24 Mars 2025 *Hamm Daniele*

Corrigé 5

Exercice 1: Tube de Venturi comme débit-mètre

On considère le dispositif expérimental illustré sur la figure 1. Ce dispositif est appelé tube de Venturi. Le fluide considéré est incompressible et sa viscosité est négligeable. On suppose que la vitesse du fluide est constante à travers chaque section perpendiculaire à l'axe du tube (mais varie le long du tube). On pourra faire l'hypothèse que $\rho_0 \ll \rho$.

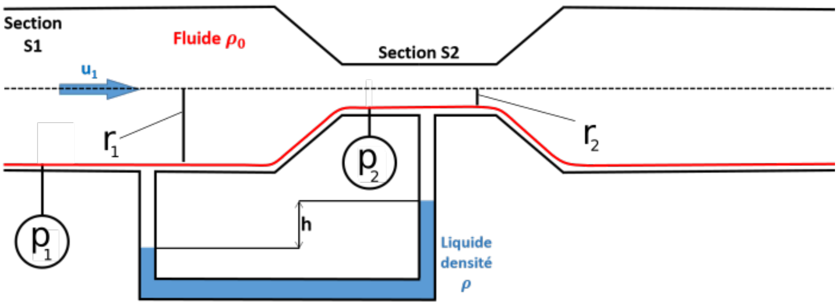


FIGURE 1 – Schéma d'un tube Venturi

(a) Dans un premier temps, on suppose que l'on pourra négliger, dans l'application de la loi de Bernoulli, la variation de l'énergie potentielle de pesanteur, en la considérant négligeable par rapport aux variations des termes cinétique et de pression. Donnez l'expression de la différence de pression le long de la ligne de courant montrée en rouge sur la figure 1 en fonction de ρ_0, u_1, r_1 et r_2

(b) En supposant que les grandeurs ρ, ρ_0, r_1 et r_2 sont connus, montrer que la mesure de la hauteur h permet d'estimer le flux de masse dans le tube.

(c) Dans les parties a) et b), on a négligé la variation de l'énergie potentielle de pesanteur dans l'application de la loi de Bernoulli. Montrez que ceci est justifié si u_1 est suffisamment élevée.

Solution:

(a) On commence par écrire la conservation du flux et l'équation de Bernoulli

$$\text{Conservation du flux :} \quad S_1 u_1 = S_2 u_2$$
$$\text{Théorème de Bernouilli :} \quad p_1 + \frac{1}{2}\rho_0 u_1^2 = p_2 + \frac{1}{2}\rho_0 u_2^2$$

Ces deux équations peuvent se réécrire

$$u_2 = \frac{r_1^2}{r_2^2} u_1$$
$$p_1 - p_2 = \frac{1}{2}\rho_0 (u_2^2 - u_1^2)$$

D'où

$$\boxed{p_1 - p_2 = \frac{1}{2}\rho_0 \left(\frac{r_1^4}{r_2^4} - 1\right) u_1^2}$$

(b) D'après la loi d'hydrostatique appliqué au tube de liquide de densité ρ, on a

$$p_1 - p_2 = \rho g h$$

En réutilisant le résultat de la question précédente, on a

$$\rho g h = \frac{1}{2}\rho_0 u_1^2 \left(\frac{r_1^4}{r_2^4} - 1\right)$$

D'où la densité de flux massique

$$\rho_0 u_1 = \sqrt{\frac{2\rho g h}{\left(\frac{r_1^4}{r_2^4} - 1\right)}\rho_0}$$

Et donc le flux de masse dans le tube est donné par

$$\boxed{\rho_0 u_1 S_1 = \pi r_1^2 \sqrt{\frac{2\rho g h}{\left(\frac{r_1^4}{r_2^4} - 1\right)}\rho_0}}$$

(c) On va choisir notre axe vertical z tel que dans la partie du tube avec section S_1, la ligne de courant est à $z = 0$. Dans ce cas, la hauteur de la ligne de courant dans la partie étroite est $r_1 - r_2$ et la loi de Bernoulli devient :

$$p_1 + \frac{1}{2}\rho u_1^2 = p_2 + \rho g(r_1 - r_2) + \frac{1}{2}\rho u_2^2$$

La différence de pression est donc

$$p_1 - p_2 = \frac{1}{2}\rho(u_2^2 - u_1^2) + \rho g(r_1 - r_2)$$

En utilisant la conservation du flux, l'équation précédente peut se réécrire :

$$p_1 - p_2 = \frac{1}{2}\rho u_1^2(\frac{r_1^4}{r_2^4} - 1) + \rho g(r_1 - r_2) \tag{1}$$

Si maintenant on considère le rapport des deux termes sur le côté droit de l'équation, on a

$$\begin{aligned} R &= 2\frac{g}{u_1^2}\frac{r_1 - r_2}{\frac{r_1^4}{r_2^4} - 1} \\ &= 2\frac{g r_2}{u_1^2}\frac{\frac{r_1}{r_2} - 1}{\frac{r_1^4}{r_2^4} - 1} \end{aligned}$$

on voit que le rapport tend vers zéro pour $\boxed{u_1 \gg 2 g r_2 \frac{\frac{r_1}{r_2} - 1}{\frac{r_1^4}{r_2^4} - 1}}$. Donc, dans ce cas, le terme de gauche domine et la variation de pression est principalement liée à la variation d'énergie cinétique du fluide. Dans le cas inverse où l'on aurait $R \ll 1$, on se retrouve dans une situation où la gravité domine sur la dynamique du fluide, cela correspond à l'hydrostatique.

Exercice 2: Tube de Pitot

Le tube de Pitot est un instrument qui sert à mesurer la vitesse d'écoulement d'un gaz. Comme illustré sur la figure 2, les lignes de courant (1) et (2) partent de la même région où la pression est p_0 et la vitesse fluide est u_0. Le dispositif est conçu de sorte que l'écoulement de gaz soit peu modifié aux abords du tube : la pression et la vitesse en (1) sont donc les mêmes qu'en amont du tube ($u_1 = u_0$, $p_1 = p_0$). La densité du gaz est ρ_{gaz}.

(a) Expliquez le fonctionnement du tube de Pitot.

(b) En supposant que le gaz est incompressible et non-visqueux et que le liquide du manomètre a une densité $\rho_l \gg \rho_{\text{gaz}}$, calculez u_0 en fonction de h.

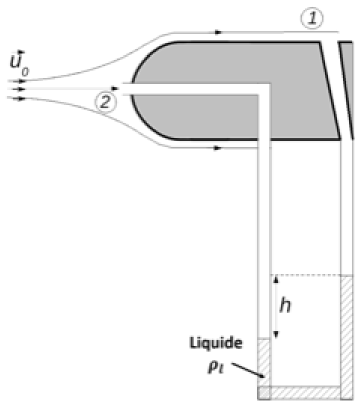


FIGURE 2 – Schéma de principe d'un tube de Pitot

Solution:

(a) Le tube de Pitot fonctionne sur le principe suivant. Les lignes de courant (1) et (2) proviennent de régions infinitésimalement proches (si le trou du tube de Pitot est infinitésimalement petit) de telle sorte que l'on peut considérer que la vitesse du gaz est identique pour les deux lignes de courant en question en amont du tube, et vaut $\vec{u_0}$. Au niveau du tube de Pitot on a :

1. La ligne de courant (1) qui poursuit sa route, légèrement déviée par le tube de Pitot. On considère que l'écoulement à l'extérieur du tube de Pitot n'est pas impacté par la présence de celui-ci, et la ligne de courant conserve donc sa vitesse $\vec{u_0}$
2. La ligne de courant (2) qui entre dans le tube de Pitot et crée une surpression sur le liquide contenu dans le tube.

Le liquide contenu dans le tube possède une surface qui subit une surpression $p_2 > p_0$ à gauche et une surface à pression $p_1 = p_0$ à droite. Ainsi, le liquide ne sera pas à une hauteur similaire à gauche et à droite. La différence de hauteur nous indique la différence de pression entre la gauche et la droite, et de cette différence peut être déduite la vitesse $\vec{u_0}$, par le Théorème de Bernoulli.

(b) Le Théorème de Bernoulli nous indique que, le long d'une ligne de courant, on a

$$\frac{1}{2}\rho u^2 + p + \rho g y = \text{cste}$$

Le long d'une ligne de courant, la variation de pression entre deux points A et B peut donc s'écrire

$$p_A - p_B = \frac{1}{2}\rho\left(u_B^2 - u_A^2\right) + \rho g(z_B - z_A)$$

Dans le cas présent, le dispositif étant quasiment à l'horizontale, on négligera la variation d'altitude le long d'une ligne de courant.

1. Pour la ligne de courant (1), on aura :

$$\frac{1}{2}\rho_{\text{gaz}}u_0^2 + p_0 = \frac{1}{2}\rho_{\text{gaz}}u_1^2 + p_1$$

   où ρ_{gaz} est la densité du gaz, u_0 sa vitesse fluide bien avant l'entrée dans le tube, p_0 sa pression bien avant l'entrée dans le tube, u_1 sa vitesse au point (1) et p_1 sa pression au point (1).
   Sachant que $u_1 = u_0$, comme discuté pour la question a), et que le changement de hauteur le long de la ligne de courant (1) est négligé, on en déduit que $p_1 = p_0$. Donc, comme indiqué dans l'énoncé, on a que $u_1 = u_0,\ p_1 = p_0$.

2. Pour la ligne de courant (2), on aura :

$$\frac{1}{2}\rho_{\text{gaz}}u_0^2 + p_0 = \frac{1}{2}\rho_{\text{gaz}}u_2^2 + p_2$$

   où u_2 est la vitesse du gaz lorsqu'il entre en contact avec le liquide dans le manomètre, p_2 la pression du gaz à la surface du liquide dans le manomètre. Hors, on sait que le gaz doit s'arrêter lorsqu'il entre en contact avec le liquide, c'est à dire $u_2 = 0$, comme le niveau du liquide aura atteint un niveau stationnaire. Ce qui nous permet de déduire p_2 :

$$p_2 = p_0 + \frac{1}{2}\rho_{\text{gaz}}u_0^2$$

Par la loi de l'hydrostatique, on déduit :

$$p_2 - p_0 = \rho_l g h,$$

d'où :

$$h = \frac{1}{2}\frac{\rho_{\text{gaz}}u_0^2}{\rho_l g}$$

et finalement :

$$\boxed{u_0 = \sqrt{\frac{2h\rho_l g}{\rho_{\text{gaz}}}}}$$

Remarque : ça peut paraître surprenant que la vitesse le long de la ligne de courant tende vers zero quand elle s'approche de l'entrée de l'ouverture horizontale du tube de Pitot. On peut le comprendre comme suit : les lignes de courant au-dessus de la ligne (2) passent par le haut du tube. Celle au-dessus par le bas. Donc, la ligne (2) sépare les particules fluides qui passent d'un coté ou de l'autre de l'obstacle. Donc, la où la ligne (2) rencontre l'obstacle, sa vitesse s'annule. Ce point est appelé point de stagnation. On a un tel point de stagnation aussi, par example, dans le cas d'un écoulement autour d'une sphère.

Exercice 3: Fontaine de Torricelli

On considère l'arrangement suivant (figure 2), où l'on suppose que la surface du liquide S_1 dans le bac est beaucoup plus grande que la section S_2 de sortie dans le bas du bac. Le liquide est supposé incompressible.

(a) Appliquez le Théorème de Bernoulli le long de la ligne de courant pour les points (1) (surface du liquide), (2) (sortie du bas) et (3) (position la plus haute du jet de liquide).

(b) En déduire la vitesse du fluide au point (2) et la hauteur du point (3) dans la limite $S_1 \gg S_2$ et $\alpha \sim 90\,\mathrm{deg}$.
Indication : La pression aux points (1), (2) et (3) est égale à la pression atmosphérique

(c) Combien de temps faudra-t-il pour que le bac soit vidé jusqu'à la hauteur h ?

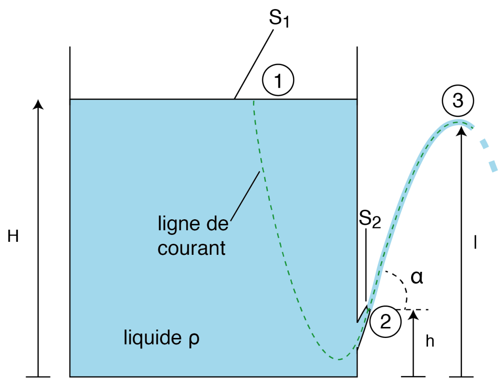


FIGURE 3 – Schéma du dispostif

Solution:

(a) On considère le fluide parfait, incompressible en écoulement stationnaire. D'après le théorème de Bernoulli, et en considérant un axe z vers le haut, on a en tout point de la ligne de courant matérialisée par les traitillés verts (figure 3) :

$$\frac{1}{2}\rho u^2 + \rho g z + p = cste = C$$

On applique respectivement le théorème de Bernoulli aux points (1), (2) et (3). On obtient :
En (1) :

$$\frac{1}{2}\rho u_1^2 + \rho g H + p_1 = C$$

En (2) :

$$\frac{1}{2}\rho u_2^2 + \rho g h + p_2 = C$$

En (3) :

$$\frac{1}{2}\rho u_3^2 + \rho g l + p_3 = C$$

(b) D'après le théorème de Bernoulli appliqué en (1) et (2), on a (avec $p_1 = p_2 = p_3 = p_0$, p_0 étant la pression athmosphérique) :

$$\frac{1}{2}\rho u_1^2 + \rho g H + p_0 = \frac{1}{2}\rho u_2^2 + \rho g h + p_0$$

En simplifiant, on obtient :

$$\frac{1}{2}u_1^2 + gH = \frac{1}{2}u_2^2 + gh$$

Et donc :

$$\frac{1}{2}u_2^2(1 - (\frac{u_1}{u_2})^2) = g(H - h)$$

De plus, par conservation du flux, on a :

$$u_1 S_1 = u_2 S_2 \Rightarrow \frac{u_1}{u_2} = \frac{S_2}{S_1}$$

On obtient donc :

$$\frac{1}{2}u_2^2(1-(\frac{S_2}{S_1})^2) = g(H-h)$$

Or comme $S_1 \gg S_2$, le terme $\frac{S_2}{S_1} \ll 1$ et on trouve finalement :

$u_2 = \sqrt{2g(H-h)}$

D'après le théorème de Bernoulli appliqué en (2) et (3), on a :

$$\frac{1}{2}\rho u_2^2 + \rho gh + p_0 = \frac{1}{2}\rho u_3^2 + \rho gl + p_0$$

avec l la hauteur du point (3). En simplifiant, on obtient :

$$g(l-h) = \frac{1}{2}(u_2^2 - u_3^2)$$

La composante verticale de $\vec{u}_3$ est nulle et sa composante horizontale l'est aussi puisque le jet est lancé à la verticale. On a donc $u_3 = 0$ et

$$l = h + \frac{1}{2g}2g(H-h) = h + H - h = H$$

On a donc $l = H$

(c) D'après la question précédente, on a de manière générale $u_2 = \sqrt{2g(z-h)}$, avec z la hauteur de la surface supérieure du liquide à un instant quelconque tel que $z = H$ à t=0 s. On sait que la variation de volume du liquide dV dans le bac pendant un temps dt infinitésimalement court est $dV = S_1 dz = -S_1 u_1 dt = -S_2 u_2 dt$. On a donc :

$$\frac{dz}{dt} = -\sqrt{2g(z-h)}\frac{S_2}{S_1}$$

En séparant les variables z et t on obtient

$$-\frac{dz}{\sqrt{2g(z-h)}} = \frac{S_2}{S_1}dt \tag{2}$$

On peut alors intégrer séparément de chaque côté de l'équation entre l'instant initial t=0 s où $z = H$ et l'instant final t_h où la surface supérieure du liquide à atteint la hauteur $z = h$

$$-\int_H^h \frac{dz}{\sqrt{2g(z-h)}} = \int_0^{t_h} \frac{S_2}{S_1}dt \tag{3}$$

$$\Rightarrow -\left[2\sqrt{\frac{z-h}{2g}}\right]_{z=H}^{z=h} = \left[\frac{S_2}{S_1}t\right]_{t=0}^{t=t_h} \tag{4}$$

$$\Rightarrow 2\sqrt{\frac{H-h}{2g}} = \frac{S_2}{S_1}t_h \tag{5}$$

On obtient donc $\boxed{t_h = \frac{S_1}{S_2}\sqrt{2\frac{H-h}{g}}}$

Exercice 4: Navire à vent sans voile

(a) A partir de la conservation du flux pour un écoulement stationnaire, expliquez pourquoi la vitesse d'un fluide incompressible est plus élevée lorsque les lignes de flux sont plus serrées.

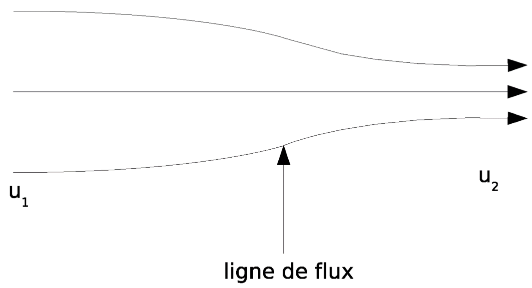


FIGURE 4 – Conservation du flux

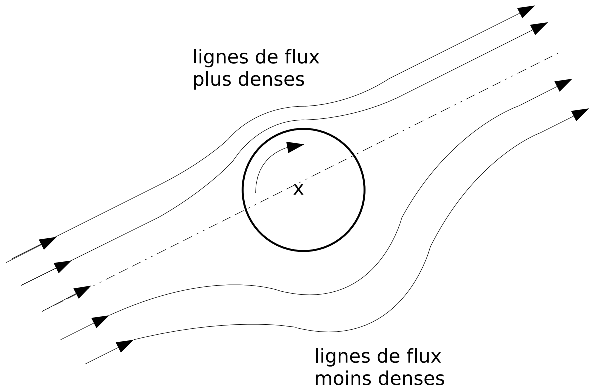


FIGURE 5 – Voile cylindrique

(b) Certaines navires ont un cylindre tournant à la place des voiles. Lorsque le cylindre est mis en rotation (par un moteur), une force est générée sur le cylindre, ce qui propulse le navire. Les lignes de flux autour de ce cylindre tournant sont décrites dans la figure 5. Qualitativement, montrez dans quelle direction le navire est poussé par le vent.

Solution:

(a) La conservation du flux pour un écoulement stationnaire est donnée par

$$\Phi = Su = \text{cste}.$$

Cela implique que plus la vitesse du fluide augmente, plus la surface traversée par le flux du liquide devient petite (voir figure 6). Puisque les lignes de flux sont toujours parallèles au champ vectoriel de vitesse, le tube de flux devient plus serré si la vitesse du fluide augmente.

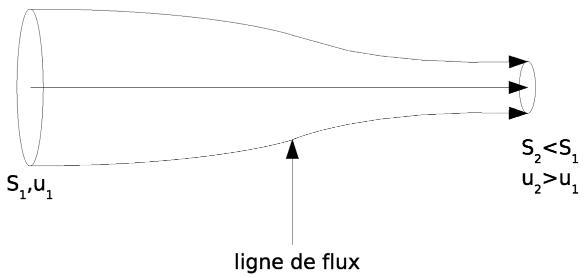


FIGURE 6 – Conservation du flux

(b) L'écoulement du vent le long de la voile (dans notre cas le cylindre, voir figure 7) crée une différence de pression entre le côté au vent (intrados) et le côté sous le vent (extrados). En se rappelant l'argumentation faite sous (a), cette dépression se forme sur l'extrados à cause de la différence entre les vitesse u_i et u_e. Il en résulte une force qui « tire » le navire du côté de la dépression et lui permet de remonter le vent. C'est le même phénomène, appliqué à une aile d'avion, qui lui permet de voler. La dépression Δp est calculée par le Théorème de Bernoulli :

$$\Delta p = \frac{1}{2}\rho\left(u_i^2 - u_e^2\right)$$

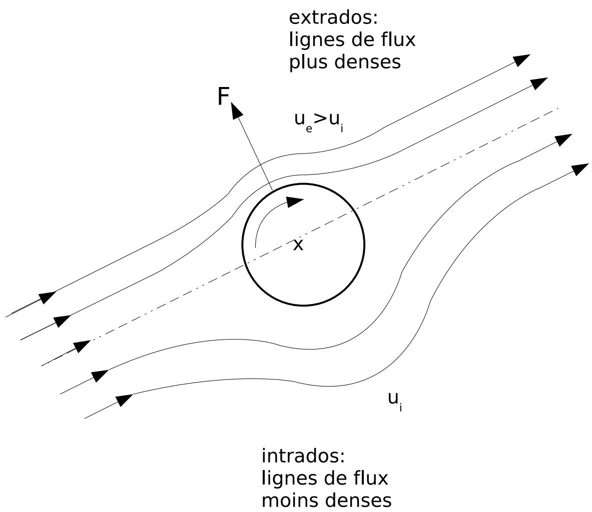


FIGURE 7 – Force sur la voile cylindrique

Exercice 5: Expérience du cours

On considère des colonnes verticales situées sur un tube horizontal dans lequel un fluide incompressible s'écoule de façon stationnaire vers la droite. La vitesse d'entrée à gauche est horizontale et de norme u_0. Toutes les colonnes verticales sont ouvertes en haut et sujettes à la pression atmosphérique. On néglige les effets capillaires.

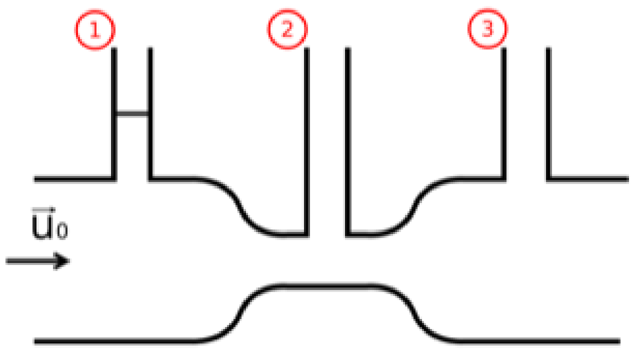


FIGURE 8 – Situation expérimentale

On suppose que le fluide dans la colonne 1 monte toujours à la position indiquée sur la figure 8 et on veut savoir qualitativement (sans calcul) à quelle hauteur le fluide monte dans les colonnes 2 et 3 pour les situations suivantes :

(a) Dans le cas d'un fluide parfait

(b) Dans la limite $u_0 \to 0$

(c) Dans le cas d'un fluide visqueux

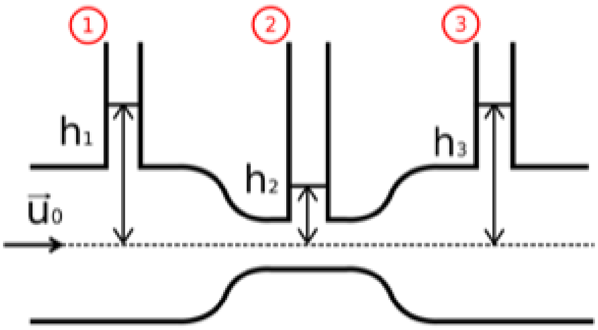
Pour chaque partie, faites un dessin et justifiez votre réponse en quelques mots.

Solution:

(a) Dans le cas d'un fluide parfait, on applique le théorème de Bernoulli et la conservation du flux :

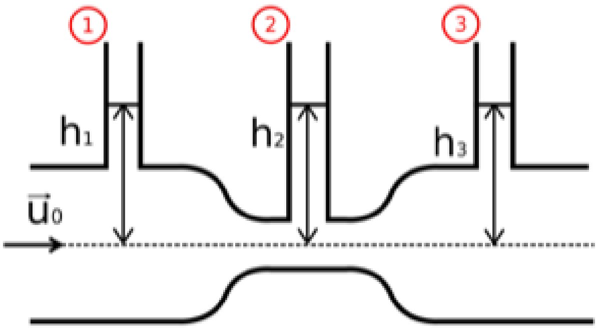
— La section (2) étant plus étroite que la section (1) et le fluide en mouvement étant incompressible, la conservation du flux implique que la vitesse du fluide y est plus élevée que sous la colonne (1). Par conséquence, en appliquant le théorème de Bernoulli, une dépression va se créer sous la colonne (2), et le niveau du liquide sera donc moins élevé que dans la colonne (1) : $h_2 < h_1$

— Pour le liquide dans la colonne (3), la largeur de la section étant la même que sous la colonne (1), on en déduit que $h_3 = h_1$



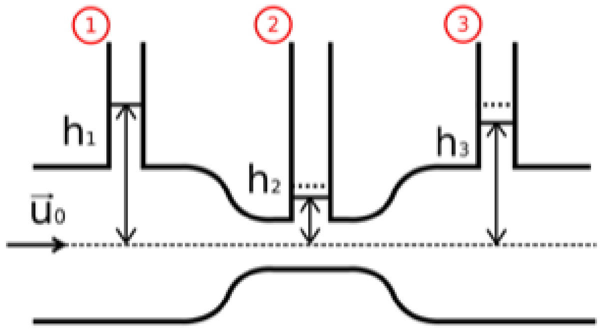
Situation dans le cas (a)

(b) Dans la limite $u_0 \to 0$, on tend vers l'équilibre hydrostatique dans lequel la pression du liquide ne dépend que de son altitude. Par conséquent, le fluide sera à la même hauteur dans tous les tubes : $h_1 = h_3$ et $h_2 = h_1$.



Situation dans le cas (b)

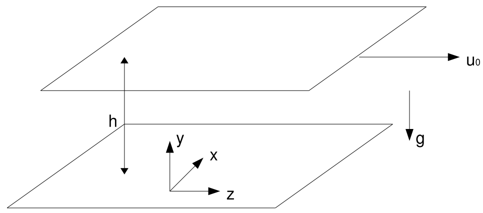
(c) Ce cas est similaire à la première question, mais il y a une perte de pression le long du dispositif induite par la viscosité (cf. l'écoulement de Poiseuille discuté en cours). Les hauteurs h_2 et h_3 vont diminuer par rapport à ce qu'elles étaient en (a). Ainsi, la hauteur h_2 sera plus petite que h_1 de fait de la diminution de section et de la perte de charge induite par le travail des forces de viscosité entre 1 et 2. La hauteur h_3 plus petite que h_1 uniquement du fait de la perte de charge induite par le travail des forces de viscosité entre 1 et 3. Il n'est pas possible de conclure sur la relation entre h_2 et h_3.



Situation dans le cas (c) (les traits pointillés indiquent la hauteur dans le cas (a))

Exercice 6: Ecoulement de Couette

On considère un écoulement visqueux d'un fluide incompressible entre 2 plans. Le fluide est entraîné dans la direction $\vec{e}_z$ par le mouvement de la plaque supérieure qui a une vitesse $\vec{u}_0 = (0, 0, u_0)$. La plaque inférieure est au repos. Il n'y a aucun gradient de pression dans la direction $\vec{e}_z$. Le fluide est soumis à la gravité $\vec{g} = (0, -g, 0)$. On suppose un écoulement stationnaire avec un champ de vitesse $\vec{u}(\vec{r}, t)$ du fluide de la forme $\vec{u}(\vec{r}, t) = u_z(y)\vec{e}_z$



(a) Démontrez qu'avec ces hypothèses l'équation de continuité est satisfaite. Quelle est l'équation d'état de ce fluide ?

(b) Projetez l'équation de Navier-Stokes selon les trois direction.

(c) Déterminez $u_z(y)$.

(d) Déterminer la forme $p(x, y, z)$ de la pression, en supposant une pression au point $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ égale à p_0

(e) Avec u_0=1 m/s, h=2 cm, et une viscosité η du fluide égale à 1.5 Pa.s, déterminer la force par m^2 qu'il faut appliquer à la plaque supérieure pour compenser la force de viscosité. Quelle est la direction de cette force ?

L'écoulement que vous venez d'étudier est appelé écoulement de Couette plan.

Solution:

(a) On veut montrer que l'équation de continuité est satisfaite, et donc que :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0$$

Le fluide étant incompressible, et donc $\rho = cste$, on a :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = \underbrace{\frac{\partial \rho}{\partial t}}_{=0} + \rho(\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) + \underbrace{(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\rho}_{=0}$$

Il reste donc à vérifier qu'on a bien $\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0$. En effet, on a $\vec{u}(\vec{r}, t) = u_z(y)\vec{e}_z$. Comme $u_x = u_y = 0$ et que u_z est indépendant de z, on a donc bien :

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{u} = (\tfrac{\partial}{\partial x}u_x, \tfrac{\partial}{\partial y}u_y, \tfrac{\partial}{\partial z}u_z) = 0$$

Le fluide étant incompressible, l'équation d'état est donc $\rho = cste$.

(b) L'équation de Navier-Stokes pour un fluide incompressible est donnée par :

$$\rho\left[\frac{\partial\vec{u}}{\partial t} + (\vec{u}\cdot\vec{\nabla})\vec{u}\right] = -\vec{\nabla}p + \rho\vec{g} + \eta\Delta\vec{u},$$

avec $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ et $\vec{u}(\vec{r},t) = u_z(y)\vec{e}_z$, elle s'écrit alors :

— Dans la direction $\vec{e}_x$:

$$\underbrace{\rho\left[\frac{\partial u_x}{\partial t} + (u_z\frac{\partial}{\partial z})u_x\right]}_{=0} = -\tfrac{\partial p}{\partial x} + 0 + \eta\underbrace{\Delta u_x}_{=0} \quad\Rightarrow\quad \tfrac{\partial p}{\partial x} = 0$$

— Dans la direction $\vec{e}_y$:

$$\underbrace{\rho\left[\frac{\partial u_y}{\partial t} + (u_z\frac{\partial}{\partial z})u_y\right]}_{=0} = -\tfrac{\partial p}{\partial y} + -\rho g + \eta\underbrace{\Delta u_y}_{=0} \quad\Rightarrow\quad \tfrac{\partial p}{\partial y} = -\rho g$$

— Dans la direction $\vec{e}_z$ (on rappelle que l'on a supposé $\frac{\partial p}{\partial z} = 0$ dans la donnée) :

$$\underbrace{\rho\left[\frac{\partial u_z}{\partial t} + (u_z\frac{\partial}{\partial z})u_z\right]}_{=0} = \underbrace{-\frac{\partial p}{\partial z}}_{=0} + 0 + \eta\Delta u_z \quad\Rightarrow\quad \tfrac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} = 0$$

(c) En intégrant deux fois l'équation de Navier-Stokes selon $\vec{e}_z$, on trouve :

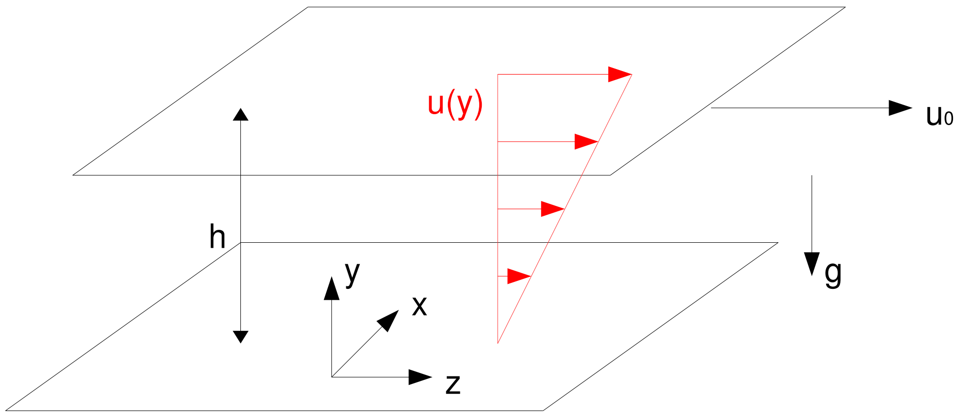
$$u_z(y) = Ay + B$$

On utilise alors les conditions au bord :

— En $y = 0$, $u_z = 0$. Donc $B = 0$.

— En $y = h$, $u_z = u_0$. Donc $A = \frac{u_0}{h}$.

$$\text{Donc}\quad u_z(y) = \tfrac{u_0}{h}y \quad\text{et}\quad \tfrac{\partial u_z}{\partial y} = \tfrac{u_0}{h}$$



(d) D'après les composante selon $\vec{e}_x$ et $\vec{e}_y$ de l'équation de Navier-Sokes, on a :

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -\rho g$$
$$\frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

En intégrant (sachant que $\frac{\partial p}{\partial z} = 0$), on obtient

$$p(x,y,z) = -\rho g y + cste$$

Or on sait que $p(0,0,0) = p_0$, on a donc :

$$p(x,y,z) = -\rho g y + p_0$$

(e) On sait que $F_{visc} = \eta S \frac{\partial u_z}{\partial y}$, on a donc $\frac{F_{visc}}{S} = \eta \frac{\partial u_z}{\partial y} = \eta \frac{u_0}{h}$.
Application numérique : $\frac{F_{visc}}{S} = 1.5\ [\mathrm{Pa.s}] \times \frac{1[m/s]}{2\times10^{-2}[m]} = 75\ \mathrm{N/m^2}$ vers $-\vec{e}_z$ (vers la gauche dans le dessin).