche sotto l'azione di forze esterne
- ✓ Nei *liquidi* si hanno legami coesivi di minore intensità, le molecole sono più distanti tra loro e hanno più possibilità di movimento
- ✓ Nei *gas*, infine, tali legami hanno ancora minor forza

Si possono anche dare delle definizioni di fluido sulla base del diverso comportamento *macroscopico*¹:

- ✓ Un fluido assume la forma del contenitore che lo contiene
- ✓ Un fluido può assumere facilmente una forma diversa, ma non può essere compresso facilmente

Tuttavia una definizione più corretta considera i diversi tipi di **sforzi** che un elemento di materia può subire.

Consideriamo la possibilità di creare uno stato di sforzo puramente tangenziale su di un solido, ad esempio applicando ad un provino due forze parallele eguali ed opposte. Il solido si deforma inizialmente e poi tale deformazione, se inferiore a quella di rottura, rimane costante:

“A seguito della applicazione di uno stato di sforzo composto da tensioni tangenziali il solido subisce una deformazione statica”

Esaminiamo un esperimento analogo nel caso di un liquido. Si potrebbe pensare ad una tavola di legno galleggiante sul pelo libero di una vasca idrodinamica colma d'acqua, opportunamente collegata in modo da potervi applicare una forza.

¹ La distinzione fra “microscopico” e “macroscopico” verrà chiarita nel seguito

Osservazione

Nei liquidi reali l'esperienza mostra che le particelle situate in prossimità di una superficie solida, vi aderiscono e mantengono il contatto. Se tale parete si muove, le particelle si muovono con essa; se la parete è ferma, anche le particelle stanno ferme.

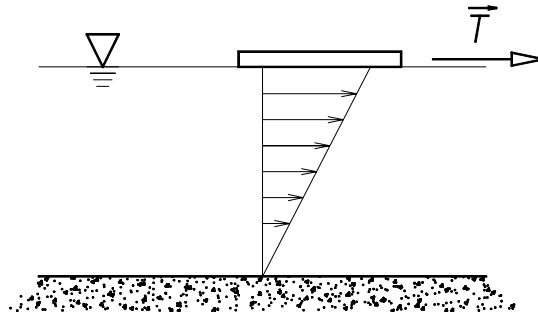


Figura 1.1 – Applicazione di una forza di taglio ad un sistema fluido

Applichiamo ora anche una forza minima parallela alla superficie libera. Quello che si osserva è che la tavola si mantiene in moto, e così le particelle che vi aderiscono. E' come se la deformazione continuasse ad aumentare all'infinito. Da cui la seguente definizione:

“Un fluido è uno stato di aggregazione della materia tale da deformarsi continuamente se sottoposto a uno stato di sforzo tangenziale, anche di lieve intensità”

Se ne deduce che:

“Se un fluido è fermo, in esso non sono presenti sforzi tangenziali”

Sforzi interni. Si consideri una porzione infinitesima di forma cubica, all'interno di un provino per i test sui materiali sottoposto a forze esterne. Attorno a tale elementino è possibile individuarne un secondo, uguale, ad esso adiacente; le forze che il primo cubetto scarica sulla faccia che ha in comune col secondo sono eguali ed opposte a quelle esercitate dal secondo sulla stessa faccia (principio di azione e reazione). Le forze elementari che i volumetti infinitesimi scambiano tra di loro attraverso la superficie di contatto sono detti sforzi interni, e sono riconducibili a due sole categorie: sforzi *normali* (σ) e sforzi *tangenziali* (τ , Vedi figura).

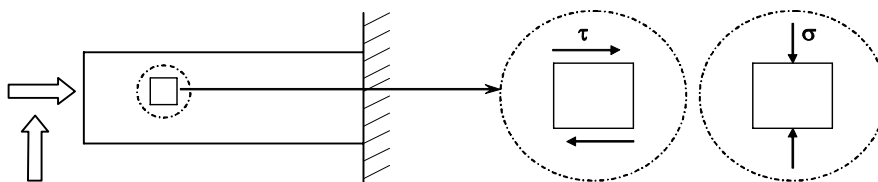


Figura 1.2 – Sforzi interni normali e tangenziali

1.2 Il fluido come un Continuo

Nello studio del comportamento dei fluidi, non possiamo pensare di partire dal comportamento delle singole molecole (aspetto *microscopico*), in quanto ciò esula dagli obiettivi di questo corso e della fluidodinamica classica. Possiamo comunque dire che le molecole hanno dimensioni molto ridotte:

Gas	distanza tra le molecole:	$10^{-6} m$
	molecole contenute in $1 mm^3$:	10^{18}
Liquido	distanza tra le molecole:	$10^{-7} m$
	molecole contenute in $1 mm^3$:	10^{21}

Quindi anche una piccola porzione di fluido, *macroscopica*, contiene un elevatissimo numero di molecole. E', cioè, piccola rispetto al sistema fluido, ma grande rispetto alla dimensione della entità molecolare. Si può pensare di caratterizzare tale porzione di fluido attraverso un unico valore per ciascuna delle grandezze termofluidodinamiche d'interesse, considerato come valore medio statistico. Se consideriamo un volumetto molto vicino al primo, anche i corrispondenti valori delle grandezze d'interesse saranno prossimi ai precedenti, la funzione che esprime ciascuna di tali grandezze risulta **continua** rispetto alle coordinate spaziali e sono validi, pertanto, i concetti di calcolo differenziale.

“Nello studio macroscopico del comportamento dei fluidi, la sostanza è trattata come un continuo”

Nella fluidodinamica, quindi, il fluido è considerato composto non da molecole ma da particelle fluide, cioè da porzioni di fluido piccole rispetto al sistema in studio, ma sufficientemente grandi da permettere una valutazione statistica delle grandezze termofluidodinamiche.

La definizione di Densità

Viene definita densità ρ di un fluido la quantità

$$\rho = \lim_{\delta v \rightarrow \delta v_0} \frac{\delta m}{\delta v} \left[\frac{kg}{m^3} \right] \quad (1.1)$$

dove $\delta v_0 = 10^{-9} mm^3$.

In un volume d'aria di $10^{-9} mm^3$ alla pressione di 1 bar e alla temperatura di $15^\circ C$ (*condizioni ISO*) sono contenute approssimativamente $3 \cdot 10^7$ molecole. Per porzioni di materia uguali o maggiori di tale soglia il fluido può essere considerato *continuo* e risultano trascurabili le variazioni a livello microscopico delle sue proprietà.

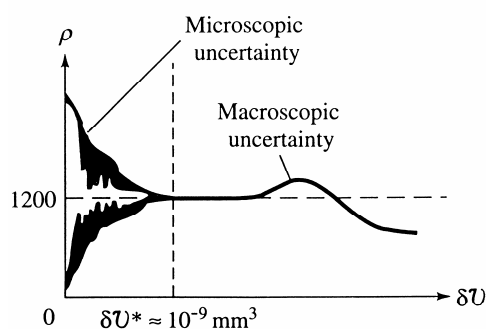


Figura 1.3 – Variazioni della densità in funzione del volume

Alcuni concetti di Misure

Quando vogliamo definire e misurare una qualsiasi grandezza occorre associarvi:

- ✓ Una definizione *qualitativa*
- ✓ Una definizione *quantitativa*

La prima definizione deve indicare il tipo di grandezza che intendiamo misurare, ad esempio “vogliamo misurare la **lunghezza** di quella condotta”

La seconda richiede la scelta di un sistema di misura e la caratterizzazione della misura attraverso un valore numerico ed una unità di riferimento, tipica del sistema di misura adottato: ad esempio, “quella condotta è **lunga** 25 m”

La definizione qualitativa fa sempre riferimento a delle grandezze primarie, Lunghezza (L), Massa (M), tempo (t) e Temperatura (T), che vengono utilizzate per ricavarne altre più complesse. Ad esempio la velocità è espressa dimensionalmente come

$$V = \frac{L}{t} = L t^{-1}$$

In ogni equazione deve essere rispettata l'omogeneità dimensionale.

1.3 Operatori vettoriali

Prodotto Scalare

$$\left. \begin{array}{l} \vec{a} = \vec{i}a_x + \vec{j}a_y + \vec{k}a_z \\ \vec{b} = \vec{i}b_x + \vec{j}b_y + \vec{k}b_z \end{array} \right\} \Rightarrow \vec{a} \cdot \vec{b} = a_x b_x + a_y b_y + a_z b_z$$

N.B. $\vec{i} \cdot \vec{i} = i^2 = 1$; $\vec{j} \cdot \vec{j} = j^2 = 1$; $\vec{k} \cdot \vec{k} = k^2 = 1$ $\vec{i} \cdot \vec{j} = 0$; $\vec{i} \cdot \vec{k} = 0$; $\vec{j} \cdot \vec{k} = 0$

Prodotto Vettoriale

$$\vec{a} \times \vec{b} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ a_x & a_y & a_z \\ b_x & b_y & b_z \end{vmatrix}$$

Operatore Vettoriale Nabla (∇)

$$\nabla = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}$$

Prodotto scalare

$$\nabla \cdot \vec{a} = \frac{\partial a_x}{\partial x} + \frac{\partial a_y}{\partial y} + \frac{\partial a_z}{\partial z} = \text{Div } \vec{a} \quad (\text{è una grandezza SCALARE})$$

N.B. $\nabla \cdot \vec{a} \neq \vec{a} \cdot \nabla$

Prodotto vettoriale

$$\nabla \times \vec{a} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ a_x & a_y & a_z \end{vmatrix} = \text{rot } \vec{a} \quad (\text{è una grandezza VETTORIALE})$$

1.4 Proprietà Termodinamiche di un Fluido

Le principali proprietà, dal punto di vista *termodinamico*, sono:

1) *Pressione* = p [N/m²]

2) *Densità* = ρ [kg/m³]

3) *Temperatura* = T [K]

Tali proprietà, assieme alla velocità V , definiscono il campo di moto di un fluido. Vengono definite di seguito le seguenti altre 4 proprietà:

4) *Energia Interna (specifica)* $e = u + (1/2)V^2 + gz$ [J/kg]

5) *Entalpia* (") $h = u + \frac{p}{\rho}$ [J/kg]

6) *Entropia* (") s [J/kgK]

7) *Calore Specifico* c_p, c_v [J/kgK]

Gli effetti dovuti all'*attrito* e alla *conduzione del calore* sono governati da altre due proprietà, dette "*di trasferimento*":

8) *Coefficiente di Viscosità* μ [Ns/m²]

9) *Conduktività Termica* κ [W/m²K]

Per i **gas ideali**

$$\rho = \rho(p, T); \quad h = h(p, T); \quad \mu = \mu(p, T)$$

Per un *flusso monofase* le proprietà termodinamiche del fluido sono regolate da tali parametri.

1.5 Proprietà meccaniche

1) Energia Potenziale

L'energia potenziale rappresenta il lavoro necessario per portare un corpo di massa m dall'origine del sistema di riferimento fino a un punto generico identificato dal vettore posizione $\vec{r} = \vec{i}x + \vec{j}y + \vec{k}z$, all'interno di un campo gravitazionale $g\vec{k}$

$$E_p = m g z \quad [J]$$

dove gz è l'*Energia Potenziale Specifica* [J/kg].

2) Energia Cinetica

L'energia cinetica è il lavoro necessario per accelerare un corpo fermo di massa m sino ad una velocità V (o viceversa il lavoro richiesto per arrestare tale corpo in moto con una velocità V).

$$E_c = \frac{1}{2} m V^2 \quad [J]$$

Dove $1/2 V^2$ è una *Energia Cinetica Specifica*.

1.6 Relazioni di Stato dei Gas

L'aria è una miscela di gas, ma fin quando la composizione rimane pressoché costante e la temperatura si mantiene fra 160 e 2200 K, può essere considerata come una *Sostanza Pura*.

Legge dei Gas Perfetti

L'equazione dei *Gas Ideali* può essere così definita

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (1.2)$$

dove $R = C_p - C_v$ è la Costante dei Gas

Nota

Ciascun Gas ha una sua costante $R = R_0/M_{gas}$, dove R_0 è la *Costante Universale dei Gas* e M_{gas} è il *Peso Molecolare* del gas. Per i **Gas Ideali** valgono le seguenti relazioni

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_{\rho=const} = \frac{du}{dT} = c_v(T)$$

$$du = c_v(T) dt$$

In modo simile

$$h = u + \frac{p}{\rho} = u + RT = h(T)$$

$$c_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_{p=const} = \frac{dh}{dT} = c_p(T)$$

$$dh = c_p(T) dT$$

Per l'aria:

$$c_p, c_v = [J/kgK] \Rightarrow [Nm/kgK] \Rightarrow [(kgm/s^2)m/kgK] \Rightarrow [m^2/s^2K]$$

$$c_v = R/(\gamma - 1) = 718 [m^2/s^2K] \quad c_p = \gamma R/(\gamma - 1) = 1005 [m^2/s^2K]$$

Il rapporto fra i calori specifici, $\gamma = c_p/c_v$, è una funzione della temperatura per i gas ideali, $\gamma(T)$. Esso è costante per l'aria e vale **1.4**

1.7 Viscosità

Per caratterizzare opportunamente il comportamento meccanico di un fluido è necessario introdurre una importante proprietà addizionale chiamata viscosità.

L'importanza della viscosità risiede inoltre nel fatto che molte delle difficoltà che incontriamo nella formulazione delle equazioni costitutive dei flussi si devono proprio alla presenza della viscosità. Per tale ragione in alcuni casi, per flussi cosiddetti *ideali*, la viscosità può essere trascurata, in modo da semplificare le equazioni di base.

Una notevole semplificazione dell'analisi di flussi viscosi si deve a Prandtl, che nel 1904 formulò la teoria dello *Strato Limite*.

In generale l'effetto della viscosità sui flussi ha carattere destabilizzante, essa dà cioè luogo a fenomeni casuali di disordine, riassunti sotto il nome di *Turbolenza*.

La sperimentazione in tutti i casi di moto dei fluidi, dai più elementari ai più complessi, fornisce un complemento importante alla teoria, infatti, teoria ed esperimenti procedono di pari passo in tutti gli studi della Meccanica dei Fluidi.

Per determinare tale proprietà facciamo riferimento proprio ad un ipotetico esperimento (Munson et al.). Consideriamo due piastre piane parallele, quella inferiore fissa e l'altra libera di muoversi, e analizziamo due diverse situazioni:

- 1) Poniamo tra le piastre un **solido elastico** (per esempio un metallo, Fig. 1.3a). Se applichiamo una forza \bar{P} alla piastra superiore, questa subirà uno spostamento δa rispetto alla lastra inferiore; è noto che per i *solidi elastici*, il piccolo angolo di spostamento $\delta\beta$ (*deformazione di taglio*) è proporzionale allo sforzo di taglio τ impresso al materiale ($\tau = P/A$, dove A è la superficie della piastra).

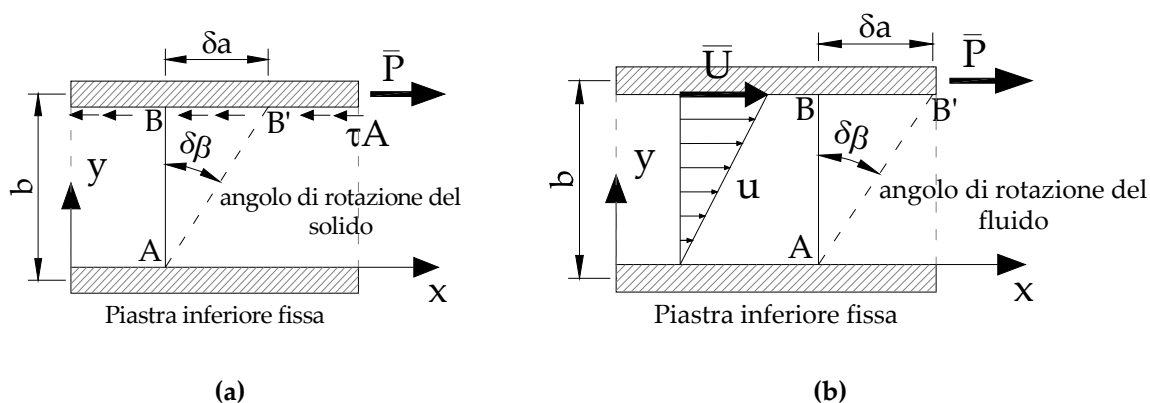


Figura 1.4 – Deformazione stato di sforzo di un solido elastico tra due lastre piane parallele (a); comportamento di un fluido tra due lastre piane parallele(b).

2) Ora sostituiamo il solido elastico con un **fluido** (per esempio acqua, Fig. 1.3b). La piastra inferiore è ferma, e con essa in fluido che vi aderisce (*no slip condition*). La piastra superiore si muove con velocità U , e registreremo l'esistenza degli sforzi tangenziali τ solo durante il moto relativo della piastra rispetto al fluido. Tale comportamento è in accordo con la *definizione di fluido*. Si dimostra inoltre che:

“Il fluido fra le due piastre si muove con velocità $u = u(y)$, ed essa varia linearmente con y ” (Fluidi Newtoniani)

In un piccolo intervallo di tempo δt , una linea verticale immaginaria AB tracciata nel fluido, ruoterebbe di un angolo $\delta\beta$, come rappresentato in Fig. 1.3b.

$$\tan(\delta\beta) \cong \beta = \frac{\delta a}{b} \quad (1.3)$$

ma $\delta a = U \delta t$, per cui

$$\delta\beta = \frac{U \delta t}{b} \quad (1.4)$$

Notiamo che $\delta\beta$ non è solo una funzione della forza \vec{P} (che governa U), ma anche del tempo. Definiamo la *Velocità della Deformazione di Taglio* $\dot{\gamma}$ come

$$\dot{\gamma} = \lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\delta\beta}{\delta t} = \frac{U \delta t}{b} \frac{1}{\delta t} = \frac{U}{b} = \frac{dU}{dy} \quad (1.5)$$

La prosecuzione dell'esperimento rivelerebbe che, come lo sforzo di taglio τ cresce al crescere di \vec{P} ($P/A = \tau$), così la velocità di deformazione tangenziale aumenta in modo direttamente proporzionale ad esso, ovvero

$$\tau \propto \dot{\gamma} \quad \text{o} \quad \tau \propto \frac{dU}{dy}$$

Tale proporzionalità si esprime attraverso il *Coefficiente di Viscosità Dinamica* μ

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (1.6)$$

Come vedremo in seguito, il parametro fondamentale che regola il comportamento viscoso di tutti i Fluidi Newtoniani è il **Numero di Reynolds**

$$\text{Re} = \frac{\rho VL}{\mu} \quad (1.7)$$

- ✓ Si osserva che mentre la *temperatura* ha un effetto sensibile sulla viscosità, la *pressione* ha su di essa una scarsa influenza.
- ✓ La viscosità dei *gas*, al contrario di quella dei *liquidi*, aumenta con l'aumentare della temperatura.

Leggi utili per la determinazione della **viscosità dinamica**:

$$\checkmark \quad \frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^n \quad \text{Legge della Potenza}$$

$$\checkmark \quad \frac{\mu}{\mu_0} = \frac{\left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} (T_0 + S)}{T + S} \quad \text{Legge di Sutherland}$$

Per l'aria, n ed S sono delle costanti.

1.8 Conduttività Termica

Tale proprietà lega il vettore della velocità del *Flusso di Calore per unità di area* \vec{q} con il vettore *Gradiente della Temperatura* ∇T , come stabilisce la **legge di Fourier** sulla conduzione del calore

$$\vec{q} = -k \nabla T \quad (1.8)$$

Il segno meno viene introdotto per soddisfare la convenzione usuale secondo cui la direzione del flusso di calore avviene secondo la direzione delle temperature decrescenti. Esplicitando il gradiente termico per un sistema di riferimento cartesiano si ha

$$\nabla T = \vec{i} \frac{\partial T}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial T}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial T}{\partial z} \quad (1.9)$$

il flusso termico risulta dunque così scomponibile

$$q_x = -k \frac{\partial T}{\partial x}; \quad q_y = -k \frac{\partial T}{\partial y}; \quad q_z = -k \frac{\partial T}{\partial z} \quad (1.10)$$

1.9 Il Campo di Velocità

In una data situazione di flusso, la soluzione del problema è data dalla determinazione teorica o sperimentale delle proprietà del fluido come funzione della posizione e del tempo. Si deve cioè conoscere il *Campo* delle grandezze di interesse. Per grandezze scalari (e.g. Pressione e Temperatura) il *Campo* è appunto una funzione scalare, per grandezze vettoriali (per esempio la Velocità) si ha invece un *Campo Vettoriale*. Sovente un problema di fluidodinamica si considera risolto se è noto il *Campo di Velocità*.

Il Campo di Velocità è una *Funzione Vettoriale* che definisce la velocità in tutti i punti di un flusso in funzione della posizione e del tempo

$$\vec{V}(x, y, z, t) = \vec{i} u(x, y, z, t) + \vec{j} v(x, y, z, t) + \vec{k} w(x, y, z, t) \quad (1.11)$$

La Meccanica può analizzare i problemi secondo **due differenti punti di vista**:

- ✓ Il primo punto di vista è detto *Lagrangiano* o *sostanziale* e prevede di considerare le grandezze termofluidodinamiche così come viste da un osservatore che si muova con una "particella fluida" (unità elementare di fluido, dotata di una propria "identità").

E' maggiormente usato nella Meccanica dei Solidi.

- ✓ Il secondo punto di vista è detto metodo di descrizione *Euleriano* o *locale*, prevede di valutare le grandezze termodinamiche relative alle diverse particelle fluide che passano per un punto (o volumetto infinitesimo) fisso nello spazio.

E' molto utilizzato nella Meccanica dei Fluidi.

Facciamo ora riferimento ad un problema di Meccanica dei Fluidi.

Si considerino ad esempio due serbatoi aperti a quote geodetiche diverse, collegati da un condotto attraverso il quale una pompa dinamica garantisce un certo flusso dal vaso inferiore (A) a quello superiore (B, Figura 1.4).

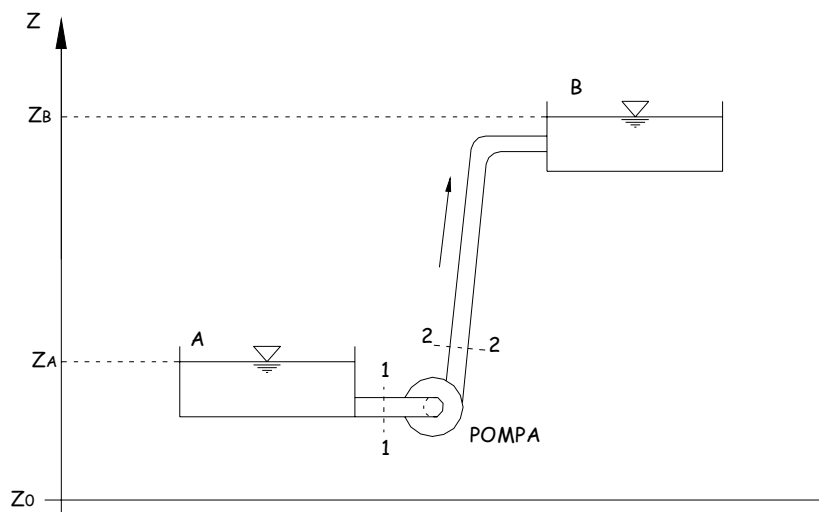


Figura 1.5 – Esempio sui punti di vista Euleriano e Lagrangiano

Secondo il primo approccio dobbiamo valutare le proprietà d'interesse di ciascun volume fluido elementare, seguendone l'evoluzione nel sistema, nella fattispecie anche all'interno della pompa. È evidente che tale metodo risulta particolarmente difficile nella pratica.

Diversamente con l'approccio locale è possibile stabilire dei punti di osservazione fissi nello spazio e qui misurare le grandezze d'interesse.

Nell'esempio proposto sono state fissate due sezioni a monte (1) e a valle (2) della pompa e, attraverso un bilancio differenziale delle grandezze d'interesse registrate in tali punti, è possibile valutare le prestazioni della macchina operatrice senza indagare cosa avvenga al suo interno.

Accelerazione Sostanziale

Viene definita **Accelerazione Sostanziale** o **Lagrangiana** la quantità vettoriale

$$\vec{a} = \frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{V}}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial \vec{V}}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial \vec{V}}{\partial z} \frac{dz}{dt} \quad (1.12)$$

dove

$$\vec{V} = f(x, y, z, t)$$

ma

$$x = x(t); \quad y = y(t); \quad z = z(t).$$

Pertanto

$$\frac{dx}{dt} = u; \quad \frac{dy}{dt} = v; \quad \frac{dz}{dt} = w.$$

In tal modo risulta

$$\vec{a} = \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + u \frac{\partial \vec{V}}{\partial x} + v \frac{\partial \vec{V}}{\partial y} + w \frac{\partial \vec{V}}{\partial z} \quad (1.13)$$

L'Accelerazione Sostanziale di una particella può essere così scritta

$$\boxed{\vec{a} = \frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V}} \quad (1.14)$$

nella precedente espressione si possono individuare due distinti contributi

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} \quad \text{Accelerazione Locale}$$

$$(\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} \quad \text{Accelerazione Convettiva}$$

In generale per quantità () Scalari o Vettoriali è valida la seguente relazione

$$\boxed{\frac{d(\)}{dt} = \frac{\partial(\)}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) (\)} \quad (1.15)^2$$

² Per il significato fisico della precedente relazione si veda l'Appendice C.

1.10 Portata Volumetrica e Portata Massica

Viene introdotta ora una delle più importanti proprietà cinematiche nello studio del moto dei fluidi.

- 1) Portata *Volumetrica* \dot{Q}
- 2) Portata *Massica* \dot{m} (se la densità ρ è costante $\Rightarrow \dot{Q} = \dot{m}$)

1) Portata Volumetrica

Con riferimento alla Figura 1.5 possiamo chiederci: quanto volume di fluido dV passa attraverso la superficie S nell'unità di tempo dt ?

Consideriamo una porzione δA della superficie totale.

$$dV = dl_n dA = (\vec{V} \cdot \vec{n}) dt dA = (V \cos \theta) dt dA \quad (1.16)$$

dato che

$$\vec{V} \cdot \vec{n} \rightarrow V_n \quad (\text{componente di } \vec{V} \text{ lungo la direzione } \vec{n}) \quad \text{e} \quad V_n dt \rightarrow dl_n$$

per l'intera superficie risulta quindi

$$\dot{Q} = \int_S \frac{dV}{dt} = \int_S (\vec{V} \cdot \vec{n}) dA = \int_S V_n dA \quad (1.17)$$

Dati perciò:

S = Superficie di controllo

\vec{n} = Versore normale alla superficie infinitesima dA

\vec{V} = Vettore Velocità in dA (è lo stesso in tutti i punti di dA)

θ = Angolo tra la velocità \vec{V} e il versore \vec{n}

è possibile calcolare la portata di fluido attraverso la superficie S .

Nota

Se il prodotto scalare $\vec{V} \cdot \vec{n}$ è *positivo* il flusso è detto *uscende*

Se il prodotto scalare $\vec{V} \cdot \vec{n}$ è *negativo* il flusso è detto *entrante*

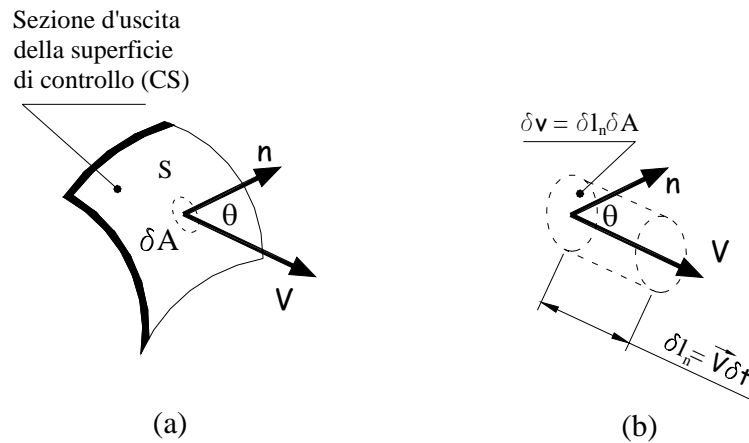


Figura 1.6 – Portata volumetrica

2) Portata Massica

- ✓ Per un flusso **incomprimibile** $\rho = cost$ (esempio: Liquidi)
- ✓ Per un un flusso **comprimibile** $\rho \neq cost$ (esempio: Gas)

In generale diciamo che

$$\dot{m} = \int_S \rho (\vec{V} \cdot \vec{n}) dA = \int_S \rho V_n dA \quad (1.18)$$

Se $\rho = cost$, $\dot{m} = \rho \dot{Q}$

Nota

Il flusso dell'aria ad un *numero di Mach* < 0.3 può essere considerato incomprimibile

$$Ma = \frac{V}{a} \quad \text{Numero di Mach}$$

$$a = \sqrt{\gamma RT} \quad \text{Velocità di propagazione delle onde sonore nell'aria}$$

Nel caso del flusso nei condotti si può definire una Velocità Media del flusso per valutare la portata che passa attraverso il tubo

$$V_{media} = \frac{Q}{A} = \frac{\int_S V_n dA}{\int_S dA}$$