Annexe B

Propriétés physiques de quelques fluides

- ρ : masse volumique
- γ : tension superficielle
- η : viscosité dynamique
- $\nu = \eta/\rho$: viscosité cinématique
- λ : conductivité thermique
- $\kappa = \lambda/\rho C_p$: diffusivité thermique

	Air à 20°C	Eau à 20°C	Ethanol à 15°C	Glycérol à 15°C	Mercure à 15°C
ρ(kg/m^3)	1,205	998	790	1260	13610
γ (mN/m)		73	22	63	487
η (Pa.s)	$1,81 \times 10^{-5}$	$1,002 \times 10^{-3}$	$1,34 \times 10^{-3}$	2.33	$1,58 \times 10^{-3}$
ν(cm^2/s)	0,15	0,01	0,017	18,5	$1,16 \times 10^{-3}$
λ(J/ms°C)	$2,53 \times 10^{-6}$	$5,9 \times 10^{-5}$	$1,83 \times 10^{-5}$	$2,9 \times 10^{-5}$	$8,0 \times 10^{-4}$
κ(cm^2/s)	0,202	$1,42 \times 10^{-3}$	$9,9 \times 10^{-4}$	$9,8 \times 10^{-4}$	0,042

Annexe C

Petit catalogue de nombres sans dimension

Les paramètres physiques intervenant dans les nombres sans dimension sont une échelle de longueur L, une échelle de temps t, une échelle de vitesse U, une échelle de température T ainsi que les propriétés physiques du fluide masse volumique ρ, viscosité dynamique η, tension superficielle γ, difusivité thermique κ, diffusivité massique D.

On pourra consulter la page du *Treasure trove of physics* d'Eric Weinstein consacrée aux nombres sans dimension :
(http ://www.treasure-troves.com/physics/topics/DimensionlessParameters.html).

– nombre de Bond : rapport des effets de gravité et de la tension superficielle.

$$Bo = \frac{\rho g L^2}{\gamma} = \frac{L^2}{\lambda_c^2}$$

  où λ_c est la longueur capillaire.

– nombre capillaire : rapport des effets de la viscosité et de la tension superficielle.

$$Ca = \frac{\eta U}{\gamma}$$

– nombre d'Ekman : rapport des effets visqueux et de la force de Coriolis dans un écoulement en rotation à vitesse angulaire Ω

$$Ek = \frac{\nu}{\Omega L^2}$$

– nombre de Froude : rapport des effets inertiels et de la gravité.

$$Fr = \frac{U^2}{gL}$$

– nombre de Mach : rapport de la vitesse du fluide et de la vitesse du son

$$M = \frac{U}{c}$$

– nombre de Nusselt : flux de chaleur adimensionnel

$$Nu = \frac{HL}{\kappa \Delta T}$$

  où H est le flux de chaleur

– nombre de Péclet : rapport des effets convectifs et de la diffusion moléculaire pour le transport d'espèces en solution.

$$Pe = \frac{UL}{D} = ReSc$$

- nombre de Prandtl : rapport de la viscosité cinématique et de la difusivité thermique.

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa}$$

- nombre de Rayleigh : rapport de la force d'Archimède créée par l'expansion thermique et des effets de diffusion thermique et de quantité de mouvement.

$$Ra = \frac{\alpha \rho g \Delta T L^3}{\nu \kappa}$$

  où α est le coefficient d'expansion thermique et ΔT est la variation de température sur l'échelle L.
- nombre de Reynolds : rapport des effets inertiels et des effets de viscosité

$$Re = \frac{UL}{\nu}$$

- nombre de Rossby : rapport de l'accélération convective et de la force de Coriolis dans un écoulement en rotation à vitesse angulaire Ω

$$Ro = \frac{U}{\Omega L}$$

- nombre de Schmidt : rapport de la viscosité cinématique et de la diffusivité massique

$$Sc = \frac{\nu}{D}$$

- nombre de Stokes : rapport de l'inertie d'une particule solide et des forces visqueuses

$$St = \frac{\rho_s L U}{\eta}$$

  où ρ_s est la masse volumique de la particule et L sa taille.
- nombre de Strouhal : fréquence normalisée pour un écoulement instationnaire

$$Str = \frac{L}{Ut}$$

- nombre de Weber : rapport des effets inertiels et de la tension superficielle

$$We = \rho U^2 L / \gamma$$

Annexe D

Notions élémentaires sur les tenseurs

(d'après C. Pozrikidis, "Introduction to theoretical and computational fluid dynamics").

Les équations de la mécanique des fluides amènent à manipuler des tenseurs, en particulier le tenseur des contraintes et le gradient de vitesse. Notons ici quelques unes de leur propriétés essentielles.

Le caractère tensoriel d'une quantité se définit par rapport à ses transformations dans un changement de repère. Considérons deux systèmes de coordonnées cartésiennes (x_1, x_2, x_3) et (y_1, y_2, y_3) ayant une origine commune. Les coordonnées dans les deux systèmes d'axes sont reliées par :

$$y_i = A_{ij} x_j \quad \text{et} \quad x_i = y_j A_{ji}$$

où $\mathbf{A}$ est une matrice de rotation telle que son inverse soit égale à sa transposée : $\mathbf{A}^{\mathrm{T}} = \mathbf{A}^{-1}$.

Considérons maintenant une matrice 3x3 $\mathbf{T}$ dont les éléments sont des paramètres physiques dépendant des coordonnées d'espace et de temps. Lorsque les valeurs des éléments de $\mathbf{T}$ dans le système de coordonnées $\mathbf{y}$, notées $\mathbf{T}(\mathbf{y})$, sont reliées aux valeurs de ces mêmes éléments dans le système de coordonnées $\mathbf{x}$, notées $\mathbf{T}(\mathbf{x})$, par les relations :

$$T_{ij}(\mathbf{y}) = \mathrm{A_{ik} A_{jl} T_{kl}}(\mathbf{x}) \quad \text{et} \quad \mathrm{T_{ij}}(\mathbf{x}) = \mathrm{T_{kl}}(\mathbf{y}) \mathrm{A_{ki} A_{lj}}$$

la matrice $\mathbf{T}$ st un tenseur de rang deux. Une des caractéristiques importantes des tenseurs de rang deux est l'invariance de leur polynôme caractéristique $Det(\mathbf{T} - \lambda \mathrm{I})$ dans un changement de repère. De ce fait les racines du polynôme caractéristique, qui sont les valeurs propres du tenseur sont également invariantes par changement de repère.

Le polynôme caractéristique peut s'exprimer en fonction des trois invariants du tenseur :

$$Det(\mathbf{T} - \lambda \mathrm{I}) = -\lambda^3 + \mathrm{I}_3 \lambda^2 - \mathrm{I}_2 \lambda + \mathrm{I}_1$$

ces trois invariants ayant les expression suivantes :

$$I_1 = Det(\mathbf{T}) = \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3$$
$$I_2 = \lambda_1 \lambda_2 + \lambda_2 \lambda_3 + \lambda_3 \lambda_1 = \frac{1}{2}([Tr(\mathbf{T})]^2 - \mathrm{Tr}(\mathbf{T}^2))$$
$$I_3 = Tr(\mathbf{T}) = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3$$

Le gradient de vitesse $\mathbf{G}$ obéit aux règles de transformation énoncées ci-dessus, c'est donc un tenseur cartésien de rang deux. En effet, les composantes de vitesse se transforment comme les coordonnées d'espace, puisqu'elles sont des dérivées par rapport au temps de ces coordonnées. soit :

$$u_i(\mathbf{y}) = A_{ij} u_j(\mathbf{x}), \quad u_i(\mathbf{x}) = u_j(\mathbf{y}) A_{ij}$$

En utilisant la règle de dérivations succesives, on a pour la composante G_{ij} du gradient :

$$G_{ij} = \frac{\partial u_j(\mathbf{x})}{\partial x_i} = \frac{\partial y_k}{\partial x_i} \frac{\partial u_j(\mathbf{x})}{\partial y_k} = A_{ki} \frac{\partial u_j(\mathbf{x})}{\partial y_k} = A_{ki} A_{lj} \frac{\partial u_l(\mathbf{y})}{\partial y_k}$$

Le gradient se transforme donc comme :

$$G_{ij}(\mathbf{x}) = A_{ki}A_{lj}G_{kl}(\mathbf{y}).$$

Le troisième invariant, la trace du tenseur, est ici égal à la divergence de la vitesse. Il caractérise le changement de volume, par unité de temps, d'un élément de fluide. Lorsque le fluide peut être considéré comme incompressible, la trace de **G** est nulle. Les parties symétrique et antisymétrique de **G** sont également des tenseurs de rang deux.

Un autre exemple de tenseur de rang deux est le flux de quantité de mouvement $\rho u_i u_j$. Un raisonnement analogue à celui fait pour le gradient de vitesse montre qu'il se transforme dans un changement de repère comme :

$$\rho u_i u_j(\mathbf{x}) = A_{ki}A_{lj}\rho u_k u_l(\mathbf{y})$$

Annexe E

Équations en coordonnées cylindriques et sphériques

E.1 Équation de Navier-Stokes

E.1.1 Coordonnées cylindriques r, θ, x

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} + \mathbf{u}.\nabla u_x = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu \Delta u_x$$

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + \mathbf{u}.\nabla u_r - \frac{u_\theta^2}{r} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\Delta u_r - \frac{u_r}{r^2} - \frac{2}{r^2}\frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right)$$

$$\frac{\partial u_\theta}{\partial t} + \mathbf{u}.\nabla u_\theta + \frac{u_r u_\theta}{r} = -\frac{1}{\rho r}\frac{\partial p}{\partial \theta} + \nu \left(\Delta u_\theta - \frac{u_\theta}{r^2} + \frac{2}{r^2}\frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right)$$

où les opérateurs gradient et laplacien ont pour expression :

$$\nabla f = \left(\frac{\partial f}{\partial x}, \frac{\partial f}{\partial r}, \frac{1}{r}\frac{\partial f}{\partial \theta} \right)$$

$$\Delta f = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2}$$

E.1.2 Coordonnées sphériques r, θ, φ

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + \mathbf{u}.\nabla u_r - \frac{u_\theta^2}{r} - \frac{u_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left[\Delta u_r - \frac{2u_r}{r^2} - \frac{2}{r^2 sin\theta}\frac{\partial (u_\theta sin\theta)}{\partial \theta} - \frac{2}{r^2 sin\theta}\frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} \right]$$

$$\frac{\partial u_\theta}{\partial t} + \mathbf{u}.\nabla u_\theta + \frac{u_\theta u_r}{r} - \frac{u_\varphi^2 cot\theta}{r} = -\frac{1}{\rho r}\frac{\partial p}{\partial \theta} + \nu \left[\Delta u_\theta + \frac{2}{r^2}\frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta}{r^2 sin^2\theta} - \frac{2cos\theta}{r^2 sin^2\theta}\frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} \right]$$

$$\frac{\partial u_\varphi}{\partial t} + \mathbf{u}.\nabla u_\varphi + \frac{u_\varphi u_r}{r} + \frac{u_\varphi u_\theta cot\theta}{r} = -\frac{1}{\rho r sin\theta}\frac{\partial p}{\partial \varphi} + \nu \left[\Delta u_\varphi + \frac{2}{r^2 sin\theta}\frac{\partial u_r}{\partial \varphi} - \frac{u_\varphi}{r^2 sin^2\theta} + \frac{2cos\theta}{r^2 sin^2\theta}\frac{\partial u_\theta}{\partial \varphi} \right]$$

où les opérateurs gradient et laplacien ont pour expression :

$$\nabla f = \left(\frac{\partial f}{\partial r}, \frac{1}{r}\frac{\partial f}{\partial \theta}, \frac{1}{r sin\theta}\frac{\partial f}{\partial \varphi}, \right)$$

$$\Delta f = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 sin\theta}\frac{\partial}{\partial \theta}\left(sin\theta \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 sin^2\theta}\frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2}$$

E.2 Relations entre vitesse , potentiel et fonction de courant

$\mathbf{u}$ est la vitesse, ϕ le potentiel et ψ est la fonction de courant.

E.2.1 Ecoulement bidimensionnel

Coordonnées cartésiennes

$$u_x = \frac{\partial \phi}{\partial x}, u_y = \frac{\partial \phi}{\partial y}$$

$$u_x = \frac{\partial \psi}{\partial y}, u_y = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$$

Coordonnées polaires

$$u_r = \frac{\partial \phi}{\partial r}, u_\theta = \frac{1}{r}\frac{\partial \phi}{\partial \theta}$$

$$u_r = \frac{1}{r}\frac{\partial \psi}{\partial \theta}, u_\theta = -\frac{\partial \psi}{\partial r}$$

E.2.2 Ecoulement tridimensionnel

Coordonnées cylindriques

$$u_r = \frac{\partial \phi}{\partial r}, u_\theta = \frac{1}{r}\frac{\partial \phi}{\partial \theta}, u_x = \frac{\partial \phi}{\partial x}$$

Coordonnées sphériques

$$u_r = \frac{\partial \phi}{\partial r}, u_\theta = \frac{1}{r sin\varphi}\frac{\partial \phi}{\partial \theta}, u_\varphi = \frac{1}{r}\frac{\partial \phi}{\partial \varphi}$$

E.2.3 Ecoulement tridimensionnel avec symétrie de révolution

Coordonnées cylindriques x, r, θ

$$u_r = -\frac{1}{r}\frac{\partial \psi}{\partial x}, u_x = \frac{1}{r}\frac{\partial \psi}{\partial r}$$

Coordonnées sphériques r, θ, φ

$$u_r = \frac{1}{r^2 sin\varphi}\frac{\partial \psi}{\partial \varphi}, u_\varphi = -\frac{1}{r sin\varphi}\frac{\partial \psi}{\partial r}$$

Annexe F

Quelques repères historiques

Il s'agit ici d'une liste incomplète, très subjective. Le lecteur intéressé par ces aspects historiques consultera O. Darrigol, "Worlds of Flow. A history of hydrodynamics from the Bernoullis to Prandtl", Oxford University Press (2005) et J.D. Anderson, "A history of aerodynamics", Cambridge University Press (1997).

- 1687 Isaac Newton est le premier à proposer une théorie du frottement visqueux dans les fluides. Ses conclusions sont erronées mais il comprend que la résistance à l'écoulement a lieu au sein du fluide. Cette idée ne sera reprise que 150 ans plus tard.
- 1732 Henri de Pitot décrit dans une note à l'Académie des Sciences "une machine pour mesurer la vitesse des eaux courantes et le sillage des vaisseaux". Cette machine est maintenant connue sous le nom de tube de Pitot.
- 1738 Daniel Bernoulli publie "Hydrodynamique, ou Mémoire sur les forces et les mouvements des fluides" dans lequel il exprime le principe de conservation de l'énergie
- 1750 Leonard Euler établit les équations de mouvement d'un fluide non visqueux et en déduit la loi que nous appelons maintenant "loi de Bernoulli". D'après Lagrange, Euler est le fondateur de la mécanique des fluides. Euler introduit le concept de "particule fluide", petit élément de volume qui permet de décrire le champ de vitesse.
- 1822 Claude Navier, en partant des idées de Newton sur le frottement visqueux, introduit la viscosité dans les équations de mouvement. Ces mêmes équations seront ensuite obtenues sous des formes différentes par Cauchy, Poisson, Saint-Venant et finalement G. G. Stokes en 1845.
- 1839 L'hydraulicien Ludwig Hagen étudie l'écoulement d'eau dans des tubes de diamètre millimétrique et montre la variation du débit en puissance quatrième du diamètre. En 1844, le médecin Jean-Louis Poiseuille, afin d'étudier le mouvement du sang dans les veines et vaisseaux capillaires, effectue indépendamment des mesures similaires et trouve également que le débit varie comme $\Delta p R^4/L$.
- 1856 Henry Darcy, ingénieur des Ponts et Chaussées publie un mémoire sur "Les fontaines publiques de la ville de Dijon" dans lequel il établit la proportionnalité entre le débit de filtration dans les sols et la perte de charge.
- 1859 Helmholtz propose une décomposition du champ de vitesse en une partie rotationnelle et une partie rotationnelle. Il utilise la notion de lignes de vorticité pour décrire l'évolution temporelle de tourbillons et surfaces de discontinuité.
- 1882 James Thomson observe que la convection dans une couche de liquide horizontale s'accompagne de l'apparition de mouvement "cellulaires". Henri Bénard fera en 1900 les premières études systématiques de l'apparition des cellules de convection, sans doute la première observation directe d'une "brisure de symétrie". Lord Rayleigh en fait la première théorie en 1916.
- 1883 Osborne Reynolds met en évidence expérimentalement la transition laminaire-turbulent dans un écoulement dans un tube.
- 1897 Joseph Boussinesq établit une des premières théories des écoulements turbulents

- 1900 Maurice Couette perfectionne considérablement "l'appareil à cylindres tournants" et réalise les premières mesures vraiment précises de viscosité.
- 1906 Joukovski établit la relation entre portance et circulation autour d'un profil portant.
- 1910 Ludwig Prandtl développe la théorie de la couche limite
- 1915 sir Geoffrey Taylor réalise des mesures de pression sur un avion en vol (une réussite remarquable compte tenu de ce qu'était l'aviation de l'époque). La même année, il élabore la première théorie de la diffusion par la turbulence. G.I. Taylor est sans aucun celui qui a apporté la plus grande contribution à la mécanique des fluides pendant la première moitié du vingtième siècle[1]. Ses travaux touchent à tous les domaines de la dynamique des fluides et mêlent des théories novatrices et des expériences souvent simples et élégantes. G. I. Taylor s'est préoccupé aussi bien de problèmes fondamentaux que d'applications ; il est, par exemple, l'inventeur de l'ancre de marine dite C.Q.R. que l'on trouve maintenant sur presque tous les bateaux de plaisance. Lorsque les militaires américains rendirent public un enregistrement filmé de la première explosion nucléaire, G.I. Taylor détermina la puissance de la bombe (qui était gardée secrète) à partir de la vitesse d'expansion de la " boule de feu ", ce qui causa un certain émoi chez les dits militaires.
- 1921 Lewis Fry Richardson imagine, dans une vision orwelienne, le premier système de calcul parallèle pour les prévisions météorologiques : des opérateurs disposés régulièrement sur un bâtiment en forme de globe calculent localement l'évolution du champ de vitesse et de pression et, au signal d'un chef d'orchestre, transmettent les résultats à leurs voisins immédiats. Richardson apporte en 1926 une contribution importante à la diffusion par la turbulence en observant le mouvement de toutes sortes de traceurs dans l'atmosphère et dans les rivières (des tranches de navet par exemple !)
- 1938 Piotr Kapitza découvre la superfluidité de l'hélium, manifestation macroscopique de la condensation de Bose. Lev Landau établira une théorie de la transition superfluide quelques années plus tard.
- 1941 Le mathématicien Kolmogorov développe une approche statistique de la turbulence développée qui repose sur un échange continu d'énergie cinétique entre les différentes échelles spatiales.
- 1963 Le météorologiste Edward Lorenz met en évidence la "sensibilité aux conditions initiales" dans une simulation numérique des mouvements atmosphériques. Bien d'autres expériences de mécanique des fluides confirmeront cet aspect de "chaos déterministe" et remettront au goût du jour les idées développées par Henri Poincaré au début du siècle sur le mouvement chaotiques de corps célestes en interaction.
- 1975-7 Jerry Gollub et Harry Swinney à Princeton et Albert Libchaber et Jean Maurer à l'Ecole Normale Supérieure identifient clairement les premières transitions vers le chaos dans les écoulements. L'expérience de Gollub et Swinney n'est rien d'autre que l'analyse attentive des spectres de fluctuation dans l'instabilité de Taylor-Couette. Le coeur de l'expérience de Libchaber et Maurer est une minuscule cellule de convection contenant de l'hélium liquide. Depuis, d'autres types de transitions ont été découverts et le sujet a fait noircir des tonnes de papier.
- 1976 Brown et Roshko au California Institute of Technology mettent en évidence des structures organisées persistant dans des écoulements à très grand nombres de Reynolds. D'autres expériences, en particulier sur les couches limites, confortent l'idée qu'un écoulement turbulent conserve une organisation spatiale et temporelle qu'on ne peut décrire de manière purement statistique.
- 1980 Les premiers calculateurs parallèles permettent la simulation directe d'écoulements turbulents à des nombres de Reynolds raisonnables (quelques centaines). John Kim et Parziv Moin, au centre de recherche Ames de la NASA, utilisent le calculateur prototype ILLIAC-IV pour simuler un écoulement turbulent jusqu'à $Re = 14000$. Jusqu'à nos jours, la mécanique des fluides reste une des applications primordiales des supercalculateurs et les problèmes posés par la turbulence sont loin d'être résolus.

[1]G.K. Batchelor, "Life and legacy of G.I. Taylor,", Cambridge Univeristy Press, 1996

Annexe G

Références bibliographiques

G.1 Ouvrages généraux

– E. Guyon, J. P. Hulin, L. Petit, *Hydrodynamique Physique*, EDP Sciences CNRS Editions (2001) : le livre écrit par mes prédécesseurs à l'ESPCI.
– G.K. Batchelor, *An Introduction to Fluid Dynamics*, Cambridge University Press (1970) : LA référence classique en mécanique des fluides. Quelque fois un peu calculatoire, mais toujours très rigoureux.
– D.J. Tritton, *Physical Fluid Dynamics* (2nd edition), Oxford University Press (1988) : présentation moins formelle que Batchelor, plus "avec les mains". De nombreux sujets "modernes", qui vont au-delà de ce cours, sont traités dans la seconde édition.
– M. Van Dyke, *An Album of Fluid Motion*, Parabolic Press (1982) : compilation de visualisations dans des conditions très diverses, de l'écoulement rampant à l'écoulement hypersonique. La consultation de cet ouvrage est très utile pour se faire une idée de la forme réelle des lignes de courant.
– R.B.Bird, W.E. Stewart, E.N. Lightfoot, *Transport Phenomena* , Wiley (1960) : la mécanique des fluides appliquée au génie chimique. Un livre d'ingénieurs avec de nombreux exemples.
– G.M. Homsy et al., *Multimedia Fluid Mechanics*, Cambridge University Press (1999) CD-ROM interactif illustrant toutes les notions de base de la mécanique des fluides. Comprend une vidéothèque avec plus d'une centaine d'exemples d'écoulements. Seconde version sur DVD, beaucoup plus complète, à paraître fin 2007.

G.2 Ouvrages plus spécialisés

– M. Lesieur, *Turbulence* , Presses Universitaires de Grenoble (1994) : une bonne introduction à la turbulence qui peut se lire à un niveau élémentaire et à un niveau plus spécialisé.
– J. Gleick, *La théorie du chaos* , Flammarion (1987) : compte-rendu très vivant de l'émergence de la science du chaos dans les années 70 et 80.
– P. Bergé, Y. Pomeau, M. Dubois-Gance, *Des rythmes au chaos*, Odile Jacob (1997) : encore un ouvrage sur les instabilités et le chaos, par quelques uns des principaux chercheurs français dans le domaine.
– F. Brochard-Wyart, P.G. de Gennes et D. Quéré, *Gouttes, bulles, perles et ondes*, Belin (2005) : un ouvrage de référence sur le mouillage et les écoulements interfaciaux avec plus de deux cents vidéos commentées sur CD-ROM.
– P. Tabeling, *Introduction à la Microfluidique*, Belin (2003)
– P. Oswald *Rhéophysique Ou comment coule la matière*, Belin (2005)
– S. Hénon, B. Cabane *Liquides Solutions, dispersions, émulsions, gels*, Belin 2003
– S. Vogel, *Life in Moving Fluids*, Princeton Univeristy Press (1994) : une excellente introduction à l'interface biologie/mécanique des fluides.

– E. Bryant, *Climate processes and change*, Cambridge University Press (1997)

G.3 Pour une application ludique de la mécanique des fluides

– *The best of Sail trim* , Granada Publishing (1975) : une compilation d'articles parus dans la revue américaine Sail. Avec une approche scientifique du réglage des voiles.
– C. A. Marchaj, *Aerohydrodynamics of sailing*, Tiller Pub (2000), un ouvrage de référence très volumineux et très cher, mais qu'il est utile de consulter dans les librairies spécialisées ou dans les bibliothèques.
– R. Garrett & D. Wilkie, *The Symmetry of Sailing : The Physics of Sailing for Yachtsmen*, Sheridan House (1996)