

# Chapitre I

## Mécanismes physiques et modèles d'écoulements

- 1 - Description du milieu fluide (Rappels).
- 2 - Equations de Bilan. Rappel des différents  
constituants du modèle complet.
- 3 - Modèles de mouvements de fluides

## 1 - Description du milieu fluide (Rappels).

## 1) Description du milieu fluide (Rappels).

- \* Approche du "Milieu continu".
- \* Niveau d'observation largement supra-moléculaire.
  - > Le système élémentaire est la particule fluide.
- \* Particule fluide : Domaine physique infinitésimal
  - > Suffisamment grand pour contenir un grand nombre de molécules.
  - > Suffisamment petit pour éviter toute inhomogénéité des propriétés.
- \* Particule fluide : Petit domaine physique ( $\delta V$ ) et "point mathématique"  $M(x,y,z,t)$ .
  - > En milieu monophasique et homogène, on définit par exemple en ce point :
    - Masse Volumique  $\rho(M,t)$  ( $kg/m^3$ )
    - Vitesse  $\vec{V}(M,t)$  ( $m/s$ )
    - Pression  $p(M,t)$  ( $Pa$ )
    - Température  $T(M,t)$  ( $K$ )
    - Energie interne  $e(M,t)$  ( $J/kg$ ) - [par unité de masse]
    - ...

5

## 1) Description du milieu fluide (Rappels).

- \* Cadre de la thermodynamique étendue aux milieux en mouvement :
  - > Hypothèse de l'équilibre thermodynamique local.
- \* Lois d'état retenues dans le cadre de ce cours pour des gaz Monoconstituants.
  - > Première équation d'état :  $\rho = \rho(p,T)$ .
  - > Deuxième équation d'état :  $e = e(p,T)$ .
  - > Exemple du gaz parfait :
 
$$\frac{p}{\rho} = rT \quad \text{et} \quad e = C_v T$$
  - > Pour les liquides ou dans la limite de l'écoulement de gaz incompressibles
    - Première équation d'état :  $\rho = \text{Constante}$
    - Deuxième équation d'état :  $e = C_v T$
- \* En outre dans tout le cours :
  - > Le fluide sera supposé Newtonien
  - > Les transferts de chaleur par conduction seront modélisés par la loi de Fourier.

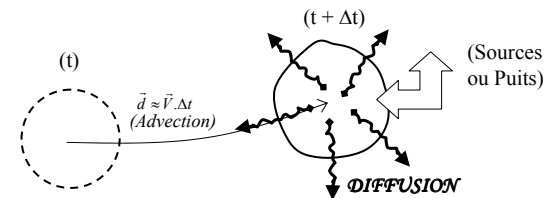
6

## 2 - Equations de Bilan. Rappel des différents constituants du modèle complet.

7

## 2) Equations de Bilan. Rappel des différents constituants du modèle complet

- \* Un domaine matériel dans un écoulement est caractérisé par sa masse, sa quantité de mouvement, son énergie totale et son entropie.
- \* Ces quantités varient sous l'effet de transferts diffusifs ou de sources (ou puits) volumiques.



- \* Forme intégrale sur un domaine matériel  $D_t$

$$\frac{D}{Dt} \left[ \int_{D_t} \rho g \, dV \right] = - \int_{S_t} \vec{\phi}_d \cdot \vec{n} \, dS + \int_{D_t} \rho g_* \, dV$$

(Taux de variation)      (Echanges par Diffusion)      (Sources)

$g$  : Densité massique d'une grandeur scalaire  $G$

$\vec{\phi}_d$  : Vecteur densité surfacique de flux diffusif

$g_*$  : Densité massique des sources de  $G$

$\vec{n}$  : Vecteur normal à la surface orienté vers l'extérieur du domaine

8

## 2) Equations de Bilan. Rappel des différents constituants du modèle complet

### \* Bilan des lois de Bilan

#### > Équations : 6

Masse	1
Q <sup>ic</sup> de Mvt	3
Energie Totale	1
Entropie	1

#### Inconnues : 17

$\rho$	1
$\vec{v}$	3
$\vec{\sigma}$ (Symétrique)	6
$\vec{q}$	3
$e$	1
$s$	1
$T$	1
$p$	1

### \* Il manque 11 relations.

#### > 2 Lois d'état

#### > 9 Lois constitutives (Schéma de comportement)

- Loi de Newton - Tenseur  $\vec{\sigma}$  : 6
- Schéma de conduction thermique : Loi de Fourier : 3

### \* Remarque : L'écriture de conditions aux limites adéquates est évidemment nécessaire pour résoudre les problèmes.

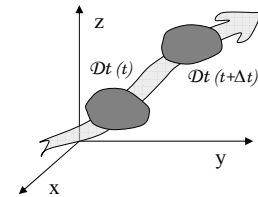
9

## 2) Equations de Bilan. Rappel des différents constituants du modèle complet

### \* Domaine matériel. Forme locale

#### > Sur un domaine matériel $\mathcal{D}t$ , on peut aussi écrire :

$$\int_{D_t} \frac{\partial}{\partial t} (\rho g) dV + \int_{S_t} \rho g \vec{V} \cdot \vec{n} dS = - \int_{S_t} \vec{\varphi}_d \cdot \vec{n} dS + \int_{D_t} \rho g_* dV$$

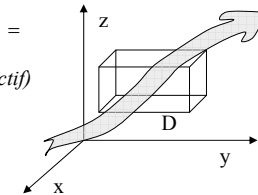


#### > L'application du théorème d'Ostrogradsky conduit à la forme locale générale d'une loi de bilan :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho g) + \text{div}(\rho g \vec{V} + \vec{\varphi}_d) = \rho g_*$$

### \* Pour un domaine D Fixe, la loi de bilan pour une grandeur scalaire s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_D (\rho g) dV &+ \int_S \rho g \vec{V} \cdot \vec{n} dS = \\ \text{(taux de variation)} &\quad \text{(Flux convectif)} \\ - \int_S \vec{\varphi}_d \cdot \vec{n} dS &+ \int_D \rho g_* dV \\ \text{(Flux diffusif)} &\quad \text{(Sources)} \end{aligned}$$



10

## 2) Equations de Bilan. Rappel des différents constituants du modèle complet

### \* Bilan de masse

\* Forme intégrale :  $\frac{D}{Dt} \left[ \int_{Dt} \rho dV \right] = 0$

> Domaine Fixe :  $\frac{\partial}{\partial t} \int_D \rho dV + \int_S \rho \vec{V} \cdot \vec{n} dS = 0$

### \* Formes Locales :

>  $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V}) = 0$  ou  $\frac{D\rho}{Dt} + \rho \text{div} \vec{V} = 0$  (1)

>  $\frac{D\rho}{Dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{V} \cdot \text{grad}(\rho)$  est la dérivée particulaire du champs de densité

### \* Remarque importante :

> (1) implique que :  $\text{div} \vec{V} = -\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = +\frac{1}{\varepsilon} \frac{D\varepsilon}{Dt}$

>  $\varepsilon = 1/\rho$  : Volume de l'unité de masse

> La vitesse de variation relative d'un élément de volume est égale à la divergence du champ de vitesse de l'écoulement.

11

## 2) Equations de Bilan. Rappel des différents constituants du modèle complet

### \* Bilan de Quantité de mouvement

> Rappel rapide car largement étudié en A1

### \* Forme intégrale :

(Dt)  $\frac{D}{Dt} \left[ \int_{Dt} \rho \vec{V} dV \right] = \int_{St} \bar{\vec{\sigma}} \cdot \vec{n} dS + \int_{Dt} \rho \vec{f} dV$

(D)  $\frac{\partial}{\partial t} \left[ \int_D \rho \vec{V} dV \right] + \int_S \rho \vec{V} (\vec{V} \cdot \vec{n}) dS = \int_S \bar{\vec{\sigma}} \cdot \vec{n} dS + \int_D \rho \vec{f} dV$

### \* Formes Locales :

> Conservative :

$$\frac{\partial(\rho \vec{V})}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V} \otimes \vec{V}) = \text{div}(\bar{\vec{\sigma}}) + \rho \vec{f}$$

> Non conservative ou "Transport" :

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = \rho \left( \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \text{grad}(\vec{V}) \vec{V} \right) = \text{div}(\bar{\vec{\sigma}}) + \rho \vec{f}$$

•  $\vec{f}$  désigne les forces de volume.  $\vec{f} = \vec{g}$  dans ce cours.

•  $\bar{\vec{\sigma}}$  est le tenseur des contraintes :  $\bar{\vec{\sigma}} = -p \bar{\vec{I}} + \bar{\vec{\tau}}$

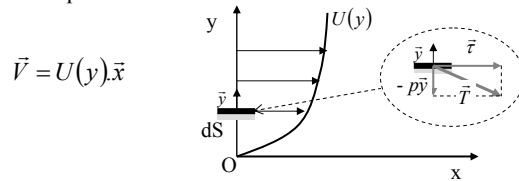
•  $\bar{\vec{\tau}}$  est le tenseur des contraintes visqueuses

12

## 2) Equations de Bilan. Rappel des différents constituants du modèle complet

### \* Loi de Newton

- > Pour un écoulement cisailé bidimensionnel de fluide incompressible :



$$\vec{V} = U(y) \cdot \vec{x}$$

- > La force exercée sur l'élément de surface dS par le milieu vers lequel pointe la normale s'écrit :

$$d\vec{f} = \vec{\sigma} \cdot \vec{n} \cdot dS = \vec{T} \cdot dS$$

- > La contrainte  $\vec{T}$  vaut :  $\vec{T} = -p \cdot \vec{y} + \mu \frac{dU}{dy} \vec{x}$

- $\mu$  est le coefficient de viscosité [ML<sup>-1</sup>T<sup>-1</sup>]

### \* L'existence d'une contrainte tangentielle caractérise les fluides visqueux.

- > Schématiquement: La viscosité est une conséquence macroscopique des échanges de quantité de mouvement entre les molécules en perpétuelle agitation.

## 2) Equations de Bilan. Rappel des différents constituants du modèle complet

### \* Loi générale de Newton

- > On postule que le tenseur des contraintes visqueuses est une fonction affine du tenseur des taux de déformation :

$$\vec{\sigma} = -p\vec{I} + \vec{\tau} = -p\vec{I} + \eta \operatorname{div}(\vec{V})\vec{I} + 2\mu\vec{D}$$

- $\eta$  et  $\mu$  : coefficients de viscosité (fonction de la T° seule)
- L'hypothèse de Stokes (fluide à viscosité de volume nulle) permet de relier  $\eta$  et  $\mu$  avec :  $2\mu + 3\eta = 0$ . Cette relation est exacte pour les gaz mono-atomiques seulement.

- > Rappel : Expression de  $\vec{D}$  tenseur des taux de déformation :

$$\vec{L} = \operatorname{grad}(\vec{V}) = \left[ \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right] \quad \text{Tenseur gradient de vitesse}$$

$$\vec{D} = \operatorname{sym}[\operatorname{grad}(\vec{V})] = \left[ \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] \quad \text{Tenseur des taux de déformation}$$

$$\vec{\Omega} = \operatorname{antisym}[\operatorname{grad}(\vec{V})] = \left[ \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] \quad \text{Tenseur des taux de rotation}$$

- On remarque que  $\operatorname{tr}(\vec{D}) = \operatorname{div}(\vec{V})$

## 2) Equations de Bilan. Rappel des différents constituants du modèle complet

### \* Bilan d'énergie cinétique :

> Obtenue à partir du bilan de quantité de mouvement

### \* Forme intégrale :

$$\frac{D}{Dt} \left[ \int_{D_t} \frac{1}{2} \rho V^2 dV \right] = \underbrace{\int_{S_t} \vec{T} \cdot \vec{V} dS}_{\mathcal{P}_e} + \underbrace{\int_{D_t} \rho \vec{f} \cdot \vec{V} dV - \int_{D_t} \vec{\sigma} : \vec{D} dV}_{\mathcal{P}_i}$$

- $\mathcal{P}_e$  : Puissance des efforts extérieurs (de contact et à distance)
- $\mathcal{P}_i$  : Puissance des efforts intérieurs

$$P_i = - \int_{D_t} \vec{\sigma} : \vec{D} dV = + \int_{D_t} p \cdot \text{div}(\vec{V}) dV - \int_{D_t} \vec{\tau} : \vec{D} dV$$

- On identifie la puissance intérieure des forces de pression.
- En écoulement incompressible (divergence nulle), un résultat important est que :

$$P_i = - \int_{D_t} \vec{\tau} : \vec{D} dV = - \int_{D_t} 2\mu \vec{D} : \vec{D} dV$$

### \* Forme locale : (cf cours A1)

$$\rho \frac{D}{Dt} \left( \frac{1}{2} V^2 \right) = \text{div}(\vec{\sigma} \cdot \vec{V}) - \vec{\sigma} : \vec{D} + \rho \vec{f} \cdot \vec{V}$$

15

## 2) Equations de Bilan. Rappel des différents constituants du modèle complet

### \* Bilan d'énergie totale :

> Premier principe de la thermodynamique

### \* Forme intégrale :

$$\frac{D}{Dt} \left[ \int_{D_t} \rho \left( e + \frac{V^2}{2} \right) dV \right] = \int_{S_t} \vec{T} \cdot \vec{V} dS - \int_{S_t} \vec{q} \cdot \vec{n} dS + \int_{D_t} \rho \vec{f} \cdot \vec{V} dV + \int_{D_t} r dV$$

- On retrouve  $\mathcal{P}_e$ , puissance des efforts extérieurs (de contact et à distance)
- Apport de chaleur :  $\dot{Q} = - \int_{S_t} \vec{q} \cdot \vec{n} dV + \int_{D_t} r dV$
- $\vec{q} = -\lambda \text{grad}(T)$  Vecteur courant de chaleur modélisé par la loi de Fourier.
- $r$  : Densité volumique de taux de chaleur (ex: rayonnement)

### \* Forme locale :

$$\rho \frac{D}{Dt} \left( e + \frac{V^2}{2} \right) = \text{div}(\vec{\sigma} \cdot \vec{V}) - \text{div}(\vec{q}) + \rho \vec{f} \cdot \vec{V} + r$$

> Pour un fluide Newtonien et avec la Loi de Fourier :

$$\rho \frac{D}{Dt} \left( e + \frac{V^2}{2} \right) = -\text{div}(p \cdot \vec{V}) + \text{div}(\vec{\tau} \cdot \vec{V}) + \text{div}(\lambda \text{grad} T) + \rho \vec{f} \cdot \vec{V} + r$$

16

## 2) Equations de Bilan. Rappel des différents constituants du modèle complet

### \* Bilan d'énergie interne :

- > Par soustraction du bilan d'énergie cinétique, on obtient le bilan d'énergie interne.

### \* Forme intégrale :

$$\frac{D}{Dt} \left[ \int_{D_t} \rho e dV \right] = \underbrace{\int_{D_t} \bar{\bar{\sigma}} : \bar{\bar{D}} dV}_{-P_i} - \underbrace{\int_{S_t} \bar{\bar{q}} \cdot \bar{\bar{n}} dS}_{\dot{Q}} + \int_{D_t} \bar{\bar{r}} dV$$

### \* Forme locale :

$$\rho \frac{De}{Dt} = \bar{\bar{\sigma}} : \bar{\bar{D}} - \text{div}(\bar{\bar{q}}) + r$$

- > Pour un fluide Newtonien et avec la Loi de Fourier :

$$\rho \left( \underbrace{\frac{\partial e}{\partial t}}_{\text{Instationnarité}} + \underbrace{\bar{\bar{V}} \cdot \text{grad}(\bar{\bar{e}})}_{\text{Advection}} \right) = - \underbrace{p \text{div}(\bar{\bar{V}})}_{\text{Compressibilité}} + \underbrace{\bar{\bar{\tau}} : \bar{\bar{D}}}_{\text{Dissipation}} + \underbrace{\text{div}(\lambda \cdot \text{grad} T)}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{r}_{\text{Source (en volume)}}$$

- Avec  $e = C_v T$ , cette équation généralise l'équation classique de la chaleur.
- Il est facile de montrer que l'on retrouve l'équation de la chaleur avec un certain nombre d'hypothèses que vous pourrez expliciter.

## 2) Equations de Bilan. Rappel des différents constituants du modèle complet

### \* Bilan de l'enthalpie et de l'enthalpie totale :

- >  $h$  [J/kg] : Potentiel thermodynamique adapté à la description des systèmes ouverts.

$$h = e + \frac{p}{\rho} \quad \text{et} \quad h_i = h + \frac{V^2}{2} \quad \begin{array}{l} \text{Enthalpie (h) et Enthalpie} \\ \text{totale (hi) par unité de masse} \end{array}$$

$$\rho \frac{Dh}{Dt} = \rho \frac{De}{Dt} + \frac{Dp}{Dt} - \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt}$$

$$\text{Or } -\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = \text{div} \bar{\bar{V}} \quad \text{et} \quad \frac{Dp}{Dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \bar{\bar{V}} \cdot \text{grad} p$$

- Il y a donc deux écritures pour la dérivée particulière de  $h$ :

$$(1) \quad \rho \frac{Dh}{Dt} = \rho \frac{De}{Dt} + \frac{Dp}{Dt} + p \text{div} \bar{\bar{V}} \quad \leftarrow \begin{array}{l} \text{Puissance intérieure} \\ \text{des forces de pression} \end{array}$$

$$(2) \quad \rho \frac{Dh}{Dt} = \rho \frac{De}{Dt} + \frac{\partial p}{\partial t} + \text{div}(p \bar{\bar{V}}) \quad \leftarrow \begin{array}{l} \text{Opposé de la puissance} \\ \text{extérieure des forces de pression} \end{array}$$

### \* Equation locale

$$(1) \Rightarrow \rho \frac{Dh}{Dt} = \frac{Dp}{Dt} + \bar{\bar{\tau}} : \bar{\bar{D}} + \text{div}(\lambda \cdot \text{grad} T) + r$$

$$(2) \Rightarrow \rho \frac{Dh_i}{Dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \text{div}(\bar{\bar{\tau}} \cdot \bar{\bar{V}}) + \text{div}(\lambda \cdot \text{grad} T) + \rho \cdot \bar{\bar{f}} \cdot \bar{\bar{V}} + r$$

- > La puissance extérieure des forces de pression a disparu de l'équation de l'enthalpie totale : Généralisation du premier principe appliqué aux systèmes ouverts.



## 2) Equations de Bilan. Rappel des différents constituants du modèle complet

### \* Bilan d'entropie (second principe) :

> Forme intégrale de l'inégalité de Clausius-Duhem :

$$\frac{D}{Dt} \left[ \int_{D_t} \rho s dV \right] \geq - \int_{S_t} \frac{\vec{q} \cdot \vec{n}}{T} dS + \int_{D_t} \frac{r}{T} dV$$

*Taux d'apport extérieur lié au  $\delta Q/T$*

- En connaissance de la relation de Gibbs-Duhem et des lois constitutives, on obtient l'expression de la variation sous forme locale. Il est intéressant de faire apparaître dans l'équation la variation réversible ci dessus :

$$T \frac{Ds}{Dt} = \frac{De}{Dt} + p \frac{D}{Dt} \left( \frac{1}{\rho} \right) \Rightarrow \rho T \frac{Ds}{Dt} = \rho \frac{De}{Dt} + p \operatorname{div} \vec{v}$$

$$\Rightarrow \rho \frac{Ds}{Dt} = -\operatorname{div} \left( \frac{\vec{q}}{T} \right) + \frac{r}{T} + \frac{\rho}{T} \left[ \vec{\tau} : \vec{D} - \frac{\vec{q}}{T} \operatorname{grad} T \right]$$

> Le second principe implique que :

$$\vec{\tau} : \vec{D} \geq 0 \quad \text{et} \quad -\frac{\vec{q}}{T} \operatorname{grad} T \geq 0$$

> Pour les lois constitutives retenues, on obtient alors :

$$\mu \geq 0 ; \quad (3\eta + 2\mu) \geq 0 \quad \text{et} \quad \lambda \geq 0$$

> En évolution adiabatique et pour un fluide dit « parfait »

$$(\lambda=0 \text{ et } \mu=0) : \quad \Rightarrow \quad \frac{Ds}{Dt} = 0$$

## 3 - Modèles de mouvements de fluides.

### 3) Modèles de mouvements de fluides

- > Ayant rappelé l'établissement des bilans ; les lois d'états et les modèles constitutifs, nous disposons maintenant du modèle général de Navier-Stokes.
  - Les questions d'existence, d'unicité et de stabilité des solutions ne sont toujours pas résolues dans le cas général.
  - Dans la pratique, on n'a pas toujours besoin de l'intégralité du modèle. Des mécanismes physiques peuvent souvent avoir un impact négligeable sur la solution.
  - En outre, des modèles restreints peuvent avoir des propriétés mathématiques différentes. L'examen de ces propriétés, par exemple celles des opérateurs (Elliptique, Hyperbolique, parabolique) permet de bâtir des méthodes de résolution numériques adaptées.
- > L'analyse dimensionnelle générale a été effectuée en première année.
  - Les nombres caractéristiques sont supposés connus.
- > On retiendra ici trois critères principaux pour définir différents modèles restreints d'écoulement (cf P. Chassaing)
  - Le fluide : Visqueux ou Parfait
  - L'évolution : Incompressible ou Compressible
  - Le rapport des effets d'inertie aux effets visqueux : Très petit ou très grand (*Point traité au chapitre suivant*)

### 3) Modèles de mouvements de fluides

- \* Le fluide : Visqueux ou Parfait ??
  - > Définition du concept de Fluide Parfait :  
*Le concept de Fluide parfait est celui d'un fluide ne développant aucune irréversibilité intrinsèque au cours de son mouvement supposé continu.*
  - > En adoptant les lois constitutives de Newton-Stokes et de Fourier, ce concept est donc équivalent à :
    - $\mu = 0$  : Viscosité nulle.
    - $2\mu + 3\eta = 0$  : « Viscosité volumique » nulle (H de Stokes)
    - $\lambda = 0$  : Non conducteur de la chaleur.
  - > Attention à ne pas confondre Fluide parfait et Gaz parfait !
  - > Nous retiendrons l'hypothèse de Fluide parfait dans l'étude des écoulements compressibles à la fin de ce cours.
    - Les bilans d'enthalpie totale et d'entropie sont alors très simplifiés.
    - Notons toutefois que certains phénomènes en proche paroi (par exemple interaction Onde de choc – Paroi) ont une origine visqueuse, ce qui requiert l'utilisation du modèle complet.

### 3) Modèles de mouvements de fluides

#### \* L'évolution : Compressible ou Incompressible ??

- > Le fluide est naturellement compressible. En mouvement, il est soumis à des forces de pression.

*L'écoulement est dit incompressible si la variation relative de volume d'un domaine matériel de fluide est quasi-nulle au cours de son mouvement.*

- > On a alors  $\rho = \text{Constante}$  et donc  $\text{div} \vec{V} = 0$

- > Les limites de validité du modèle  $\rho = \text{Cste}$  peuvent être situées précisément par analyse asymptotique du modèle complet. On expose ici un raisonnement physique simplifié.

- Pour une évolution adiabatique de fluide parfait ( $s = \text{Cste}$ ), en suivant le mouvement d'un domaine matériel de volume  $V$  :

$$\left. \frac{\delta V}{V} \right)_S = -\chi_S \delta p$$

- $\chi_S$  : Coefficient de compressibilité isentropique

$$\text{* Gaz Parfait : } \chi_S = -\frac{1}{V} \left. \frac{\partial V}{\partial p} \right)_S = +\frac{1}{\rho} \left. \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_S = \frac{1}{\gamma p}$$

$$\text{* Pour un liquide : } \chi_S \ll \chi_{S \text{ gaz}}$$

### 3) Modèles de mouvements de fluides

#### \* L'évolution : Compressible ou Incompressible ??

- > De façon générale pour un milieu compressible, la célérité du son  $a$  est définie comme la vitesse de propagation d'une perturbation infinitésimale de pression.

- > Son expression est démontrée en fin de ce cours. Il vient :

$$a = \sqrt{\left. \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_S} = \sqrt{\frac{1}{\rho \chi_S}} \quad \Rightarrow \quad \left. \frac{\delta V}{V} \right)_S = -\frac{1}{a^2} \frac{\delta p}{\rho}$$

- > Prenant alors une évaluation de  $\delta p$  bien connue pour les écoulements incompressibles (*Nous faisons ici une entorse à la rigueur mathématique*) :

$$\delta p \approx \rho U_\infty^2 \quad \Rightarrow \quad \left. \frac{\delta V}{V} \right)_S \approx \frac{U_\infty^2}{a^2} = M^2$$

- > Le nombre de Mach  $M = U/a$  permet de fixer la limite de validité de l'hypothèse d'écoulement incompressible.

- De façon pratique, nous dirons que l'hypothèse  $\rho = \text{Cste}$  est valable pour  $M \leq 0,3$

### 3) Modèles de mouvements de fluides

\* Tableau récapitulatif (*P. Chassaing p. 121*)

Evolution → Fluide ↓	Compressible	Incompressible
Réel	F.R.C. (Modèle Complet)	F.R.I.
Parfait	F.P.C.	F.P.I.

- > L'étude détaillée du F.P. I. a été menée en première année.
- > L'étude détaillée du F.R.I. est proposée dans la suite.
- > Les notions de bases du F.P.C. seront présentées en fin de ce cours (C12 + C13). L'étude sera poursuivie en cours d'aérodynamique.
- > Les effets de F.R.C. ne seront pas abordés mais seront tout à fait observables en Travaux Pratiques portant sur les écoulements compressibles.