

Module double de **Mécanique des fluides**

Emmanuel Plaut

<http://emmanuelplaut.perso.univ-lorraine.fr/mf>

- 1 Plan du module**
- 2 Consignes**
- 3 Premier cours**
- 4 Premier TD**

Plan du module

Séance	Contenu : cours - TD	Polys
S1 - S2 - S3 Aéro 1	Bases : cinématique → bilan d'énergie interne - dissipation <i>Poussée moteur fusée - Écoulements en tuyau - de Couette cylindrique</i>	MMC MF1
S4 - S5	Pertes et gains de charge - analyse dimensionnelle appliquée <i>Similitude turbopropulseur - Vidange d'un réservoir (expérience de TD)</i>	MMC MF1
S6 - S7	Fluides parfaits : écoulements potentiels, applications à l'aéro (Aéro 2) <i>STEP - Écoulements oscillants en canal</i>	MMC MF1
S8	Fluides parfaits : ondes interfaciales - analyse de stabilité <i>Instabilités de Kelvin-Helmholtz et Rayleigh-Taylor</i>	MF1
S9	Fluides parfaits : ondes sonores <i>Ondes sonores planes - Coup de bélier</i>	MF1
Test 1	mercredi 25 octobre	
S10 - S11	Écoulements de Stokes <i>Sédimentation - ascension d'une sphère</i>	MF2
S12 - S13 Aéro 3	Couches limites <i>Couches limites de Blasius et Falkner-Skan (avec Mathematica)</i>	MF2
S14 - S15 Aéro 4	Écoulements turbulents <i>Ordres de grandeur - Turbulence en proche paroi - Turbulence de grille</i>	MF2
Test 2	mercredi 6 décembre	
TP Aéro 5	fin janvier - début février <i>Ailes en soufflerie - Couche limite par ALD</i>	
Conférence	jeudi 8 février Wind Energy & Turbulence par J. Peinke (Aéro 6)	

Consignes

- Amener polys de MMCSF & MF, **PC Mathematica**, **travail personnel** !..
- En cas d'absence (anticipée ou non) :
 - me prévenir DQP par mel et expliquer le pourquoi
 - je vous préciserai par retour de mel l'ampleur de la rédaction de TD... à me remettre au plus tard au début de la séance suivante...
 - je vous la rendrai annotée et notée...
- Évaluation :

$$N_{\text{module}} = 0,4N_{\text{test 1}} + 0,4N_{\text{test 2}} + 0,2N_{\text{TP}}$$

Barres automatiques, du genre $N_{\text{module}} > 16 \implies A$

\hookrightarrow grade automatique

Comportement en TD + notes de rédaction en cas d'absence

\hookrightarrow ajustement éventuel du grade, par ex. E \rightarrow D...

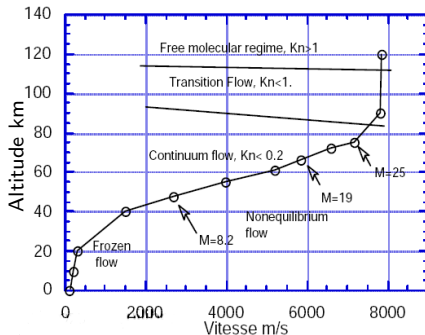
Premier cours : plan

- Le modèle du milieu continu fluide
- Cinématique
- Bilan de masse
- Bilan de quantité de mouvement
- Loi de comportement des fluides newtoniens incompressibles

1 Validité du modèle du milieu continu fluide dans un gaz

$$K = \text{Knudsen} = \frac{\text{libre parcours moyen } \ell}{\text{échelle} \ll \text{macroscopique} \gg L} \simeq \frac{1}{\sigma_c n L} \ll 1$$

Exemple : **entrée dans l'atmosphère de vaisseaux spatiaux** :

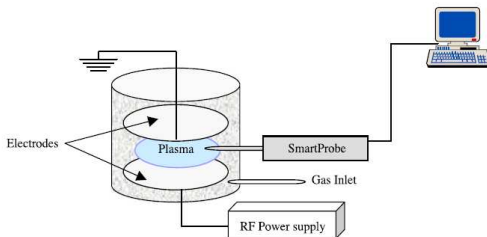


Zeitoun 2008 Écoulements en déséquilibre thermo-chimique
Cours du Master 2 de mécanique-énergétique d'Aix-Marseille

1 Validité du modèle du milieu continu fluide dans un gaz

Attention à l'hypothèse du quasi-équilibre local !

Dans certains **procédés plasmas** pertinents pour l'ingénieur, pour des **traitements de surface**, on peut être **fortement hors de l'équilibre** avec typiquement des **électrons chauds et mobiles** dans des **ions froids et immobiles** :



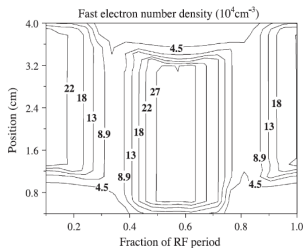
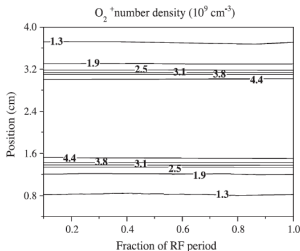
Goujon, Belmonte & Henrion 2005

Characterization of a capacitively coupled RF plasma for SiO_2 deposition:
numerical and experimental results. Thin Solid Films **475**

1 Validité du modèle du milieu continu fluide dans un gaz

Attention à l'hypothèse du quasi-équilibre local !

Dans certains **procédés plasmas** pertinents pour l'ingénieur, pour des **traitements de surface**, on peut être **fortement hors de l'équilibre** avec typiquement des **électrons chauds et mobiles** dans des **ions froids et immobiles** :



Goujon, Belmonte & Henrion 2005

Characterization of a capacitively coupled RF plasma for SiO_2 deposition:
numerical and experimental results. Thin Solid Films **475**

2 Cinématique : dérivées particulières

- Si ρ est un **champ scalaire**,

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + (\overline{\nabla\rho}) \cdot \overline{\mathbf{v}}$$

où $\overline{\nabla\rho}$ est le tenseur d'ordre 1 tel que, dans le cas de variations spatiales seulement,

$$d\rho = (\overline{\nabla\rho}) \cdot d\overline{\mathbf{x}}.$$

- Si $\overline{\mathbf{u}}$ est un **champ de vecteurs**,

$$\frac{d\overline{\mathbf{u}}}{dt} = \frac{\partial\overline{\mathbf{u}}}{\partial t} + (\overline{\overline{\nabla\mathbf{u}}}) \cdot \overline{\mathbf{v}}.$$

où $\overline{\overline{\nabla\mathbf{u}}}$ est le tenseur d'ordre 2 tel que, dans le cas de variations spatiales seulement,

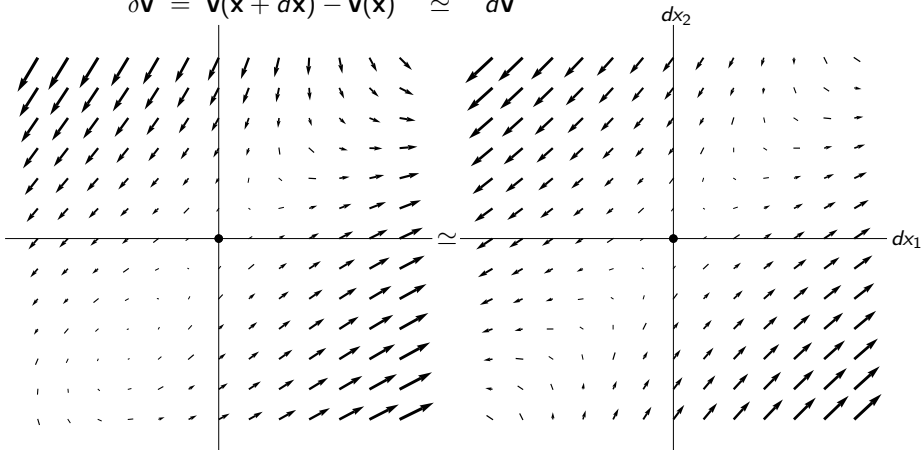
$$d\overline{\mathbf{u}} = (\overline{\overline{\nabla\mathbf{u}}}) \cdot d\overline{\mathbf{x}}.$$

2 Rappel : gradient du champ de vitesse

Au point $\bar{\mathbf{x}}$,

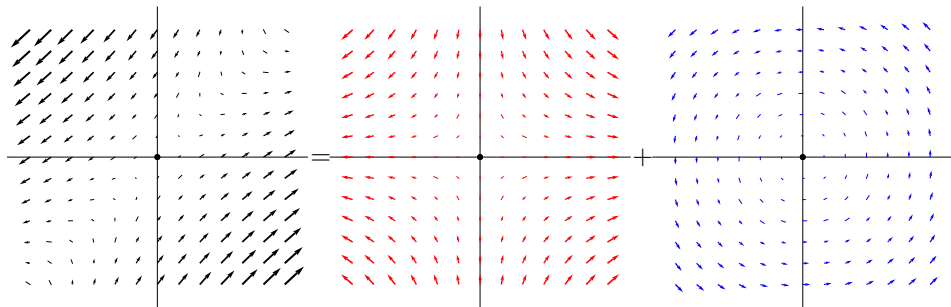
$\overline{\overline{\nabla \mathbf{v}}}$ application linéaire $d\bar{\mathbf{x}} \mapsto \overline{\overline{\nabla \mathbf{v}}} \cdot d\bar{\mathbf{x}} = d\bar{\mathbf{v}} = \bar{\mathbf{v}}(\bar{\mathbf{x}} + d\bar{\mathbf{x}}) - \bar{\mathbf{v}}(\bar{\mathbf{x}})$ linéarisé.

$$\delta \bar{\mathbf{v}} = \bar{\mathbf{v}}(\bar{\mathbf{x}} + d\bar{\mathbf{x}}) - \bar{\mathbf{v}}(\bar{\mathbf{x}}) \simeq d\bar{\mathbf{v}}$$



2 Rappel : décomposition locale du champ de vitesse linéarisé

$$d\bar{\mathbf{v}} = \overline{\overline{\nabla \mathbf{v}}} \cdot d\bar{\mathbf{x}} = \underbrace{\overline{\overline{\mathbf{D}}} \cdot d\bar{\mathbf{x}}}_{\text{déformation}} + \underbrace{\frac{1}{2} \overline{\overline{\boldsymbol{\Omega}}} \wedge d\bar{\mathbf{x}}}_{\text{rotation}}$$



$$\overline{\overline{\boldsymbol{\Omega}}} = \overline{\text{rot } \bar{\mathbf{v}}} = \text{« vecteur vorticité »}, \quad \overline{\overline{\mathbf{D}}} = \frac{1}{2} \left(\overline{\overline{\nabla \mathbf{v}}} + \overline{\overline{\nabla \mathbf{v}}}^T \right)$$

$$\sum \text{taux de déformation propres} = \text{tr} \overline{\overline{\mathbf{D}}} = \text{div} \bar{\mathbf{v}} = 0 \text{ en fluide incompressible}$$

Premier cours : plan

- Le modèle du milieu continu fluide
- Cinématique
- Bilan de masse
- Bilan de quantité de mouvement
- Loi de comportement des fluides newtoniens incompressibles

3 Cinématique : taux d'évolution d'une q^{te} extensive C

Densité volumique $c(\bar{\mathbf{x}}, t)$. Ω_t **domaine matériel en mouvement** contient

$$C(t) = \iiint_{\Omega_t} c(\bar{\mathbf{x}}, t) d^3x .$$

MMC : en repassant à la configuration de référence par le changem^t de variable

$\bar{\mathbf{X}} = \bar{\Psi}(\bar{\mathbf{x}}, t)$:

$$\frac{dC}{dt} = \iiint_{\Omega_t} \left[\frac{\partial c}{\partial t} + \operatorname{div}(c\bar{\mathbf{v}}) \right] d^3x$$

3 Cinématique : taux d'évolution d'une $q^{\text{té}}$ extensive C

Densité volumique $c(\bar{\mathbf{x}}, t)$. Ω_t **domaine matériel en mouvement** contient

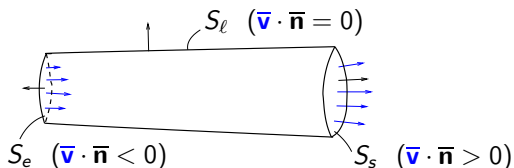
$$C(t) = \iiint_{\Omega_t} c(\bar{\mathbf{x}}, t) d^3x .$$

MMC : avec la formule intégrale de la divergence :

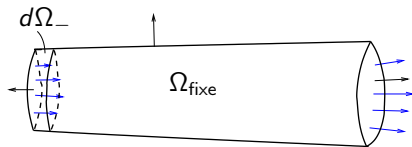
$$\frac{dC}{dt} = \iiint_{\Omega_t} \frac{\partial c}{\partial t} d^3x + \iint_{\partial\Omega_t} c \bar{\mathbf{v}} \cdot \bar{\mathbf{n}} d^2S$$

avec $\bar{\mathbf{n}}$ la normale unitaire sortante à $\partial\Omega_t$.

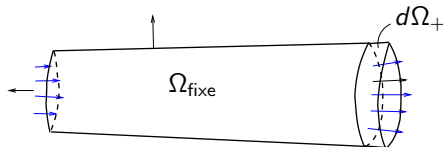
Typiquement Ω_t est « **tube de courant** », $\partial\Omega_t = S_e \cup S_s \cup S_l$:



À l'instant t , $\Omega_t = d\Omega_- \cup \Omega_{\text{fixe}}$ avec $d\Omega_- = \iint_{S_e} d^2S (-\bar{\mathbf{n}} \cdot \bar{\mathbf{v}}) dt$:



À l'instant $t + dt$, $\Omega_t = \Omega_{\text{fixe}} \cup d\Omega_+$ avec $d\Omega_+ = \iint_{S_s} d^2S (\bar{\mathbf{n}} \cdot \bar{\mathbf{v}}) dt$:



$$C(t) = \iiint_{\Omega_{\text{fixe}}} c(\bar{\mathbf{x}}, t) d^3x + \iint_{S_e} c(\bar{\mathbf{x}}, t) d^2S (-\bar{\mathbf{n}} \cdot \bar{\mathbf{v}}) dt$$

$$C(t + dt) = \iiint_{\Omega_{\text{fixe}}} c(\bar{\mathbf{x}}, t + dt) d^3x + \iint_{S_s} c(\bar{\mathbf{x}}, t + dt) d^2S (\bar{\mathbf{n}} \cdot \bar{\mathbf{v}}) dt$$

$$\Rightarrow \frac{dC}{dt} = \underbrace{\iiint_{\Omega_t} \frac{\partial c}{\partial t} d^3x}_{\tau \text{ d'accumulation}} + \boxed{\iint_{\partial\Omega_t} c \bar{\mathbf{v}} \cdot \bar{\mathbf{n}} d^2S} \begin{array}{l} \tau \text{ de gain en sortie} \\ - \\ \tau \text{ de perte en entrée} \end{array}$$

3 Cinématique : taux d'évolution de la masse

$$C = m \text{ masse} \quad \leftrightarrow \quad c = \rho \quad \Rightarrow$$

$$\forall \Omega_t, \quad \frac{dm}{dt} = \iiint_{\Omega_t} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \bar{\mathbf{v}}) \right] d^3x = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \boxed{\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \bar{\mathbf{v}}) = 0}$$

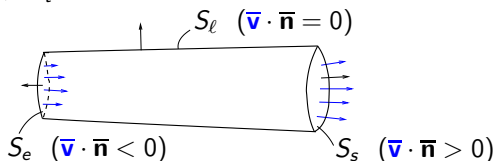
$$\text{En fluide } \mathbf{incompressible}, \quad \rho = c^{te} \quad \Rightarrow \quad \boxed{\operatorname{div} \bar{\mathbf{v}} = 0} .$$

3 Cinématique : bilan de masse

$C = m$ masse $\leftrightarrow c = \rho \Rightarrow$ **loi de conservation de la masse** :

$$0 = \frac{dm}{dt} = \iiint_{\Omega_t} \frac{\partial \rho}{\partial t} d^3x + \iint_{\partial \Omega_t} \rho \vec{v} \cdot \vec{n} d^2S.$$

Écoulement **permanent** + $\Omega_t \ll$ « tube de courant »



\Rightarrow **conservation du débit massique**

$$\dot{m} = - \iint_{S_e} \rho \vec{v} \cdot \vec{n} d^2S = \iint_{S_s} \rho \vec{v} \cdot \vec{n} d^2S$$

Fluide **incompressible** $\rho = c^{te} \Rightarrow$ **conservation du débit volumique**

$$q = \frac{\dot{m}}{\rho} = - \iint_{S_e} \vec{v} \cdot \vec{n} d^2S = \iint_{S_s} \vec{v} \cdot \vec{n} d^2S = V_e A_e = V_s A_s$$

avec $V_{e,s}$ les **vitesse**s débitantes, $A_{e,s}$ les aires des sections.

3 Cinématique : taux d'évolution d'une $q^{\text{té}}$ extensive C

$$\frac{dC}{dt} = \iiint_{\Omega_t} \frac{\partial c}{\partial t} d^3x + \iint_{\partial\Omega_t} c \bar{\mathbf{v}} \cdot \bar{\mathbf{n}} d^2S$$

4 Bilan cinématique et **dynamique** de $q^{\text{té}}$ de mouvement

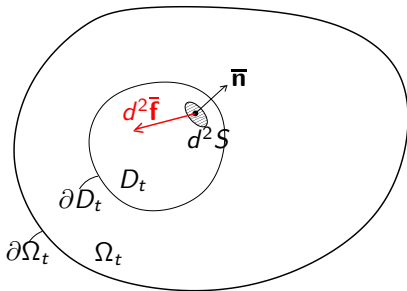
$C_i = p_i$ composante de la quantité de mouvement correspond à $c_i = \rho v_i$
 \Rightarrow (avec Newton) **loi d'évolution de la quantité de mouvement** :

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{\mathbf{p}}}{dt} &= \iiint_{\Omega_t} \frac{\partial(\rho \bar{\mathbf{v}})}{\partial t} d^3x + \iint_{\partial\Omega_t} \rho \bar{\mathbf{v}} (\bar{\mathbf{v}} \cdot \bar{\mathbf{n}}) d^2S \\ &= \bar{\mathbf{R}} \quad \text{somme des forces extérieures appliquées} \\ \frac{d\bar{\mathbf{p}}}{dt} &= \underbrace{\iiint_{\Omega_t} d^3\bar{\mathbf{f}}}_{\text{résultante du poids}} + \underbrace{\iint_{\partial\Omega_t} d^2\bar{\mathbf{f}}}_{\text{résultante des forces de surface}} \end{aligned}$$

$$d^3\bar{\mathbf{f}} = \rho \bar{\mathbf{g}} d^3x$$

4 Bilan de quantité de mouvement^t dynamique : efforts « intérieurs »

Forces surfaciques de contact exercées sur un sous-système D_t :



$$d^2 \bar{\mathbf{f}}(\bar{\mathbf{x}}, \bar{\mathbf{n}}) = \bar{\mathbf{T}}(\bar{\mathbf{x}}, \bar{\mathbf{n}}) d^2 S \quad \text{avec} \quad \bar{\mathbf{T}}(\bar{\mathbf{x}}, \bar{\mathbf{n}}) \text{ vecteur contrainte}$$

$$\bar{\mathbf{T}}(\bar{\mathbf{x}}, \bar{\mathbf{n}}) = \bar{\bar{\boldsymbol{\sigma}}}(\bar{\mathbf{x}}) \cdot \bar{\mathbf{n}} \quad \text{avec} \quad \bar{\bar{\boldsymbol{\sigma}}}(\bar{\mathbf{x}}) \text{ tenseur des contraintes de Cauchy}$$

4 Quantité de mouvement : du bilan global au bilan local

La cinématique avancée donne, toujours alliée à la dynamique (cf. la MMC) :

$$\frac{d\bar{\mathbf{p}}}{dt} = \iiint_{\Omega_t} \rho \frac{d\bar{\mathbf{v}}}{dt} d^3x = \iiint_{\Omega_t} \rho \bar{\mathbf{g}} d^3x + \iint_{\partial\Omega_t} \underbrace{\bar{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \bar{\mathbf{n}}}_{d^2\bar{\mathbf{f}}} d^2S$$

$$\iiint_{\Omega_t} \rho \frac{d\bar{\mathbf{v}}}{dt} d^3x = \iiint_{\Omega_t} (\rho \bar{\mathbf{g}} + \bar{\mathbf{div}} \bar{\boldsymbol{\sigma}}) d^3x$$

Ceci $\forall \Omega_t \implies$ **loi locale d'évolution de la quantité de mouvement :**

$$\boxed{\rho \frac{d\bar{\mathbf{v}}}{dt} = \rho \bar{\mathbf{g}} + \bar{\mathbf{div}}_x \bar{\boldsymbol{\sigma}} .}$$

5 Comportement des fluides newtoniens : rappels d'hydrostatique :

- **Loi de comportement des fluides au repos... ou parfaits :**

$$\overline{\overline{\sigma}} = -p\overline{\overline{1}}$$

avec p la **pression hydrostatique**.

- Exprime l'**absence de contraintes tangentielles** dans un fluide au repos.
- Une conséquence de la loi de l'**équilibre** et de l'**incompressibilité** est que

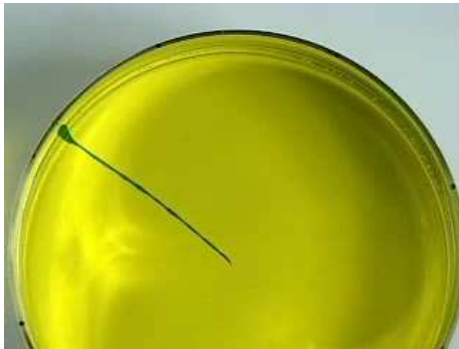
$$\overline{\nabla} \hat{p} = \overline{\nabla}(p + \rho gz) = 0$$

i.e. la **pression motrice**

$\hat{p} = p + \rho gz$ est indépendante de $\overline{\mathbf{x}}$ dans un domaine fluide.

5 Quid du comportement d'un fluide en écoulement ?

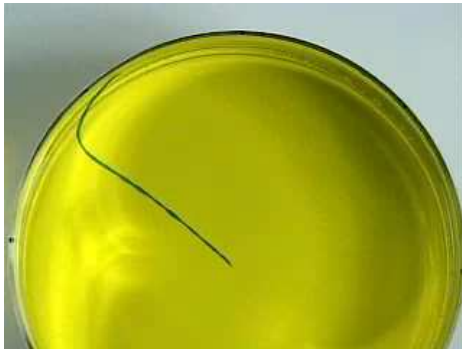
Expérience de type **Couette cylindrique** sans cylindre intérieur, avec cylindre extérieur brutalement mis en rotation ; mouvement du fluide suivi par un filet de colorant :



[Munson, DVD 'Multimedia Fluid Mechanics', Homsy et al. 2004, CUP]

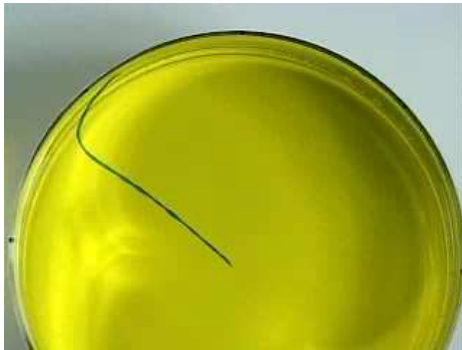
5 Quid du comportement d'un fluide en écoulement ?

Expérience de type **Couette cylindrique** sans cylindre intérieur, avec cylindre extérieur brutalement mis en rotation ; mouvement du fluide suivi par un filet de colorant :



5 Quid du comportement d'un fluide en écoulement ?

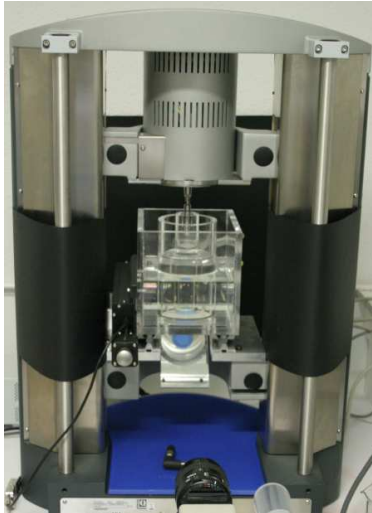
Expérience de type **Couette cylindrique** sans cylindre intérieur, avec cylindre extérieur brutalement mis en rotation ; mouvement du fluide suivi par un filet de colorant :



↔ **diffusion visqueuse** de la q^t de mv^t à partir de la paroi tournante

5 Quid du comportement d'un fluide en écoulement ?

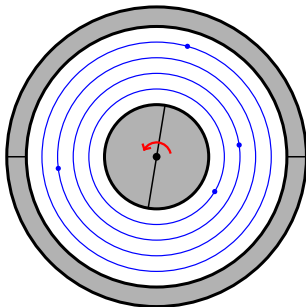
Autre expérience fondamentale : **expérience de Couette cylindrique** avec cylindre intérieur :



[Benbelkacem & Skali-Lami 2008]

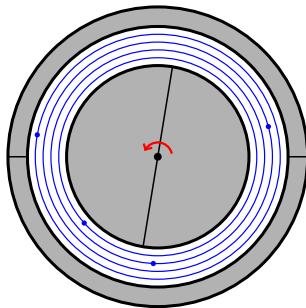
5 Quid du comportement d'un fluide en écoulement ?

Autres expériences fondamentales : **expériences de Couette cylindrique** avec cylindre intérieur + ou - grand :



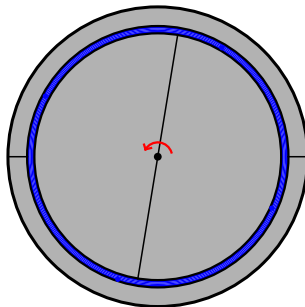
5 Quid du comportement d'un fluide en écoulement ?

Autres expériences fondamentales : expériences de Couette cylindrique avec cylindre intérieur + ou - grand :

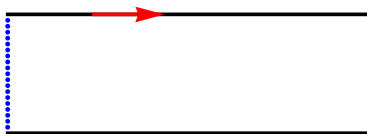


5 Quid du comportement d'un fluide en écoulement ?

Autres expériences fondamentales : **expériences de Couette cylindrique** avec cylindre intérieur + ou - grand :



Localement la situation est celle d'une **expérience de Couette plane** :



5 Quid du comportement d'un fluide en écoulement ?

Expérience de Couette plane :

suivi lagrangien des particules fluides après démarrage brutal :



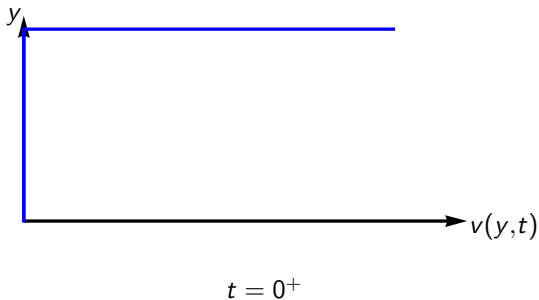
↔ **diffusion visqueuse** de la $q^{\text{té}}$ de mv^t à partir de la paroi mobile

NB : écoulement « laminaire » (par opposition à « turbulent »)

5 Quid du comportement d'un fluide en écoulement ?

Expérience de Couette plane :

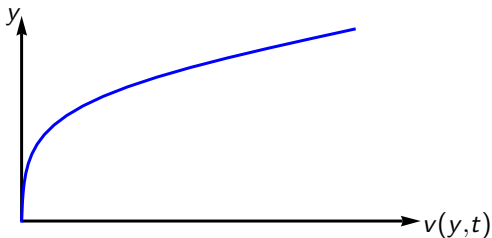
champ de vitesse eulerien en fonction du temps après démarrage brutal :



5 Quid du comportement d'un fluide en écoulement ?

Expérience de Couette plane :

champ de vitesse eulerien en fonction du temps après démarrage brutal :

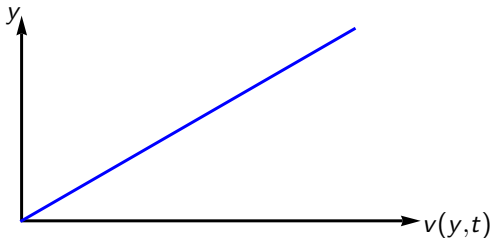


$t = 0^{++}$

5 Quid du comportement d'un fluide en écoulement ?

Expérience de Couette plane :

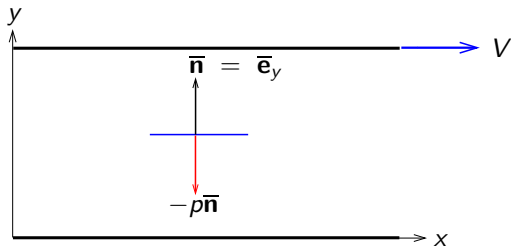
champ de vitesse eulerien en fonction du temps après démarrage brutal :



$$t \gtrsim t_{\text{visqueux}}$$

5 Interprétation de l'expérience de Couette plane :

En régime établi, $\bar{\mathbf{v}} = V \frac{y}{\ell} \bar{\mathbf{e}}_x$, \exists **contraintes normales de pression** :

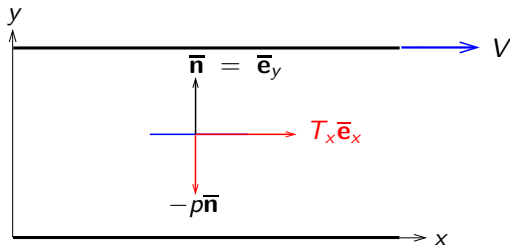


Ce qui serait cohérent avec une loi de type hydrostatique

$$\bar{\boldsymbol{\sigma}} = -p\bar{\mathbf{1}}$$

5 Interprétation de l'expérience de Couette plane :

En régime établi, $\bar{\mathbf{v}} = V \frac{y}{\ell} \bar{\mathbf{e}}_x$, \exists **contraintes normales de pression** :



\exists **contraintes tangentielles visqueuses** qui transmettent le mouvement dans les couches fluides successives de cet **écoulement laminaire**

$$T_x = \eta \frac{V}{\ell} \quad \text{avec} \quad \eta = \text{viscosité dynamique}$$

\hookrightarrow ajouter un **tenseur des contraintes visqueuses** à la loi des fluides au repos

$$\hookrightarrow \bar{\boldsymbol{\sigma}} = -p \bar{\mathbf{1}} + \bar{\boldsymbol{\tau}} \quad \text{avec} \quad \bar{\boldsymbol{\tau}} \cdot \bar{\mathbf{e}}_y = \eta \frac{V}{\ell} \bar{\mathbf{e}}_x .$$

5 Interprétation de l'expérience de Couette plane :

$$\bar{\mathbf{v}} = V \frac{y}{\ell} \bar{\mathbf{e}}_x$$

☐ **tenseur des contraintes visqueuses $\bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}$ t.q.**

$$\bar{\bar{\boldsymbol{\sigma}}} = -p\bar{\mathbf{1}} + \bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}} \quad \text{avec} \quad \bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}} \cdot \bar{\mathbf{e}}_y = \eta \frac{V}{\ell} \bar{\mathbf{e}}_x .$$

Physiquement $\bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}} = \bar{\mathbf{L}}(\bar{\nabla}\bar{\mathbf{v}})$ avec $\bar{\mathbf{L}}$ linéaire...

$$\boxed{\bar{\bar{\boldsymbol{\sigma}}} = -p\bar{\mathbf{1}} + 2\eta\bar{\bar{\mathbf{D}}}} \quad \text{avec} \quad \bar{\bar{\mathbf{D}}} = \text{tenseur des taux de déformation}$$

Ordre de grandeur de la viscosité dynamique pour l'eau

Taux de cisaillement « élevé » :

$$\dot{\gamma} = 2 D_{xy} = \frac{V}{\ell} = \frac{1 \text{ m/s}}{1 \text{ mm}} = 10^3 \text{ s}^{-1}$$

⇒ **contrainte « faible » $T_x = 1 \text{ Pa}$**

$$\Rightarrow \eta = \frac{T_x}{\dot{\gamma}} \simeq \frac{1 \text{ Pa}}{10^3 \text{ s}^{-1}} \simeq 10^{-3} \text{ Pa s}$$

5 Loi de comportement des fluides newtoniens :

$$\overline{\boldsymbol{\sigma}} = -p\overline{\mathbf{1}} + 2\eta\overline{\mathbf{D}}$$

⇒ la loi d'évolution de la quantité de mouvement

$$\rho \frac{d\overline{\mathbf{v}}}{dt} = \rho\overline{\mathbf{g}} + \overline{\text{div}} \overline{\boldsymbol{\sigma}}$$

soit dans la configuration 2D unidirectionnelle de Couette plan

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = \eta \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}$$

qui est bien une **équation de diffusion** (*parabolique*).

Par analyse dimensionnelle on identifie le **temps de diffusion visqueuse**

$$t_{\text{visqueux}} = \frac{\rho \ell^2}{\eta} = \frac{\ell^2}{\nu} \quad \text{avec} \quad \nu = \frac{\eta}{\rho} \text{ la } \mathbf{viscosité cinématique}.$$

Pour l'eau, $\nu \simeq 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s} \implies t_{\text{visqueux}} \text{ en s} \simeq 10^6 (\ell \text{ en m})^2.$

5 Observation de la loi d'échelle :

$$t_{\text{visqueux}} = \frac{\rho \ell^2}{\eta} = \frac{\ell^2}{\nu} \quad \text{avec} \quad \ell = 3 \text{ cm}$$

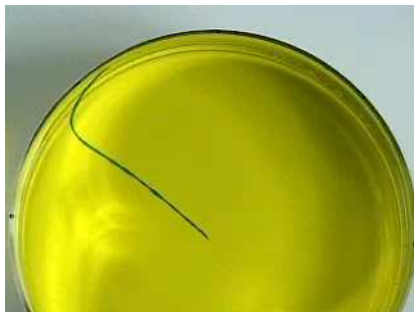
Fluide 100 fois + visqueux que l'eau : 10 fois + visqueux que l'eau :

$$\nu = 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$t_{\text{visqueux}} = 9 \text{ s}$$

$$\nu = 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$t_{\text{visqueux}} = 90 \text{ s}$$

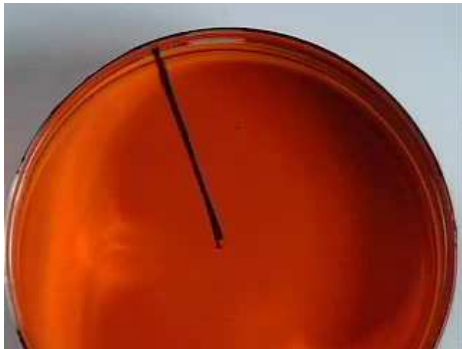


5 Observation de la loi d'échelle :

$$t_{\text{visqueux}} = \frac{\rho \ell^2}{\eta} = \frac{\ell^2}{\nu} \quad \text{avec} \quad \ell = 3 \text{ cm}$$

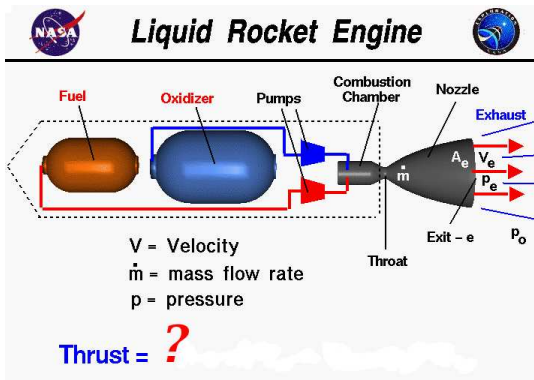
Cas d'un fluide 10000 fois plus visqueux que l'eau :

$$\nu = 10^{-1} \text{ m}^2/\text{s} \quad \implies \quad t_{\text{visqueux}} = 0,01 \text{ s}$$



Exercice 1.1 : Estimation de la poussée d'un moteur fusée

à partir de bilans de masse (\dot{m} : késako ?) et de quantité de mouvement...



Exercice 1.1 : Estimation de la poussée d'un moteur fusée

à partir de bilans de masse (\dot{m} : késako ?) et de quantité de mouvement...

