



SORBONNE  
UNIVERSITÉ

université  
PARIS-SACLAY

*Centre interuniversitaire de préparation à l'agrégation de Montrouge*

---

# MECANIQUE DES FLUIDES

---

2024-2025



*This is an open-access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution License, which permits distribution, and reproduction in any medium, provided the original author and source are credited. This license does not permit commercial exploitation or the creation of derivative works without specific permission.*

## Table des matières

<b>1</b>	<b>La pression en mécanique des fluides</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>[1P] Pression hydrostatique dans un fluide au repos</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Équivalence pression dynamique / énergie interne — Théorème de Bernoulli</b>	<b>4</b>
3.1	Théorème de Bernoulli . . . . .	4
3.2	[1P] Anémométrie à tube Pitot . . . . .	4
<b>4</b>	<b>[1P] Perte de charge dans un tuyau — Écoulement de Poiseuille</b>	<b>5</b>
<b>5</b>	<b>[1P] Autour de la poussée d'Archimède</b>	<b>7</b>
5.1	Mesure de masse par la poussée d'Archimède . . . . .	7
5.2	Mesure de la masse volumique d'un diapason . . . . .	7
<b>6</b>	<b>Écoulements autour d'un obstacle</b>	<b>8</b>
<b>7</b>	<b>Préliminaire : considérations théoriques</b>	<b>8</b>
7.1	Nombre de Reynolds $Re$ . . . . .	8
7.2	Trainée et portance . . . . .	8
<b>8</b>	<b>[1P] Trainée sur une sphère en régime visqueux — Loi de Stokes</b>	<b>10</b>
<b>9</b>	<b>[2P] Trainée en régime turbulent — Mesure de coefficient de trainée</b>	<b>11</b>
<b>10</b>	<b>[AP] Portance d'une aile</b>	<b>12</b>
<b>11</b>	<b>[2P] Instabilité hydrodynamique — Instabilité de Taylor–Couette</b>	<b>12</b>

## Bibliographie :

- E. Guyon, J.-P. Hulin et L. Petit, *Hydrodynamique physique*
- Fruchard, Lidon et al., *Physique expérimentale*
- Giles, *Mécanique des fluides et hydraulique*, série Schaum

Consulter abondamment les notices des appareils !

## Données

La variation de température et de pression peuvent influencer les propriétés macroscopiques des fluides. Voir les tables du

- *CRC Handbook of Chemistry and Physics*

## Références plus avancées

- D. J. Tritton, *Physical fluid dynamics*
- L. Landau, *Mécanique des fluides*

Ce TP regroupe les expériences portant sur la mécanique des fluides. La première partie est axée sur différents aspects de la pression dans les fluides. La seconde traite des actions qu'exerce un fluide sur un obstacle (trainée et portance). La dernière porte sur une instabilité hydrodynamique : celle de l'écoulement de Couette.

Lors de votre premier passage sur ce TP, il est vivement recommandé de traiter de manière approfondie la première partie et les expériences [1P] de la seconde.

## 1 La pression en mécanique des fluides

### 2 [1P] Pression hydrostatique dans un fluide au repos

Cette expérience consiste à vérifier la loi de la pression hydrostatique :

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g. \quad (1)$$

#### Protocole

On mesure la pression à différentes profondeurs dans un fluide. Le manomètre est fixé sur une tige étanche graduée en centimètres (N 599) et progressivement enfoncée dans l'eau. La tension aux bornes de la sonde est proportionnelle à la pression mesurée. Assurez-vous que le boîtier est en position "marche", et que le voyant vert est bien allumé.

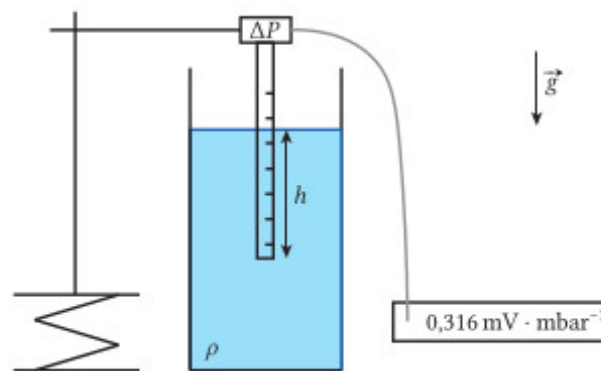


FIGURE 1 – Figure du dispositif.

La différence de pression entre la surface et une profondeur  $h$  dans le fluide est théoriquement donnée par  $\Delta P = \rho gh$  où  $\rho$  est la masse volumique du fluide et  $g$  l'accélération de la pesanteur.

Les incertitudes étant plus importantes sur  $h$  que sur  $\Delta P$  on pourra préférer tracer  $h = f(\Delta P)$  et ajuster par une fonction affine dont la pente est  $1/\rho g$ , et dont l'ordonnée à l'origine reflète l'incertitude sur la position exacte du capteur au bout de la tige.

#### Données :

- Accélération de la pesanteur terrestre à Paris (latitude  $48,8^\circ$ , altitude 120 m)  $g = 9,809 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ ,

voir le Handbook (14-14 *Acceleration due to gravity*).

- Masse volumique de l'eau à  $20^\circ\text{C}$   $\rho = 999 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ,

voir le Handbook pour d'autres températures (6-7 *Standard Density of Water*).

### 3 Équivalence pression dynamique / énergie interne — Théorème de Bernoulli

#### 3.1 Théorème de Bernoulli

Dans un écoulement parfait, stationnaire et incompressible, on a le long d'une ligne de courant :

$$\frac{1}{2}v^2 + gz + \frac{p}{\rho} = C_{ste} \quad (2)$$

**Exemples de conséquences pratiques :**

- Effet Venturi (trompe à effet Venturi, tube de Venturi)
- Tube de Pitot
- Vidange de Toricelli (voir le TP Microcontrôleurs §Télémètre ultrasonore)

#### Référence complémentaire

Sur les conditions de validité de ces approximations et la généralisation de la relation lorsqu'on lève ces hypothèses (notamment l'incompressibilité) :

- Guyon, Hulin, Petit, *Hydrodynamique physique* chapitre 5.3

#### 3.2 [1P] Anémométrie à tube Pitot

Le tube de Pitot est un instrument de mesure de la vitesse de l'air (un anémomètre). Il est constitué d'un tube double avec deux prises de pression O et O', comme indiqué sur la figure ci-dessous :

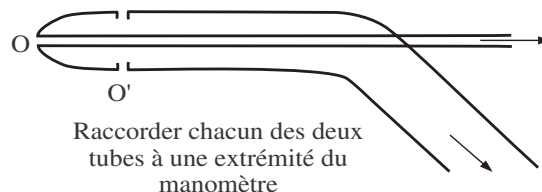


FIGURE 2 – Fonctionnement de principe d'un tube de Pitot

En avant de la sonde, on supposera un écoulement homogène en direction de la sonde, et dont les lignes de courant ont toute la même vitesse  $v$ . On supposera un écoulement laminaire. La ligne de courant arrivant en O a une vitesse nulle dans la sonde, car l'air ne peut pas s'y écouler. On peut également supposer que la ligne de courant dont la pression est prise en O' a la vitesse  $v$ . Utilisant le théorème de Bernoulli pour un écoulement parfait, homogène, permanent, et incompressible, et en supposant les différentiels de pression liés à la gravité négligeables, on obtient en raisonnant sur ces deux lignes de courant que  $\Delta P = \rho v^2 / 2$ .

#### Protocole

- Utiliser la grosse soufflerie.
- La différence entre les pressions en O et O' donne accès à la vitesse d'ensemble de l'écoulement. Pour mesurer cette différence de pression, on utilisera le capteur prévu à cet effet, en branchant chacun des deux tubes à un embout du boîtier. Le capteur délivre un signal de tension continu, affine en fonction de  $\Delta P$ .
- Il faut faire attention à la position du tube, car il donne une valeur locale de la vitesse.
- Utiliser aussi l'anémomètre à fil chaud à affichage numérique (un débitmètre à hélice se trouve également dans la collection), afin de mesurer  $v$  et de tracer la courbe  $\Delta P(v)$ . Attention, l'anémomètre à fil chaud a un capuchon qu'il faut enlever, ainsi qu'un sens d'utilisation, voir la notice.

#### Remarque

Il faut faire attention aux positions respectives du tube et de l'anémomètre pour que cette comparaison ait un sens, car la vitesse de l'écoulement est une grandeur locale qui varie d'un point à un autre. Les deux capteurs doivent donc être proches et ne pas se perturber l'un l'autre. Expérimentalement, on pourra vérifier que déplacer chacun des capteurs latéralement à l'écoulement ne change que peu sa valeur mesurée, les variations typiques constatées devant être intégrées dans les incertitudes expérimentales

### Données

- Masse volumique de l'air à 20°C  $\rho = 1,204 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ,

voir le Handbook pour d'autres températures (6-15 *Thermophysical properties of air*).

### Références complémentaires

- Guyon, Hulin, Petit, *Hydrodynamique physique*, Chapitre 5 (Lois de Conservation / Bernoulli)
- voir Fruchard, Lidon et al, *Physique expérimentale*, chapitre V (Hydrodynamique)

## 4 [1P] Perte de charge dans un tuyau — Écoulement de Poiseuille

Dans les écoulements réels, et en particulier visqueux, le théorème de Bernoulli n'est pas valide. Cela se traduit par une *perte de charge*, c'est à dire une diminution de la pression  $\Delta P$  proportionnelle à la distance parcourue  $L$  (la charge étant définie comme l'altitude en mètres correspondant à ladite différence de pression  $\Delta P/\rho g$ ).

On se propose d'étudier la perte de charge dans un écoulement de Poiseuille, dans un tube cylindrique. On veut vérifier la loi de Poiseuille qui donne la différence de pression (perte de charge)  $\Delta P$  mesurée entre deux points de l'écoulement en fonction du débit volumique  $Q$ ,

$$\Delta P = R_h Q, \quad (3)$$

$$R_h \quad (4)$$

étant la résistance hydraulique, par analogie formelle avec la résistance électrique de la loi d'Ohm  $U = RI$ , où le débit  $Q$  correspond au courant électrique  $I$  et la différence de pression  $\Delta P$  correspond à la différence de potentiel  $U$ .

Pour un tube cylindrique en régime visqueux, la résistance hydraulique prend pour expression :

$$R_h = \frac{8 \eta L}{\pi r^4}, \quad (5)$$

où  $\eta$  est la viscosité dynamique du fluide utilisé,  $r$  le rayon et  $L$  la longueur du tube. Notons que si l'analogie hydraulique-électrique fonctionne bien d'un point de vue de la proportionnalité de  $R$  à la longueur  $L$  de "conducteur", la dépendance à la section du "conducteur" est différente (elle est inversement proportionnelle à la section dans le cas électrique).

### Protocole

Le débit régulier dans le tube est assuré par un vase de Mariotte. La pression au niveau de l'orifice de sortie du vase est imposée par la hauteur de colonne de liquide au dessus de lui :  $P = P_0 + \rho g h'$ . Par Bernoulli, le débit qui s'en écoule l'est donc également : il est constant et ne dépend que de  $h'$ . On modifiera donc le débit en ajustant la hauteur du tube inséré dans le vase : une hauteur  $h'$  légèrement supérieure à  $h$  donne une différence de pression entre les deux extrémités du tube.

La perte de charge se lit directement en mesurant la différence de hauteur de l'eau dans les deux tubes fixés aux deux points de mesure :  $\Delta P = P_1 - P_2 = \rho g h^1$ . Pour mesurer le débit, utiliser un chronomètre et un bécher ou une éprouvette graduée de 40-50 ml. Attendre que le régime soit permanent.

Vérifier que, dans une gamme où le débit est suffisamment faible,  $Q$  est effectivement proportionnel à  $h$  et en déduire la viscosité  $\eta$  de l'eau, en comparaison avec la valeur tabulée.

1. Si le long tube n'est pas tout à fait horizontal, il peut y avoir  $h \neq 0$  sans écoulement ; il faut alors corriger cette erreur systématique.

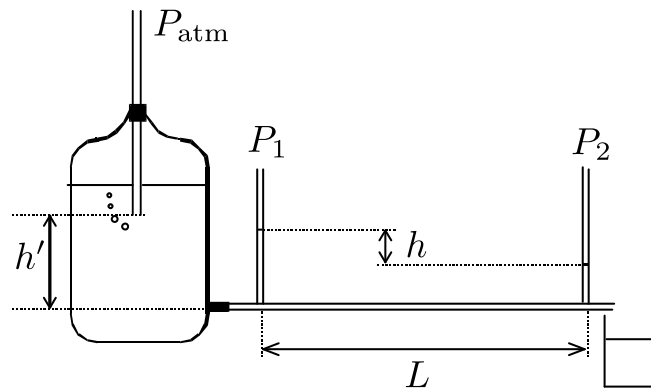


FIGURE 3 – Expérience de vérification de la loi de Poiseuille

### Données

- Accélération de la pesanteur terrestre à Paris (latitude  $48,8^\circ$ , altitude 120 m)  $g = 9,809 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ ,

voir le Handbook (14-14 *Acceleration due to gravity*).

- Masse volumique de l'eau à  $20^\circ\text{C}$   $\rho = 999 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ .
- Viscosité dynamique de l'eau à  $20^\circ\text{C}$   $\eta = 1,001 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ,

voir le Handbook pour d'autres températures (6-1 *Thermophysical properties of water*).

Notez bien que la viscosité est fortement dépendante en température.

### Remarques sur l'écoulement de Poiseuille

L'écoulement de Poiseuille est un écoulement parallèle (tel que le terme en  $(\mathbf{v} \cdot \mathbf{grad})\mathbf{v}$  s'annule) qui se caractérise par un champ de vitesse parallèle à l'axe du tube dont la norme suit un profil parabolique radial. Ce profil n'est valide qu'en régime laminaire ; à grand débit volumique, l'écoulement se déstabilise et devient turbulent. On peut introduire le nombre de Reynolds  $Re$  basé sur le débit volumique et le diamètre du tube pour caractériser cela :

$$Re = \frac{U_{\text{moy}} \times 2r}{\nu} = \frac{2Q}{\pi r \nu}. \quad (6)$$

L'écoulement de Poiseuille cylindrique se déstabilise et devient turbulent pour des valeurs de Reynolds  $Re \gtrsim 2000^2$ . En outre, le profil ne s'établit pas immédiatement à l'entrée du tube : pour que la vitesse maximale diffère de moins de 5% de sa valeur théorique, il faut se trouver à une distance de l'entrée plus grande que la *longueur d'entrée*  $\ell = r \frac{Re}{15}$ . En pratique cela signifie que :

- Pour  $Re < 1$ , la longueur d'entrée  $\ell$  est faible et on peut considérer que la loi de Poiseuille est valide dans tout l'écoulement ;
- Pour  $1 < Re \lesssim 2000$ , l'écoulement de Poiseuille ne se développe qu'après une distance  $\ell$ , après quoi la loi de Poiseuille devient valide ;
- Pour  $Re \gtrsim 2000$  l'écoulement devient turbulent et la loi de Poiseuille n'est plus valable.

En pratique pour cette expérience, si on calcule les nombres de Reynolds associés à l'écoulement (le faire), on pourra remarquer qu'on se situe toujours dans un régime non turbulent.

2. Attention : l'écoulement de Poiseuille cylindrique est *linéairement* stable quelque soient les valeurs du nombre de Reynolds pour des perturbations infinitésimales. Dans la pratique, il devient turbulent et instable vis-à-vis de perturbations d'amplitude finies pour  $Re > 2000$ , mais cette valeur dépend fortement du soin apporté à l'expérience (états de surface, régularité du débit...).

## Références complémentaires

- Fruchard, Lidon et al, *Physique expérimentale*, p. 441
- Guyon, Hulin, Petit, *Hydrodynamique physique* 2e édition, p. 202
- Dunod *Tout-en-un PC/PC\** 2014, p. 336

## 5 [1P] Autour de la poussée d'Archimède

### 5.1 Mesure de masse par la poussée d'Archimède

La mesure de la masse  $m$  d'un objet moins dense que l'eau peut être réalisée sans balance en exploitant le principe de la poussée d'Archimède. On peut par exemple mesurer la masse d'un petit tube fermé contenant un liquide.

Pour cela, remplir à mi-hauteur une éprouvette graduée dans laquelle on insère l'objet à étudier. L'équilibre entre le poids de l'objet et la poussée d'Archimède permet alors de déterminer sa masse par la mesure de l'élévation du niveau d'eau dans la colonne :

$$mg = \rho_{\text{eau}} g \Delta V, \quad (7)$$

avec  $\rho_{\text{eau}}$  la masse volumique de l'eau,  $m$  la masse de l'objet et  $\Delta V$  son volume (augmentation du volume lue directement sur l'éprouvette lorsqu'on immerge l'objet).

Comparer la masse obtenue par cette méthode à celle mesurée avec une balance électronique. Cette méthode présente un avantage majeur par rapport à l'utilisation d'une balance, puisqu'elle est indépendante de la valeur de la pesanteur. Elle s'applique également à la mesure de masse pour des objets que l'on ne pourrait pas placer sur une balance, comme les icebergs, dont le volume immergé est mesuré par un sonar, ou pour déterminer la masse de marchandises dans un bateau (des lignes de jauge sur la coque permettent d'évaluer la profondeur à laquelle le bateau s'enfonce, et une table de jaugeage permet de relier cet enfoncement au volume immergé, puis à la masse ajoutée).

### 5.2 Mesure de la masse volumique d'un diapason

Afin d'approfondir l'étude du diapason, on peut mesurer la masse volumique. On parle ici de la partie métallique du diapason (le diapason à proprement parler), séparé de son résonateur en bois. La forme complexe du diapason rendant une mesure directe difficile, on propose d'utiliser le principe de la poussée d'Archimède.

1. Remplir une éprouvette d'eau jusqu'à mi-hauteur.
2. Placer l'éprouvette sur une balance et effectuer la tare.
3. Séparer la partie métallique du diapason de son résonateur en bois, et la suspendre par un fil à une potence.
4. Immerger entièrement le diapason dans l'eau, sans qu'il ne touche les parois de l'éprouvette, et relever la masse affichée sur la balance.

La poussée d'Archimède permet d'évaluer le volume du diapason :

$$m_{\text{mesuré}} = \frac{\Pi_A}{g} = \rho_{\text{eau}} V \quad (8)$$

, avec  $m_{\text{mesuré}}$  la masse mesurée par la balance,  $V$  le volume du diapason,  $\Pi_A = \rho_{\text{eau}} V g$  la poussée d'Archimède qui s'applique sur le diapason.

En déduire le volume du diapason et comparer ce résultat avec l'augmentation du volume d'eau observée dans l'éprouvette. Comparer la précision des deux méthodes. Enfin, mesurer la masse du diapason à l'aide de la balance et en déduire sa masse volumique.

Quelques ordres de grandeurs de masses volumiques :

Métal	Masse volumique (g/L)
Acier inoxydable	7,65–8,03
Aluminium	2,7
Cuivre	8,96
Fer	7,87
Nickel	8,90
Plomb	11,34
Titane	4,54
Zinc	7,14

## 6 Écoulements autour d'un obstacle

### 7 Préliminaire : considérations théoriques

#### 7.1 Nombre de Reynolds $Re$

Il y a deux principaux mécanismes de transport de la quantité de mouvement dans les fluides : la convection et la diffusion visqueuse. Le **nombre de Reynolds**  $Re$  compare l'importance relative de ces deux mécanismes :

$$Re = \frac{UL}{\nu} = \frac{\rho U^2/L}{\rho \nu U/L^2} \simeq \frac{\text{courant convectif de quantité de mouvement}}{\text{courant diffusif de quantité de mouvement}}, \quad (9)$$

$$U \quad (10)$$

étant une vitesse et

$$L \quad (11)$$

une longueur caractéristique de l'écoulement ;  $\nu$  est la viscosité cinématique (en  $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ), qui est une propriété intrinsèque du fluide (et pas de l'écoulement).

Il est utile de retenir les ordres de grandeurs des valeurs frontières de  $Re$  rappelés sur la figure ci-dessous :

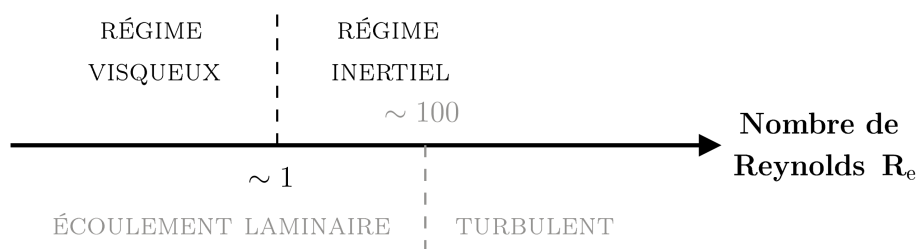


FIGURE 4 – Valeurs frontières du nombre de Reynolds  $Re$

Pour un écoulement autour d'un obstacle, la vitesse caractéristique est naturellement la vitesse de l'écoulement non perturbé par l'obstacle et la longueur caractéristique est le diamètre de l'obstacle (sur la surface qui fait face à l'écoulement).

On prendra soin de calculer  $Re$  dans chaque cas étudié pour estimer l'importance relative des forces visqueuses et inertielles et prévoir la nature laminaire ou turbulente de l'écoulement.

#### 7.2 Trainée et portance

La force de frottement fluide exercée par un fluide sur l'obstacle dépend de nombreuses grandeurs dont principalement :

- la vitesse relative moyenne  $v$  du fluide loin de l'obstacle, dans le référentiel de l'obstacle,



- le *maître-couple*  $S$ , soit la section transversale maximale de l'obstacle perpendiculaire à l'écoulement,
- la forme aérodynamique de l'obstacle,
- l'état rugueux ou lisse de la surface,
- la masse volumique  $\rho_{\text{fluide}}$  du fluide,
- la viscosité cinématique  $\nu$  du fluide.

Pour réduire le nombre de paramètres, on travaille avec des grandeurs sans dimension.

La force exercée par un écoulement sur un obstacle se décompose en deux composantes :

- la *trainée*, colinéaire à l'écoulement :  $F_D = -\frac{1}{2}C_D\rho_{\text{fluide}}v^2S$ , où  $C_D$  est le *coefficient de trainée* (le  $D$  vient de l'anglais *drag*), sans dimension ;
- la *portance*, normale à l'écoulement :  $F_L = -\frac{1}{2}C_L\rho_{\text{fluide}}v^2S$ , où  $C_L$  est le *coefficient de portance* (le  $L$  vient de l'anglais *lift*), sans dimension ;

Ces deux coefficients  $C_D$  et  $C_L$  dépendent de la forme de l'obstacle et de ses états de surface et du nombre de Reynolds<sup>3</sup>.

### Cas de la sphère

Pour la sphère,  $C_L$  est nul par symétrie (si la sphère n'est pas en rotation, cf. Paradoxe de d'Alembert et effet Magnus). La variation de  $C_D$  avec  $Re$  n'est pas simple (voir Guyon, Hulin, Petit, 2e édition, p. 649) et est donné graphiquement par des abaques :

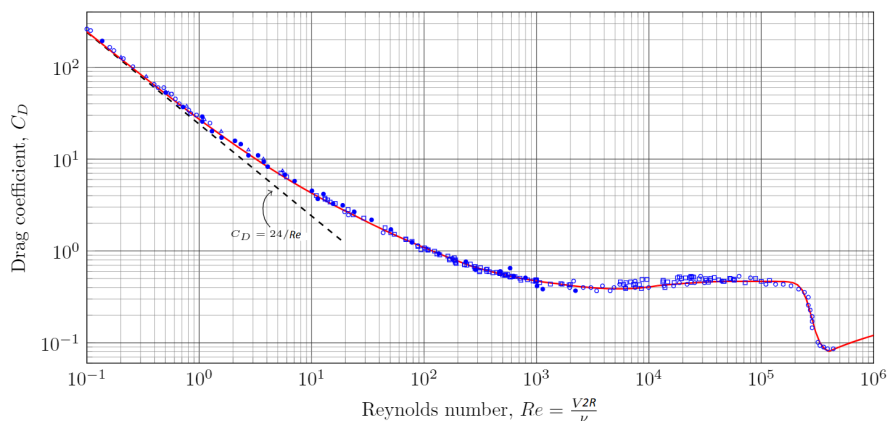


FIGURE 5 – Coefficient de trainée d'une sphère lisse pour différentes valeurs du nombre de Reynolds










On peut toutefois identifier des régimes asymptotiques :

- **Régime visqueux** (ou de Stokes)  $Re < 1$  :  $C_D = 24/Re$  et on retrouve la loi de Stokes  $F_D = -6\pi\eta Rv$  ;
- **Régime turbulent** (ou de Newton)  $10^3 < Re < 10^5$  :  $C_D \simeq 0.5$  est approximativement constant et ne dépend pas de  $Re$ . Le terme visqueux étant négligeable, le scaling naturel de la trainée est en  $\rho S v^2$ .
- **La crise de la trainée** qui est une chute subite de la trainée à haut Reynolds.

### Cas d'un profilé aérodynamique en régime turbulent

En régime turbulent ( $10^3 < Re < 10^5$ ), les coefficients de trainée et de portance ne dépendent plus de  $Re$ .

3. Il dépend également du nombre de Mach pour les fluides compressibles.

Corps 3D		Coefficient de traînée
Sphère		0,47
Demi-sphère		0,42
Cône 60° d'angle au sommet		0,50
Cube		1,05
Cube à 45°		0,80
Long cylindre L/D = 2		0,85
Court cylindre L/D = 1		0,91
Corps de moindre traînée		0,04
Demi-corps de moindre traînée		0,09

Coefficients de traînée frontaux

FIGURE 6 – Coefficient de traînée de différents obstacles en régime turbulent

## 8 [1P] Traînée sur une sphère en régime visqueux — Loi de Stokes

Cette expérience peut être présentée pour étudier l'écoulement visqueux autour d'un obstacle sphérique et vérifier la loi de Stokes, ou comme *viscosimètre à bille* pour mesurer la viscosité du fluide contenu dans la cuve. Le nombre de Reynolds de l'écoulement est donné par  $Re = 2Rv\rho_{\text{fluide}}/\eta$ , où  $R$  est le rayon de la sphère,  $v$  sa vitesse,  $\rho_{\text{fluide}}$  la masse volumique du fluide et  $\eta$  sa viscosité dynamique.

### Protocole

L'expérience consiste à laisser tomber une bille d'acier dans un récipient cylindrique rempli d'huile silicone et à mesurer sa vitesse limite de chute<sup>4</sup>. Elle peut être évaluée en mesurant au chronomètre le temps que la bille met à parcourir une distance fixée au préalable ou, ce qui est plus précis, en filmant la chute de la bille grâce à une caméra rapide puis en effectuant un pointage automatisé des positions, voir le TP Outils Informatiques en série O, permettant enfin de déduire la vitesse au cours du temps. Dans ce cas, il convient d'utiliser la caméra en mode *rapide*, et de veiller à éclairer fortement la zone filmée (sans chauffer l'huile silicone, utiliser par exemple un panneau lumineux placé derrière le cylindre), afin d'assurer un bon contraste entre la bille et le fond.

Il est recommandé d'effectuer une première mesure à la caméra, en évaluant notamment la région pour laquelle le régime stationnaire est atteint. On pourra ensuite répéter l'expérience avec des billes de différents rayons  $R$  en effectuant la mesure au chronomètre.

Tracer  $v_{\text{limite}}$  en fonction de  $R$ , et déterminer  $\eta$  en ajustant vos résultats par la loi de Stokes, ou en se servant de l'expression du coefficient de traînée à l'ordre supérieur.

4. La phase d'accélération est liée à l'inertie de la bille, à l'inertie du fluide qui rajoute un terme de masse ajoutée et aussi au fait que la bille se trouve près d'une surface libre, si on la lâche à proximité de la surface air/huile. Il est recommandé de ne pas discuter cette phase d'accélération en montage.

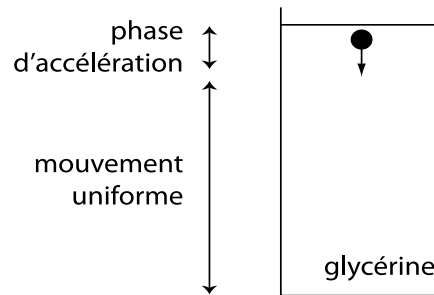


FIGURE 7 – Expérience de vérification de la loi de Stokes

**Données :**

- Masse volumique de l'acier  $7,8 \times 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ .
- Masse volumique de l'huile silicone  $0,97 \times 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ .
- Viscosité de l'huile silicone 500 cSt (475-525 cSt à 25°C).
- Conversion centistokes - SI :  $1 \text{ cSt} = 10^{-2} \text{ St} = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ .

**Remarques**

- La loi de Stokes est valable dans l'hypothèse d'un milieu infini (pas d'effet des parois). La traînée dépend donc du rapport de  $R$  au diamètre du tube et l'hypothèse de milieu infini est raisonnable dès que ce rapport excède 100 (voir le Fruchart et al ou l'article du BUP pour plus de détails).

**Références complémentaires**

- Guyon, Hulin, Petit, *Hydrodynamique physique* 2e édition, p. 467
- Fruchart et al., *Physique Expérimentale*, p. 432
- BUP n°814, mai 1999

**9 [2P] Traînée en régime turbulent — Mesure de coefficient de traînée**

On cherche à montrer que le coefficient de trainée de la sphère est constant en régime turbulent. La soufflerie aérodynamique ENSP 3820 est conçue pour mesurer la force exercée sur des obstacles de formes diverses avec un dynamomètre avec un ressort de torsion calibré. Afin de varier la vitesse (et le  $Re$ ), on alimentera la soufflerie avec un transformateur variable (alternostat) 0-220 V.

Mesures possibles :

- varier le débit pour un même obstacle :  $C_x(Re)$  en fonction de  $Re$ ,
- changer les obstacles et leur sens à débit constant :  $C_x$  en fonction de  $S$  et de la forme aérodynamique.

**Protocole**

Le protocole est décrit dans la notice N476 dont on reprend les principaux points ci-dessous :

- Mettre en place un obstacle dans la tige, assurez vous que son maître-couple est bien perpendiculaire à la direction de l'écoulement (attention la soufflerie fonctionne en **aspirant** l'air !) et qu'il est bien vertical (régler éventuellement l'autre vis qui oriente le contrepoids qui doit être bien vertical également) ;
- Après avoir remis la tuyère en plexiglas, faire le zéro : tourner le bouton noir commandant le ressort de torsion jusqu'à amener l'index supérieur en face de la graduation médiane du cadran (graduation 4) puis pousser la grande aiguille rouge jusqu'à la butée à gauche du cadran. On remarque que la butée est en

dessous du zéro, ce décalage correspond à la trainée de la tige de fixation du profil qui sera ainsi déduite automatiquement des mesures ;

- Mettre en marche la soufflerie, attendre quelques secondes que le moteur ait pris son régime ;
- Avant de faire la mesure de la force de trainée, mesurer la vitesse de l'écoulement avec l'anémomètre (un trou est percé à cet effet dans la tuyère en plexiglas), puis le retirer car il risque de perturber votre mesure ;
- La balance est déséquilibrée par la poussée de l'air sur le profil. Rétablir l'équilibre en tournant le bouton noir vers la droite. Quand l'index est de nouveau au repère 4, la trainée est lue en face de l'aiguille rouge sur le cadran gradué en centinewton ;
- La lecture étant faite, toujours en agissant sur le bouton noir, ramener l'aiguille à la butée ;
- Arrêter le moteur et recommencer l'opération avec un autre profil / une autre vitesse d'écoulement.

### Données

- Masse volumique de l'air à 20°C  $\rho = 1,204 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ,

voir le Handbook pour d'autres températures (6-15 *Thermophysical properties of air*).

### Remarque

On peut observer à faible débit que la sphère vibre, ce qui est signe de la transition vers la turbulence.

## 10 [AP] Portance d'une aile

Poser l'aile sur la balance électronique et en faire le zéro en l'absence de flux.

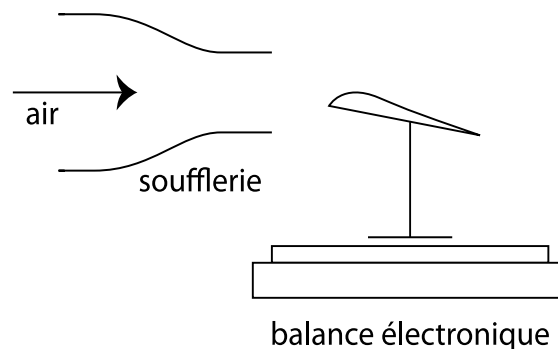


FIGURE 8 – Schéma du dispositif

Mesurer la portance de l'aile en fonction de l'angle d'attaque et observer l'effet du décrochage (voir Guyon, Hulin, Petit, 2e édition p.535-539). On peut ensuite étudier l'influence de la vitesse à géométrie fixée. On peut également relier la portance au profil de pression sur et sous l'aile, mais cette mesure est qualitative parce qu'on ne peut mesurer la pression qu'en un nombre restreint de points.

## 11 [2P] Instabilité hydrodynamique — Instabilité de Taylor–Couette

Le dispositif présenté (notice 570) permet de réaliser expérimentalement un écoulement de Couette cylindrique. Le moteur est alimenté par un générateur continu contrôlé en tension ne devant pas délivrer plus de 24 V. À l'arrière du dispositif on alimente une fourche optique sous 0/12 V. Elle renvoie, via la fiche BNC, un signal alternatif dont la fréquence  $f$  est reliée à la vitesse de rotation du moteur  $\Omega_1$  en rad/s par  $\Omega_1 = 2\pi f/100$ . Une vis horizontale située entre le cylindre et son socle permet de serrer ou desserrer le cylindre extérieur et d'en libérer ou non la rotation  $\Omega_2$ . Le cylindre intérieur est de rayon  $R_1 = 35 \text{ mm}$  tandis que le rayon du cylindre extérieur vaut  $R_2 = 40 \text{ mm}$ . Le fluide contenu entre les deux est une huile silicone dont la viscosité cinématique à 20°C vaut  $\nu = 2 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ .

Par ailleurs, une nappe laser verticale verticale est formée grâce à une lentille cylindrique horizontale et projetée sur une partie du fluide.

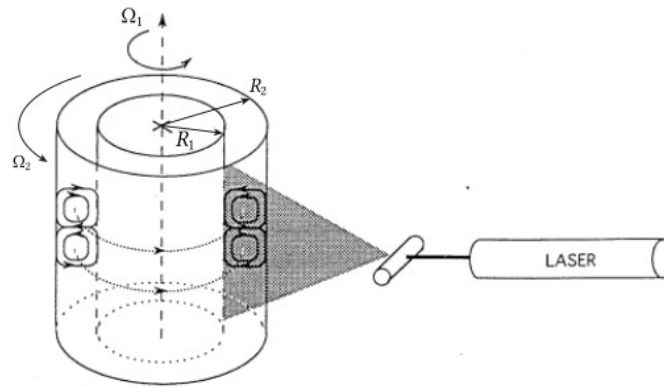


FIGURE 9 – Schéma du dispositif

### Protocole

Dans un premier temps, le cylindre extérieur peut être libéré et le cylindre intérieur mis en rotation. On observe alors que le cylindre 2 se met à tourner à son tour<sup>5</sup>. C'est une illustration qualitative de la diffusion de quantité de mouvement (dans la direction radiale ici) due à la viscosité.

Dans un second temps on peut réaliser une mesure quantitative du seuil de l'instabilité de Taylor-Couette. Lorsque la vitesse relative des cylindres devient trop importante, l'écoulement devient instable et la moindre perturbation engendre l'apparition de rouleaux horizontaux sur toute la hauteur du dispositif. Il convient :

- de resserrer la vis pour empêcher la rotation du cylindre extérieur ;
- d'augmenter la vitesse du cylindre intérieur *très* progressivement ;
- d'attendre la déformation de la nappe laser, que l'on perçoit mieux que l'apparition des rouleaux ;
- de s'assurer que les rouleaux sont bien présents sur toute la hauteur du cylindre ;
- de faire la mesure en augmentant puis en diminuant la vitesse de rotation du moteur et de discuter l'hystérésis.

L'instabilité peut apparaître dès que le nombre de Taylor dépasse sa valeur critique

$$Ta = \frac{2\Omega_1^2 R_1^2 (R_2 - R_1)^3}{v^2 (R_1 + R_2)} > Ta_c = 1712. \quad (12)$$

### Références complémentaires

Sur la théorie de l'écoulement de Taylor Couette et l'instabilité :

- Guyon, Hulin, Petit, *Hydrodynamique physique* chapitre 10

5. En théorie le cylindre 2 devrait tourner au bout d'un certain temps dès que la vitesse  $\Omega_1$  est non nulle. En pratique, les frottements importants qui s'exercent sur le cylindre extérieur l'empêche de tourner lorsque  $\Omega_1$  est trop faible.