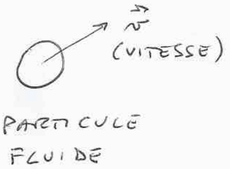
## • DYNAMIQUE des FLUIDES VISQUEUX : [ch. "Mécanique des Fluides Appliquée" ch. 4]

FLUIDES VISQUEUX ⟷ FLUIDES RÉELS

Dans un fluide visqueux en mouvement, les forces de contacts entre éléments fluides comprennent non seulement les forces de pression mais aussi des cissions dues à la viscosité du fluide.

L'interprétation la plus souvent admise est qu'elles résultent d'échanges de quantité de mouvement, à l'échelle moléculaire, entre les couches fluides à vitesse différente.




PFD : $m\vec{a} = \sum \vec{F}_e$

en rapportant les différentes quantités à l'unité de masse

$$\boxed{\vec{a} = \vec{F} - \frac{1}{\rho}\vec{\nabla} p + \vec{f}_\eta}$$

FORCES de VOLUME — PRESSION — VISCOSITÉ

Le cissions de viscosité sont fonction du taux de déformation des particules.

### TENSEUR des CONTRAINTES de VISCOSITÉ

Modélisation de $\vec{f}_\eta$

**(a)** RAPPELS PRÉLIMINAIRES : TENSEUR de CONTRAINTE

CONTRAINTE : $\tau$, $\sigma$ ; $[\tau] = \left[\frac{F}{S}\right] = \left[\frac{F}{L^2}\right]$

MATRICE des CONTRAINTES : $\hat{\tau}$ ou $\hat{\sigma}$ (9 éléments en 3D)

$\tau_{ij}, \sigma_{ij}$ ; $i,j = 1,2,3$

"MFA", OUZIAUX, PERRIER (CH. 1)

$\boxed{2}$



### 1.1.2. Forces de contact sur un parallélépipède élémentaire. Matrice des contraintes.

Soit un point $M$, de coordonnées $x_1, x_2, x_3$ et un parallélépipède élémentaire, ayant pour sommet $M$, et de côtés $dx_1$, $dx_2$, $dx_3$.

Sur une facette, telle que $MIJK$, normale à $Ox_1$, la force par unité de surface est un vecteur pouvant avoir une orientation quelconque.

La projection sur $Ox_1$, ou *contrainte normale*, est désignée par $\sigma_{11}$.

Les projections sur $Ox_2$ et $Ox_3$ ou *cissions* sont désignées par $\sigma_{12}$ et $\sigma_{13}$.

Dans cette notation le premier indice désigne l'axe perpendiculaire à la facette considérée et le second indice l'axe sur lequel on projette le vecteur contrainte.

En adoptant la même convention dans les trois directions on peut dresser le tableau récapitulatif suivant :

| | Proj. sur $Ox_1$ | Proj. sur $Ox_2$ | Proj. sur $Ox_3$ |
|---|---|---|---|
| Facette $\perp$ à $Ox_1$ ... | $\sigma_{11}$ | $\sigma_{12}$ | $\sigma_{13}$ |
| Facette $\perp$ à $Ox_2$ ... | $\sigma_{21}$ | $\sigma_{22}$ | $\sigma_{23}$ |
| Facette $\perp$ à $Ox_3$ ... | $\sigma_{31}$ | $\sigma_{32}$ | $\sigma_{33}$ |

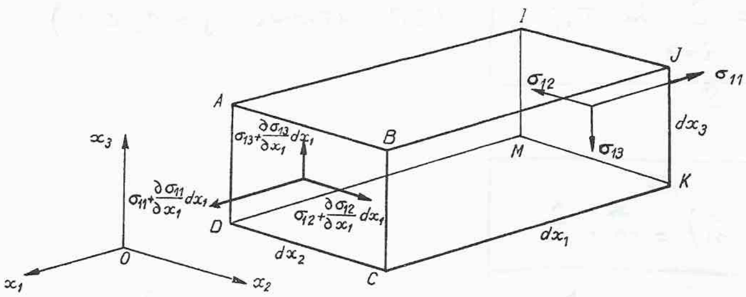



FIG. 1.1.2. — Forces de contact sur un parallélépipède élémentaire.

La matrice $(\sigma_{ij})$ constituée par les 9 éléments du tableau est la matrice des contraintes.

Les contraintes sur les facettes opposées du tétraèdre sont obtenues par application du théorème des accroissements finis et sont précisées sur la figure, qui, pour être lisible, ne porte que les contraintes sur les facettes normales à $Ox_1$.

$\sigma_{ij} = \sigma_{ji} \ \forall i,j \iff \sigma_{12} = \sigma_{21} ; \sigma_{31} = \sigma_{13} ; \sigma_{23} = \sigma_{32}$

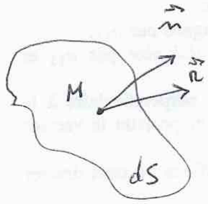
LA MATRICE des CONTRAINTES est SYMÉTRIQUE

(PRINCIPE de RÉCIPROCITÉ des CISSIONS)

RELATION IMPORTANTE :

Supposons de connaître le tenseur des contraintes par rapport à un système de coordonnées cartésiennes et nous nous proposons de calculer la force par unité de surface $\vec{r}$ ayant l'orientation $\vec{n} = (n_1, n_2, n_3)$.

[cf. "MF4" ch. 1.1.4 ; KUNDU, COHEN ch. 2]




$\vec{dS} = dS\,\vec{n}$ , $\vec{n} = (n_1, n_2, n_3)$

$\vec{r} = (r_1, r_2, r_3)$

$$\boxed{r_j = \sum_{i=1}^{3} n_i \sigma_{ij}}$$ (3 RELATIONS : $j = 1, 2, 3$)

$$\Updownarrow$$

$$\boxed{\vec{r}(M, \vec{n}) = \vec{n} \cdot \hat{\sigma}}$$

FORCE par UNITÉ de SURFACE au POINT M dans la SURFACE dS orientée selon $\vec{n}$

CONTRACTION de $\vec{n}$ et $\hat{\sigma}$ :

$$\vec{n} \cdot \hat{\sigma} = \sum_{i=1}^{3} n_i \sigma_{ij} = n_i \sigma_{ij}$$

INDICES RÉPÉTÉS ⇒

⇒ SOMME

// OBS. :

Pour le montrer, il suffit de considérer l'équilibre des forces.

P. ex., pour la composante $j = 1$ :

$$r_1 dS = \sigma_{11} dS_1 + \sigma_{21} dS_2 + \sigma_{31} dS_3 \; ; \; dS_i = dS\, n_i \quad (i = 1, 2, 3) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow r_1 = \sigma_{11} n_1 + \sigma_{21} n_2 + \sigma_{31} n_3 = \sum_{1}^{3} {}_i\, n_i \sigma_{i1}$$

//

(1) Pour un fluide visqueux tout les termes du tenseur des contraintes existent.

$$\hat{\sigma} = -p\,\hat{\delta} + \hat{\tau} = \underbrace{\begin{pmatrix} -p & 0 & 0 \\ 0 & -p & 0 \\ 0 & 0 & -p \end{pmatrix}}_{\text{TENSEUR SPHÉRIQUE}} + \underbrace{\begin{pmatrix} \sigma_{11}+p & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22}+p & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33}+p \end{pmatrix}}_{\text{TENSEUR DÉVIATEUR}}$$

$\hat{\delta}$ : TENSEUR UNITÉ

$$\delta_{ik} = \begin{cases} 1 & i = k \\ 0 & i \neq k \end{cases}$$

(DELTA KRONECKER)

TENSEUR SPHÉRIQUE → CONTRAINTES dues à la PRESSION

TENSEUR DÉVIATEUR ($Tr\,\hat{\tau} = 0$) → TENSEUR des CONTRAINTES de VISCOSITÉ

Pour un fluide non visqueux (idéal) :

$$\sigma_{11} = \sigma_{22} = \sigma_{33} = -p$$

$$\sigma_{12} = \sigma_{23} = \sigma_{31} = 0$$

(2) RÉSULTANTE des FORCES de CONTACT par UNITÉ de VOLUME

Calculons la résultante, suivant un axe $Ox_i$ des forces de contact sur le parallélipipède de la FIG. 1.1.2 :

FORCES le long $i$ : $\sigma_{1i}, \sigma_{2i}, \sigma_{3i}$ ;

$$dR_i = \left( \frac{\partial \sigma_{1i}}{\partial x_1} + \frac{\partial \sigma_{2i}}{\partial x_2} + \frac{\partial \sigma_{3i}}{\partial x_3} \right) dx_1\, dx_2\, dx_3$$

Par unité de volume : $\varphi_i = \dfrac{dR_i}{dx_1 dx_2 dx_3} = \dfrac{\partial \sigma_{1i}}{\partial x_1} + \dfrac{\partial \sigma_{2i}}{\partial x_2} + \dfrac{\partial \sigma_{3i}}{\partial x_3}$

(3 relations : $i = 1, 2, 3$)

$$\Leftrightarrow \quad \boxed{\vec{\varphi} = \vec{\nabla} \cdot \hat{\sigma}}$$

$\vec{\varphi}$ : FORCES de CONTACT par UNITÉ de VOLUME

$\vec{\nabla} \cdot \hat{\sigma}$ : DIVERGENCE du TENSEUR des CONTRAINTES

$$\boxed{\vec{\varphi} = \vec{\nabla}\cdot\hat{\sigma} = -\vec{\nabla}p + \vec{\nabla}\cdot\hat{\tau}}$$

Par unité de volume

FORCES de VISCOSITÉ

$\hat{\sigma} = -p\hat{\delta} + \hat{\tau}$

FORCES de PRESSION

$$\vec{\nabla}\cdot(-p\hat{\delta}) = \partial_\alpha(-p\delta_{\alpha\beta}) = -\partial_\beta p = -\vec{\nabla}p$$

Par unité de MASSE :

$$\boxed{\vec{f} = \frac{\vec{\varphi}}{\rho} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}\cdot\hat{\tau}}$$

$\rho$ : MASSE VOLUMIQUE

$\rho = \dfrac{m}{V}$

MÉTHODE de CALCUL ALTERNATIF :

La résultante des actions de contact sur une partie du fluide délimitée par une surface S est

$$\vec{R} = \iint_S \vec{\pi}\, dS = \iint_S \vec{n}\cdot\hat{\sigma}\, dS \underset{\text{TH. DIVERGENCE}}{=} \iiint_V \vec{\nabla}\cdot\hat{\sigma}\, dV$$

Sur une PARTICULE ÉLÉMENTAIRE de VOLUME dV $\Rightarrow$

$\Rightarrow d\vec{R} = \vec{\nabla}\cdot\hat{\sigma}\, dV \Rightarrow$ Par unité de volume : $\vec{\varphi} = \vec{\nabla}\cdot\hat{\sigma}$

## TENSEUR des TAUX de DÉFORMATION

Remarquons que dans la rotation et la translation la particule fluide se déplace en bloc comme un corps solide. L'influence de la viscosité ne peut donc se faire sentir que dans la déformation de la particule.

Sans rentrer dans les détails, le tenseur des taux de déformation est donné par l'expression suivante :

$$\hat{D} = \frac{1}{2}\left[\vec{\nabla}\vec{v} + \left(\vec{\nabla}\vec{v}\right)^T\right]$$

$$\Updownarrow$$

$$D_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i}\right) = \begin{pmatrix} \frac{\partial v_1}{\partial x_1} & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_1}{\partial x_2} + \frac{\partial v_2}{\partial x_1}\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_1}{\partial x_3} + \frac{\partial v_3}{\partial x_1}\right) \\ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_1}{\partial x_2} + \frac{\partial v_2}{\partial x_1}\right) & \frac{\partial v_2}{\partial x_2} & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_2}{\partial x_3} + \frac{\partial v_3}{\partial x_2}\right) \\ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_1}{\partial x_3} + \frac{\partial v_3}{\partial x_1}\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_2}{\partial x_3} + \frac{\partial v_3}{\partial x_2}\right) & \frac{\partial v_3}{\partial x_3} \end{pmatrix}$$

TRACE : $\vartheta = \mathrm{Tr}\,\hat{D} = \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3}$

- LOI de COMPORTEMENT : FLUIDE NEWTONIEN

Loi de COMPORTEMENT : relation entre le tenseur des contraintes et le tenseur des taux de déformation ($\Rightarrow$ la vitesse du fluide)

→ FLUIDE NEWTONIEN :

$$\boxed{\begin{aligned} \hat{\sigma} &= -p\hat{\delta} + \hat{\tau} \\ \hat{\tau} &= 2\eta\hat{D} + \lambda\vartheta\hat{\delta} \end{aligned}}$$

(relation linéaire entre $\hat{\tau}$ et $\hat{D}$)

$\eta, \lambda$ : grandeurs caractéristiques des fluides, qui dépendent éventuellement de l'état thermodynamique local. On les considère généralement comme constants.

$\eta$ : VISCOSITÉ DYNAMIQUE

$\mu$

Seuls les gaz et les liquides ayant une structure chimique suffisamment simple vérifient cette loi de comportement.

FLUIDE (~~NEW~~TONIEN) INCOMPRESSIBLE :

INCOMPRESSIBILITÉ : $\vec{\nabla}\cdot\vec{v} = 0 \Rightarrow \vartheta = \vec{\nabla}\cdot\vec{v} = 0 \Rightarrow$

$$\Rightarrow \boxed{\begin{aligned} \hat{\tau} &= 2\eta\hat{D} \\ \hat{\sigma} &= -p\hat{\delta} + \hat{\tau} = -p\hat{\delta} + 2\eta\hat{D} \end{aligned}}$$

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \tau_{ij} = -p\,\delta_{ij} + \eta\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i}\right)$$

$i = j \Rightarrow \sigma_{ii} = -p + 2\eta\dfrac{\partial v_i}{\partial x_i}$ (3 relations)

$i \neq j \Rightarrow \sigma_{ij} = \eta\left(\dfrac{\partial v_i}{\partial x_j} + \dfrac{\partial v_j}{\partial x_i}\right)$ (3 relations, car $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$)

## • FORCE de VISCOSITÉ par UNITÉ de MASSE

$$\vec{f} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla} p + \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}\cdot\hat{\tau}$$

FORCE de CONTACT par UNITÉ de MASSE

$\vec{f}_\eta$ : FORCE de VISCOSITÉ par unité de masse

Pour un FLUIDE NEWTONIEN INCOMPRESSIBLE :

$$\hat{\tau} = 2\eta\hat{D} \Rightarrow \vec{f}_\eta = \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}\cdot(2\eta\hat{D}) = \frac{1}{\rho}\eta\,\Delta\vec{v} = \nu\,\Delta\vec{v}$$

$$\hat{D} = \frac{1}{2}\left[\vec{\nabla}\vec{v} + (\vec{\nabla}\vec{v})^T\right]$$

$\nu = \frac{\eta}{\rho}$ VISCOSITÉ CINÉMATIQUE

$$\Delta\vec{v} = \left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2}\right)\vec{v}$$ LAPLACIEN de la VITESSE

$$\Delta v_i = \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_3^2}$$ (3 RELATIONS : $i = 1, 2, 3$)

$$\Rightarrow \boxed{\begin{aligned} \vec{f}_\eta &= \nu\,\Delta\vec{v} \\ \vec{f} &= -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla} p + \nu\,\Delta\vec{v} \end{aligned}}$$

OBS. :

FLUIDE COMPRESSIBLE (NEWTONIEN) $\Rightarrow \vec{f} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla} p + \nu\left[\Delta\vec{v} + \frac{1}{3}\vec{\nabla}(\vec{\nabla}\cdot\vec{v})\right]$

- ÉQUATIONS de l'ÉCOULEMENT d'un FLUIDE VISQUEUX

FLUIDE NEWTONIEN VISQUEUX (et INCOMPRESSIBLE)

PFD (par unité de masse) : $\vec{a} = \vec{F} - \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + \vec{f}_\eta$

BILAN de QUANTITÉ de MOUVEMENT

F. VOLUME — F. PRESSION — F. VISCOSITÉ

$$\Rightarrow \vec{a} = \vec{F} - \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + \vec{f}_\eta = \vec{F} - \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + \nu\Delta\vec{v} \qquad (i)$$

$$\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}\cdot\hat{\tau} = \frac{\eta}{\rho}\Delta\vec{v} = \nu\Delta\vec{v}$$

$$\vec{a} = \frac{D\vec{v}}{Dt} = \frac{\partial\vec{v}}{\partial t} + \vec{v}\cdot\vec{\nabla}\vec{v} \qquad (ii)$$

DÉRIVÉE ~~[illegible]~~ PARTICULAIRE → dérivée prise en suivant le mouvement du point le long de sa trajectoire.

//

$$v_i = \frac{dx_i}{dt} = f_i(x_1, x_2, x_3, t)$$

$$\gamma_i = \frac{d^2x_i}{dt^2} = \frac{Dv_i}{Dt} = \frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial v_i}{\partial x_1}\underbrace{\frac{dx_1}{dt}}_{=v_1} + \frac{\partial v_i}{\partial x_2}\underbrace{\frac{dx_2}{dt}}_{=v_2} + \frac{\partial v_i}{\partial x_3}\underbrace{\frac{dx_3}{dt}}_{=v_3} =$$

$$= \frac{\partial v_i}{\partial t} + \vec{v}\cdot\vec{\nabla}v_i$$

//

$$(i)\ \text{et}\ (ii) \Rightarrow \boxed{\frac{\partial\vec{v}}{\partial t} + \vec{v}\cdot\vec{\nabla}\vec{v} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + \nu\Delta\vec{v} + \vec{F}}$$

ÉQUATIONS de NAVIER-STOKES (NSE)

$\nu = \frac{\eta}{\rho}$ : viscosité cinématique

si aussi INCOMPRESSIBLE ⇒
⇒ $\vec{\nabla}\cdot\vec{v} = 0$

(NSE) : <u>NON</u> LINÉAIRES (à cause de $\vec{v}\cdot\vec{\nabla}\vec{v}$) et ne peuvent être intégrées que dans des cas particuliers.

## ÉQ. LINÉARISÉES de STOKES :

Quand on étudie des écoulements lents, ou très visqueux on linéarise les (NSE) en négligeant les termes du second ordre de la forme $v_1 \frac{\partial v_2}{\partial x_1}$, provenant de $\vec{v}.\vec{\nabla}\vec{v}$

$$\Downarrow$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + \nu\Delta\vec{v} + \vec{F}$$

## CONDITIONS AUX LIMITES :

L'intégration des équations (NSE) nécessite la connaissance des conditions aux limites. La condition de contact à la paroi est imposée par les forces d'attraction moléculaire : les particules fluides au contact de la paroi ont une vitesse relative nulle par rapport à celle-ci, ce qui équivaut aux deux conditions :

- VITESSE NORMALE à la PAROI NULLE, comme pour un fluide non visqueux ;
- VITESSE TANGENTIELLE à la PAROI NULLE, alors qu'elle peut être quelconque pour un fluide non visqueux.

Ces deux conditions correspondent au fait que les (NSE) sont du second ordre alors que celles des fluides non visqueux sont du premier ordre.

Dans le cas d'un écoulement non permanent il faut aussi tenir compte des conditions initiales.

CAS PARTICULIERS :

(NSE) : $\dfrac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v}.\vec{\nabla}\vec{v} = -\dfrac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + \nu \Delta \vec{v} + \vec{F}$

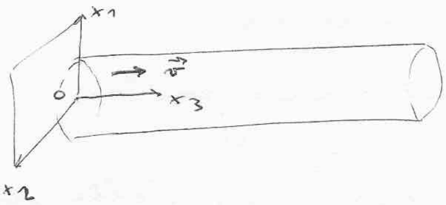
$\nu = 0 \Rightarrow \dfrac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v}.\vec{\nabla}\vec{v} = -\dfrac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + \vec{F}$ EQ. EULER (FLUIDES NON VISQUEUX)

$\vec{a} = \vec{0}$, $\nu = 0 \Rightarrow 0 = -\dfrac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + \vec{F}$ STATIQUE des FLUIDES

Si : MVT. RECTILIGNE UNIFORME $\Rightarrow \vec{a} = \vec{0}\ ;\ \Delta\vec{v} = \vec{0} \Rightarrow$

$\Rightarrow$ mêmes équations que pour la statique des fluides.

TUBE de COURANT de COURBURE NÉGLIGEABLE




$Ox_1x_2 \perp \vec{v}$

$\vec{v} = (0, 0, v_3)$

EQ. NAVIER - STOKES :

$a_1 = v_1 = 0\ ;\ \Delta v_1 = 0$

$(x_1)$ : $a_1 = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial x_1} + F_1 + \nu \Delta v_1 \Rightarrow \dfrac{\partial p}{\partial x_1} = \rho F_1$

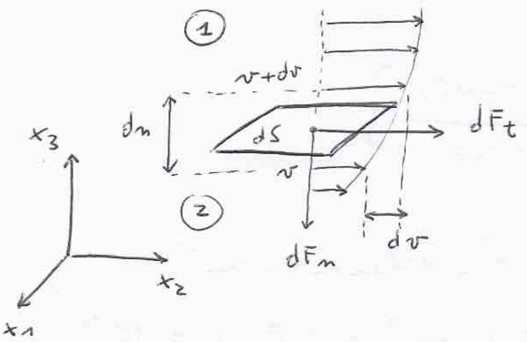
$(x_2)$ : $a_2 = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial x_2} + F_2 + \nu \Delta v_2 \Rightarrow \dfrac{\partial p}{\partial x_2} = \rho F_2$

$a_2 = v_2 = 0$
$\Delta v_2 = 0$

Dans la SECTION NORMALE du TUBE de COURANT la PRESSION varie selon la LOI HYDROSTATIQUE

## • DÉFINITIONS ÉLÉMENTAIRES DE LA VISCOSITÉ :

### (1) FORMULE DE NEWTON




Soit, dans un milieu fluide en écoulement, deux couches fluides flottant l'une sur l'autre et dS un élément de leur surface commune.

L'action de contact exercée sur la surface dS par le fluide supérieur 1 (vitesse $v+dv$) est une force oblique ayant pour composante normale $dF_n$ (force normale de pression) et pour composante tangentielle $dF_t$. Cette composante tangentielle est due à la viscosité. Elle provient de la différence de vitesse $dv$ existant entre deux éléments fluides voisins et tendant à déformer le fluide.

Dans un fluide visqueux newtonien la composante $dF_t$ est proportionnelle à $\frac{\partial v}{\partial n}$.

DÉFINITION de la VISCOSITÉ DYNAMIQUE

$$\boxed{dF_t = \eta \frac{\partial v}{\partial n} \, dS}$$

(FORMULE de NEWTON)

Le coefficient de proportionnalité $\eta$ de cette formule dépend du fluide ; c'est une grandeur caractéristique de ce dernier, que l'on appelle VISCOSITÉ DYNAMIQUE.

Cette relation est également valable à la paroi qui exerce une force retardatrice sur le fluide. C'est d'ailleurs en cet endroit que les forces sont le plus souvent maximales, car le gradient de vitesse y est le plus élevé.

(2) UNITÉS de VISCOSITÉ DYNAMIQUE

DIMENSIONS PHYSIQUES : $[\eta] = \left[\dfrac{dF_t \cdot dn}{dv \cdot ds}\right] = \left[\dfrac{LMT^{-2} \cdot L}{LT^{-1} \cdot L^2}\right] = \left[L^{-1}MT^{-1}\right] =$

$$= \left[\frac{\text{FORCE} \cdot \text{TEMPS}}{\text{SURFACE}}\right]$$

UNITÉS de MESURE : CGS → POISE : $1\ Po = 1\ dyne \cdot s \cdot cm^{-2}$

S.I. → POISEUILLE : $1\ Pl = 1\ N \cdot s \cdot m^{-2} = 1\ Pa \cdot s = 10\ Po$

Assez grand ⇒ on utilise aussi couramment le centipoise (cPo)

(3) VALEUR TYPIQUES (en cPo)

FLUIDES à 20°C

AIR : 0,018

ESSENCE : 0,6

EAU : 1

MERCURE : 1,6

HUILES de GRAISSAGE : 10 – 1200 (typiquement : 10–40)

GLYCÉRINE : 870

## (4) VISCOSITÉ CINÉMATIQUE

Il est souvent pratique d'utiliser l'expression suivante de la viscosité :

$$\boxed{\nu = \frac{\eta}{\rho}}$$

VISCOSITÉ CINÉMATIQUE

où $\rho$ est la masse volumique.

DIMENSIONS PHYSIQUES : $[\nu] = \left[\frac{L^{-1}MT^{-1}}{ML^{-3}}\right] = \left[L^2T^{-1}\right]$

UNITÉS de MESURE :

CGS → STOKES : $1\ \mathrm{St} = \mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{s}^{-1}$

S.I. → $10^4\ \mathrm{St} = 1\,\mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{s}^{-1}$

On utilise aussi couramment le centistokes (cSt)

REMARQUE :

À $T = 20°C$ : $\rho_{AIR} \approx 1{,}2 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{g/cm^3}$

$$\nu_{AIR} \approx \frac{0{,}018 \cdot 10^{-2}}{1{,}2 \cdot 10^{-3}}\ \mathrm{St} = 0{,}15\ \mathrm{St}$$

$$\nu_{EAU} = 0{,}01\ \mathrm{St}$$

⇒ Dans les applications où intervient la viscosité cinématique, l'air se comporte comme un fluide bien plus visqueux que l'eau.