

Lezione 1 19/09

Le proprietà del fluido (

Densità \rightarrow dipende da T e

Comprimibilità \rightarrow nel nostro caso
debolmente

definite sia dal punto di

Equazione di stato dei f

- Equazione indefinita de

Ci sono 3 situazioni

• La superficie A con

• //

• ↗

Guardiamo il I caso

area

P sul fondo • $A = Sp$

legge di Stevino

ρgh

II caso superficie vert

Per il calcolo del centro di v. po.
 momenti rispetto all'asse x e

Inanzitutto calcoliamo H e Z
 (rispetto ai 2 assi)

$\eta(y)$

$\xi(x)$

le mie incognite

→ come in

$$\Sigma M_y = |S| \xi = \int_A p x dA =$$

↓ del momento
 integrale dell'area

$$\xi = \frac{y \cdot \text{sen}(\alpha) \int_A x^2 dA}{S}$$

(allo stesso modo procedo con

fortunatamente il valore
conoscite.

ad esempio per il rettangolo

per i tabulati vedi slide
il punto è che non dipende

nota: Se la superficie
asse banicamente

$$\eta = 0$$

noi lavoreremo quasi su

Ora andiamo a con

SUPERFICIE

la differenza tra le 2 equazioni integrali, cioè delle forze e in

2 approcci $\left\{ \begin{array}{l} \text{equazione globale} \\ \text{risol. di un eq.} \end{array} \right.$

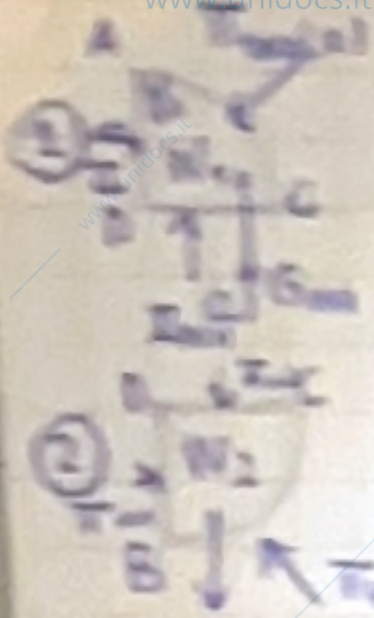
$$\int_{V} \rho f dV + \int_{A} P_n dA = 0$$

$$G + \Pi$$

forze di massa

forze di superficie

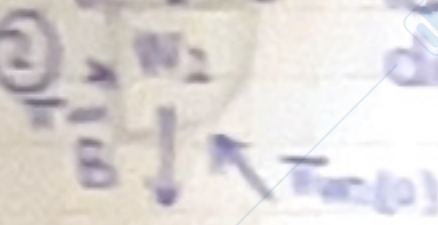
Esempio di Applicazione



quindi richiamiamo la relazione di bilancio che agisce qua.

$$G_{W1} + \Pi_{W1} = 0$$

lo stesso caso per l'altra parte del volume di controllo



G è il baricentro della porzione e risulta perché in opposizione con il sistema (sempre bene esplicitare)

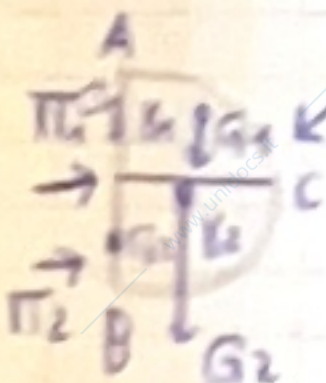
Comunque l'equ. diventa $G_{W1} + \Pi_{W1}(0) + \Pi_{W1}(1) + \Pi_{W1}(2) = 0$

$$\textcircled{2} \quad G_{W2} + \Pi_{W2} = 0$$

$$G_{W2} + \Pi_{W2}(0) + \Pi_{W2}(1) + \Pi_{W2}(2) = 0$$

però noto che $\Pi_{W1}(2)$ e $\Pi_{W2}(2)$ si annullano

In somma fatto separatamente è uguale per intero il volume di controllo.



$$S_c = \Pi_0$$

$$G + \Pi = 0$$

$$G_1 + G_2 + \Pi_0 + \Pi_1 + \Pi_2 = 0$$

LA VISCOSITÀ. Definiamo sperimentalmente



due lastre piane
Un fluido in qu
Ferma la lastra
muovere la lastra

la facciamo muovere
forza e con una
piccola (dell'ordine)
anche l'intercambio

Quello che succede, è che il fluido rimane aderente alle lastre sopra e sotto, condizione di aderenza che si può pensare che la velocità delle particelle del fluido è uguale alla velocità del solido.

La logica è di misurare (in qualche modo, in termini di velocità) e vediamo che finché l'intercambio è piccolo il profilo delle velocità risulta lineare.

Questo moto è definito in regime lineare.

$$\tau = \frac{F}{A} = \mu \frac{\partial v}{\partial y}$$

→ Prende il nome di legge di Newton dove μ = viscosità che è il coefficiente di proporzionalità tra sforzo tangenziale e velocità.

↳ Sforzo tangenziale τ con inclinazione μ della velocità.

- è stata scoperta sperimentalmente
- μ dipende anche dalla temperatura, ma

Un fluido che segue questa legge si chiama fluido newtoniano.

di esempio come varia la
velocità lungo x

↳ se la moltiplico per una
velocità, mi dice la velocità
con cui si sta propagando
l'inf. lungo x

notate che se abbiamo a che fare con un fluido
è evidente che se prendo la generica particella
che sto muovendo lungo la macchina eratic, e
come lo sua densità varia

↳ e in questo caso mi interessa

$$d\rho = d\rho + d\rho u \frac{dx}{dt}$$

e ogni termine mi sta dicendo qualcosa (come n

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)$$

quindi: La chiamo matrice dei tensori delle velocità di def.

$$\frac{A - A^T}{2} \text{ sarà una matrice emi-simmetrica}$$

→ La cosa mi interessa per le proprietà che è simmetriche.

Ora andiamo a vedere il significato fisico per noi legato alla deformazione.

che tipo di deformazioni conosciamo? ad esempio

traslazione

in $dx \cdot dy \cdot \frac{\partial W}{\partial z} dz dt \rightarrow$ mi esce un infinitesimo di ordine 4

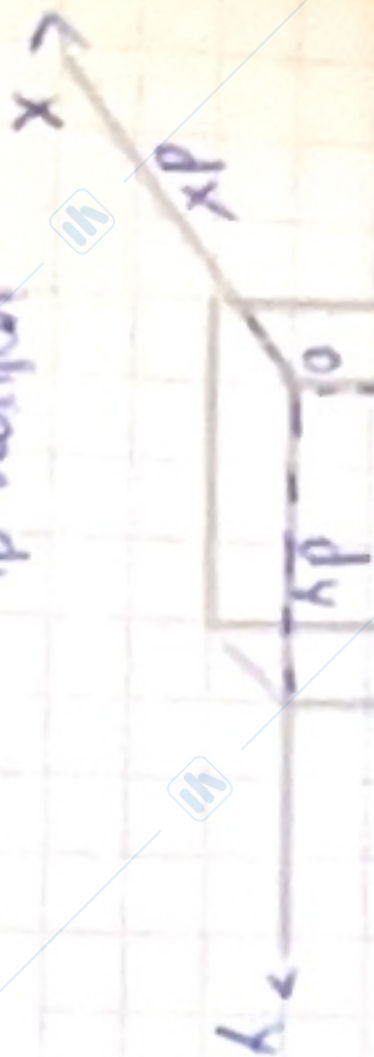
(sulle ali de ~~ve~~ ho tutte le molteplicazioni) ma è che mi rimangono 3 prodotti di ordine 4 e il resto supponiamo

per cui posso scrivere: $dW = \frac{\partial W}{\partial z} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial U}{\partial x} dt$ e posso definire la variazione unitaria

$$\frac{dW}{W} = \left(\frac{\partial W}{\partial z} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial U}{\partial x} \right) dt$$

se ora divido la velocità di

cio' significa che se ho ∂ che fare con fluido incompr (cioè non ho varia ∂ di volume)



volume di controllo infinitesimo

- massa che entra
- massa che esce
- variaz.

Qual è la massa iniziale?

$$\int \rho dx dy dz = M_0$$

In dt varia $M = M_0 + \text{qualcosa dovuta volume}$

$$\rho = \rho + \frac{d\rho}{dt} (dx dy dz) \quad (II)$$

Quindi la massa accumulata positivamente o neg.



$$Q_e = Q_u$$

vedremo poi nel dettaglio

moto permanente

→ questo concetto ci servirà per scopi ingegneristici

se per un qualche motivo ho variaz. di ρ allora

in pratica escludo in cui posso applicare equa di conservazione della massa

massa

dopo ↓

$$= \rho A + \frac{\partial \rho A}{\partial t} ds$$

Faccio la differenza tra le 2 e trovo il termine di accumulo

FORMULAZIONE della conservazione della massa di flusso: equaz.

$$\frac{\partial \rho Q}{\partial s} + \frac{\partial \rho A}{\partial t} = 0$$

equazione differenziale di 1° ordine in s (nel nostro caso)

Il fluido è incompressibile: $\rho = \text{cost}$

Ne il moto è permanente: $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ ossia portata

vedo a
appross
nel tem
Taylor

Ora inseriamo nell'equazione di Eulero per un fluido in movimento

$$\begin{cases} \rho \left(F_s - \frac{dV}{dt} \right) = \frac{\partial p}{\partial s} \\ \rho \left(F_n - \frac{V^2}{r} \right) = \frac{\partial p}{\partial n} \\ \rho \left(F_b - 0 \right) = \frac{\partial p}{\partial b} \end{cases}$$



andiamo a scrivere
in termini di forza gravitazionale

$$\begin{cases} \rho \left(-g \frac{\partial z}{\partial s} - \frac{dV}{dt} \right) = \frac{\partial p}{\partial s} \\ \rho \left(-g \frac{\partial z}{\partial n} - \frac{V^2}{r} \right) = \frac{\partial p}{\partial n} \\ \rho \left(-g \frac{\partial z}{\partial b} \right) = \frac{\partial p}{\partial b} \end{cases}$$



Ora includiamo l'ipotesi di fluido incomprimibile (quindi $\rho = \text{cost.}$)

posso scrivere

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial s} \left[z + \frac{p}{\rho} \right] = -\frac{1}{g} \frac{dV}{dt} \\ \frac{\partial}{\partial n} \left[z + \frac{p}{\rho} \right] = -\frac{V^2}{g r} \\ \frac{\partial}{\partial b} \left[z + \frac{p}{\rho} \right] = 0 \end{cases}$$

$\frac{Ve Ae}{Av} = Vu$ (con V grande intendo la velocità media)

FUH 2
questa men
per dire che
linea rive
e orizzonti
(nelle zone di
subdure)

come $Ae > Av$ allora $\frac{Ae}{Av} > 1$
allora $Vu > Ve$

Visto che non ci sono sforzi e
 V è costante in t e le direzioni
di Ae e Av sono la stessa
la velocità locale

Ovvero l'altezza cinematica in B sarà $>$ dell'altezza

Ho così visto che ne voglio modificare l'energia
invece un errore di convergenza/divergenza
(ne stringo la sezione aumento la velocità)

(moto unif. turbol. $\alpha \neq 1$
laminare $\alpha = 2$)

$\Rightarrow \alpha =$

Lezione 7 8/11

FLUIDI REALI

iniziamo con un approccio molto semplice assai
di moto mono dimensionale.

FLUIDI REALI $\rightarrow \mu \neq \text{cost}$

ho viscosità, sforzi tangenziali

Tendenze sperimentali:

la linea dei carichi totali associata alla corrente di
di un fluido reale non sarà costante, avendo
di energia il caso tende a diminuire

allora se ho 2 variabili gli esperimenti da fare
che è fattibile

Adesso allora cerchiamo il legame tra J
adimensionali che ho appena detto

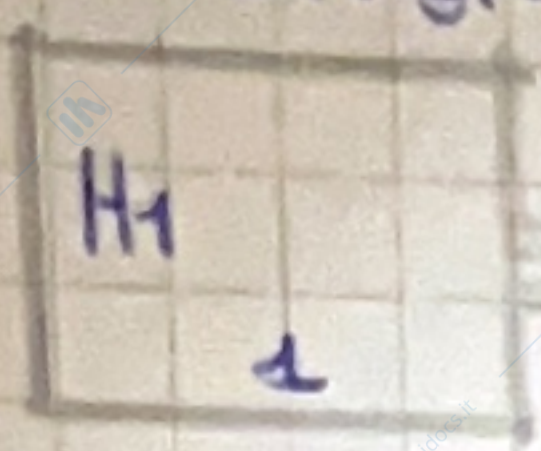
$$J = \lambda \left(Re, \frac{r}{D} \right) \frac{V^2}{2gD}$$

Formula di Darcy

"
" Coeff. di resistenza → lambda funzione

↳ la sua formulazione dipende da cose tra
" tipo di movimento, le car. della cor

zona perdita
di energia



zona
↑ ricircolo

la domanda che
che riusciamo a con
problema ingegner

Sappiamo che
per un fluido
concentriamo
in zone carate