4.Dilatarea termică

Variația relativă a volumului de fluid este direct proporțională cu variația de temperatură:

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \beta_t \cdot \Delta T \ ,$$

unde V_0 reprezintă volumul inițial de fluid.

Se observă, de exemplu, că la o creştere a temperaturii, are loc o creştere a volumului de fluid considerat.

Relația se poate prelucra sub forma:

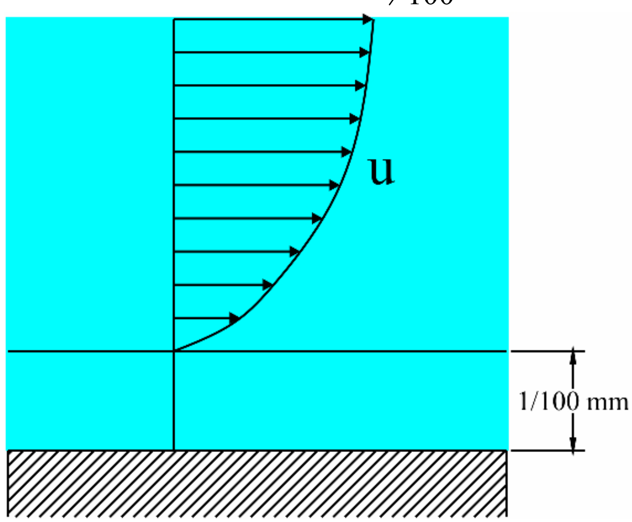
$$\frac{V_1 - V_0}{V_0} = \beta_{t\cdot} \cdot \Delta T \quad ; \quad V_1 = V_0 \left(1 + \beta_{tt} \cdot \Delta T\right)$$

unde V_f reprezintă volumul final de fluid.

5.Adeziunea la suprafețe solide

Se constată experimental că un strat de fluid din imediata apropiere a unei suprafețe solide rămâne în repaus împreună cu suprafața, eventual execută acelaşi tip de mişcare o dată cu suprafața. Se spune că stratul de fluid aderă la suprafața solidă.

Grosimea acestui strat de fluid este $\cong \frac{1}{100}$ dintr-un milimetru.



Se observă din figura precedentă că straturile de fluid superioare stratului aderent încep să se mişte, viteza acestora crescând treptat, pe măsura depărtării de corpul solid.

6. Vâscozitatea

Se deosebesc vâscozitatea cinematică $\nu\left[\frac{m^2}{s}\right]$ şi vâscozitatea dinamică $\eta\left[\frac{N\cdot s}{m^2}\right]$; $\left[\frac{kg}{m\cdot s}\right]$.

Mărimea vâscozităţii semnifică intensitatea frecării ce se produce la curgerea fluidului. Odata cu scăderea temperaturii, vâscozitatea lichidelor creşte, iar a gazelor scade.

Între cele două vâscozităţi există relaţia:

$$\eta = \rho \cdot \nu$$

Se disting două tipuri de fluide :

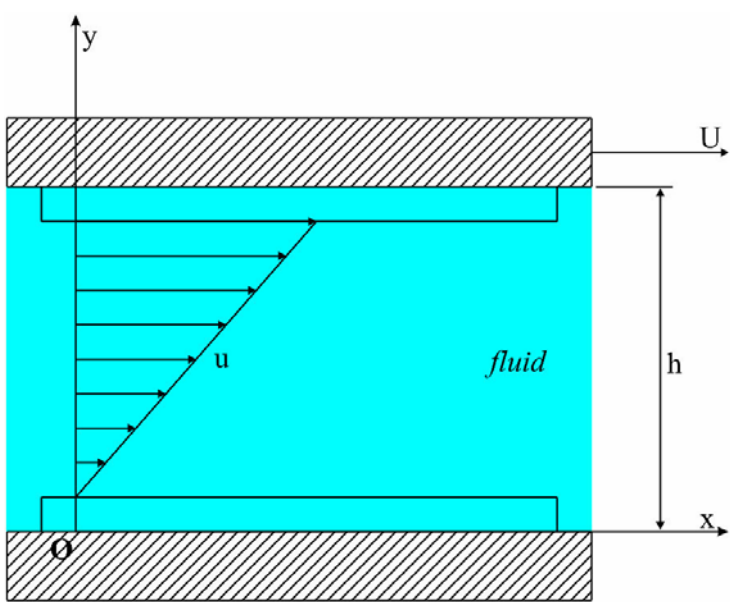
-fluide ideale (fără vâscozitate). Nu există frecări şi nici pierderi de energie în cazul curgerii acestora.

-fluide reale (au proprietatea de vâscozitate). Cu ajutorul vâscozităţii se pot determina eforturile tangentiale, fortele de frecare şi pierderile de energie.

Calculul efortului tangenţial τ

Formula efortului tangenţial a fost dedusă cu ajutorul experienţei lui Newton.

În cadrul experienţei se consideră două plăci plane, solide: cea de jos în repaus iar cea de sus în mişcare rectilinie uniformă, conform figurii:



Placa superioară ce se găseşte în mişcare rectilinie şi uniformă cu viteza U antrenează în mişcare uniformă cu aceeaşi viteză primul strat de fluid, datorită proprietății de adeziune.

Acesta, prin intermediul eforturilor tangențiale τ, antrenează succesiv la rândul lui următoarele straturi, a căror viteză descreşte însă liniar , pe măsura apropierii de placa de bază fixă.

Stratul inferior de fluid aderă la placa fixă şi rămâne deci în repaus.

S-a constatat că efortul tangențial τ este o funcție de variația de viteze dintre straturi estimată cu ajutorul derivatei şi este proporțional cu vâscozitatea dinamică a fluidului, η :

$$\tau = \eta \cdot \frac{du}{dy} \cong \eta \cdot \frac{\Delta u}{\Delta y}$$

Aproximarea diferențialelor cu ajutorul diferențelor se face în cazul în care distanța h se poate considera suficient de mică.

La contactul dintre două straturi învecinate, efortul se poate exprima cu:

$$\tau = \eta \cdot \frac{du}{dy}$$

În cazul experienței, considerând h mic, rezultă:

$$\tau \cong \eta \cdot \frac{U}{h} ,$$

unde U este viteza părții mobile.

Se poate determina în continuare forța de frecare ce apare la curgerea fluiduluicu relația:

$$F_f = \tau \cdot A$$

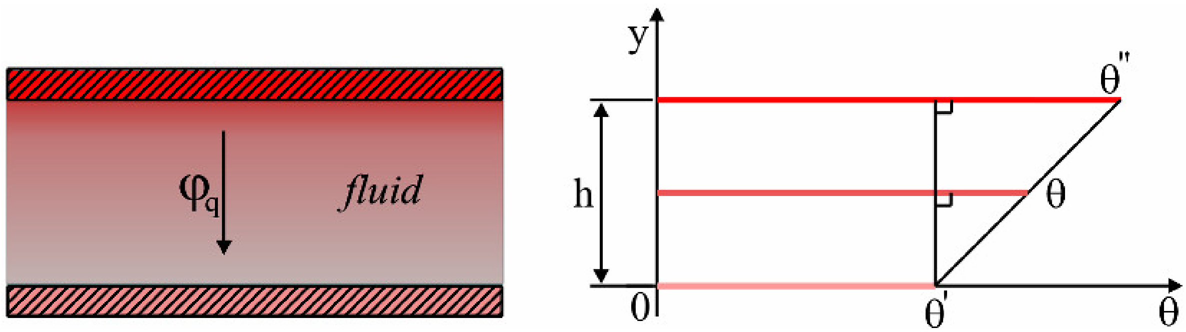
A fiind suprafața unei plăci aflată în contact cu fluidul.

7.Conductibilitatea termică

Este proprietatea fluidului de a transmite căldură.

Interesează de obicei determinarea temperaturii unui anumit strat din interiorul unui mediu fluid prin care se transmite căldură.

Transmiterea de căldură poate fi caracterizată de fluxul termic φ_q a cărui sens, de la placa mai caldă spre placa mai rece este precizat în figura următoare:



Pentru determinarea temperaturii θ, corespunzătoare unui strat situat la distanța y de placa de bază, ce are temperatura cea mai mică, θ' , se face asemănarea triunghiurilor dreptunghice din figură:

Se obține:

$$\frac{\theta-\theta^{|}}{\theta^{||}-\theta^{|}}=\frac{y}{h} \quad \Rightarrow \quad \theta=\theta(y)$$

Fluxul termic de la placa superioară la cea inferioară este dată de formula lui Fourier : $\varphi_q=-k_q\cdot\frac{\Delta\theta}{h}$.

Semnul minus arată că fluxul termic se transmite în sens invers axei Oy.

k_q reprezintă coeficientul de conductibilitate termică.

8.Difuzia masică

Difuzia masică este proprietatea unui fluid de a se răspândi în interiorul uni alt fluid, proces datorat agitatiei termice moleculare

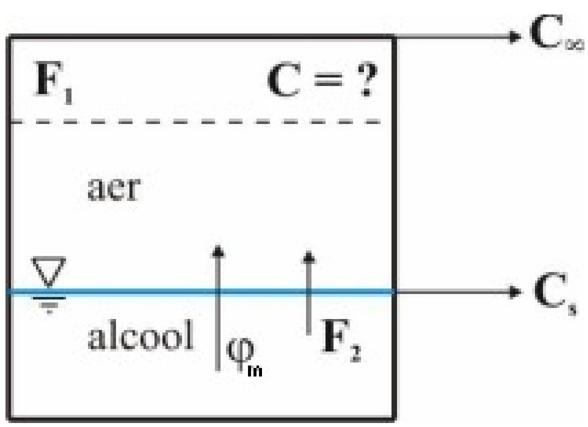
Se pune problema determinării concentrației fluidului F_1 ce difuzează într-o anumită zonă ocupată de fluidul F_2.

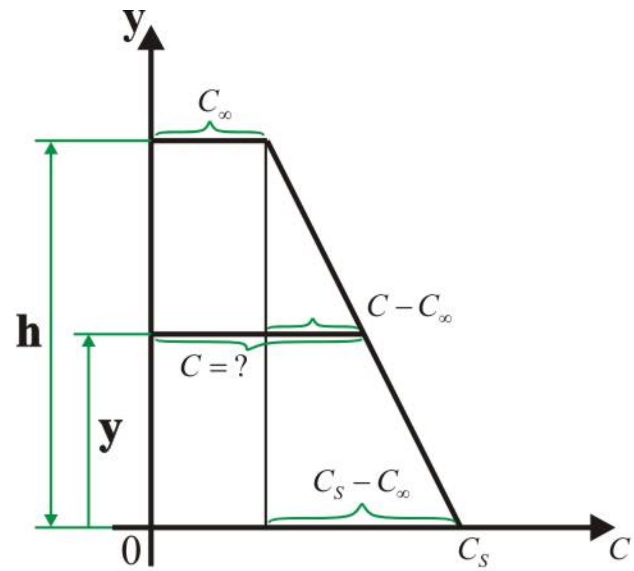
În cazul unui vas umplut parțial cu alcool de exemplu, deasupra căruia se găseşte aer, se poate determina concentrația alcoolului difuzat în aer, la o anumită distanță de suprafața liberă a alcoolului.

În vecinătatea suprafeței libere a alcoolului din vas vaporii de alcool au o concentrație de saturație, ce reprezintă de fapt concentrația maximă a vaporilor de alcool.

La distanța maximă de suprafața liberă a lichidului concentrația are valoarea minimă c_∞.

Se doreşte determinarea concentrației vaporilor de alcool în aer într-un strat oarecare, orizontal, figurat pe desen cu linie întreruptă.





Făcând asemănarea triunghiurilor dreptunghice din figură, rezultă:

$$\frac{C - C_\infty}{C_S - C_\infty} = \frac{h - y}{h} \quad \Rightarrow \quad C = C(y)$$

Fluxul masic φ_m este dat de legea lui Fick:

$$\varphi_m = k_m \cdot \frac{\Delta C}{h}$$

şi se produce în sensul pozitiv al axei Oy, adică din zona cu concentrație de alcool mai mare spre zona cu concentrație minimă.

k_m reprezintă coeficientul de difuzie masică.

Proprietățile fizice specifice lichidelor

1.Tensiunea superficială

Se constată experimental că suprafața liberă a unui fluid se găseşte într-o stare de tensiune asemănătoare cu a unei membrane elastice întinse.

Forța care se exercită pe unitatea de lățime la suprafața exterioară a fluidului este coeficientul de tensiune superficială σ.

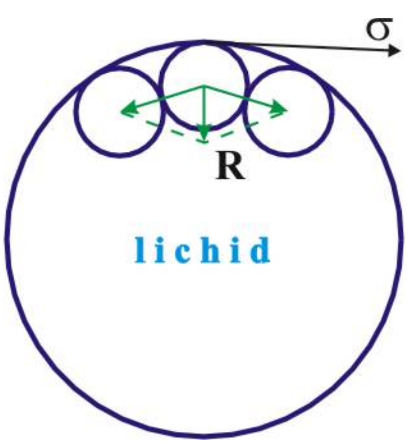
Ca urmare a acțiunii tensiunii superficiale, la suprafața liberă rămâne un număr minim de particule, cât sunt absolut necesare pentru a forma această suprafață.

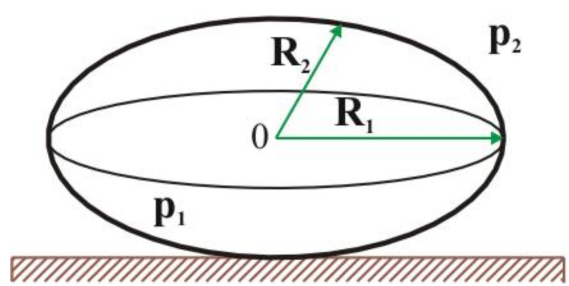
Din acest motiv, volume mici de lichid iau forma sferică, (eventual elipsoidală), ştiut fiind faptul că sfera este corpul geometric cu volum maxim la suprafață exterioară minimă. (O picătură de apă aflată în cădere, picături de apă pe fundul unui vas cu ulei)

O suprafață exterioară a unui volum mic de lichid corespunde unei energii superficiale minime:

$$W = \sigma \cdot A$$

Se poate deduce diferența de presiune dintre zona interioară a fluidului şi cea exterioară cu ajutorul formulei lui Laplace:





$$p_1 - p_2 = \sigma\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)$$ – pentru elipsoidul din figură.

Dacă $R_1 = R_2 = R$ elipsoidul devine sferă şi se obține:

$$p_1 - p_2 = \frac{2\sigma}{R}$$

2.Capilaritatea

Eeste o consecință a proprietăților de adeziune şi tensiune superficială.

Se constată că lichidele cu densitate mică urcă în tuburile capilare ce au diametrul interior de ordinul zecimilor de milimetri, cu o cotă h față de suprafața liberă a lichidului, conform figurii a.

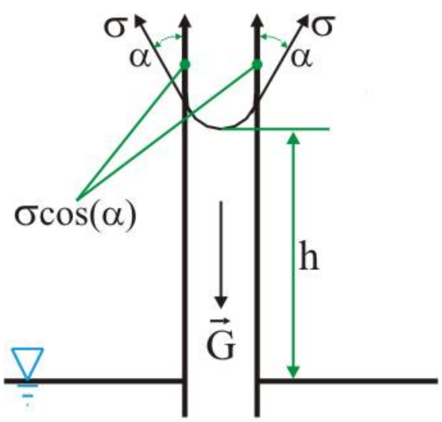


figura a

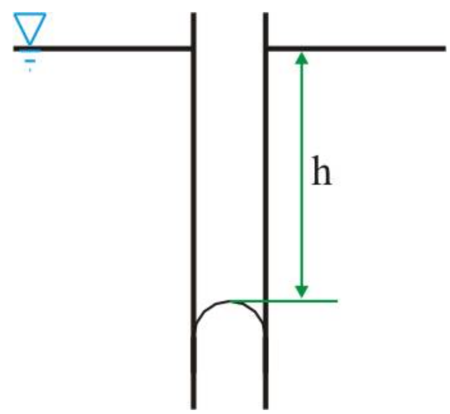


figura b

Lichidele cu densitate mare coboară în tuburile capilare cu o cotă h, conform figurii b.

Citirea înălțimilor coloanei de lichid denivelate, h, se face plecând de la planul suprafeței libere a lichidului până la planul orizontal tangent la suprafața liberă a lichidului din tub.

Pentru determinarea cotei h se egalează rezultanta forțelor de tensiune superficială calculată pe circumferința suprafeței libere, cu greutatea volumului de lichid ce a urcat în tubul din figura a:

$$2\pi \cdot r \cdot \sigma \cos\alpha = m \cdot g = \rho \cdot v \cdot g$$

$$2\pi \cdot r \cdot \sigma \cos\alpha = \rho \cdot \pi \, r^2 \cdot h \cdot g \quad \Rightarrow$$

formula lui Jourin : $h = \dfrac{2\sigma \cdot \cos\alpha}{\rho \cdot r \cdot g}$

3.Absobția gazelor

Fenomenul de absorbție a gazelor într-un lichid se produce odată cu creşterea presiunii sau scăderea temperaturii. Apa, în condiții normale de presiune şi temperatură, conține 2% aer.

4.Degajarea gazelor şi cavitația

Degajarea gazelor se produce odată cu scăderea presiunii sau creşterea temperaturii din jurul mediului lichid. (de exemplu fierberea apei)

Cavitația este fenomenul ce se produce la scăderea presiunii până la nivelul presiunii de vaporizare al lichidului. În aceste condiții, se formează cavități în interiorul lichidului aflat în curgere, care sunt umplute cu gaze conținute anterior în lichid, cavități ce se reabsorb cu creşterea ulterioară a presiunii.

Fenomenul este însoțit de procese mecanice (presiuni foarte mari), chimice (se dagajă oxigen activ), termice (temperaturi locale de mii de grade), electrice (fulgere în miniatură), ce conduc împreună la distrugerea materialului metalic.

Distrugerea palelor rotoarelor de pompă cuplate la motoare asincrone conduce la asimetrii în masa acestora, ce conduc la bătăi în lagăre şi obligativitatea opririi instalației şi înlocuirea rotorului, cu costuri ridicate pentru piesă şi manoperă.

În mod similar se poate produce distrugerea palelor rotoarelor de turbină, în special la turbinele de abur, la ieşirea din ultima treaptă, cea de joasă presiune, turbine cuplate la generatoare sincrone, cu pagube similare.

Pentru evitarea fenomenului de cavitație, se asigură de regulă în amonte de zona periclitată, o presiune suficient de mare, pentru a nu scădea presiunea în zona critică până la valoarea presiunii de vaporizare.

Statica fluidelor

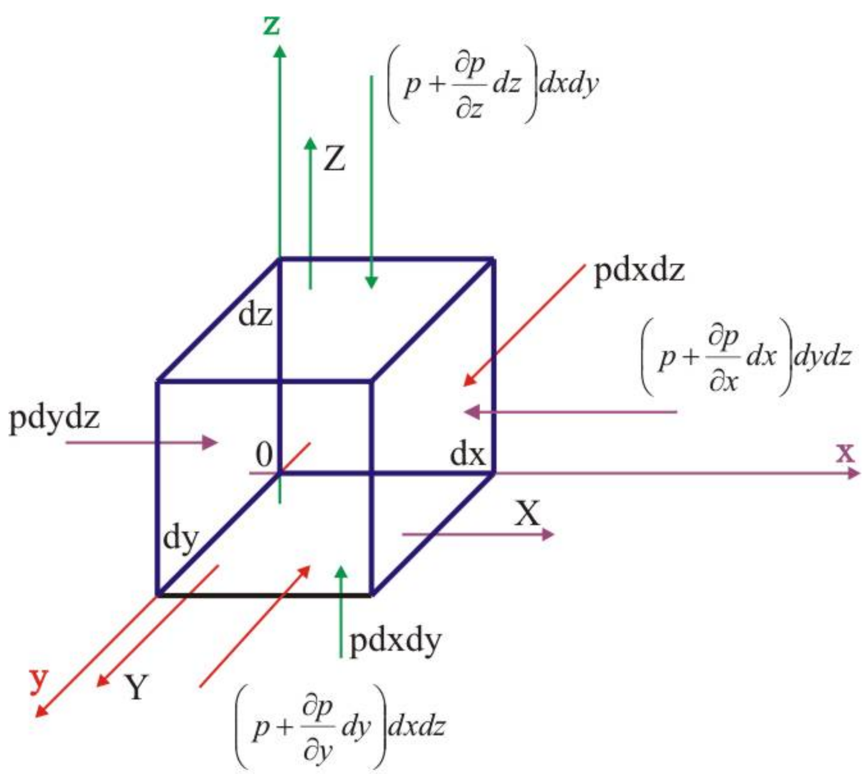
Se consideră că asupra fluidului în repaus acționează forțele masice exterioare şi forțele exterioare de presiune.

Pentru o masă infinitezimală de fluid în repaus, ecuația vectorială de echilibru este :

$$\mathrm{d}\overline{F_m} + \mathrm{d}\overline{F_p} = 0$$

Ecuațiile de repaus ale fluidelor

Se consideră o particulă infinitezimală, paralelipipedică, de dimensiuni dx, dz şi dy şi se figurează toate forțele exterioare ce acționează asupra particulei:



Particula este de dimensiuni infinitezimale deoarece în acest mod se poate considera că presiunea p din origine se regăseşte cu aceeaşi valoare pe toate cele trei fețe ce conțin originea. În acest mod se poate aplica formula cea mai simplă de calcul a forței, ca produsul dintre presiune şi suprafața aferentă.

Pe fețele opuse presiunea suferă modificări (de exemplu, pe direcția Ox avem variația de presiune $\frac{\partial p}{\partial x}dx$).

Forța masică infinitezimală este dată de:

$$d\overline{F_m} = \overline{f_m} \cdot dm$$

unde $\overline{f_m}$ este forța masică unitară (pentru care masa m = 1):

$$\overline{f_m} = X\bar{i} + Y\bar{j} + Z\bar{k}$$

X, Y şi Z sunt componentele forței masice unitare (masa este considerată egală cu unitatea şi atunci f_m devine o forță) după cele trei direcții asociate cu versorii i,j şi k.

Diferențiala masei fluidului din particulă este dată de:

$$dm = \rho \cdot dV = \rho dxdydz$$

Se obține forța masică infinitezimală, respectiv componentele ei după cele trei axe:

$$d\overline{F_m} = \left(X\bar{i} + Y\bar{j} + Z\bar{k}\right) \cdot \rho dxdydz \Longrightarrow \begin{cases} dF_{mx} = X \cdot \rho dxdydz \\ dF_{my} = Y \cdot \rho dxdydz \\ dF_{mz} = Z \cdot \rho dxdydz \end{cases}$$

Componenta forței de presiune după axa OX se deduce făcând bilanțul forțelor orientate după axa respectivă din figură:

$$dF_{px} = pdydz - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x}dx\right)dydz = -\frac{\partial p}{\partial x}dxdydz$$

Componentele după axele OY şi OZ se deduc în mod analog.

Se scrie ecuația vectorială inițială după cele trei direcții făcând înlocuirile componentelor de forță şi rezultă:

Ecuațiile de repaus :

$$\begin{array}{ll|l} Ox: & X \cdot \rho dxdydz - \frac{\partial p}{\partial x}dxdydz = 0 \Rightarrow X - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = 0 \Rightarrow \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = X & \cdot\bar{i} \\ Oy: & Y \cdot \rho dxdydz - \frac{\partial p}{\partial y}dxdydz = 0 \Rightarrow Y - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \Rightarrow \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} = Y & \cdot\bar{j} \\ Oz: & Z \cdot \rho dxdydz - \frac{\partial p}{\partial z}dxdydz = 0 \Rightarrow Z - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \Rightarrow \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} = Z & \cdot\bar{k} \end{array}$$

Prin înmulțirea ecuațiilor cu versorii axelor şi adunarea celor trei ecuații membru cu membru rezultă:

$$\Rightarrow \qquad \frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\bar{i}+\frac{\partial p}{\partial y}\bar{j}+\frac{\partial p}{\partial z}\bar{k}\right)=X\bar{i}+Y\bar{j}+X\bar{k}$$

şi utilizând gradientul presiunii se obține în final **ecuația vectorială a fluidului:**

$$\frac{1}{\rho}gradp=\overline{f_m}$$

Aceasta semnifică echilibrul în spațiul tridimensional al forțelor unitare de presiune cu forțele masice unitare ce acționează asupra fluidului din particula considerată inițial.

Utilizând proprietățile de omogenitate şi izotropie ale mediului fluid, se deduce faptul că ecuațiile anterioare deduse pentru o particulă de fluid sunt de fapt valabile pentru întregul fluid aflat în repaus.