

**SCIENCES MÉCANIQUES**  
de l'étudiant au chercheur



**Aérodynamique**  
**Physique et**  
**Concepts de base**

---

Jean Cousteix  
Catherine Gouverneur

**Cépaduès**  
ÉDITIONS

# **SCIENCES MÉCANIQUES**

---

## de l'étudiant au chercheur

### **Aérodynamique Physique et Concepts de base**

Jean COUSTEIX

Catherine GOUVERNEUR

Catherine POTEL, Philippe GATIGNOL

*Directeurs de Collection*

**CÉPADUÈS-ÉDITIONS**

111, rue Nicolas Vauquelin

31100 Toulouse – France

Tél. : 05 61 40 57 36 – Fax : 05 61 41 79 89

[www.cepades.com](http://www.cepades.com)

Courriel : [cepades@cepades.com](mailto:cepades@cepades.com)

Coordonnées GPS en WGS 84

N 43° 34'43,2"

E 001° 24'21,5"

## Chez le même éditeur

Dans la même Collection, **Sciences Mécaniques, de l'étudiant au chercheur** :

Exercices d'Acoustique. Corrigés détaillés. Rappels de cours.....	<i>Bruneau M., Gatignol Ph., Lanceleur P., Potel C.</i>
Introduction à la Mécanique des Fluides.....	<i>Gatignol R.</i>
Comportements linéaires ou non linéaires des matériaux solides : cours et exercices.....	<i>Lexcellent C.</i>
Transfert de Chaleur.....	<i>Bédard B., Giovannini A.</i>
Éléments fondamentaux des transferts thermiques.....	<i>Belouaggadia N., Abid N. C., Brun R.</i>
De l'aérodynamique à l'hydraulique. Un siècle d'études sur modèles réduits .....	<i>Boisson H.-Cl., Crausse P.</i>
Aérodynamique. Théories de la dynamique des fluides.....	<i>Bonnet A., Luneau J.</i>
Introduction à la dynamique des gaz réactifs.....	<i>Brun R.</i>
L'Art de la formule expliqué aux scientifiques.....	<i>Bruneau M. &amp; Potel C.</i>
Méthodes asymptotiques en mécanique.....	<i>Caillerie D., Cousteix J., Mauss J.</i>
Mécanique des Fluides.....	<i>Chassaing P.</i>
Turbulence en Mécanique des Fluides.....	<i>Chassaing P.</i>
Que Savez-vous de l'Outil Mathématique ? Maths / Méca.....	<i>Collectif</i>
Aérodynamique. Turbulence et couche limite.....	<i>Cousteix J.</i>
Aérodynamique. Couche limite laminaire.....	<i>Cousteix J.</i>
L'eau des Pyrénées.....	<i>Crausse P.</i>
Aérodynamique Instationnaire. Comprendre la méthode des caractéristiques .....	<i>Gilliéron P.</i>
Aérodynamique automobile pour l'environnement, le design et la sécurité.....	<i>Gilliéron P.</i>
Aérodynamique fondamentale.....	<i>Giovannini A., Airiau C., Brancher P.</i>
L'organisation du désordre pour sortir du chaos.....	<i>Pluviose M.</i>
Principes et applications de Mécanique Analytique.....	<i>Potel C.</i>
Des ondes et des fluides.....	<i>Thual O.</i>

© CEPAD 2016

ISBN : 978.2.36493.525.9



Le code de la propriété intellectuelle du 1<sup>er</sup> juillet 1992 interdit expressément la photocopie à usage collectif sans autorisation des ayants droit. Or, cette pratique en se généralisant provoquerait une baisse brutale des achats de livres, au point que la possibilité même pour les auteurs de créer des œuvres nouvelles et de les faire éditer correctement est aujourd'hui menacée.

Nous rappelons donc que toute reproduction, partielle ou totale, du présent ouvrage est interdite sans autorisation de l'Éditeur ou du Centre français d'exploitation du droit de copie (CFC - 3, rue d'Hautefeuille - 75006 Paris).

Dépôt légal : mars 2016

# Notations principales

## Lettres latines

$\vec{a}$	: accélération, (3.1) en variables de Lagrange, (3.3) en variables d'Euler
$\ \vec{a}\ $	: norme de l'accélération
$a$	: célérité du son, (3.1)
$\vec{A} \otimes \vec{B}$	: produit tensoriel de $\vec{A}$ par $\vec{B}$ , § A-1-2
$\vec{A} \wedge \vec{B}$	: produit vectoriel de $\vec{A}$ par $\vec{B}$ , § A-1-4
BA	: bord d'attaque
BF	: bord de fuite
$c_p$	: capacité calorifique à pression constante par unité de masse, (2.3)
$c_v$	: capacité calorifique à volume constant par unité de masse, (2.4)
$C_f$	: coefficient de frottement pariétal, (6.3)
$C_p$	= coefficient de pression, (6.2)
$C_x$	= coefficient de traînée, (6.1)
$C_z$	= coefficient de portance, (6.1)
$\text{div } \vec{A}$	: divergence du vecteur $\vec{A}$
$\text{div } \overline{\overline{A}}$	: divergence du tenseur $\overline{\overline{A}}$
ds	: élément de surface
dv	: élément de volume
$\frac{D}{Dt}$	: dérivée particulière, § 3-6
$e$	: énergie interne massique
$E$	: énergie interne contenue dans un domaine $\mathcal{D}$ , § 7-1
$\overrightarrow{\text{grad}} f$	: gradient du scalaire $f$
$\overrightarrow{\text{grad}} \vec{A}$	: gradient du vecteur $\vec{A}$
$(\overrightarrow{\text{grad}} \vec{A})^T$	: transposé du gradient du vecteur $\vec{A}$
$h$	: enthalpie massique
$h_i$	: enthalpie d'arrêt massique $h_i = h + V^2/2$

- $H$  : paramètre de forme de la couche limite  $H = \delta_1/\theta$  (8.24)  
 $\mathcal{H}$  : fonction de Helmholtz, § 10-5-2  
 $\bar{\bar{I}}$  : tenseur identité  
 $\Im(f)$  : partie imaginaire de  $f$   
 $k$  : énergie cinétique par unité de masse  $k = V^2/2$   
 $K$  : énergie cinétique contenue dans un domaine  $\mathcal{D}$ , § 7-1  
 $M$  : nombre de Mach, (10.12)  
 $\mathcal{M}$  : masse molaire  
 $\vec{n}$  : vecteur unitaire normal dirigé vers l'extérieur d'un domaine  $\mathcal{D}$   
 $p$  : pression statique  
 $p_i$  : pression d'arrêt, § 10-5-4  
 $\mathcal{P}$  : nombre de Prandtl  $\mathcal{P} = \mu c_p / \lambda_c$ , § 2-2-2  
 $Q$  : débit massique  
 $\text{rot } \vec{A}$  : rotationnel du vecteur  $\vec{A}$   
 $\mathcal{R}$  : constante des gaz parfaits,  $\mathcal{R} = 8,3145 \text{ J}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$   
 $\mathcal{R}, \mathcal{R}_L$  : nombre de Reynolds, chapitre 5  
 $\Re(f)$  : partie réelle de  $f$   
 $s$  : entropie massique  
 $\bar{\bar{S}}$  : tenseur des vitesses de déformation, § 4-1-2  
 $\vec{T}$  : vecteur contrainte, § 7-1  
 $T$  : température  
 $T_i$  : température d'arrêt, § 10-5-4  
 $u, v, w$  : composantes de la vitesse  
 $\tilde{u}, \tilde{v}$  : perturbations de vitesse (théorie des profils minces)  
 $u_e$  : vitesse à la frontière de la couche limite  
 $\vec{V}$  : vitesse  
 $V$  : norme de la vitesse  $V = \|\vec{V}\|$   
 $w$  : vitesse complexe  $w = u - iv$ , § 12-5

## Lettres grecques

- $\alpha$  : incidence, § 5-2  
 $\gamma$  : exposant isentropique, (2.5)  
 $\Gamma$  : circulation de la vitesse, § 3-4  
 $\delta$  : épaisseur de couche limite  
 $\delta_1$  : épaisseur de déplacement, § 8-6  
 $\Delta f$  : laplacien de  $f$   
 $\theta$  : épaisseur de quantité de mouvement, exercice 8-1  
 $\lambda$  : allongement d'une aile, § 6-1-2  
 $\lambda_c$  : coefficient de conductibilité thermique (coefficient de Fourier), § 2-2-2  
 $\mu$  : coefficient de viscosité dynamique, § 2-2-2  
 $\nu$  : coefficient de viscosité cinématique, § 2-2-2  
 $\rho$  : masse volumique  
 $\rho_e$  : masse volumique à la frontière de la couche limite  
 $\overline{\overline{\sigma}}$  : tenseur de Cauchy, (7.7)  
 $\overline{\tau}$  : tenseur des contraintes visqueuses, (7.8)  
 $\tau_p$  : contrainte de frottement pariétal, § 5-4-2  
 $\phi$  : potentiel de vitesse, § 12-2  
 $\vec{\phi}$  : vecteur courant de chaleur (flux de chaleur), § 7-3  
 $\psi$  : fonction de courant, § 12-4  
 $\vec{\omega}$  : vortacité (rotationnel de la vitesse)  
 $\vec{\Omega}$  : vecteur tourbillon, § 4-1-3  
 $\overline{\overline{\Omega}}$  : tenseur des vitesses de rotation, § 4-1-3



# Sommaire

Sommaire	i
Notations principales	iii
1 Présentation générale	1
2 Modèle mathématique	5
3 Description du mouvement	13
4 Déformation d'un domaine fluide	29
5 Nombre de Reynolds	39
6 Efforts aérodynamiques	53
7 Équations du mouvement	69
8 Approximations à grand nombre de Reynolds	83
9 Effets de la viscosité	101
10 Propriétés générales des écoulements non visqueux	115
11 Écoulements avec ondes de choc	129
12 Écoulements stationnaires, bidimensionnels, incompressibles, potentiels	151
13 Théorème de Zhukovskii	169
14 Théorie des profils minces	183
15 Théorie de la ligne portante	197
A Compléments mathématiques	213
B Corrigé des exercices	221
Table des matières	271
Bibliographie	277
Index	281



# Chapitre 1

## Présentation générale

Cet ouvrage est consacré aux bases de l'*aérodynamique externe*.

La finalité de l'aérodynamique externe est de déterminer les efforts qui s'exercent sur l'avion ou sur une partie de l'avion, comme l'aile, la dérive, les empennages. Pour les avions à grande vitesse, il s'agit aussi de connaître le champ de température et les transferts de chaleur à la surface de l'avion. Ces données sont essentielles pour définir les performances, comme les forces de portance et les forces de traînée qui conditionnent la puissance des moteurs. Ces données permettent d'établir les qualités de vol. Elles servent également à étudier la tenue mécanique des composantes de l'avion qui subissent les efforts et les charges thermiques. L'aérodynamique entre dans un cadre général de définition d'un avion compte tenu de contraintes imposées, par exemple sur le rayon d'action, la charge transportée, etc., et de critères d'optimisation.

Aujourd'hui l'orientation des études en aérodynamique est très axée vers le tout numérique [54]. Néanmoins la compréhension des phénomènes et l'interprétation correcte des solutions numériques reposent sur des méthodes d'analyse simples qui contiennent une grande partie de la physique.

Il existe d'excellents livres très complets traitant de l'aérodynamique [1, 5, 9, 12, 14, 19, 30, 32, 33, 39] mais il peut être décourageant de se retrouver devant une masse d'informations importante quand on débute. Dans ce texte nous n'avons pas essayé d'être exhaustifs. Il s'agit d'une première approche de l'aérodynamique qui se concentre sur la compréhension des phénomènes et les concepts de base. Un nombre limité de sujets a été choisi pour former un ensemble cohérent. Deux objectifs ont été poursuivis : i) donner une base de connaissances minimum en aérodynamique ii) rester aussi concis et simple que possible.

Hormis cette présentation générale, quatorze chapitres de longueur modérée sont proposés. Les chapitres 2–6 sont consacrés à la description des phénomènes physiques rencontrés dans l'écoulement autour d'un profil d'aile : la portance, la traînée, l'écoulement non visqueux, la couche limite, le régime laminaire, le régime turbulent, le décollement. Le nombre de Reynolds est introduit sous deux aspects. Il représente d'une part un paramètre de similitude des écoulements et d'autre part l'ordre de grandeur du rapport des forces d'inertie aux forces de viscosité. On montre comment il est associé à la structure de l'écoulement.

Le chapitre 7 présente les équations de Navier-Stokes : équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie. Ces équations découlent de l'application

des principes de la mécanique et de la thermodynamique adaptés aux milieux continus auxquels on ajoute des modèles pour représenter les efforts et les transferts de chaleur qui conviennent pour l'air. En aérodynamique, le nombre de Reynolds caractéristique de l'écoulement autour d'un profil d'aile dans les conditions de vol est grand par rapport à l'unité. Suivant l'idée de Prandtl, l'écoulement peut être décomposé en deux régions, chapitre 8. Loin des parois du profil d'aile, les effets de la viscosité sont négligeables et l'écoulement est considéré comme non-visqueux. Près des parois, dans les couches limites, les effets visqueux doivent être pris en compte ainsi que dans le sillage qui se forme en aval du profil. Le chapitre 9 détaille les effets de la viscosité sur les écoulements en aérodynamique. En particulier on analyse l'effet du nombre de Reynolds sur l'écoulement de plaque plane et sur l'écoulement autour d'un cylindre circulaire. La comparaison fournit une première vision globale d'une grande partie des phénomènes rencontrés en aérodynamique.

Le modèle d'écoulement non visqueux n'est pas capable de prévoir toutes les performances aérodynamiques d'une aile ou d'un fuselage car les effets visqueux modifient sensiblement l'écoulement. Néanmoins, la modélisation et la compréhension du comportement d'un écoulement aérodynamique reposent beaucoup sur l'hypothèse d'écoulement non visqueux. Il est donc nécessaire d'avoir une bonne connaissance des propriétés de ces écoulements. Les derniers chapitres y sont entièrement consacrés. Le chapitre 10 décrit les propriétés fondamentales des écoulements non visqueux. Le théorème de Kelvin permet d'engager une discussion sur le rôle de la viscosité dans l'établissement de la portance d'un profil d'aile mis en mouvement brutalement. On présente aussi des résultats de base comme l'équation de Crocco, la relation de Saint-Venant et la relation de Bernoulli. Les ondes de choc font l'objet du chapitre 11. À l'échelle macroscopique les ondes de choc sont des discontinuités. Les phénomènes internes aux ondes de choc ne peuvent pas être traités par les équations de Navier-Stokes. Les principes de conservation de la mécanique et de la thermodynamique fournissent le saut des caractéristiques de l'écoulement à travers une onde de choc, pour la pression, la température, la masse volumique, etc. Comme application on étudie l'écoulement dans une tuyère convergente-divergente.

Autour d'un avion à faible vitesse, l'écoulement non visqueux est irrotationnel. Dans ces conditions la vitesse en un point de l'écoulement est le gradient d'une fonction scalaire appelée potentiel de vitesse (chapitre 12). De plus si l'écoulement est bidimensionnel et incompressible on définit la fonction de courant par laquelle l'équation de continuité est automatiquement satisfaite. On montre que le potentiel de vitesse et la fonction de courant sont des fonctions harmoniques conjuguées. On introduit alors le potentiel complexe qui est une fonction analytique dans le plan complexe. Outre le caractère élégant de cette méthode, elle est à la base d'une technique numérique très efficace—la méthode des singularités d'un usage courant en aéronautique. La mise en œuvre du potentiel complexe aboutit à des résultats théoriques importants. Le théorème de Zhukovskii (chapitre 13) relie la portance à la circulation de la vitesse le long d'un contour fermé entourant le profil. De plus la condition de Zhukovskii au bord de fuite permet de fixer la valeur de la circulation. Ainsi, la théorie des écoulements potentiels fournit l'évolution de la portance au moins à faible incidence.

La théorie des profils minces (chapitre 14) est une application de la méthode du potentiel complexe aux profils de faible épaisseur, de faible cambrure, à faible incidence. La linéarisation des conditions aux limites et la modélisation du profil par des singularités élémentaires conduisent à des résultats analytiques. En particulier, on montre que le coefficient de portance évolue linéairement en fonction de l'incidence. On montre aussi qu'il existe un axe par rapport auquel le moment de tangage est indépendant de l'incidence. Cet axe passe par le foyer situé au quart de corde avant du profil. Ces deux résultats sont très bien vérifiés par l'expérience. Sur une aile d'envergure limitée, la différence de pression entre l'intrados et l'extrados crée un écoulement qui contourne le bout d'aile et se transforme en un tourbillon longitudinal. Cette observation est à la base du modèle suggéré par Lanchester [36]. Pour une aile de grand allongement, Prandtl a développé la théorie de la ligne portante qui repose sur un système de lignes tourbillonnaires attachées à l'aile, chapitre 15. En aval, ces lignes forment une nappe tourbillonnaire. Ce modèle montre clairement que l'écoulement subit une déflexion conduisant à une traînée. Qualitativement, l'explication est très pertinente et l'accord avec l'expérience est excellent. Cette théorie constitue l'un des grands aboutissements de l'aérodynamique.

De nombreux progrès n'auraient pas vu le jour sans l'utilisation des mathématiques appropriées, quelques éléments sont donnés en annexe A. Dans ce document, le niveau n'est pas extrêmement élevé mais certains passages peuvent paraître difficiles lorsque par exemple les fonctions analytiques dans le plan complexe sont employées. D'autre part, les équations sont parfois écrites avec la notation tensorielle et des tenseurs d'ordre 2 apparaissent. Cela ne doit pas effrayer car les composantes des vecteurs et tenseurs sont toujours exprimées ici dans une base cartésienne orthonormée. Un tenseur d'ordre 2 peut alors être considéré comme une matrice carrée  $3 \times 3$ . De plus les expressions développées sont souvent données.

En général, il est supposé que le lecteur est familier avec les bases de mécanique des milieux continus [15, 57], de mécanique des fluides [2, 8, 24, 27, 28, 34, 42] et aussi avec les différentes méthodes de calcul en mathématiques, calcul différentiel, calcul intégral et avec les variables complexes [6, 7].



## Chapitre 2

# Modèle mathématique

En aérodynamique classique, on suppose que l'air est un gaz qui se comporte comme un *milieu continu déformable*. L'air est un fluide visqueux et conducteur de la chaleur.

On rappelle ici quelques notions de mécanique des fluides et de thermodynamique macroscopique nécessaires à la bonne compréhension de la suite. De plus longs développements se trouvent dans différents ouvrages [2, 11, 20, 24, 27, 28, 34, 42, 43, 53, 58, 64].

### 2-1 Modèle du milieu continu

L'hypothèse de milieu continu amène à idéaliser le fluide de sorte que des propriétés telles que la pression, la température, la vitesse, etc. sont définies en chaque point de l'écoulement [23]. Cette idée n'est valable qu'à l'échelle macroscopique et conduit à introduire la notion de *particule fluide*.

#### 2-1-1 Hypothèses

Une particule fluide est un point géométrique auquel on attribue des propriétés comme la pression, la masse volumique, la vitesse, etc. ce qui permet de les définir comme des fonctions de champ.

Considérons la masse  $\Delta M$  de fluide contenue à l'intérieur d'un domaine de volume  $\Delta V$ , il y a  $N_i$  molécules, éventuellement d'espèces différentes. Une molécule donnée a une masse  $m_i$ . La masse volumique moyenne est

$$\rho_m = \frac{\Delta M}{\Delta V} = \frac{\sum m_i}{\Delta V}. \quad (2.1)$$

La valeur de  $\rho_m$  dépend de la taille du domaine considéré. On distingue l'échelle de longueur microscopique  $\eta$ —typiquement le libre parcours moyen des molécules du gaz—et l'échelle macroscopique  $L$ . L'échelle  $L$  est celle du phénomène étudié, elle peut être par exemple la corde d'un profil d'aile, la longueur d'un avion ou encore l'épaisseur de la couche limite suivant le problème posé.

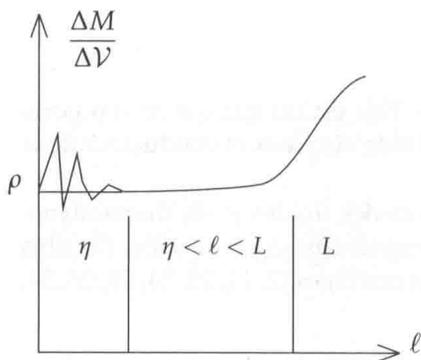
S'il existe une séparation très nette entre ces échelles, c'est-à-dire si  $\eta \ll L$ , on peut définir une valeur ponctuelle de  $\rho$  par

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta M}{\Delta V}.$$

La limite quand  $\Delta V \rightarrow 0$  doit être prise avec précaution car si la dimension  $\ell$  caractéristique du volume  $\Delta V$  doit être beaucoup plus petite que  $L$ , elle doit rester beaucoup plus grande que  $\eta$ ,

$$\eta \ll \ell \ll L.$$

La masse volumique ainsi définie est l'extrapolation représentée par le pointillé sur la figure 2-1.



Le volume  $\Delta V$  est caractérisé par une échelle de longueur  $\ell$ . Si cette longueur  $\ell$  est très petite, de l'ordre de grandeur des échelles microscopiques  $\eta$ , la masse volumique  $\rho_m$  définie par (2.1) dépend fortement du choix de  $\ell$ . Si la longueur  $\ell$  est trop grande, de l'ordre de grandeur des échelles de longueur macroscopiques  $L$ , la masse volumique  $\rho_m$  subit l'influence des variations des caractéristiques de l'écoulement à l'échelle macroscopique.

Fig. 2-1 – Masse volumique en un point

La définition des grandeurs locales est généralisée à toutes les propriétés de l'écoulement en se référant à des propriétés significatives. Par exemple, la vitesse est définie par le biais de la quantité de mouvement

$$\rho \vec{V} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum m_i \vec{v}_i}{\Delta V},$$

de sorte que la vitesse moyenne locale est définie comme une vitesse moyenne pondérée par la masse

$$\vec{V} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum m_i \vec{v}_i}{\sum m_i}.$$

Cette définition est d'ailleurs utilisée en théorie cinétique des gaz. Pour la température, on passe par la moyenne de l'énergie cinétique relative à l'agitation thermique des molécules. Pour la pression, on fait appel aux échanges de quantité de mouvement lors des interactions moléculaires.

Une mesure de la validité de l'hypothèse de milieu continu est fournie par le nombre de Knudsen

$$Kn = \frac{\eta}{L}.$$

À l'échelle macroscopique, le fluide se comporte comme un milieu continu si

$$Kn \ll 1.$$

En résumé, le modèle décrit le fluide par des particules fluides

particule fluide	:	point géométrique associé aux caractéristiques de l'écoulement : $p, \rho, T, \vec{V}$ , etc.
------------------	---	---

En outre, les grandeurs qui caractérisent l'écoulement sont supposées être des fonctions continues et dérivables, au moins par morceaux.

Enfin, on admet que deux particules fluides ne peuvent pas occuper la même position au même instant, c'est la condition d'impénétrabilité.

### 2-1-2 L'hypothèse de milieu continu en aérodynamique

Cette hypothèse est bien vérifiée en aérodynamique classique, c'est-à-dire dans le domaine qui concerne l'aviation civile.

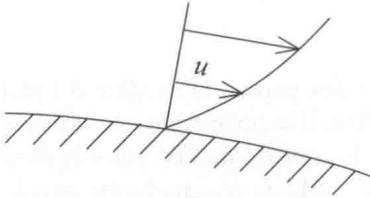


Fig. 2-2 – Modèle de Navier-Stokes : condition de non-glissement le long d'une paroi immobile

L'hypothèse de milieu continu s'applique le long d'une interface fluide-solide. Ainsi, la condition de non-glissement exprime que la vitesse de l'écoulement est égale à la vitesse du solide le long de l'interface si la paroi du solide est imperméable. Si le référentiel de travail est lié au solide, la vitesse de l'écoulement est nulle le long de la paroi du solide. De même, la température est continue le long de l'interface fluide-solide.

Condition de non-glissement : $\vec{V} = \vec{0}$ , $T$ continue à travers l'interface.
---

Il existe une exception à la validité de l'hypothèse de milieu continu : la présence d'ondes de choc à l'intérieur de l'écoulement [29, 63]. En effet, l'épaisseur d'un choc est de l'ordre de quelques libres parcours moyens de sorte que l'échelle macroscopique du phénomène, l'épaisseur du choc, n'est pas très grande devant les échelles microscopiques.

À l'échelle macroscopique, les ondes de choc sont considérées comme des surfaces de discontinuité.
--

L'étude des ondes de choc fait l'objet du chapitre 11. À travers une onde de choc, les méthodes employées dans l'ensemble de l'écoulement ne sont pas valables. Les relations de Rankine-Hugoniot relient les caractéristiques de l'écoulement de part et d'autre du choc, elles assurent des propriétés telles que la conservation de la masse et autres principes fondamentaux.

### 2-1-3 Modèles d'écoulements

L'hypothèse de milieu continu doit être respectée par le modèle d'écoulement. C'est le cas du modèle de Navier-Stokes, fig. 2-2. Dans certaines parties de l'écoulement le modèle est simplifié en négligeant les effets de la viscosité et de la conduction thermique. On aboutit au modèle souvent appelé de fluide parfait ou plus correctement d'écoulement *non visqueux* auquel correspond les équations d'Euler (chapitre 8).

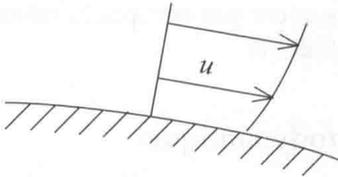


Fig. 2-3 – Modèle d'Euler : condition de glissement

Avec le modèle des équations d'Euler, le long d'une interface fluide-solide, on applique la *condition de glissement* : la vitesse du fluide par rapport à la paroi est tangente à l'interface, la vitesse normale à la paroi  $v_n$  est nulle. Plus généralement, le modèle d'écoulement non visqueux admet l'existence de *surfaces de glissement* à l'intérieur du fluide.

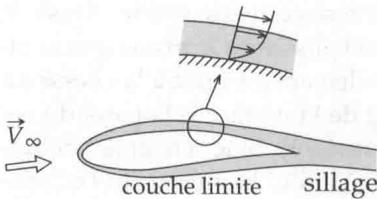


Fig. 2-4 – Couche limite et sillage

Au voisinage des parois, le modèle d'Euler n'est pas valable. Il se forme une *couche limite*, § 5-4-1. Dans la zone de proche paroi et dans le sillage, le modèle de couche limite se substitue au modèle d'Euler. Il permet de satisfaire la condition de non-glissement comme dans le modèle de Navier-Stokes.

## 2-2 Modèle thermodynamique pour l'air

On admet que l'air est un gaz divariant idéal, visqueux, conducteur de la chaleur.

### 2-2-1 L'air considéré comme gaz idéal

Un gaz *parfait* suit la première et la deuxième loi de Joule,

$$h = h(T) \quad \text{et} \quad e = e(T).$$

L'enthalpie et l'énergie interne, définies ici par unité de masse, sont liées par

$$h = e + \frac{p}{\rho}.$$

On montre alors que le gaz parfait suit la loi d'état

$$\boxed{\frac{p}{\rho} = \frac{\mathcal{R}}{\mathcal{M}} T,} \quad (2.2)$$

La constante des gaz parfaits est  $\mathcal{R} = 8,3145 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  et la masse molaire de l'air est  $\mathcal{M} = 0,02896 \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$ .