الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Centre Universitaire
Abdelhafid boussouf Mila

Institut des Sciences et de la Technologie
Département des Sciences et Techniques

Spécialité : Génie mécanique 3em année licence **Année universitaire** 2020/2021
Option: énergétique

L'auteur : Dr Ali Bendjaghlouli

Cours: Mécanique des fluides II

Chapitre II: Dynamique des fluides parfaits incompressible

La dynamique des fluides consiste à étudier le mouvement des particules fluides soumises à un système de forces.

Dans la dynamique des liquides couramment appelée hydrodynamique, les forces de compressibilités sont négligées. Si les forces dues à la viscosité ne se manifestent pas, il n'y a donc pas de mouvement relatif entre les particules du liquide : on parle alors de l'hydrodynamique du liquide parfait.

Ce chapitre traite du développement et des applications des équations fondamentale de la dynamique des fluides.

II-1 Equation de la Dynamique des fluides parfaits incompressible

Soit un petit cylindre se déplace comme l'indique la figure 1

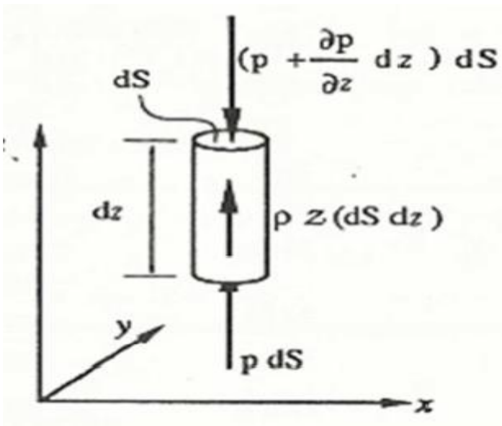


figure 1

En raisonnant, dans un premier temps, suivant la verticale (z), les forces qui agissent sur cet élément de volume $dv = dS.dz$, sont :

- La force de volume : $\rho.z.dSdz$
- Les forces de pression :

$$pdS \;\; et \;\; \left(p + \frac{\partial p}{\partial z}dz\right)dS$$

- La force d'inertie (accélération) :

$$\rho \frac{dw}{dt}\,(dS\,dz).$$

où w est la composante de la vitesse $\vec{V}(u, v, w)$ selon la direction z et t représente le temps.

Etant donné que la masse volumique reste constante, l'ensemble des forces satisfait l'équation de Newton :

$$\sum(forces) = (masse) \times (accélération)$$

La condition d'équilibre des forces selon z s'écrit comme suit :

$$pdS - \left(p + \frac{\partial p}{\partial z}dz\right)dS + \rho.z.dSdz = \rho\frac{dw}{dt}dSdz$$

et par unité de volume, on a :

$$-\frac{\partial p}{\partial z} + \rho.z = \rho\frac{dw}{dt}$$

La condition d'équilibre des forces dans les autres directions peut s'écrire de façon analogue et on a :

$$\begin{cases} ox: & \rho.x - \dfrac{\partial p}{\partial x} = \rho\dfrac{du}{dt} \\ oy: & \rho.y - \dfrac{\partial p}{\partial y} = \rho\dfrac{dv}{dt} \\ oz: & \rho.z - \dfrac{\partial p}{\partial z} = \rho\dfrac{dw}{dt} \end{cases} \Rightarrow \rho\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \dfrac{\partial p}{\partial x} \\ \dfrac{\partial p}{\partial y} \\ \dfrac{\partial p}{\partial z} \end{pmatrix} = \rho\begin{pmatrix} \dfrac{du}{dt} \\ \dfrac{dv}{dt} \\ \dfrac{dw}{dt} \end{pmatrix}$$

ou

$$\boldsymbol{\rho\vec{f} - \overrightarrow{grad}\,p = \rho\frac{d\vec{V}}{dt}} \qquad \textbf{(1)}$$

L'équation **(1)** est appelée **équation générale de la dynamique des fluides parfaits** ou **Equation d'Euler**.

L'interprétation physique de l'équation **(1)** est la suivante :

$$\underbrace{\rho\vec{f}}_{Forces\ de\ volume\ par\ unité\ de\ volume} + \underbrace{(-\overrightarrow{grad}\,p)}_{Forces\ de\ pression\ par\ unité\ de\ volume} = \underbrace{\rho\frac{d\vec{V}}{dt}}_{Forces\ d'inertie par\ unité\ de\ volume}$$

II-2 Equation hydrodynamique

Dans l'équation **(1)** , $\vec{f}$ représente le vecteur de force de volume par unité de masse, dont les trois composantes sont (x, y, z).

En hydrodynamique comme en hydrostatique, on ne considère en général que le champ gravitationnel terrestre, soit :

$$\vec{f} = \vec{g} \Rightarrow \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -g \end{pmatrix} \qquad \textbf{(2)}$$

où g est l'accélération de la pesanteur.

où g est l'accélération de la pesanteur.

Ainsi l'équation (5.1) devient :

$$\boldsymbol{\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = \rho\vec{g} - \overrightarrow{grad}\, p}$$

$$\Rightarrow \boldsymbol{\rho} \begin{pmatrix} \boldsymbol{\frac{du}{dt}} \\ \boldsymbol{\frac{dv}{dt}} \\ \boldsymbol{\frac{dw}{dt}} \end{pmatrix} = \rho \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -g \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{\partial p}{\partial z} \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \boldsymbol{\rho \frac{du}{dt}} = -\frac{\partial p}{\partial x} \\ \boldsymbol{\rho \frac{dv}{dt}} = -\frac{\partial p}{\partial y} \\ \boldsymbol{\rho \frac{dw}{dt}} = -\rho g - \frac{\partial p}{\partial y} \end{cases} \qquad \textbf{(3)}$$

Les équations **(3)** sont appelées **équations de l'hydrodynamique** pour l'écoulement d'un fluide parfait à masse volumique constante dans le champ de pesanteur.

Le vecteur vitesse $\vec{V}(u, v, w)$ est une fonction de l'espace et du temps, donc :

$$\vec{V} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = f(x, y, z\,; t)$$

La dérivée totale de la vitesse $d\vec{V}/dt$ s'écrit :

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z}$$
$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} + w\frac{\partial v}{\partial z}$$
$$\frac{dw}{dt} = \frac{\partial w}{\partial t} + u\frac{\partial w}{\partial x} + v\frac{\partial w}{\partial y} + w\frac{\partial w}{\partial z}$$

$$\Rightarrow \quad \underbrace{\frac{d\vec{V}}{dt}}_{Accélération\ totale} = \underbrace{\frac{\partial \vec{V}}{\partial t}}_{accélération\ locale} + \underbrace{\vec{V} \cdot \overline{\overline{grad}}\, \vec{V}}_{accélération\ convective} \qquad \textbf{(4)}$$

En utilisant la définition de la dérivée totale de la vitesse, équation **(4)** , les équations de l'hydrodynamique, équatioı **(3)** , s'écrivent :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} + w\frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u\frac{\partial w}{\partial x} + v\frac{\partial w}{\partial y} + w\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} - g$$

$$\Rightarrow \quad \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \overline{\overline{grad}}\, \vec{V} = -\frac{1}{\rho}\, \overrightarrow{grad}\,(p + \rho g h) \qquad \textbf{(5)}$$

Si l'écoulement est stationnaire (permanent), l'accélération locale $\frac{\partial \vec{V}}{\partial t}$ est nulle.

Si l'écoulement est uniforme alors l'accélération convective $\vec{V} \cdot \overline{\overline{grad}}\, \vec{V}$ est nulle.

Dans un écoulement stationnaire uniforme, l'accélération totale $\frac{d\vec{V}}{dt}$ est donc nulle.

Le mouvement de fluide en écoulement parfait (de viscosité négligeable) obéit à deux équations fondamentales :

- L'équation fondamentale de la dynamique des fluides parfaits ou Equation d'Euler
- L'équation de Bernoulli.

II-3 Equation de Bernoulli

L'équation de Bernoulli traduit le bilan énergétique du fluide. En partant de l'équation d'Euler (5.1) dans le champ gravitationnel

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \overline{\overline{grad}}\, \vec{V} = -\frac{1}{\rho}\, \overrightarrow{grad}(p + \rho g h)$$

On sait que :

$$\vec{V}.\overline{\overline{grad}}\, \vec{V} = \frac{1}{2}\overrightarrow{grad} V^2 - \vec{V} \wedge \overrightarrow{rot}\, \vec{V}$$

Alors l'équation d'Euler peut s'écrire :

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \frac{1}{2}\overrightarrow{grad}\, V^2 - \vec{V} \wedge \overrightarrow{rot}\, \vec{V} = -\frac{1}{\rho}\, \overrightarrow{grad}\,(p + \rho g h) \qquad (6)$$

Si l'écoulement est permanent $\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = 0$

Si l'écoulement est irrotationnel alors $\overrightarrow{rot}\, \vec{V} = \vec{0}$ alors on a :

$$\frac{1}{2}\overrightarrow{grad} V^2 = -\frac{1}{\rho}\overrightarrow{grad}(p + \rho g h)$$

$$\overrightarrow{grad}\left(\frac{V^2}{2}\right) + \frac{1}{\rho}\overrightarrow{grad}(p + \rho g h) = 0$$

Si le fluide est incompressible alors on a :

$$\overrightarrow{grad}\left(\frac{V^2}{2}\right) + \overrightarrow{grad}\left(\frac{p}{\rho} + gh\right) = 0$$

$$\overrightarrow{grad}\left(\frac{V^2}{2} + \frac{p}{\rho} + gh\right) = 0$$

$$\frac{V^2}{2} + \frac{p}{\rho} + gh = cste \qquad (7)$$

C'est l'équation de Bernoulli. Cette équation est valable en tout point du fluide incompressible en mouvement permanent et irrotationnel.

L'équation de Bernoulli est une équation de base de la dynamique des fluides. L'équation de Bernoulli peut encore s'écrire :

$$\frac{V^2}{2g} + \frac{p}{\rho g} + Z = cste \qquad (8)$$

Avec :

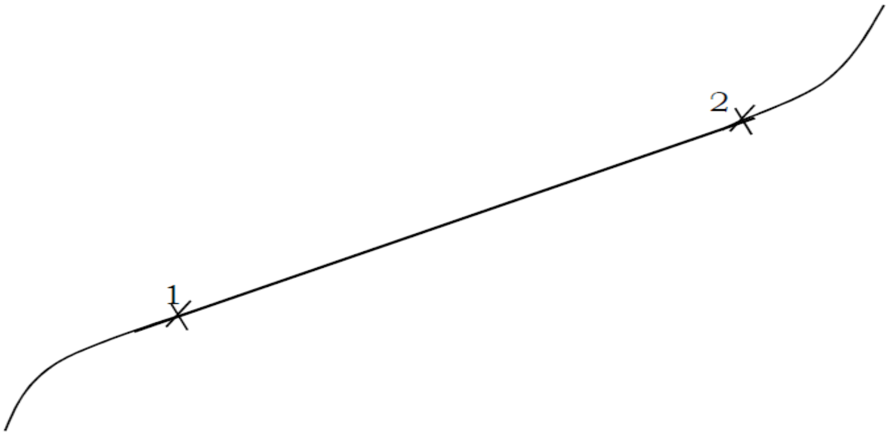
$$\frac{V^2}{2g} : hauteur\ due\ à\ la\ vitesse$$

$$\frac{p}{\rho g} : hauteur\ due\ à\ la\ pression$$

$$Z : la\ côte\ du\ point$$

$$\frac{V^2}{2g} + \frac{p}{\rho g} + Z = \frac{p_t}{\rho g} \quad appelée\ \ charge\ totale$$

$$\underbrace{\frac{p^*}{\rho g}}_{\substack{hauteur \\ piezomtrique}} = \frac{p}{\rho g} + Z$$



L'équation de Bernoulli appliquée entre les points 1 et 2 donne :

$$\frac{V_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\rho g} + Z_1 = \frac{V_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\rho g} + Z_2$$

II-4 Application de l' équation de Bernoulli

II-4-1Tube de Pitot

Dans son principe, il s'agit d'un dispositif extrêmement simple qui permet une mesure de la vitesse d'écoulement d'un fluide. L'objet présente une forme profilée, est creux afin d'être rempli du fluide dans lequel il est immergé, et doit être muni de deux prises de pression (tubes manométriques). Comme le montre le schéma de la **figure 1**, l'un des deux tubes manométriques est relié au front d'attaque de l'objet (point d'arrêt caractérisé par une vitesse d'écoulement nulle), alors que l'autre est en prise avec le fluide statique remplissant l'objet.

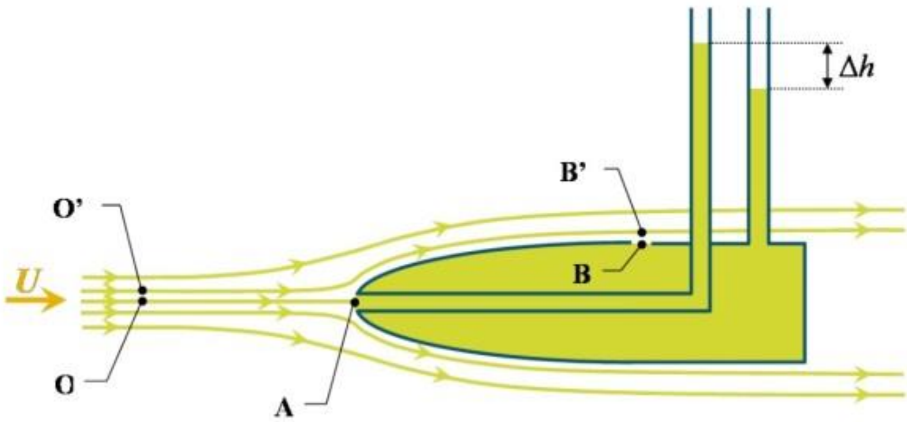


Figure 1

En supposant que le fluide est non visqueux, incompressible et que l'écoulement est stationnaire et uniforme en amont de l'objet, on va pouvoir identifier un certain nombre de lignes de courant et y appliquer l'équation de ***Bernoulli***. On supposera par ailleurs que toutes ces lignes de courant sont approximativement à la même altitude.

Le long de la ligne de courant passant par le point d'arrêt A et le point O, on a :

$p_0+\rho g z_0+\frac{1}{2}\rho v_0^2=p_A+\rho g z_A+\frac{1}{2}\rho v_A^2$, avec $z_0 \approx z_A$, $v_0=U$ et $v_A=0$.

Par conséquent, on obtient la pression de stagnation : $p_A=p_0+\frac{1}{2}\rho U^2$, où p_0 et U sont respectivement la pression et la vitesse de l'écoulement uniforme (écoulement amont, non perturbé par la présence de l'objet sonde). Par application de la loi de l'hydrostatique, cette pression de stagnation est liée au niveau affiché dans le premier tube manométrique.

Le long de la ligne de courant passant par les points O' et B', on a :

$p_{O'}+\rho g z_{O'}+\frac{1}{2}\rho v_{O'}^2=p_{B'}+\rho g z_{B'}+\frac{1}{2}\rho v_{B'}^2$, avec $z_{O'} \approx z_{B'}$

Les points O et O' étant infiniment proches, on peut considérer que $p_{O'} \approx p_0$ et $v_{O'} \approx v_0=U$; d'autre part, le point B' est situé dans une zone où l'écoulement redevient uniforme (les lignes de courant redeviennent rectilignes et parallèles) : il s'ensuit que $v_{B'} \approx U$, et l'équation de Bernoulli se résume à : $p_{B'} \approx p_{O'} \approx p_0$.

Le point B est situé au niveau de l'orifice permettant au dispositif d'être rempli par le fluide. En conséquence, la pression en B est la même que celle qui règne de manière uniforme à l'intérieur et qui est mesurée par le second tube manométrique. Par ailleurs, puisqu'à l'aplomb du point B, les lignes de courant sont rectilignes et parallèles, la loi de l'hydrostatique s'applique pour donner :

$p_{B'}+\rho g z_{B'}=p_B+\rho g z_B$, avec $z_{B'} \approx z_B$. Ce qui conduit simplement à $p_{B'} \approx p_B$.

Pour résumer, on vient de montrer que $p_B \approx p_0$ et $p_A=p_0+\frac{1}{2}\rho U^2$. Or, la différence de niveau Δh lue grâce aux deux tubes manométriques permet d'évaluer la différence de pression entre les points A et B :

$$\left.\begin{array}{l} p_A - p_B = \rho g \Delta h \\ p_A - p_B = \frac{1}{2}\rho U^2 \end{array}\right\} \Rightarrow U = \sqrt{2g\Delta h}$$

II-4-2 Tube de Venturi

Associé au principe de conservation du débit d'un écoulement en conduite, la conservation de la pression totale le long des lignes de courant (équation de ***Bernoulli***) conduit naturellement à observer l'effet ***Venturi*** : un élargissement (rétrécissement) local de la conduite provoque localement une surpression (dépression).

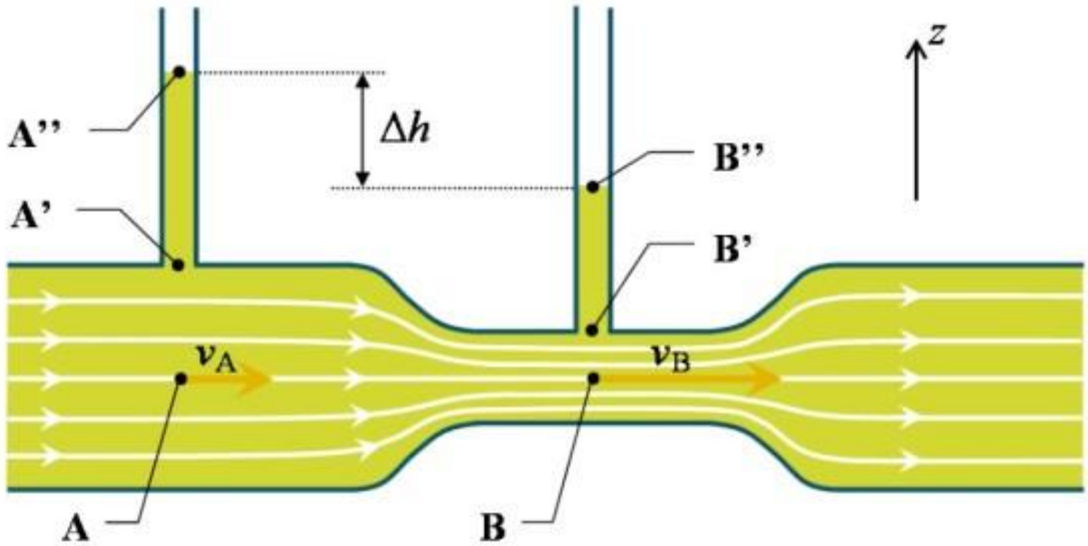


Figure 2

Cet effet est à la base d'un dispositif simple permettant la mesure du débit d'un écoulement.

Exemple

Il suffit d'aménager un rétrécissement le long d'une conduite cylindrique dans laquelle s'écoule un fluide supposé parfait et incompressible. Comme le montre le schéma de la **figure 2**, le fluide s'écoule à travers une section S_A à la vitesse uniforme v_A avant d'atteindre le rétrécissement où la section $S_B < S_A$ implique une vitesse $v_B > v_A$. En effet, la conservation du débit volumique q_v impose : $q_v = S\,v = C^{ste}$, et donc $S_A v_A = S_B v_B \Rightarrow \frac{S_A}{S_B} = \frac{v_B}{v_A} > 1$.

On peut ensuite appliquer l'équation de ***Bernoulli*** sur une ligne de courant passant par les deux points A et B :

$$p_A+\rho g z_A+\frac{1}{2}\rho v_A^2=p_B+\rho g z_B+\frac{1}{2}\rho v_B^2$$

La conduite étant horizontale, on a $z_A=z_B$; par ailleurs, on supposera que la pression est uniforme sur une même section : on a donc $p_A=p_{A'}$ et $p_B=p_{B'}$, où A' et B' appartiennent aux mêmes sections que respectivement A et B, et sont situés à l'entrée de deux tubes manométriques. Par conséquent, la dénivellation lue $\Delta h=z_{A'}-z_{B'}$ est une mesure de la différence de pression entre A' et B' :

$$p_0=p_{A'}-\rho g(z_{A'}-z_{A'})=p_{B'}-\rho g(z_{B'}-z_{B'}) \Rightarrow p_{A'}-p_{B'}=\rho g(\underbrace{z_{A'}-z_{B'}}_{\Delta h}+\underbrace{z_{A'}-z_{B'}}_{0})=\rho g \Delta h$$

Donc : $p_A-p_B=p_{A'}-p_{B'}=\rho g \Delta h$, et par ailleurs : $p_A-p_B=\frac{1}{2}\rho(v_B^2-v_A^2)$. Par identification des deux résultats, on obtient :

$$v_B^2-v_A^2=2g\Delta h$$

On peut alors introduire le débit $q_V=S_A v_A=S_B v_B$, pour exprimer :

$$\left.\begin{array}{l} v_A=q_V/S_A \\ v_B=q_V/S_B \end{array}\right\} \Rightarrow v_B^2-v_A^2=q_V^2(1/S_B^2-1/S_A^2)=2g\Delta h$$

et obtenir une formulation du débit directement fonction de la dénivellation observée à l'aide des deux manomètres :

$$q_V=\sqrt{\frac{2g\Delta h}{1/S_B^2-1/S_A^2}}$$

Il est évidemment possible d'en déduire les vitesses d'écoulement au niveau du rétrécissement et en amont :

$$v_A=q_V/S_A=\sqrt{\frac{2g\Delta h}{S_A^2/S_B^2-1}} \quad \text{et} \quad v_B=q_V/S_B=\sqrt{\frac{2g\Delta h}{1-S_B^2/S_A^2}}$$

Remarque

Ce dispositif est couramment utilisé comme élément intégré aux circuits hydrauliques et permet une mesure simple du débit d'écoulement. Il génère toutefois des pertes de charge : c'est donc un dispositif de mesure qui dissipe de l'énergie. La perte de charge peut facilement être évaluée en plaçant en amont du rétrécissement un troisième tube manométrique. Compte tenu du principe de conservation du débit, à section égale, la vitesse y est la même que v_A. L'application de l'équation de ***Bernoulli*** entre l'amont et l'aval impose donc d'avoir la même pression si le fluide est parfait (non visqueux). Or, une mesure réelle montre que la pression en aval est inférieure à celle en amont : cela signifie simplement que lorsque les frottements ne peuvent être négligés (viscosité non nulle) l'équation de ***Bernoulli*** établie pour un fluide parfait n'est pas valable ; le rétrécissement génère en pratique une chute de la pression totale que l'on qualifiera de perte de charge singulière (voir chapitre à venir sur les pertes de charge).

II-4-3 Théorème d'Euler

Le tube de courant est composé de trois surfaces Se, Ss et Sl, de trois vecteurs normaux ne, ns et nl et respectivement de trois vitesse Ve, Vs et Vl. Il est également composé d'un débit d'entrée q_{m_e} et d'un débit de sortie q_{m_s}. En reprenant la formule établie précédemment, il vient:

$$\sum_{fluide} \vec{F} = \iint_{S.totale} \rho(\vec{v}.\vec{n}).\vec{v}\, d_S = \iint_{Se} \rho(\vec{v_e}.\vec{n_e}).\vec{v_e} d_S + \iint_{Sl} \rho(\vec{v_l}.\vec{n_l}).\vec{v_l} d_S + \iint_{Ss} \rho(\vec{v_s}.\vec{n_s}).\vec{v_s} d_S$$

Or, il s'agit d'un fluide parfait: sa vitesse est constante dans toutes les sections perpendiculaires à l'écoulement. On peut donc sortir les vitesses des intégrales:

$$\sum_{fluide} \vec{F} = \vec{v_e}.\iint_{Se} \rho(\vec{v_e}.\vec{n_e})d_S + \vec{v_l}.\iint_{Sl} \rho(\vec{v_l}.\vec{n_l})d_S + \vec{v_s}.\iint_{Ss} \rho(\vec{v_s}.\vec{n_s})d_S$$

De plus, il s'agit d'un écoulement permament, donc:

$$\vec{v_l}.\vec{n_l} = 0$$

Ce qui donne:

$$\sum_{fluide} \vec{F} = \vec{v_e}.\iint_{Se} \rho(\vec{v_e}.\vec{n_e})d_S + \vec{v_s}.\iint_{Ss} \rho(\vec{v_s}.\vec{n_s})d_S$$

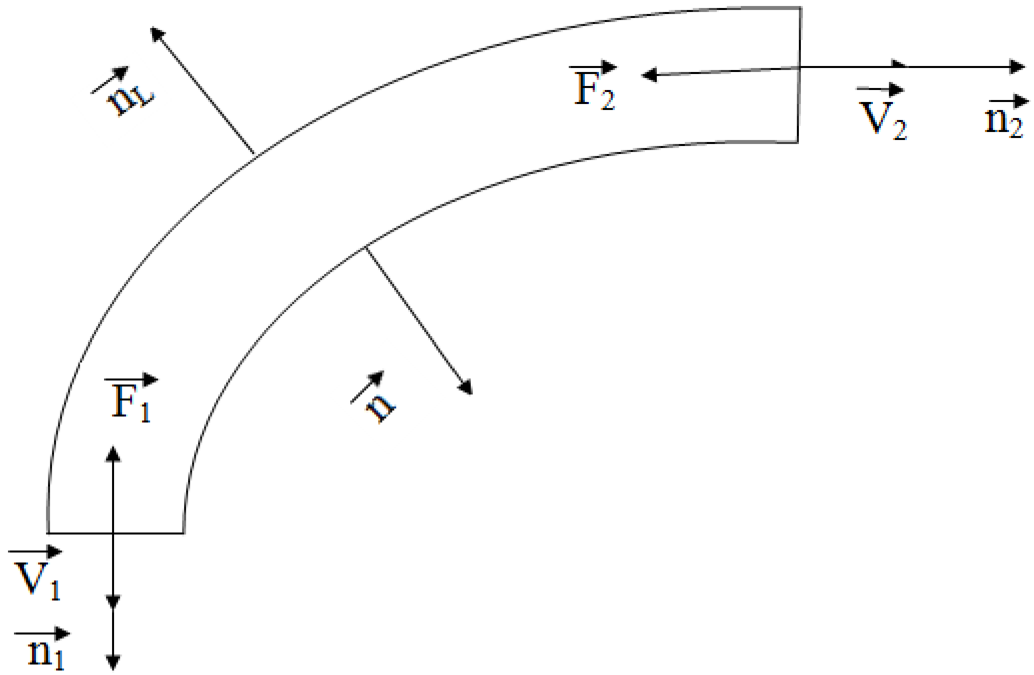
On rappelle que $\rho.S_e(\vec{v_e}.\vec{n_e}) = -q_{m_e}$ et $\rho.S_s(\vec{v_s}.\vec{n_s}) = q_{m_s}$, ce qui nous permet d'écrire:

$$\sum_{fluide} \vec{F} = -\vec{v_e}.q_{m_e} + \vec{v_s}.q_{m_s}$$

Dans un écoulement permanent, le débit massique est conservé, on le note Qm: $q_{m_e} = q_{m_s} = Qm$

$$\sum_{fluide} \vec{F} = Qm.(\vec{v_s} - \vec{v_e})$$

Vous venez d'établir l'équation d'Euler dans le cas de l'écoulement permanent d'un fluide parfait.

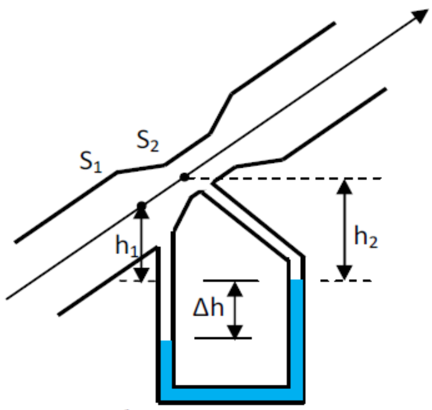


Exercice:

Le fluide en ecoulement dans un venturi incline est une huile incompressible de masse volumique ρh =820 kg/m3 . La section S1 d'entree dans le venturi est caracterisee par son diametre D1 =125mm. La seconde prise de pression statique est en section S2 ou le diametre est D2=50mm. A l'interieur du tube en U ou aboutissent les prises de pression est place un fluide de mesure de masse volumique ρHg=13600 kg/m3 (mercure). L'inclinaison du tube et les differentes cotes de niveaux sont reperes par rapport a une base horizontale arbitraire.

Calculer la valeur du debit Q lorsque la denivellation observee dans le tube en U est Δh=200 mm. On prendra g=9.81ms^{-2}

Solution :



Appliquons l'équation de Bernoulli entre 1 et 2 :

$$\frac{P_1}{\rho g}+\frac{V_1^2}{2g}+Z_1=\frac{P_2}{\rho g}+\frac{V_2^2}{2g}+Z_2$$

On a :

$Z_1=h_1$ et $Z_2=h_2$

L'application de la loi de l'hydrostatique dans le manomètre donne :

$$\frac{P_1-P_2}{\rho g}=h_2-h_1+\Delta h\left(\frac{\rho_{Hg}-\rho}{\rho}\right)$$

Alors :

$$\frac{V_2^2 - V_1^2}{2g} = \frac{P_1 - P_2}{\rho g} + h_1 - h_2 = \Delta h\left(\frac{\rho_{Hg} - \rho}{\rho}\right)$$

$$Q^2\left(\frac{16}{\pi^2 D_2^4} - \frac{16}{\pi^2 D_1^4}\right) = \Delta h\left(\frac{\rho_{Hg} - \rho}{\rho}\right)$$

$$Q = \frac{\pi}{4}\sqrt{\frac{1}{\frac{1}{D_2^4} - \frac{1}{D_1^4}}}\sqrt{\Delta h\left(\frac{\rho_{Hg} - \rho}{\rho}\right)} = \mathbf{0,0156\ m^3/s}$$

III-Bibliographie

- Cours de Mécanique des Fluides Jean-François Sini To cite this version:
Jean-François Sini. Cours de Mécanique des Fluides. Engineering school. France. 2006, pp.213. cel-00356205

- 3ème Année Licence Génie Mécanique Energétique Polycopié de la matière : MECANIQUE DES FLUIDES II Cours & Exercices corrigés *Fait par :* Docteur M'hamed BERIACHE *Maître de Conférences « A »*

- Mécanique des fluides pour l'ingénieurs présenté et animé par Joël zinsalo

- Polycopié d'exercice et examens résolus Mécanique des fluides M-bourich deuxième édition 2014