# LP18 Viscosité

Mathieu Berdous & Vincent Forest

18/02/2022

## • Programme PC :

La partie consacrée à la mécanique des fluides prolonge à la fois la rubrique « statique des fluides » et la rubrique « thermodynamique » de PCSI. Cet enseignement est conçu comme une initiation de telle sorte que de nombreux concepts (écoulement laminaire, écoulement turbulent, couche limite, vecteur tourbillon, nombre de Reynolds…) sont introduits de manière élémentaire. Toute extension du programme vers les cours spécialisés doit être évitée : par exemple l'approche lagrangienne, la fonction de courant, le potentiel complexe, l'étude locale du champ des vitesses, la relation de Bernoulli pour des écoulements compressibles ou instationnaires, le théorème de Reynolds et le théorème d'Euler sont hors-programme. Enfin la tension superficielle est abordée exclusivement d'un point de vue énergétique et expérimental.

L'apprentissage de la mécanique des fluides contribue à la maîtrise progressive des opérateurs d'analyse vectorielle qui sont utilisés par ailleurs en thermodynamique et en électromagnétisme. Quel que soit l'ordre dans lequel le professeur choisit de présenter ces







parties, il convient d'introduire ces opérateurs en insistant sur le contenu physique sous-jacent. Par ailleurs, la recherche de lignes de courants est traitée exclusivement à l'aide de logiciels d'intégration numérique.

| Notions et contenus | Capacités exigibles |
|---|---|
| **2.1 Description d'un fluide en mouvement** | |
| Champ eulérien des vitesses. Lignes de champ. Tubes de champ. | Définir et utiliser l'approche eulérienne. |
| Écoulement stationnaire. | Savoir que le caractère stationnaire dépend du référentiel. |
| Dérivée particulaire de la masse volumique. Écoulement incompressible. | Établir l'expression de la dérivée particulaire de la masse volumique. Utiliser son expression pour caractériser un écoulement incompressible. Savoir que le caractère incompressible ne dépend pas du référentiel. |
| Équation locale de conservation de la masse. | Établir cette équation dans le seul cas d'un problème unidimensionnel en géométrie cartésienne. Admettre et utiliser une généralisation en géométrie quelconque utilisant l'opérateur divergence et son expression fournie. |
| Caractérisation d'un écoulement incompressible par la divergence du champ des vitesses. | Utiliser div **v** =0 pour un écoulement incompressible. |
| Dérivée particulaire du vecteur-vitesse : terme local ; terme convectif. | Associer d**v**/dt à l'accélération de la particule de fluide qui passe en un point. Connaître et utiliser l'expression de l'accélération avec le terme convectif sous la forme (**v**.**grad**) **v**. Utiliser l'expression fournie de l'accélération convective en fonction de **grad** ($v^2/2$) et **rot v** x **v**. |
| Vecteur tourbillon. | Illustrer sur des exemples simples la signification qualitative du vecteur tourbillon. |
| Écoulement irrotationnel défini par la nullité du rotationnel du champ des vitesses en tout point ; potentiel des vitesses. | Utiliser **rot v** = **0** pour un écoulement irrotationnel et en déduire l'existence d'un potentiel des vitesses. Savoir que le caractère irrotationnel dépend du référentiel. |

| Notions et contenus | Capacités exigibles |
|---|---|
| **2.2 Actions de contact dans un fluide en mouvement** | |
| Forces de pression. Équivalent volumique. | Utiliser les relations dF = -pdS et dF = -**grad**p dτ |
| Contraintes tangentielles dans un écoulement **v** = $v_x(y)$ **u**$_x$ au sein d'un fluide newtonien ; viscosité. | Utiliser l'expression fournie dF=$\eta\partial v_x/\partial y$ dS**u**$_x$ |
| Équivalent volumique des forces de viscosité dans un écoulement incompressible. | Établir sur cet exemple l'expression **dF** = η **Δv** dτ. Utiliser sa généralisation admise pour un écoulement incompressible quelconque. |
| **Coefficient de tension superficielle.** | **Mesurer un coefficient de tension superficielle. Utiliser l'expression de l'énergie de tension superficielle pour interpréter un protocole expérimental.** |
| Traînée d'une sphère solide en mouvement rectiligne uniforme dans un fluide newtonien : nombre de Reynolds ; coefficient de traînée $C_x$ ; graphe de $C_x$ en fonction du nombre de Reynolds ; notion d'écoulement laminaire et d'écoulement turbulent. | Évaluer un nombre de Reynolds pour choisir un modèle de traînée linéaire ou un modèle de traînée quadratique. |

| Notions et contenus | Capacités exigibles |
|---|---|
| **2.3 Équations dynamiques locales** | |
| Équation de Navier-Stokes dans un fluide newtonien en écoulement incompressible. Terme convectif. Terme diffusif. Nombre de Reynolds dans le cas d'une unique échelle spatiale. | Utiliser cette équation. Évaluer en ordre de grandeur le rapport du terme convectif sur le terme diffusif et le relier au nombre de Reynolds dans le cas d'une unique échelle spatiale. |
| Notion d'écoulement parfait et de couche limite. | Exploiter l'absence de forces de viscosité et le caractère isentropique de l'évolution des particules de fluide. Utiliser la condition aux limites sur la composante normale du champ des vitesses. |
| Équation d'Euler. | Utiliser cette équation. |
| Relation de Bernoulli pour un écoulement parfait, stationnaire, incompressible et homogène dans le champ de pesanteur uniforme dans un référentiel galiléen. | Justifier et utiliser cette relation. Interpréter d'éventuels écarts observés en vérifiant les conditions de validité. |

## • Références :


→ GHP – Hydrodynamique physique – CNRS Editions

→ S. Olivier – Physique PC-PC*

→ H Prépa – Mécanique des fluides PC / PSI

- **Plan :**

## I) Notion de viscosité

1) Approche expérimentale.
2) Force volumique de viscosité.
3) Interprétation microscopique.

## II) Dynamique des fluides visqueux.

1) Equation de Navier-Stokes.
2) Nombre de Reynolds.
3) Conditions aux limites.

## III) Application : viscosimètre de couette.

## • Introduction.

Cette leçon fait suite à la leçon sur le modèle de l'écoulement parfait pour lequel les forces subies par une particule fluide sont de deux natures :

- les forces de contact / de pression des particules fluides adjacentes : $\vec{F}_{pres} = -\overrightarrow{grad}\, P$.
- les forces volumiques d'interaction à distance, par exemple le poids : $\vec{f} = \mu \vec{g}$.

Ces forces ne permettent pas d'expliquer que par exemple, de l'eau, du miel, de l'huile ... ne s'écoulent pas à la même vitesse dans des conditions identiques.

$\Rightarrow$ Modèle du fluide parfait incomplet.
$\Rightarrow$ il faut introduire la notion de viscosité.

# I) Notion de viscosité

## 1) Approche expérimentale

Regardons la vidéo d'une petite expérience : https://youtu.be/KLm7PF_Uuk0

Commentaires :

Proche de la plaque mobile : le fluide semble suivre la paroi.
C'est de moins en moins le cas au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la paroi.

Problème : on peut supposer $P = P(r)$ (invariance rotation autour $Oz$)

$\Rightarrow \vec{F}_{press} \parallel \vec{e_r}$ et $\vec{f}_{poids} \parallel \vec{e_z}$

↳ Ces 2 forces ne permettent pas d'expliquer que l'écoulement ait une vitesse de la forme $\vec{v} = v_\theta(r)\,\vec{e_\theta}$

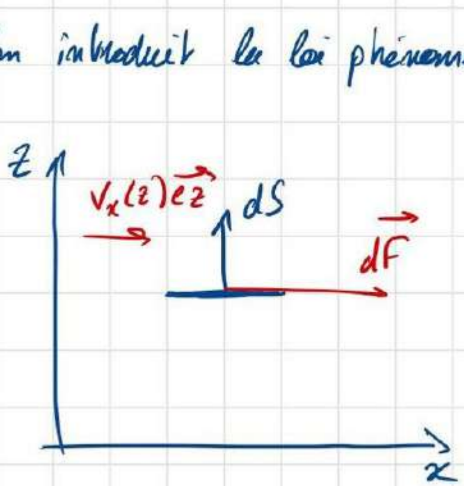
Le modèle de l'écoulement parfait est insuffisant.

$\Rightarrow$ On sent l'existence d'une autre force, tangentielle et qui semble entraîner le fluide avec le mouvement de la plaque.

D'autre part, on peut faire l'expérience de pensée suivante : si le fluide avançait à une vitesse homogène et constante, on peut se placer dans le référentiel du fluide. Dans ce cas, on est dans une situation de statique des fluides (PCSI) pour laquelle on a vu que les actions de contact sont uniquement les forces de pression.

↳ ces forces semblent dépendre du gradient de vitesse.

On introduit la loi phénoménologique suivante pour un fluide incompressible et newtonien :




$$\boxed{\vec{dF}_{\text{dessus} \to \text{dessous}} = \eta \frac{\partial v_x(z)}{\partial z}\, dS\, \vec{u_x}}$$

← déf d'un fluide newtonien.

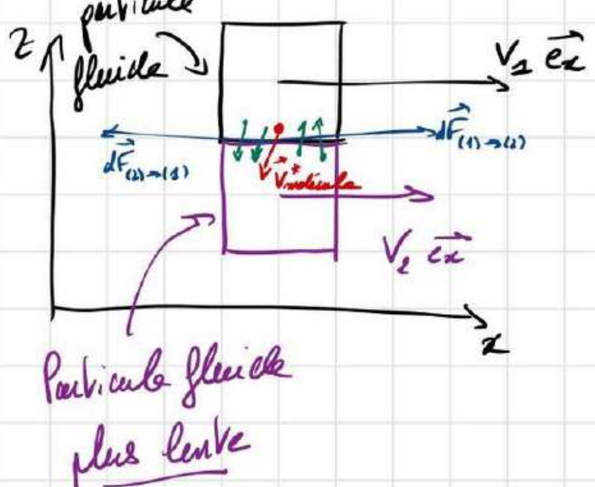
$\eta$ = viscosité dynamique

S'exprime en $kg.m^{-1}.s^{-1} = Pl$

↳ exemples sur les slides

## 2) Interprétation microscopique.

Considérons l'écoulement d'un gaz parfait de la forme $\vec{V} = v(z)\,\vec{e_x}$.




On suppose, par exemple, $V_1 > V_2$.
Considérons une molécule du gaz de (1) "proche" de la frontière entre (1) et (2)
Sa vitesse est :

$$\boxed{\vec{V}_{molécule} = \underbrace{\vec{V_1}}_{\text{vitesse de la particule fluide}} + \underbrace{\vec{V}^*_{molécule}}_{\text{fluctuation à cause de l'agitation thermique}}}$$

$\vec{V}^*_{molécule}$ est statistiquement aléatoire.
Les peut être de telle sorte que la molécule passe de (1) à (2).

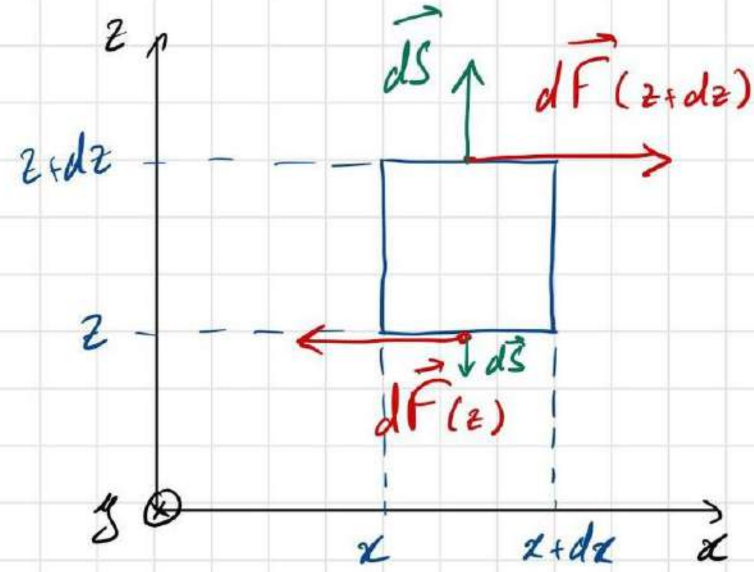
⇒ Echange de molécules entre les particules de fluides (1) et (2) et, puisque $V_1 > V_2$ :
→ (2) "gagne" de la quantité de mouvement ⇒ elle accélère
→ (1) "perd" de la quantité de mouvement ⇒ elle ralentit.

On a un échange de quantité de mouvement, de proche en proche, entre les particules fluides.

A retenir :

$$\boxed{\text{Viscosité} \iff \text{diffusion de quantité de mouvement.}}$$

## 3) Force volumique de viscosité.




On considère un champ de vitesse de la forme :

$$\boxed{\vec{v} = v_x(z)\,\vec{e_x}}$$

Résultante des forces de viscosité sur une particule fluide de volume $d\tau$ ?

- Selon $\vec{e_x}$ :

$$\vec{dF} = \vec{dF}(z) + \vec{dF}(z+dz)$$

$$= \eta \frac{\partial v_x(z)}{\partial z} \times (-dx\,dy)\vec{e_x} + \eta \frac{\partial v_x(z+dz)}{\partial z} \times (dx\,dy)\vec{e_x}$$

$$= \eta \frac{\partial^2 v_x(z)}{\partial z^2}\, dx\,dy\,dz\, \vec{e_x}$$

$$\Rightarrow \boxed{\vec{dF} = \eta \frac{\partial^2 v_x(z)}{\partial z^2}\, d\tau\, \vec{e_x}}$$

Ici, $\vec{v} = v_x(z)\,\vec{e_x} \Rightarrow \Delta \vec{v} \underset{\substack{v_y=0\\ v_z=0}}{=} \begin{vmatrix} \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} \underset{v_x = v_x(z)}{=} \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2}\,\vec{e_x}$

D'où finalement : $\boxed{\vec{dF} = \eta\, \Delta \vec{v}\, d\tau}$, démontré pour cet écoulement.

On admet que le résultat se généralise à tous les écoulements incompressibles.

(pour un fluide newtonien).

# II) Dynamique des écoulements visqueux

## 1) Equation de Navier-Stokes

On se place dans un référentiel galiléen. Considérons une particule fluide de volume $d\tau$ et de masse $dm = \mu\, d\tau$ (système fermé).

Bilan des forces :

- force de pression : $d\vec{F_p} = -\vec{grad}\, P\, d\tau$
- forces de viscosité : $d\vec{F_v} = \eta\, \Delta \vec{v}\, d\tau$
- autres actions à distance : $d\vec{F} = \vec{f}\, d\tau$

Théorème de la résultante dynamique :

$$dm\, \vec{a} = d\vec{F_p} + d\vec{F_v} + d\vec{F} \quad \text{avec} \quad \vec{a} = \frac{D\vec{v}}{Dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}\cdot\vec{grad})\vec{v}$$

Soit
$$\boxed{\mu \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\vec{grad}\, P + \eta\, \Delta \vec{v} + \vec{f}}$$
= équation de Navier-Stokes.

Se réécrit
$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -(\vec{v}\cdot\vec{grad})\vec{v} + \frac{\eta}{\mu}\Delta\vec{v} - \frac{1}{\mu}\vec{grad}\, P + \frac{1}{\mu}\vec{f}$$

Sur slides ?

- Commentaires :

1) 5 inconnues ($\vec{v}$, $P$, $\mu$) et 5 équations (NS, conservation de la masse, incompressibilité) + CLs
2) Equation aux dérivées partielles non linéaire.
   La Résolution analytique souvent compliquée/impossible $\Rightarrow$ $\boxed{\text{simulations numériques}}$
3) Si le terme en "$(\vec{v}\cdot\vec{grad})\vec{v}$" est seul : $\frac{D\vec{v}}{Dt} = \vec{0}$ = conservation de quantité de mouvement le long de l'écoulement (pdv lagrangien) = convection/transport de quantité de mouvement (pdv eulérien)
4) Si le terme en "$\mu\Delta\vec{v}$" est seul : $\boxed{\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \nu\, \Delta\vec{v}}$ avec $\boxed{\nu = \frac{\eta}{\mu}}$ = viscosité cinématique

   C'est une équation de diffusion ! $\Rightarrow$ $\nu$ est un coeff de diffusion, s'exprime en $m^2.s^{-1}$

OdG :

| Corps pur | Eau | Air | Glycérine |
| --- | --- | --- | --- |
| Viscosité dynamique | $\eta = 1{,}0 \cdot 10^{-3}$ Pl | $\eta = 1{,}8 \cdot 10^{-5}$ Pl | $\eta = 1{,}4$ Pl |
| Masse volumique | $\mu = 1{,}0 \cdot 10^{3}\ \mathrm{kg \cdot m^{-3}}$ | $\mu = 1{,}3\ \mathrm{kg \cdot m^{-3}}$ | $\mu = 1{,}3 \cdot 10^{3}\ \mathrm{kg \cdot m^{-3}}$ |
| Viscosité cinématique | $\nu = 1{,}0 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{m^2 \cdot s^{-1}}$ | $\nu = 1{,}4 \cdot 10^{-5}\ \mathrm{m^2 \cdot s^{-1}}$ | $\nu = 1{,}1 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{m^2 \cdot s^{-1}}$ |

Remarque : Interprétation microscopique → pour les gaz, la viscosité, la diffusion thermique et la diffusion de molécules ont la même origine (agitation thermique) :

$$\Longrightarrow \quad \nu_{gaz} \approx D_{th} \approx D_{mol} \approx 10^{-5}\ \mathrm{m^2 \cdot s^{-1}}$$

## 2) Nombre de Reynolds.

Considérons un écoulement caractérisé par
- taille typique $L$
- vitesse typique $U$
- temps typique $T = \frac{L}{U}$

On effectue les changements de variables : $x, y, z \longrightarrow \hat{x} = \frac{x}{L},\ \hat{y} = \frac{y}{L},\ \hat{z} = \frac{z}{L}$.

$$\vec{v} \longrightarrow \vec{\hat{v}} = \frac{\vec{v}}{U}$$

$$t \longrightarrow \hat{t} = \frac{t}{T} = \frac{tU}{L}$$

$$P \longrightarrow \hat{P} = \frac{P}{\mu U^2}$$

On a donc :

$$\frac{U}{T}\frac{D\vec{\hat{v}}}{D\hat{t}} = -\frac{U^2}{L}\overrightarrow{\hat{\mathrm{grad}}}\,\hat{P} + \frac{U}{L^2}\nu\,\hat{\Delta}\vec{\hat{v}}$$

$$\text{Soit } \frac{D\vec{\hat{v}}}{D\hat{t}} = -\overrightarrow{\hat{\mathrm{grad}}}\,\hat{P} + \underbrace{\boxed{\frac{\nu}{UL}}}_{=\frac{1}{Re}}\hat{\Delta}\vec{\hat{v}}$$

$Re \equiv$ nombre de Reynolds

$$Re = \frac{UL}{\nu} = \frac{\|(\vec{v}\cdot\vec{grad})\vec{v}\|}{\|\nu\Delta\vec{v}\|} = \frac{\|\text{terme convectif}\|}{\|\text{terme diffusif}\|}$$

La connaissance de Re peut permettre de simplifier l'équation de NS :

→ $\boxed{Re \gg 1}$ : convection de quantité de mouvement > Diffusion de quantité de mouvement.

↳ Régime inertiel

→ $\boxed{Re \ll 1}$ : " < "

↳ Régime diffusif

(• Remarque : en pratique Re critique tel que

$Re \ll Re_c \Rightarrow$ écoulement "laminaire"

$Re \gg Re_c \Rightarrow$ écoulement "turbulent" )

Odg :

• Balle de tennis : $L \simeq 10^{-2}\,m$, $U \simeq 100\,km/h \simeq 30\,m.s^{-1}$, $\nu_{air} \simeq 10^{-5}\,m^2.s^{-1}$ $\Rightarrow Re = \frac{30\times10^{-2}}{10^{-5}} \simeq 3.10^4$

• Exemple introductif : $L = 10^{-1}\,m$, $U \simeq 10^{-1}\,m.s^{-1}$, $\nu_{glycérole} \simeq 10^{-3}$ $\Rightarrow \boxed{Re \simeq 10}$

• Bactérie / micro-organisme dans l'eau : $L \simeq 10^{-5}\,m$, $U \simeq 10^{-5}\,m.s^{-2}$, $\nu_{eau} \simeq 10^{-6}\,m^2.s^{-1}$ $\Rightarrow \boxed{Re = 10^{-4}}$

• Même Re + Même CLs ⟹ M problème à résoudre
⟹ intérêt des modèles réduits et des souffleries.

## 3) Conditions aux limites.

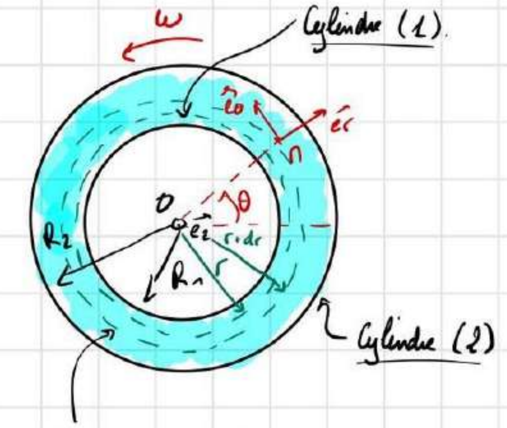
Fluide


Paroi solide

Conditions aux limites pour un fluide visqueux :

$$\boxed{\vec{V}_{paroi}(M) = \vec{v}_{fluide}(M)}$$

# III Application, viscosimètre de couette.




fluide de viscosité dynamique $\eta$.

* Principe : • (2) est maintenu à une vitesse de rotation constante $\omega$.
  • (1) est suspendu à un fil de torsion exerçant un couple $\vec{\Gamma_f} = -C\theta\,\vec{e_z}$
  • La mesure de $\theta = f(\omega)$ permet de remonter à $\eta$.

• Détail des calculs :

Considérons le système fermé constitué du fluide compris entre les 2 cylindres de rayon $r$ et $r+dr$.
On applique le TMC par rapport à $Oz$ fixe dans le réf d'étude (galiléen) :

$$\frac{d\vec{\sigma_{Oz}}}{dt} = \vec{\Gamma}(r+dr) - \vec{\Gamma}(r)$$

où $\vec{\Gamma}(r) \equiv$ moment des forces de viscosité exercées par le fluide situé au delà de $r$ sur le fluide en deçà de $r$.

Or on se place en régime permanent : $\boxed{\vec{\Gamma}(r+dr) = \vec{\Gamma}(r) = \vec{\Gamma}}$

Ecoulement de la forme $\vec{v} = v_\theta(r)\,\vec{e_\theta}$ => forces de viscosités en : $d\vec{F} = \eta\, r \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{v_\theta}{r}\right) dS\, \vec{e_\theta}$
(fluide au delà de $r$ sur le fluide en deçà de $r$ à travers $dS$).

hauteur du viscosimètre

$$\text{D'où } \Gamma = \int_{z=0}^{h}\int_{\theta=0}^{2\pi} \eta\, r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{v_\theta}{r}\right) \times r \times r\, d\theta\, dz = \boxed{2\pi h \eta r^3 \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{v_\theta}{r}\right) = \Gamma}$$

* Champ de vitesse ?

$$\Rightarrow \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{v_\theta}{r}\right) = \frac{1}{2\pi h}\frac{\Gamma}{r^3}$$

$$\Rightarrow \frac{v_\theta}{r} = -\frac{A}{r^2} + B$$

$$\Rightarrow V_\theta(r) = -\frac{A}{r} + Br \qquad \text{CLs :} \begin{cases} V_\theta(r=R_2) = R_2\omega = -\frac{A}{R_2} + BR_2 \\ V_\theta(r=R_1) = 0 = -\frac{A}{R_1} + BR_1 \end{cases}$$

D'où $A = BR_1^2$ et $R_2\omega = B\left(R_2 - \frac{R_1^2}{R_2}\right)$

$$\Rightarrow B = \frac{\omega R_2^2}{R_2^2 - R_1^2}$$

Ainsi $V_\theta(r) = -\frac{\omega R_2^2 R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \times \frac{1}{r^2} + \frac{\omega R_2^2}{R_2^2 - R_1^2} \times r$

$$\Rightarrow \boxed{V_\theta(r) = \frac{R_2^2 \omega (r^2 - r_1^2)}{r(r_2^2 - r_1^2)}}$$

$$\Rightarrow \Gamma = \frac{2\pi \eta h \omega R_2^2 r^3}{R_2^2 - R_1^2} \frac{\partial}{\partial r}\left(1 - \frac{R_1^2}{r^2}\right)$$

$$\Rightarrow \boxed{\Gamma = \frac{4\pi \eta h \omega R_1^2 R_2^2}{R_2^2 - R_1^2}}$$

OK indépendant de r.

En RP, TMC au cylindre (1) $\Rightarrow \Gamma = C\theta$

$\Rightarrow$ on trace $\theta = f(\omega)$ et on obtient $\eta$ à partir de la formule précédente.

## Conclusion :

L'objectif principal de la leçon est d'introduire la viscosité comme un phénomène de diffusion de quantité de mouvement dans le fluide.
L'introduction des forces de viscosité permet de compléter le modèle du fluide parfait.
Ouverture sur la leçon suivante qui aborderait les notions de couche limite et des forces exercées par un écoulement sur un obstacle

# Questions

- **Sur la vidéo montrée en début de leçon que se passe-t-il si on inverse le mouvement ?** L'équation de Stokes est réversible : on revient à la situation initiale.
- **La diffusion n'est pourtant pas un phénomène réversible, alors pourquoi ici ça l'est ? Ici on est en régime permanent ?** Il y a une subtilité car on ne parle pas de la même chose selon que l'on parle d'irréversibilité des phénomènes de transport et de réversibilité de l'équation de Stokes. Dans le premier cas cela se manifeste par la dérivée première en temps dans l' équation de diffusion (on est donc en régime variable/transitoire), dans le deuxième il faut être en régime permanent le problème se ramène à une équation de poisson qui ne dépend que des conditions aux limites. Dans la vidéo, on peut supposer qu'on est en régime permanent à condition que la vitesse de la paroi mobile soit constante et que sa mise en mouvement initiale soit rapide devant le phénomène de diffusion.
- **A quelles conditions peut-on observer cette réversibilité ?** Il faut un Reynolds faible et un régime permanent pour avoir l'équation de Stokes. Donc des « faibles » vitesses et une vitesse constante.
- **Qu'est-ce qu'un Fluide non Newtonien ?** Un fluide qui ne vérifie pas la relation donnée dans la leçon pour l'expression des forces volumiques de viscosité. Ils se caractérisent souvent par le fait que le fluide contient des macromolécules, grandes à l'échelle atomique mais petites à l'échelle de l'écoulement, qui modifient le comportement de l'écoulement.
- **Qu'est-ce qu'un Fluide compressible ?** C'est un fluide dont la masse volumique peut varier le long de l'écoulement (dérivée particulaire non nulle), c'est équivalent à un fluide qui ne vérifie pas div(u) = 0. Cela se manifeste dans l'expression des forces de viscosité avec l'apparition d'un second terme qui dépend de grad(div(u)) (seconde viscosité).
- **Exemple fluide non Newtonien ?** Dentifrice, sang, shampooing…
- **Définition de rhéofluidifiant et rhéoépaississant ?** Rhéofluidifiant : la viscosité diminue avec la contrainte appliquée, rhéoépaississant : la viscosité augmente avec la contrainte appliquée.
- **Fluide à seuil ?** Fluide qui ne commence à couler que si la contrainte qu'on lui applique est supérieure à une contrainte seuil (dentifrice).
- **La vitesse v* dans l'interprétation micro, qu'est-ce que c'est ?** Vitesse quadratique des molécules du gaz, liée à l'agitation thermique et proportionnelle à la racine carrée de la température.
- **Quel paramètre joue sur la viscosité ?** La température.
- **Approche quantitative pour la description microscopique de la diffusion ?** Il faut faire un bilan de quantité de mouvement entre deux particules fluides.
- **Pourquoi n'avoir traité de l'approche microscopique que pour un gaz parfait ?** Les modèles sont plus complexes pour les liquides/ gaz réels, de plus les élèves sont déjà

familiers avec la cinétique des gaz, cela permet donc de se raccrocher à des notions qu'ils ont déjà étudiées.

- **Quels modèles pour une approche micro pour les liquides ?** Il faut prendre en compte les interactions à distance entre les molécules. On peut penser à un modèle de type sphères dures qui frottent les unes sur les autres ou encore un modèle mettant en jeu des particules piégées dans un puit de potentiel.
- **Équation de Navier-Stokes sans s ?** Dans la littérature on rencontre les deux possibilités : équationS ou équation de Navier-Stokes. Au pluriel, on inclut également la conservation de la masse et la condition d'incompressibilité. Dans le programme officiel de PC on parle d'équation de NS au singulier d'où mon choix pour la leçon.
- **Différences entre viscosité cinématique et dynamique ?** La viscosité cinématique est un coefficient de diffusion qui traduit le transport de quantité de mouvement dans le fluide. La viscosité dynamique traduit l'intensité des frottements des couches de fluides les unes sur les autres, c'est à lui qu'on fait référence quand on parle d'un fluide plus ou moins visqueux (un fluide plus visqueux à une viscosité DYNAMIQUE plus grande qu'un fluide moins visqueux, ce n'est pas nécessairement le cas pour les viscosités cinématiques).
- **Temps nécessaire pour diffuser une quantité de mouvement sur une distance L ?** $\tau = L^2/\nu$ , typique des phénomènes de transport.
- **Comment transmettre plus vite la quantité de mouvement ?** La convection est plus efficace pour un écoulement à grand Reynolds.
- **Comment choisir les grandeurs caractéristiques de l'écoulement lors du calcul d'un nombre de Reynolds ?** C'est subtil et peu évident pour des situations complexes. Dans le cas d'un écoulement autour d'un obstacle, on peut prendre la vitesse loin de l'obstacle et une taille caractéristique correspondant à la dimension de l'objet transverse à l'écoulement.
- **Exemple du nageur dans une piscine ?** $Re = UL/\nu = \frac{1\times 1}{10^{-6}} = 10^6$, la viscosité est négligeable.
- **Au centre d'un écoulement parfait ?** Pour un écoulement laminaire oui : les effets visqueux sont concentrés dans la couche limite.
- **Fluide parfait qu'elle est sa viscosité ?** Viscosité nulle, le Reynolds est infini.
- **Principe d'un rhéomètre ?** Pour un fluide non Newtonien, la viscosité peut dépendre d'énormément de paramètres (l'histoire du fluide, l'intensité des contraintes appliquées…) il faut appliquer différentes contraintes dans plusieurs situations différentes et regarder la réponse du fluide à chaque fois (là où théoriquement, pour un fluide newtonien on peut déterminer la viscosité grâce à une mesure).
- **Comment vérifier qu'il est newtonien** ? On peut regarder si le profil de vitesse est linéaire dans un écoulement de couette plan. Sinon on peut étudier le fluide comme s'il était non newtonien et voir que sa viscosité est constante dans toute les situations (à la même température).